

**Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science**

**Ermittlung des zeitlichen und
optischen Auflösungsvermögens des
First G-APD Cherenkov Telescope
mithilfe von Myon-Ringen**

Maximilian Nöthe
geboren in Castrop-Rauxel

2016

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
Fakultät Physik
Technische Universität Dortmund

Erstgutachter: Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode
Zweitgutachter: Prof. Dr. Carsten Westphal
Abgabedatum: 6. Juni 2016

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Methoden zur Ermittlung des zeitlichen und optischen Auflösungsvermögens des First G-APD Cherenkov Telescope (FACT) mithilfe von Myon-Ring-Ereignissen entwickelt und angewendet. Zunächst wurden Myon-Ring-Ereignisse mithilfe von multivariaten Verfahren identifiziert. Die Güte dieser Lernverfahren wurde in Hinblick auf eine Online-Analyse der Teleskopdaten in Abhängigkeit von der Laufzeit der Attributsgenerierung untersucht.

Auf den gewonnenen Ereignissen wurde dann die Standardabweichung der mittleren Ankunftszeiten der Photonen in den Pixeln der FACT-Kamera als Maß für die Zeitauflösung bestimmt. Die Ergebnisse zeigten zunächst einen Unterschied zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen. Deswegen wurde ein neuer Kalibrierungsschritt eingeführt, der die Zeitauflösung von 510 ps auf 380 ps verbessert. Um den verbleibenden Unterschied zu beheben, wurden zwei Methoden zur Anpassung der Simulation untersucht.

Zur Bestimmung der räumlichen Auflösung wurde ein Gauß-Profil an die Breite der Myon-Ring-Ereignisse angepasst. Die Standardabweichung dieser Gauß-Verteilung liefert ein Maß für die Punktspreizfunktion des Teleskops. Die Untersuchung zeigt eine Verbesserung durch eine im Mai 2014 durchgeführte Spiegeljustage. Diese Methode erfordert keine zusätzliche Beobachtungszeit und keine Interaktion mit dem Teleskop vor Ort. Sie ist deswegen für die ständige Überwachung des Teleskops geeignet.

Abstract

In this thesis, the temporal and optical resolution of the First G-APD Cherenkov Telescope (FACT) were determined using muon ring images. As a first step, multivariate machine learning methods were used to identify these events in the data taken by FACT. The performance of the machine learning models was evaluated with respect to the runtime of the attribute generation. This allows to select a trade-off between computation costs and performance for a possible online analysis.

By use of extracted muon events, the standard deviation of the mean arrival time of photons in camera pixels is used to determine the temporal resolution of FACT. Because a mismatch between telescope data and simulation was found, a new calibration method to correct the arrival times was developed. This resulted in an increase of the temporal resolution from 510 ps to 380 ps.

The width of the muon rings, which was estimated by fitting a gaussian distribution to the radial light profile of the muon rings, was used to determine the optical resolution of the telescope. This analysis shows a clear improvement in optical resolution from a mirror adjustment of the telescope in May 2014. Compared to previous methods, a great advantage of the presented technique is that neither additional observations, nor human intervention at the telescope is required. Which makes it ideal for monitoring purposes.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Astroteilchenphysik	2
1.2 Gammaastronomie	4
2 Das First G-APD Cherenkov Telescope	5
2.1 Forschungsziele	5
2.2 Aufbau	6
3 Maschinelles Lernen	9
3.1 Überwachtes maschinelles Lernen	9
3.2 Gütekriterien für Modelle des maschinellen Lernens	11
3.3 Validierung	13
4 Myonen und ihre Rolle in der abbildenden Tscherenkow-Astronomie	15
4.1 Physikalische Eigenschaften und Ursprung	15
4.2 Entstehung und Eigenschaften von Myon-Ring-Bildern	15
4.3 Nutzung für Kalibrierungsmessungen	18
5 Multivariate Extraktion von Myon-Ereignissen aus FACT-Daten	23
5.1 Erstellung von Trainingsdaten	23
5.2 Analyse-Software	25
5.3 Klassifizierung mit scikit-learn	30
5.4 Anwendung auf gemessene Daten	32
6 Bestimmung von Detektoreigenschaften	35
6.1 Zeitauflösung	35
6.2 Optisches Auflösungvermögen	44
7 Zusammenfassung und Ausblick	49
7.1 Zusammenfassung	49
7.2 Ausblick	51
A Simulationseinstellungen	53
Literatur	57

Kapitel 1: Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist es, in den Daten des First G-APD Cherenkov Telescope (FACT) Myon-Ring-Ereignisse mithilfe multivariater Verfahren zu identifizieren und zur Bestimmung von Detektor Eigenschaften, sowie zur Untersuchung der Detektor-Simulation zu nutzen. Diese Ereignisse werden durch einzelne Myonen hervorgerufen, sich direkt auf das Teleskop zu bewegen. Die Eigenschaften dieser Ereignisse erlauben es, wertvolle Informationen über den Detektor zu gewinnen. In Rahmen dieser Arbeit sollen diese Ereignisse genutzt werden, um das optische und zeitliche Auflösungsvermögen von FACT zu bestimmen. Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über den Gesamtzusammenhang des Forschungsfeldes von FACT, der Astroteilchenphysik, gegeben.

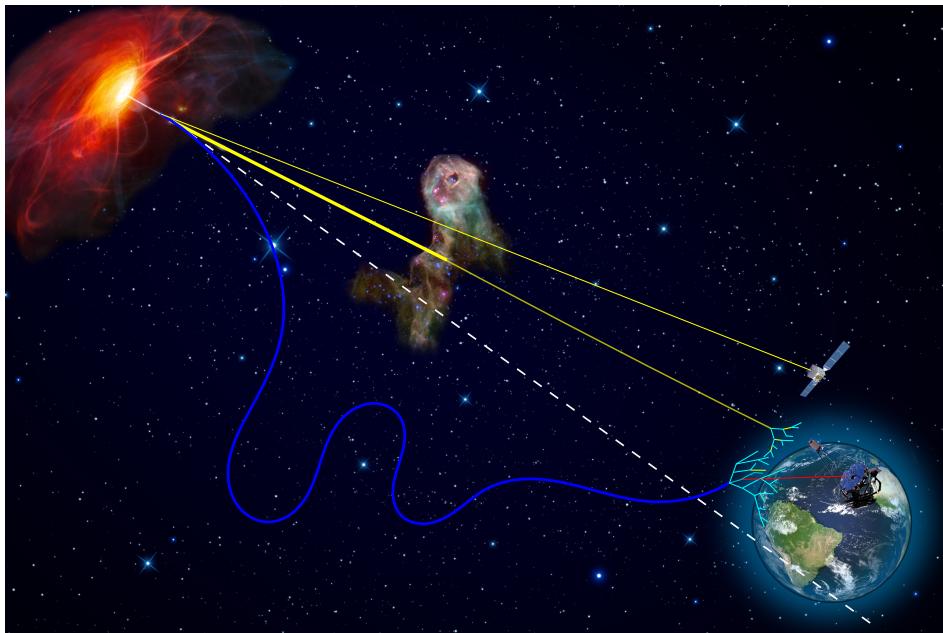


Abbildung 1.1: Übersicht über die aktuelle Forschung in der Astroteilchenphysik, nach [4]. Eine Quelle beschleunigt geladene kosmische Strahlung (blau), Photonen (gelb) und Neutrinos (weiß). Wenn hochenergetische Photonen oder Teilchen der geladenen kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre eindringen, bilden sich Teilchenkaskaden und Sekundärteilchen produzieren Tscherenkov-Licht, welches von bodengebundenen Teleskopen detektiert werden kann. Die Teilchen der geladenen kosmischen Strahlung werden durch kosmische Magnetfelder abgelenkt und verlieren daher ihre Richtungsinformation.

1.1 Astroteilchenphysik

Die Astroteilchenphysik beschäftigt sich mit den Elementarteilchen in unserem Universum. Die vielseitigen Forschungsziele umfassen zum Beispiel die Herkunft der geladenen kosmischen Strahlung, die Beschleunigungsmechanismen in den kosmischen Objekten, die Natur der Dunklen Materie sowie grundlegende Fragen der Kosmologie und der Teilchenphysik. Die Teilchen, die die Erde aus dem All erreichen, lassen sich in drei Klassen unterteilen: Photonen, geladene Teilchen und Neutrinos. Jede dieser Teilchenklasse kann unterschiedliche Einblicke in den Aufbau und die Geschichte unseres Universums, sowie über die physikalischen Prozesse darin geben.

1.1.1 Geladene kosmische Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung setzt sich aus geladenen Leptonen und Atomkernen zusammen. Aufgrund ihrer Ladung werden Teilchen der geladenen kosmischen Strahlung von den Magnetfeldern der Milchstraße bzw. des intergalaktischen Mediums abgelenkt und verlieren somit die Information über ihre Herkunft. Die Erde wird deshalb isotrop von hochenergetischer Strahlung getroffen. Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Es zeigt die Energie pro Quadratmeter Fläche, Sekunde und Raumwinkel, die die Erde erreicht. Der Energiefluss folgt über große Bereiche einem Potenzgesetz, welches jedoch an drei Stellen seinen Exponenten ändert. Den Hauptteil der geladenen kosmischen Strahlung bilden Protonen, ein kleinerer Teil fällt auf schwerere Kerne und Elektronen bzw. Positronen.

1.1.2 Neutrinos

Neutrinos besitzen ideale Eigenschaften, für die Übertragung von Information über ihren Herkunftsraum: Sie sind elektrisch neutral, werden also nicht von Magnetfeldern abgelenkt, ihr Wirkungsquerschnitt ist äußerst gering. Neutrinos verlassen ihre Quellregion somit weitgehend ungestört und werden auf ihrem Weg zur Erde auch kaum absorbiert. Ihr geringer Wirkungsquerschnitt macht allerdings auch ihre Detektion auf der Erde extrem aufwändig. Großen Experimenten wie IceCube gelang zwar der Nachweis astrophysikalischer Neutrinos [17], für den Nachweis von Punktquellen und damit eine Neutrino-Astronomie, reichen Ereignisraten und Winkelauflösung jedoch noch nicht aus [1].

1.1.3 Photonen

Photonen als ungeladene Elementarteilchen werden nicht von kosmischen Magnetfeldern abgelenkt und behalten somit ihre Richtungsinformation. Dies ermöglicht die Untersuchung einzelner Quellen. Photonen werden über einen enormen Energiebereich hinweg von einer Vielzahl verschiedener Experimente detektiert. Dabei wird ein Energiebereich

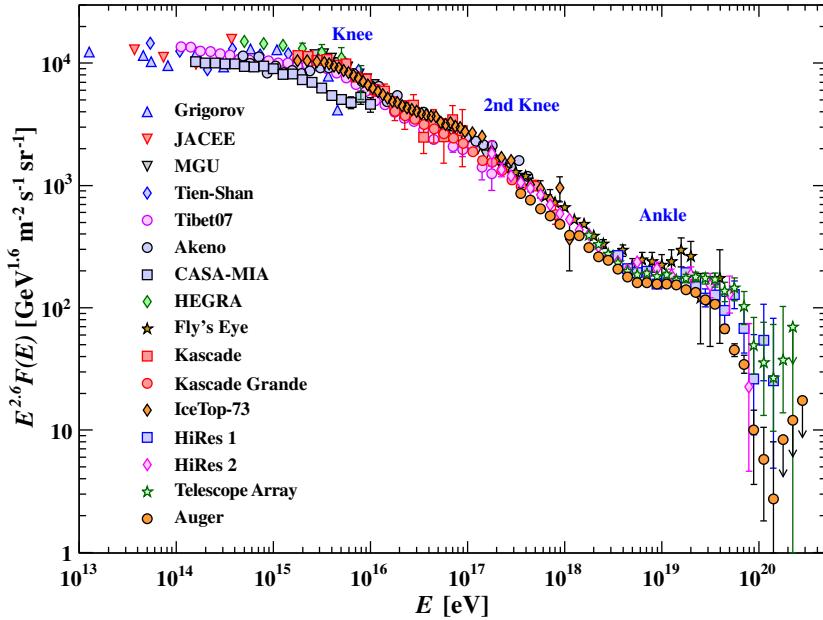


Abbildung 1.2: Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung. [31]

von etwa 20 Größenordnungen abgedeckt. Beginnend bei den kleinsten Energien im Radiobereich von ca. $1 \mu\text{eV}$, über das sichtbare Licht bis hin zur höchstenergetischen Gammastrahlung mit Energien bis zu mehreren hundert TeV.

Da der enorme Energiebereich, in dem Photonen von astrophysikalischen Quellen emittiert werden, nicht von einzelnen Experimenten abgedeckt werden kann, sind gemeinsame Kampagnen der verschiedenen Experimente nötig. Die Beobachtungen außerhalb des sichtbaren Spektrums ermöglichen es, nicht-thermische Prozesse im Universum zu untersuchen. Kandidaten für Beschleunigungsmechanismen sind in den verschiedenen Energiebereichen unter anderem folgende Prozesse:

- Synchrotron-Strahlung von beschleunigten Elektronen,
- inverser Compton-Effekt,
- Zerfall von neutralen Pionen.

Während die ersten beiden Kandidaten rein elektromagnetische Prozesse sind, würde der Nachweis von Pion-Zerfällen über die Form des Energiespektrums wiederum den Nachweis von hadronischen Prozessen und somit von Quellen der geladenen kosmischen Strahlung bedeuten.

Der im Vergleich zu Neutrinos sehr großer Wirkungsquerschnitt von Photonen erleichtert einerseits die Detektion auf der Erde durch Teleskope oder im All durch Satelliten-

Experimente. Anderseits werden Photonen sowohl in der Quellregion als auch auf ihrem Weg zu Erde absorbiert. Elektron-Positron-Paarbildung mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht¹, macht die Detektion von hochenergetischen Photonen über Entfernnungen von einigen Mpc hinaus unmöglich.

Bei einigen Quellen von Gammastrahlung, insbesondere bei Aktiven Galaktischen Kernen (AGNs), wurde eine hohe Variabilität des Flusses beobachtet. Um diese Variabilität in unterschiedlichen Energiebereichen zu untersuchen, sind gleichzeitige Beobachtungen verschiedener Experimente nötig. Dies geschieht im Rahmen von geplanten Multi-Wellenlängen-Kampagnen oder als Reaktion auf sogenannte „Flare-Alerts“, Benachrichtigungen eines Experiments, dass eine Quelle besondere Aktivität zeigt. Eine wichtige Aufgabe ist in diesem Zusammenhang die ständige Überwachung der bekannten Quellen.

1.2 Gammaastronomie

Bei Energien über einigen 100 GeV ist der Teilchenfluss so gering, dass direkte Nachweisverfahren, wie sie zum Beispiel in Satellitenexperimenten wie dem *Fermi* Large Area Telescope [5] verwendet werden, nicht genügend Statistik für aussagekräftige Ergebnisse liefern. Oberhalb dieser Energien werden bodengebundene Teleskope genutzt, die die Erdatmosphäre als Kalorimeter nutzen. Hierbei wird das Tscherenkow-Licht, welches in den von den Primärteilchen ausgelösten Teilchenkaskaden entsteht, nachgewiesen.

Trifft ein hochenergetisches Teilchen die Erdatmosphäre, so werden in Wechselwirkungen mit Luftmolekülen neue Teilchen erzeugt. Es entsteht eine Teilchenkaskade in der Photonen durch Paarbildung Elektron-Positron-Paare und diese wiederum durch Bremsstrahlung neue Photonen erzeugen. In diesen Teilchenschauern bewegen sich die geladenen Sekundärteilchen zum Teil schneller als die Lichtgeschwindigkeit in der Atmosphäre, sodass Tscherenkow-Strahlung emittiert wird. Diese Photonen besitzen Wellenlängen im UV- bis optischen Bereich und können von bodengebundenen Teleskopen nachgewiesen werden.

Eine große Herausforderung bei Tscherenkow-Teleskopen ist der große Untergrund an hadronischen Luftschauren, deren Rate um mehrere Größenordnungen über der Rate von Photon-Schauren liegt. Für die Untergrundunterdrückung und Energierekonstruktion sind aufwändige Simulationen mit zahlreichen freien Parametern nötig.

¹Engl. Extragalactic Background Light (EBL)

Kapitel 2: Das First G-APD Cherenkov Telescope

FACT ist ein abbildendes Tscherenkov-Teleskop zur Detektion von ausgedehnten Luftschaubern. Es befindet sich auf ca. 2200 m Höhe auf dem Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma.

2.1 Forschungsziele

FACT ist ein Teleskop-Prototypen zur Erprobung einer neuen Detektor-Technik in der Gammaastronomie: Es ist das erste Tscherenkov-Teleskop, welches zur Detektion der Tscherenkov-Strahlung Silizium Photomultiplier (SiPMs) als Photosensoren in der Kamera einsetzt.

Neben der Erprobung dieser, in der Gammaastronomie neuen Technologie werden bekannte, starke Gammastrahlungs-Quellen kontinuierlich überwacht werden. Die im Vergleich zu Photomultiplier Tubes (PMTs) deutlich robusteren Sensoren ermöglichen für diese Aufgabe längere Beobachtungszyklen , zum Beispiel durch die Möglichkeit auch bei hellem Mondlicht beobachten zu können.

Eine Hauptaufgabe ist hierbei die Alarmierung anderer Experimente im Fall erhöhter Aktivität einer Quelle. Die am meisten beobachteten Quellen sind neben dem Krebsnebel die Aktive Galaktische Kerne (AGNs) Markarjan 501, Markarjan 421 und 1ES 1959+650.

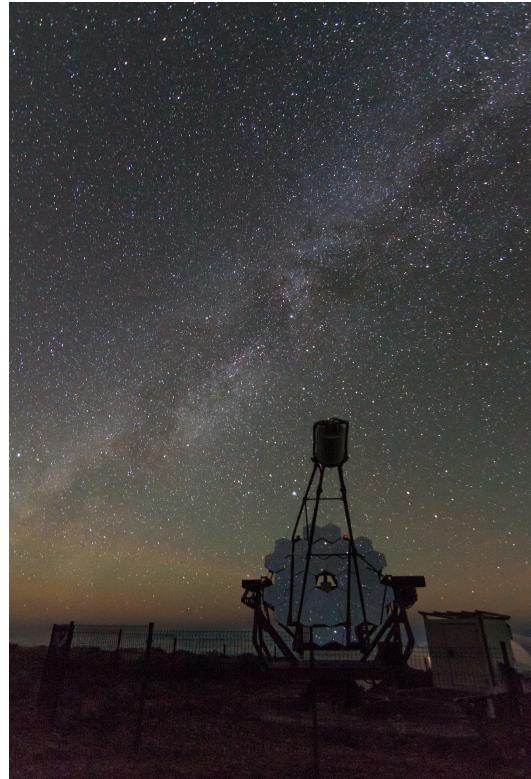


Abbildung 2.1: FACT während der Datennahme.

2.2 Aufbau

Im Folgenden wird ein Überblick über die für diese Arbeit relevanten Subsysteme von FACT gegeben. Weitergehende Information lassen sich [2] und [6] entnehmen.

2.2.1 Reflektor

Der Reflektor von FACT besitzt eine Brennweite von 4,889 m und besteht aus 30 hexagonalen Spiegeln mit einer Gesamtfläche von $9,51 \text{ m}^2$ [2, S. 5–7]. Diese Spiegel waren bis zu einer Spiegeljustage im Mai 2014 in der sogenannten Davies–Cotton-Geometrie ausgerichtet [18].

Im Zuge dieser Spiegeljustage wurden die Einzelspiegel neu ausgerichtet, zu einer Hybridausrichtung zwischen Davies–Cotton- und Parabol-Geometrie. Diese Hybridausrichtung soll für eine bessere Zeitauflösung als in der vorherigen Konfiguration sorgen. Außerdem wurde durch die Justage das optische Auflösungsvermögen des Teleskops stark verbessert. [29]

2.2.2 Kamera und Ausleseelektronik

Zur Detektion der Tscherenkow-Strahlung werden in der FACT-Kamera 1440 SiPMs vom Typ Hamamatsu MPPC S10362-33-50C eingesetzt. Insgesamt hat die Kamera einen Durchmesser von ca. 40 cm, zusammen mit der Brennweite ergibt sich ein Bildwinkel von $4,5^\circ$.

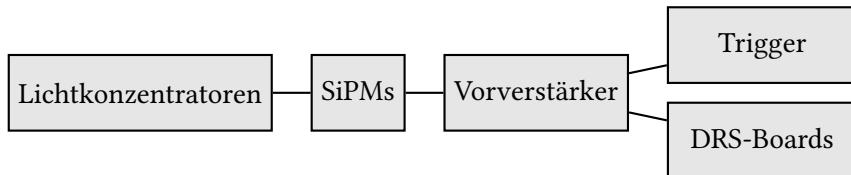


Abbildung 2.2: Vereinfachter schematischer Aufbau der FACT-Kamera. [3]

Lichtkonzentratoren

Zur Steigerung der aktiven Detektorfläche ist vor jedem Pixel ein Lichtkonzentrator mit einem hexagonalen Eintrittsfenster mit einem Inkreisdurchmesser von 9,5 mm. [2, S. 10–11] angebracht. Diese Lichtkonzentratoren bestehen aus massiven PMMA und bündeln das einfallende Licht per Totalreflektion an den Außenflächen auf das quadratische Austrittsfenster mit einer Kantenlänge von 2,8 mm.

Silizium-Photomultiplier

In der FACT-Kamera werden SiPMs verwendet, die aus 3600 einzelnen Geiger-Mode Avalanche Photo Diodes (G-APDs)-Zellen bestehen. Jede dieser Zellen ist eine im Geiger-Modus, also oberhalb der Durchbruchsspannung und in Sperrrichtung, betriebene Lawinenphotodiode. Trifft ein Photon eine Zelle löst es mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit eine Lawine von Elektron-Loch-Paaren aus, die in einem messbaren Strom resultiert. Die Auflösung für die Ankunftszeit einzelner Photonen liegt für diese Sensoren im Bereich von 300 ps und schwankt von Exemplar zu Exemplar [34].

Vorverstärker

Der Strom aus den SiPMs wird über einen Widerstand geleitet, an welchem die resultierende Spannung abgegriffen wird. Diese Spannung wird anschließend durch 36 Vorverstärker-Boards mit je 40 Kanälen verstärkt. [2, S. 15]

DRS4 Chip

Die verstärkten Spannungen werden von Domino Ring Sampler 4 (DRS4) Chips[33] mit einer Frequenz von 2 GHz abgetastet. Diese Chips bestehen aus 9 Kanälen mit je 1024 Kapazitäten, die als Ringbuffer für die Spannungen genutzt werden. So stehen zu jedem Zeitpunkt die Messwerte der letzten 512 ns zur Verfügung.

Eine externe Triggerschaltung entscheidet, wann Messwerte gespeichert werden sollen. Ist dies der Fall, werden bei regulären Observationen für jeden Pixel 300 Kapazitäten, entsprechend 150 ns, um den Triggerzeitpunkt herum ausgelesen, analog-digital-gewandelt und per Ethernet an den Datennahmrechner weitergeleitet.

Die Daten, die unter Verwendung des DRS4 Chips aufgenommen werden, müssen sowohl in ihrer Amplitude als auch in ihrer Messzeit kalibriert werden.

Die Notwendigkeit einer Amplitudenkalibrierung ergibt sich aus kleinen Unterschieden der verwendeten Kapazitäten, die außerdem temperaturabhängig sind. [6]

Die Samplingfrequenz von 2 GHz ist nicht vollständig konstant über die 1024 Zellen. Während die Gesamtzeit für einen Zyklus über alle Kapazitäten konstant ist, ist der Zeitabstand zwischen dem Befüllen von zwei Kapazitäten Schwankungen unterworfen, die einen weiteren Kalibrierungsschritt notwendig machen. [36]

Die mit den DRS4 Chips aufgenommenen Spannungszeitreihen weisen außerdem zwei Klassen von Artefakten auf, die als *Jumps* bzw. *Spikes* bezeichnet werden. Als Jump wird das sprunghafte Ansteigen der Nulllinie für mehrere Zellen auf Grund von Restladungen in den Kapazitäten bezeichnet. Spikes sind hingegen Pulse von 1 bis 4 Zellen Breite, deren Signal deutlich oberhalb der Nachbarzellen liegen. Diese Artefakte müssen ebenfalls in einem Kalibrierungsschritt entfernt werden, da die steilen Flanken dieser Effekte die Ermittlung der Ankunftszeit von Photonpulsen verzerren. [37, S. 28–32]

Kapitel 3: Maschinelles Lernen

FACT nimmt pro Nacht zwischen 300 GB und 1 TB Rohdaten auf, hierbei überwiegt sowohl bei der Untersuchung von Photonschauern als auch bei der Suche nach Myonen ein Untergrund aus hadronischen Schauern.

Der erste und wichtigste Schritt für die Trennung zwischen verschiedenen Ereignisklassen ist die Generierung von trennstarken Attributen. Existieren Datensätze mit bekannten Zugehörigkeiten zu den Ereignisklassen, bieten sich die Methoden des überwachten maschinellen Lernens an, um unbekannte Ereignisse zu klassifizieren. Die verwendeten Methoden werden in Abschnitt 3.1 vorgestellt.

In der Physik stehen Messdaten mit bekannter Wahrheit über die Ereignisklasse in der Regel nicht zur Verfügung. Daher wird auf umfangreiche Simulationen zurückgegriffen, um diese Datensätze künstlich zu erzeugen. Hierbei kommt es auf eine genaue Kenntnis der beteiligten physikalischen Prozesse sowie des Detektors an, damit die Simulation möglichst geringe Abweichungen zur Wirklichkeit besitzt.

Somit kommt der Kontrolle der Simulation, möglichst unabhängig von der eigentlichen Analyse, sowie der Kalibration der Detektoreigenschaften eine wichtige Rolle zu.

3.1 Überwachtes maschinelles Lernen

Im überwachten maschinellen Lernen wird zwischen zwei Phasen unterschieden:

Training Im Training wird ein Modell auf einem Datensatz mit bekannter Wahrheit gebildet, *trainiert*. Hierbei muss besonderes Augenmerk auf Qualitätskriterien und die Validierung des Modells gelegt werden. Die Parameter des Modells müssen dem gegebenen Problem angepasst und ein Übertrainieren verhindert werden.

Anwendung Nach dem Training kann das erstellte Modell genutzt werden, um Vorhersagen über die Ereignisklasse eines unbekannten Ereignisses zu treffen.

Modelle des überwachten maschinellen Lernens schließen *Neuronale Netze*[35], den *k-Nächste-Nachbarn*-Algorithmus und *Entscheidungsbäume* [12] ein. Aufbauend auf dem Konzept von Entscheidungsbäumen existieren Ensemble-Modelle, dies schließt *Random Forests*[11] und *Boosted Decision Trees* [22] ein. In dieser Arbeit werden nur Ensemble-Lerner verwendet, die auf Entscheidungsbäumen basieren.

3.1.1 Entscheidungsbaum

Einer der beliebtesten Algorithmen des maschinellen Lernens und Grundlage für viele fortgeschrittenere Methoden ist der Entscheidungsbaum.

Ein Entscheidungsbaum klassifiziert ein Ereignis durch eine Abfolge von binären Entscheidungen anhand der Attribute des Ereignisses. Schließlich erreicht ein Ereignis ein *Blatt*, welches das Ereignis einer der Zielklassen zuordnet. Die maximale Anzahl an Abfra-

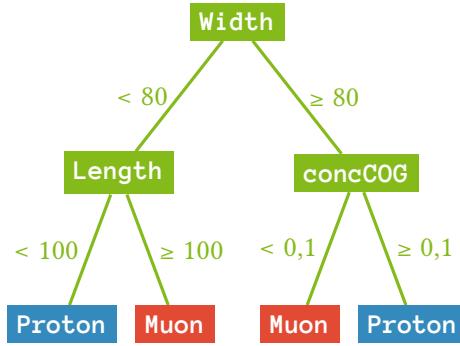


Abbildung 3.1: Ein beispielhafter Entscheidungsbaum. Knoten sind in grün dargestellt, der Name des zu betrachtenden Attributs ist in den Knoten eingetragen. Blätter sind entweder rot für eine Klassifikation als Muon oder blau für eine Klassifikation als Proton eingefärbt. Die jeweilige Entscheidungsfunktion ist entlang der Kanten eingetragen.

gen für ein Ereignis wird als *Tiefe* des Baumes bezeichnet.

Zum Erstellen eines Entscheidungsbaumes wird ein Datensatz mit bekannten Wahrheiten benötigt, Entscheidungsbäume gehören damit zu den Methoden des überwachten maschinellen Lernens. Sie werden nachdem *top-down* Verfahren erstellt. Aus allen Attributen wird der bestmögliche Schnitt gewählt, um den Datensatz zu trennen. Das Gütekriterium θ für diese Trennung vergleicht die Trennung im Mutterknoten (oder im ganzen Datensatz beim ersten Knoten) mit den aus diesem Schnitt resultierenden Knoten. Dies wird solange fortgeführt, bis der Datensatz entweder vollständig in Blätter, die nur noch eine Klasse enthalten aufgeteilt ist oder eine vom Nutzer festgelegte maximale Tiefe des Baumes erreicht ist. [12]

3.1.2 Random-Forest

Um die Varianz eines Lerners in Reaktion auf kleine Unterschiede im Trainingsdatensatz zu verringern, werden eine Vielzahl gleicher Lerner auf Datensätzen trainiert, die per Ziehen mit Zurücklegen aus dem ursprünglichen Datensatz erstellt wurden (*Bootstrapping*). So ergeben sich viele, leicht unterschiedliche Modelle. Für die Klassifizierung wird dann eine Mehrheitsentscheidung über alle trainierten Modelle gefällt. Dieses Vorgehen wird als *Bagging* bezeichnet. [10]

Bei Random-Forests wird zusätzlich zum Bagging ein weiteres Zufallsmoment hinzugefügt: An jedem Knoten werden dem Modell nicht alle Attribute zur Verfügung gestellt, sondern nur eine zufällige Untermenge. [11]

Zusätzlich zu den Parametern der zugrunde liegenden Entscheidungsbäume können

bei einem Random-Forest die Anzahl der Bäume n und die Anzahl der Attribute k , die an jedem Knoten gezogen werden, variiert werden.

Das Ergebnis eines Random-Forest-Modells ist der Anteil der Entscheidungsbäume, die für eine bestimmte Klasse gestimmt haben. Dieser Wert wird im folgenden als Konfidenz bezeichnet und wird oft als Wahrscheinlichkeitsmaß für die tatsächliche Klassenzugehörigkeit eines Ereignisses interpretiert. Dies trifft allerdings nur eingeschränkt zu [40].

Statt einer einfachen Mehrheitsentscheidung über die Bäume um ein Ereignis einer Klasse zuzuordnen, kann eine Schwelle für die Konfidenz gewählt werden, ab der ein Ereignis dieser Klasse zugeordnet wird.

Die Wahl dieser Schwelle wird durch die Anforderungen, die sich an die Klassifikation anschließenden Analyse, beeinflusst und durch die Auswertung verschiedener Gütekriterien unterstützt.

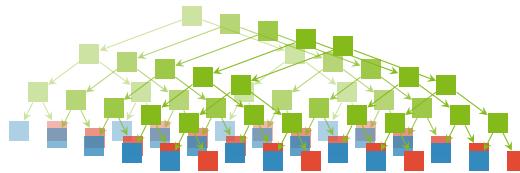


Abbildung 3.2: Darstellung eines Random-Forests als Kombination von 5 Entscheidungsbäumen.

Random-Forests lassen sich sowohl beim Training als auch in der Anwendung des Modells trivial parallelisieren, da jeder Baum unabhängig von den anderen ist. Dies macht sie für zeitkritische Anwendungen besonders geeignet.

3.2 Gütekriterien für Modelle des maschinellen Lernens

Für die Evaluierung der trainierten Modelle und die Wahl der Konfidenz-Schwelle werden Gütekriterien benötigt. Hier werden einige der verbreitetsten Kriterien vorgestellt.

3.2.1 Wahrheitsmatrix

Wird ein Modell zur Klassifizierung auf einen Test-Datensatz mit bekannten Wahrheiten angewendet, ist es möglich, die Entscheidung des Modells mit der Wahrheit zu vergleichen. Die Wahrheitsmatrix ist die Übergangsmatrix von den wahren Klassen zum Ergebnis des Modells. Für ein Zwei-Klassen-Problem mit Signal und Untergrund ergibt sich eine 2×2 -Matrix. Auf der Diagonalen stehen die Anzahlen der richtig klassifizierten Ereignisse, in den Nebendiagonalelementen stehen die Anzahlen an falsch klassifizierten Ereignissen. [20]

Für das Zwei-Klassen-Problem der Signal-Untergrund-Trennung haben sich folgende Bezeichnungen etabliert:

True positives	Anzahl der korrekt als Signal klassifizierten Ereignisse.
False positives	Anzahl der fälschlicherweise als Signal klassifizierten Ereignisse.
True negatives	Anzahl der korrekt als Untergrund klassifizierten Ereignisse.
False negatives	Anzahl der fälschlicherweise als Untergrund klassifizierten Ereignisse.

Aufgetragen in einer Wahrheitsmatrix ergibt sich:

		Wahrheit	
		Signal	Untergrund
Klassifiziert als	Signal	tp	fp
	Untergrund	fn	tn

3.2.2 Effizienz und Reinheit

Aus den in Abschnitt 3.2.1 erläuterten Werten lassen sich Reinheit und Effizienz der Klassifikation berechnen. Die Reinheit ist definiert als der Anteil der wahren Signalereignisse in der Menge aller als Signal klassifizierten Ereignisse [20]:

$$\text{Reinheit} = \frac{\text{tp}}{\text{tp} + \text{fp}} \quad (3.1)$$

Die Effizienz ist definiert als der Anteil der als Signal klassifizierten Ereignisse in der Menge aller Signalereignisse [20]:

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{tp}}{\text{tp} + \text{fn}} \quad (3.2)$$

Reinheit und Effizienz stehen üblicherweise in einer Austauschbeziehung. Bei einem Modell nimmt bei steigender Konfidenz-Schwelle die Reinheit zu und die Effizienz ab.

3.2.3 ROC-Graph

Im Receiver Operating Characteristic (ROC)-Graph wird die Signal-Effizienz gegen die Untergrund-Effizienz für alle möglichen Konfidenz-Schwellen aufgetragen. Für keinerlei Trennung der beiden Klassen ergibt sich die Diagonale. [20]

Die Fläche unter dieser Kurve ist ein geeignetes Qualitätsmaß, welches unabhängig von der gewählten Konfidenz-Schwelle ist. Dieser Wert ist deshalb geeignet um die Parameter eines Modells zu optimieren.

Für eine perfekte Klassifizierung ergibt sich eine Fläche unter der ROC-Graph von 1, für eine rein zufällige Zuordnung der Klassen ergibt sich 0,5. In Abbildung 3.3 sind zwei Beispiele für ROC-Graphen dargestellt.

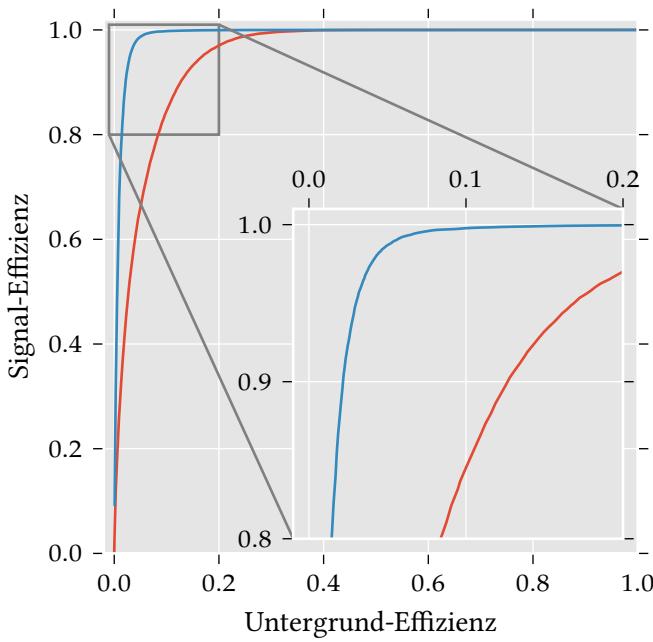


Abbildung 3.3: Zwei Beispiel-ROC-Graphen. Die blaue Kurve spricht für eine deutlich bessere Klassifikation, da sie bei gleicher Signal-Effizienz wesentlich weniger Untergrund enthält.

3.3 Validierung

Ein wichtiger Schritt während des Trainings eines Modells ist die Validierung der Gütekriterien. Es muss untersucht werden, wie stark die Eigenschaften des Modells auf statistischen Schwankungen im Trainingsdatensatz reagieren, da ansonsten keine Aussage über die Güte eines Modells in der Anwendung auf unklassifizierte Daten möglich ist.

Alle Verfahren für die Validierung von Modellen des überwachten maschinellen Lernens basieren darauf, Daten mit bekannter Wahrheit aus dem Training zurückzuhalten, um sie anschließend zur Bestimmung der Gütekriterien zu nutzen.

Eines der beliebtesten Verfahren ist die sogenannte Kreuzvalidierung. Der Trainingsdatensatz wird in N Teile unterteilt. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass in jedem Teil die Klassenanteile die gleichen wie im ganzen Datensatz sind. Anschließend werden jeweils $N - 1$ Teile für das Training und der andere Teil der Daten zum Testen benutzt. Dies liefert N Modelle, die auf unterschiedlichen Daten getestet wurden und somit getrennt evaluiert werden können. So können die Verteilungen der Gütekriterien bestimmt werden und mittlere Werte mit Unsicherheiten angegeben werden. [27]

Kapitel 4: Myonen und ihre Rolle in der abbildenden Tscherenkow-Astronomie

Myonen sind im Standardmodell der Teilchenphysik die Leptonen der zweiten Generation. Ihre Eigenschaften gleichen bis auf die etwa 200mal schwerere Ruhemasse denen der Elektronen. In der Gamma-Astronomie spielen kosmische bzw. atmosphärische Myonen eine wichtige Rolle, da sie eine einzigartige Ereignis-Signatur im Detektor hinterlassen, die für Kalibrierungsmessungen und die Ermittlung von Detektor-Eigenschaften geeignet ist.

4.1 Physikalische Eigenschaften und Ursprung

Myonen besitzen eine Ruhemasse von

$$m_\mu = 105,658\,371\,5 \pm 0,000\,003\,5 \frac{\text{MeV}}{c_0^2}, \quad [31, \text{S. 648}] \quad (4.1)$$

und eine mittlere Lebenszeit von

$$\tau_\mu = (2,196\,811 \pm 0,000\,022) \mu\text{s}, \quad [31, \text{S. 648}] \quad (4.2)$$

Atmosphärische Myonen entstehen hauptsächlich als Zerfallsprodukte geladener Mesonen in den Luftschaubern der geladenen kosmischen Strahlung, hauptsächlich (zu ca. 95 %) durch die Zerfälle von geladenen Pionen[15]:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (4.3)$$

Diese Myonen entstehen typischerweise in einer Höhe von 15 km. Die mittlere Energie von Myonen auf Seehöhe liegt bei ca. 4 GeV. Die Energieverteilung folgt zwischen 1 GeV und 100 GeV der primären kosmischen Strahlung, also einer Potenzverteilung mit spektralem Index $\gamma = 2,7$. [31, S. 380].

4.2 Entstehung und Eigenschaften von Myon-Ring-Bildern

In den Kameras von abbildenden, atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen hinterlassen Myonen eine einzigartige Signatur: Ringe. Im folgenden sollen nun die Entstehung dieser Signatur und die daraus resultierenden Eigenschaften erläutert werden.

4.2.1 Der Tscherenkov-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Medium mit einer höheren Geschwindigkeit βc_0 als der Lichtgeschwindigkeit c in diesem Medium, so wird das Medium zur Emission von Licht angeregt. Dieses Licht wird in einem festen Winkel zu Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert, dem Tscherenkov-Winkel θ_C , für den der Zusammenhang

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad (4.4)$$

gilt, n ist der Brechungsindex des Mediums. Hieraus lässt sich die minimale Energie bestimmen, ab der ein Teilchen Tscherenkov-Strahlung emittiert. Es muss

$$\frac{1}{n \cdot \beta} \leq 1 \quad (4.5)$$

sein, mit

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E}\right)^2}, \quad (4.6)$$

wobei E die Energie und E_0 die Ruheenergie sind, folgt:

$$E \geq \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (4.7)$$

Für den Brechungsindex in Luft in der Höhe des Teleskops ergibt sich nach der Näherungsformel nach Edlén [19] und für eine Temperatur von 10 °C ein Wert von $n = 1,00022$. Für ein Myon ergibt sich somit eine Minimalenergie für die Emission von Tscherenkov-Strahlung von

$$E_{\min} \approx 5 \text{ GeV}. \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.1 sind für mehrere Temperaturen der Brechungsindex von Luft gegen die Wellenlänge λ des Lichts und der Tscherenkov-Winkel θ_C gegen die Energie E eines Myons aufgetragen. Da θ_C proportional zum Radius des Myon-Rings ist, ergibt sich somit eine Abhängigkeit des maximalen Radius von Umweltbedingungen.

Ein Parabolspiegel bildet parallel einfallendes Licht auf die gleiche Position in der Bildebene ab. Ein sich auf die Kamera zu bewegendes Myon strahlt radialsymmetrisch und in einem festen Winkel θ_C zu seiner Bewegungsrichtung Tscherenkov-Licht ab. Somit entsteht in der Bildebene ein Kreis, dieser wird durch die begrenzte optische Auflösung des Systems zu einem Ring verbreitert.

Geometrisch haben vor Allem zwei Eigenschaften Einfluss auf die Position und Lichtverteilung des Ringes:

- Der Winkel δ zur optischen Achse bestimmt den Mittelpunkt des Rings, bei einem Winkel von 0° liegt der Mittelpunkt des Rings im Zentrum der Kamera.

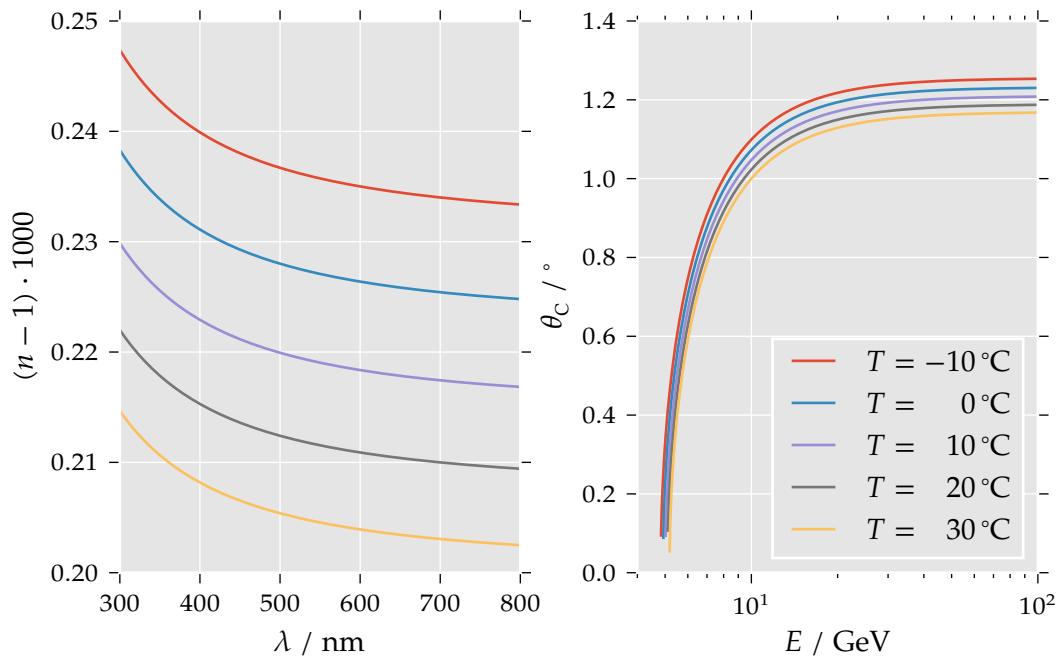


Abbildung 4.1: Links: Dispersionsrelation von Luft für den für Tscherenkov-Teleskope interessanten Wellenlängenbereich. Die Werte wurden nach der Näherungsformel von Edlén [19] berechnet. Rechts: θ_C gegen die Myonenergie. Alle Werte wurden für einen Luftdruck von $p = 785 \text{ mbar}$ berechnet, dem Jahresmittel für die Position von FACT.

- Der Abstand zu optischen Achse am Auftreppunkt auf dem Reflektor¹ ρ bestimmt die Lichtverteilung innerhalb des Rings.

Für einen idealisierten Reflektor (keine Segmentierung, keine Abschattung durch Verstrebungen) ergibt sich das Intensitätsprofil zu

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{1}{2} \alpha I \sin(2\theta_C) \cdot D(\varphi), \quad [9, (3.2)] \quad (4.9)$$

mit

$$D(\varphi) = \begin{cases} 2R \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2 \varphi} & \rho > R \\ 2R \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{\rho}{R} \cos \varphi} & \rho \geq R \end{cases} \quad [9, (3.3)] \quad (4.10)$$

Hierbei ist R der Spiegelradius, φ der Azimuth auf dem Ring, α die Feinstrukturkonstante und I das Integral über das Tscherenkow-Spektrum:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-2} d\lambda \quad (4.11)$$

Für den Radius des Rings in der Kamera ergibt sich

$$R_\mu \approx f \cdot \theta_C \quad [9, S. 18] \quad (4.12)$$

In den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 ist die Entstehung von Myon-Ringen für drei verschiedene geometrische Situation dargestellt. Um den Effekt der optischen Auflösung zu berücksichtigen, wurde der Kreis mit einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von 5 mm verschmiert.

4.3 Nutzung für Kalibrierungsmessungen

Aufgrund der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Eigenschaften sind Myonen-Ring-Bilder eine interessante Ereignisklasse, um Detektoreigenschaften und sogar Atmosphärenbedingungen zu messen und zu überwachen.

Im folgenden wird ein Überblick über die Verwendung von Myon-Ereignissen in anderen abbildenden, atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen gegeben.

Bestimmung der Photon-Detektions-Effizienz

Über den Vergleich der gemessenen Lichtverteilungen mit den theoretisch erwarteten oder simulierten Verteilungen lässt sich die Photon-Detektions-Effizienz für den gesamten

¹oft: impact parameter

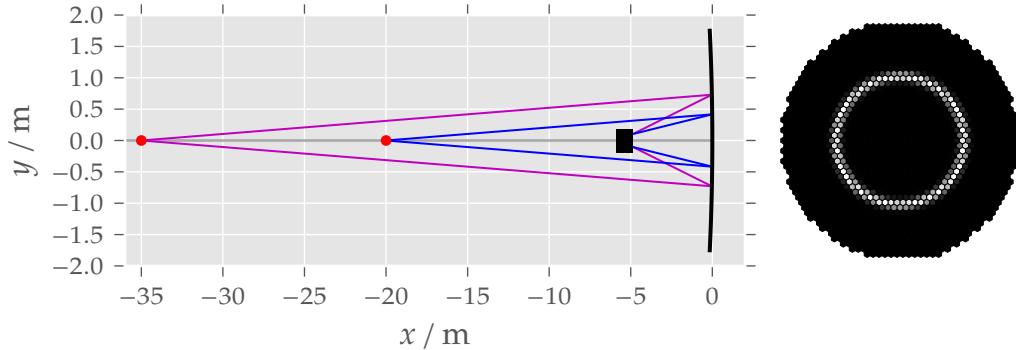


Abbildung 4.2: Entstehung eines Myon-Ringes für ein Myon mit $E = 50 \text{ GeV}$, für $\delta = 0^\circ$ und $\rho = 0$. Der entstehende Myon-Ring hat eine radialsymmetrisch Helligkeitsverteilung und liegt zentral in der Kamera.

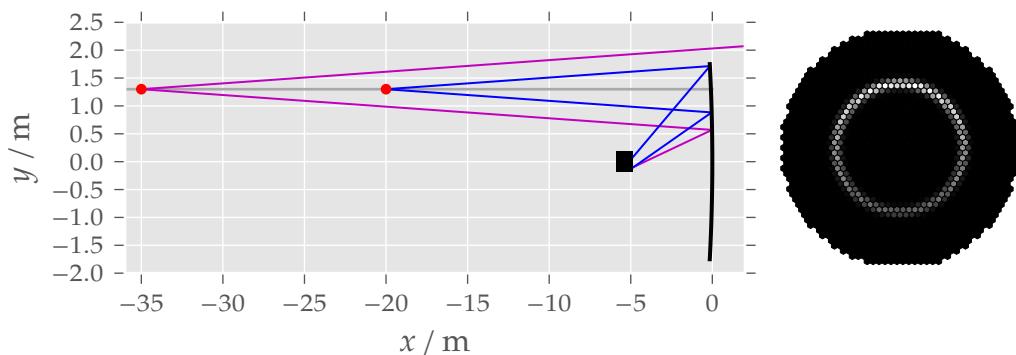


Abbildung 4.3: Entstehung eines Myon-Ringes für ein Myon mit $E = 50 \text{ GeV}$, $\delta = 0^\circ$ und $\rho = 1,3 \text{ m}$. Der entstehende Myon-Ring liegt zentral in der Kamera, weist aber eine asymmetrische Helligkeitsverteilung auf, da nicht alle Bereiche des Tscherenkov-Kegels den Reflektor erreichen.

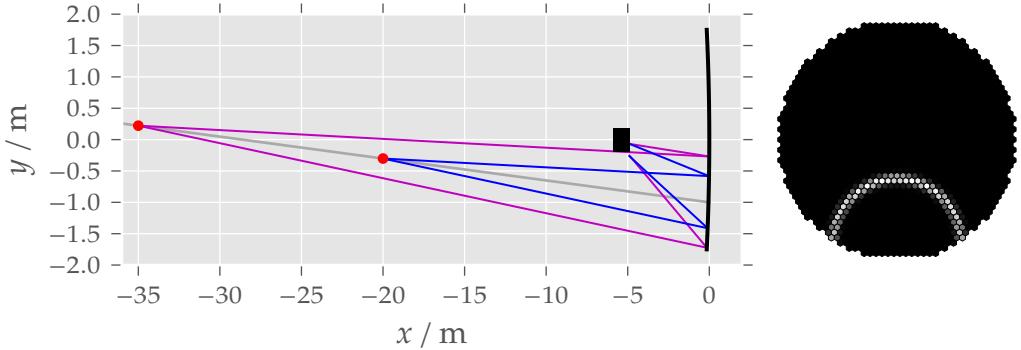


Abbildung 4.4: Entstehung eines Myon-Ringes für ein Myon mit $E = 50 \text{ GeV}$, $\delta = -2^\circ$ und $\rho = -1 \text{ m}$. Der Mittelpunkt des Myon-Rings liegt nicht mehr im Zentrum der Kamera. Die Helligkeitsverteilung ist ebenfalls asymmetrisch.

Detektor bestimmen. Dies wird oder wurde zum Beispiel von den Experimenten High Energy Gamma Ray Astronomy (HEGRA) [9], Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov (MAGIC) [23] und High Energy Stereoscopic System (H. E. S. S.) [28] genutzt. Im Falle von H. E. S. S. werden die gemessenen Effizienzen zur Korrektur der Daten genutzt.

Optisches Auflösungsvermögen

Die Breite von Myon-Ringen gibt außerdem Aufschluss über die optische Auflösung eines Teleskops. Zusammen mit Verbreiterung durch Mehrfachstreuung des Myons ist die optische Auflösung maßgebend für die Breite eines Myon-Ringes [9].

Zeitauflösung

Die Zeit, in der die Tscherenkov-Photonen eines Myons den Reflektor des Teleskops treffen, liegt für ein zentral auf die Kamera einfallendes Myon im Bereich von ca. 100 ps. In Abbildung 4.2 ist die geometrische Situation für ein zentral auf den Reflektor zufliegendes Myon dargestellt.

Die Zeitdifferenz zwischen dem ersten Photon und dem letzten Photon, welches den Spiegel trifft ergibt sich aus dem Laufzeitunterschied zwischen den Strecken, die das Myon bzw. die Photonen zum Reflektor durchlaufen. Die Geschwindigkeit des Myons beträgt hierbei $v = \beta c_0$, die der Photonen $c = c_0/n$.

Der maximale Abstand, ab dem Tscherenkov-Licht den Reflektor trifft, liegt bei

$$d_{\max} = \frac{R}{\tan \theta_C} \quad (4.13)$$

Für ein Myon mit $\beta \approx 1$ beträgt dieser Abstand ca. 85 m. Für den Laufzeitunterschied zwischen erstem und letztem Photon, welches den Reflektor erreicht ergeben sich ca.

4.3 Nutzung für Kalibrierungsmessungen

400 ps. Damit beträgt die Standardabweichung der einfallenden Photonen

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot 400 \text{ ps} \approx 115 \text{ ps.} \quad (4.14)$$

Dies ist die untere Grenze für die gemessene Standardabweichung der Ankunftszeiten von Photonen in Myon-Ringen.

Kapitel 5: Multivariate Extraktion von Myon-Ereignissen aus FACT-Daten

Für die Identifizierung von Myon-Ereignissen werden die Methoden des überwachten maschinellen Lernens genutzt. Der erste Schritt hierfür ist die Erstellung geeigneter Daten für die Trainingsphase der Modelle. Es folgt die Vorverarbeitung der Rohdaten, sowie die Attributsgenerierung. An diesem Punkt können die Daten für das Training der Lernverfahren genutzt werden. Diese werden für verschiedene Gruppen von Attributen evaluiert und schließlich wird das stärkste Modell auf gemessene Daten des Teleskops angewendet.

5.1 Erstellung von Trainingsdaten

Die für das Training eines überwachten Lerners nötigen Ereignisse lassen sich in der Astroteilchenphysik nur über aufwendige Computer-Simulationen erzeugen.

Für die Simulation der Teilchenschauer und Myonen in der Atmosphäre wird die Software Cosmic Ray Simulation for KASCADE (CORSIKA) [24] verwendet. Ergebnis der CORSIKA-Simulation sind die Tscherenkow-Photonen, die die Teleskop-Ebene erreichen. Ausgehend von diesen Photonen wird dann das Verhalten des Teleskops simuliert.

Die Software CORSIKA ermöglicht die Simulation von Myonen als Primärteilchen. Diese Simulationen werden als Signalklasse genutzt.

Der dominante Untergrund für die Extraktion von Myon-Ereignissen besteht aus von Hadronen, insbesondere Protonen, induzierten ausgedehnten Luftschauren. Für die Untergrundklasse werden daher Protonen als Primärteilchen simuliert.

Für das Ziel, Myon-Ring-Ereignisse zu extrahieren, reicht es allerdings nicht aus, das Primärteilchen, mit der die Simulation gestartet wurde als Zielgröße des Lerners nutzen. Dies hat zwei Gründe:

1. In proton-induzierten Luftschauren entstehen Myonen, die Ring-Ereignisse in der Kamera erzeugen.
2. Myon-Primärteilchen zerfallen oder induzieren Luftschauer.

Der erste Fall erzeugt Signal-Ereignisse in der Untergrundklasse, der zweite Fall erzeugt Untergrund-Ereignisse in der Signalklasse. Um Myon-Ring-Ereignisse aus dem Untergrund Datensatz zu entfernen, werden alle Ereignisse verworfen, bei denen mehr als die Hälfte der Tscherenkow-Photonen von Myonen emittiert wurden.

5.1.1 Myon-Simulation

Um einen möglichst reinen Datensatz von Myon-Ring-Ereignissen zu erzeugen, werden die Myonen erst ab einer Höhe von 300 m über dem Teleskop simuliert. Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit, dass Myonen auf ihrem Weg zum Teleskop zerfallen. Außerdem werden nur Myonen mit einem Winkel zur optischen Achse des Teleskops von weniger als 2° und einem Impact-Parameter von weniger als dem Spiegel-Radius simuliert. Dies sorgt dafür, dass nur Ereignisse erzeugt werden, die aus einem vollständigen Ring bestehen, der nicht aus der Kamera hinausragt. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Einstellungen für die Simulation aufgelistet. Alle Einstellungen für die CORSIKA-Simulation befinden sich in Anhang A.

Tabelle 5.1: CORSIKA-Einstellungen für die simulierten Myon-Ereignisse.

Option	Wert
Energiebereich	10 GeV – 1 TeV
Abstand zur optischen Achse	$\leq 1,75$ m
Winkel zur optischen Achse	$\leq 2^\circ$
Spektraler Index	-2,7
Zenit	0°
Starthöhe	300 m über FACT

5.1.2 Proton-Simulation

Für die Untergrundklasse werden simulierte Protontschauer genutzt. Es werden die in Dortmund für FACT produzierten Proton-Simulationen genutzt. Hierbei handelt es sich um ca. $7,8 \cdot 10^8$ simulierte Ereignisse, von denen allerdings nur ein Bruchteil die Triggerkriterien des Teleskops erfüllen. In Tabelle 5.2 sind die wichtigsten Einstellungen für die Protonen-Simulation aufgelistet. Alle Einstellungen befinden sich in Anhang A.

Tabelle 5.2: CORSIKA-Einstellungen für die simulierten Proton-Ereignisse.

Option	Wert
Energiebereich	100 GeV – 200 TeV
Abstand zur optischen Achse	≤ 400 m
Winkel zur optischen Achse	$\leq 5^\circ$
Spektraler Index	-2,7
Zenith	0° – 30°

Um Myon-Ring-Ereignisse aus dem Untergrund-Datensatz zu entfernen, werden alle

Ereignisse, bei denen mehr als die Hälfte der Tscherenkov-Photonen von Myonen emittiert wurde, verworfen. In Abbildung 5.1 ist die Verteilung des Anteils an Tscherenkov-Photonen, die von Myonen emittiert wurden, für Myon- sowie für Proton-Simulationen aufgetragen.

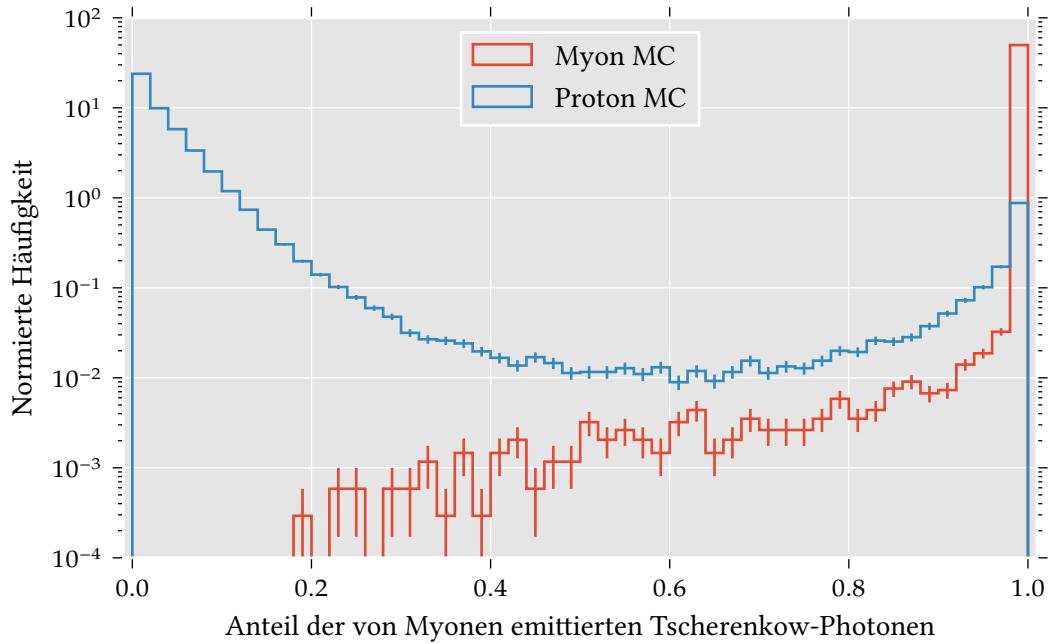


Abbildung 5.1: Anteil der Tscherenkov-Photonen, die von Myonen emittiert wurden für simulierte Myon-Ereignisse (rot) und Proton-Ereignisse (blau).

5.1.3 Detektor-Simulation

Die Detektor-Antwort wird mit der Software Ceres [13] simuliert. Ausgehend von den mit CORSIKA generierten Photonen wird das Verhalten des Reflektors, der Kamera und der Ausleseelektronik simuliert. Hiernach liegen die Daten im gleichen Format vor, wie die gemessenen Daten des Teleskops. Die genutzten Einstellungen für die Ceres Simulation befinden sich in Anhang A.

5.2 Analyse-Software

Für die Vorverarbeitung der simulierten und gemessenen Daten wird das auf dem streams Framework aufbauende Analyseprogramm FACT-Tools [14, 8] genutzt. Die für diese Arbeit genutzte Version ist 0.9.4. Der Source-Code steht auf [7] zur Verfügung.

FACT-Tools ist eine Erweiterung für die Gamma-Astronomie des an der TU Dortmund entwickelten streams-Framework, welches es erlaubt, Datenströme mit einer XML -Steuerdatei zu modellieren. Datenquellen werden als stream bezeichnet, dies kann zum Beispiel das Lesen von Teleskop-Daten aus einer Datei sein. Prozessoren sind Funktionen, die etwas aus diesen Daten berechnen und sie danach an den nächsten Prozessor oder eine Datensenke weitergeben. Eine Datensenke kann zum Beispiel das Schreiben von Analyseergebnissen in eine Datei sein. So lässt sich die ganze Vorverarbeitungskette vom Einlesen der Rohdaten bis zum Schreiben der extrahierten Attribute in einer einzelnen XML -Datei beschreiben.

5.2.1 Vorverarbeitung

Zunächst müssen die vorliegenden Rohdaten kalibriert werden. Ein wichtiger Schritt ist die Kalibrierung der von den DRS4-Chips aufgenommenen und danach A/D-gewandelten Ladungen. Diese müssen sowohl in ihrer Amplitude, als auch in ihrer Messzeit korrigiert werden. Außerdem werden Artefakte der Datennahme entfernt. Anschließend wird für jeden Pixel die Anzahl an Photonen, die diesen Pixel getroffen haben rekonstruiert.

Anschließend wird die mittlere Ankunftszeit der Photonen für jeden Pixel bestimmt. Ein Polynom dritten Grades wird an die steigende Flanke des Photonpulses angepasst. Die mittlere Ankunftszeit wird dann als Wendepunkt dieses Polynoms definiert.

Es folgt die Extraktion von Pixeln, die mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Tscherenkow-Photonen-Signal enthalten. Hierzu wird das sogenannte TwoLevelTimeNeighbourCleaning verwendet. Dieses Verfahren besteht aus mehreren Schritten:

1. Bestimmen aller Pixel mit mehr als 4 Photonen
2. Entfernen alleinstehender Pixel
3. Hinzufügen von benachbarten Pixeln mit mehr als 2 Photonen
4. Entfernen von Pixeln, die weniger als 2 Nachbarn mit einem Ankunftszeitenunterschied von ≤ 3 ns besitzen
5. Entfernen von Pixeln, die weniger als 1 Nachbarn mit einem Ankunftszeitenunterschied von ≤ 3 ns besitzen
6. Entfernen alleinstehender Pixel

Dieser Schritt soll Pixel, deren Signal von Rauschen oder Photonen des Nachthimmel-Hintergrundes dominiert werden entfernen.

5.2.2 Generierung von trennstarken Attributen für die Myon-Extraktion

Nach der Vorverarbeitung der Daten ist die Herausforderung trennstarke Attribute zu generieren, die eine Unterscheidung der Myon-Ereignisse von anderen Ereignisklassen ermöglichen.

Statistische Größen der Licht und Zeitverteilung Zu den am einfachsten zu bestimmenden Attributen gehören die zentralen Momente der Photonen- und Ankunftszeitverteilungen. Es werden die ersten vier zentralen Momente sowohl für alle Pixel, als auch nur für die vom Cleaning bestimmten Signalpixel bestimmt. Außerdem werden Median, Minimum und Maximum dieser Verteilungen ermittelt.

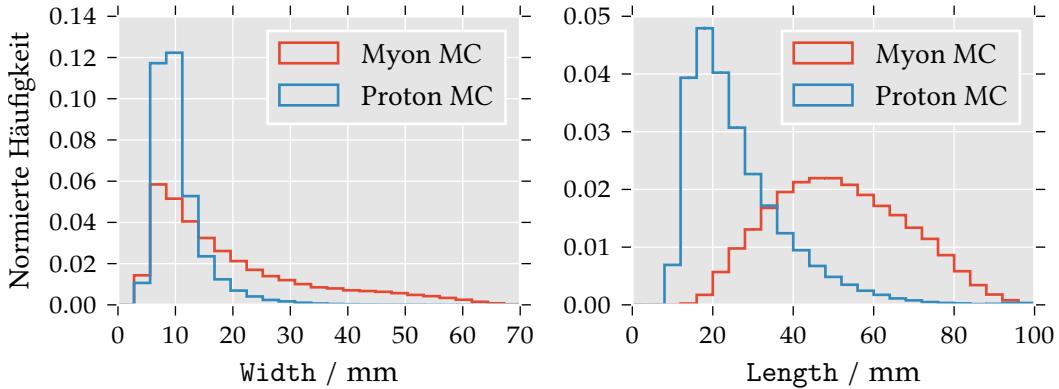


Abbildung 5.2: Width und Length für simulierte Myon-Ereignisse (rot) und Proton-Ereignisse (blau).

Hillas-Parameter In der abbildenden Tscherenkov-Astronomie werden zur Beschreibung von Luftschaubildern unter anderem die sogenannten Hillas-Parameter verwendet. Die klassischen Hillas-Parameter, zuerst vorgeschlagen in [25], beschreiben die Lichtverteilung des Schauers über eine Eigenwertzerlegung der Kovarianzmatrix der zweidimensionalen Lichtverteilung in der Kamera. Die Standardabweichungen entlang der beiden Hauptachsen werden als Length und Width bezeichnet. Die Lage des Schauers wird durch den Winkel Delta der Length-Achse zur x -Achse der Kamera und dem Winkel Alpha dieser Achse zur Quellposition beschrieben. Der Parameter Size bezeichnet die Anzahl der Photonen im Schauer.

Die Verteilungen von Length und Width für Myonen- und Proton-Ereignisse sind in Abbildung 5.2 aufgetragen.

Weitere Parameter aus der Gamma-Analyse In der Analyse von Gamma-Ereignissen werden weitere, zum Teil auf den Hillas-Parametern aufbauende, Attribute bestimmt.

Weitere Parameter sind:

Conc1	Verhältnis der Photonen im hellsten Pixel zu Size.
Conc2	Verhältnis der Photonen in den zwei hellsten Pixel zu Size.
ConcCOG	Verhältnis der Photonen in den drei Pixeln im Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung zu Size.
ConcCore	Verhältnis der Photonen in der 1σ -Ellipse aufgespannt durch Width und Length zu Size.
NumPixel	Anzahl der Pixel nach dem Cleaning.
NumIslands	Anzahl von zusammenhängenden Pixelgruppen nach dem Cleaning.

Die Verteilungen von concCOG und numIslands für Myonen- und Proton-Ereignisse sind in Abbildung 5.3 aufgetragen.

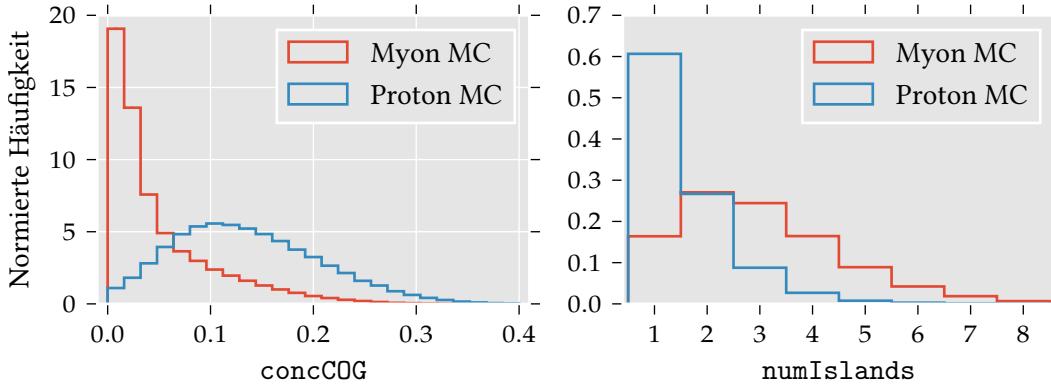


Abbildung 5.3: ConcCOG und numIslands für simulierte Myon-Ereignisse (rot) und Proton-Ereignisse (blau).

Hough-Transformation Zur Generierung von dedizierten Attributen für die Extraktion von Myon-Ereignissen wird eine Hough-Transformation durchgeführt. Erstmals für die Myon-Extraktion angewendet wurde die Hough-Transformation für das VERITAS-Experiment [39]. Die Implementierung für FACT und die generierten Attribute sind in [30] beschrieben.

5.2.3 Laufzeit

Die Hough-Transformation ist aufwendig verglichen mit der Berechnung der anderen Attribute. Für eine Echtzeit-Analyse kann es deswegen interessant sein, ob auch ohne eine Verwendung der rechen-intensiven Hough-Attribute eine ausreichend gute Trennung erreicht werden kann. Die mittleren Laufzeiten der verwendeten FACT-Tools-Prozessoren sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

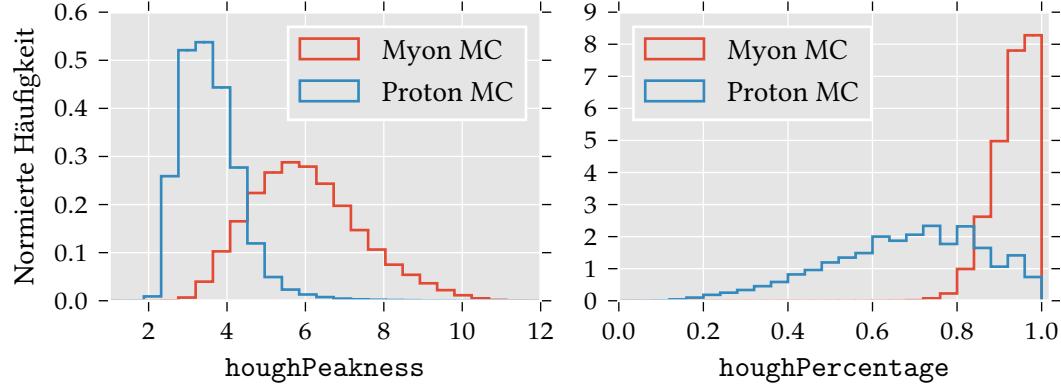


Abbildung 5.4: houghPeakness und houghPercentage für simulierte Myon-Ereignisse (rot) und Proton-Ereignisse (blau).

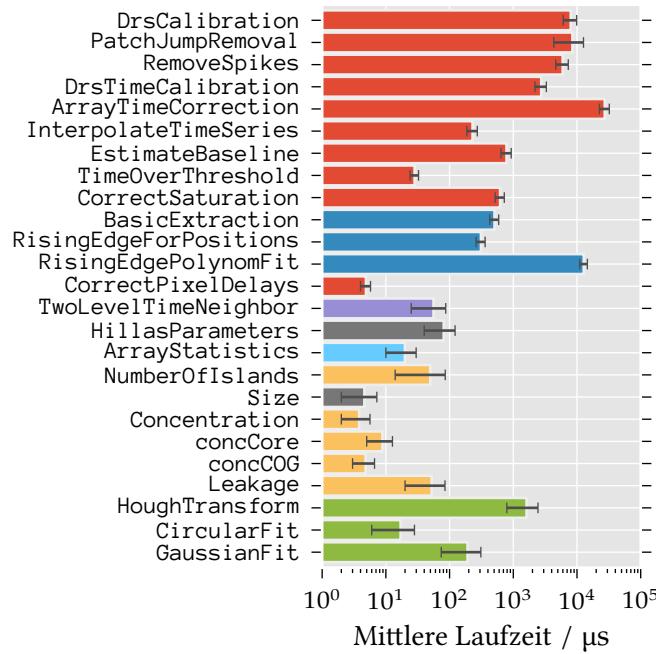


Abbildung 5.5: Mittlere Laufzeiten der für diese Analyse verwendeten FACT-Tools-Prozessoren. Die Prozessoren der Vorverarbeitungsschritte (rot und blau) nehmen mit großem Abstand die längste Zeit in Anspruch. Bei den Berechnungen der Attribute für die Trennung liegt die Hough-Transformation (grün) ein bis zwei Größenordnungen über den restlichen Attributen.

5.3 Klassifizierung mit scikit-learn

Für die Klassifizierung der Ereignisse wird die Python-Bibliothek `scikit-learn` [32] in der Version 0.17.1 genutzt.

Die Modelle werden auf jeweils 50 000 Proton- und Myon-Ereignissen trainiert und in einer 20-fachen Kreuzvalidierung validiert. Als Modell wird der `RandomForestClassifier` aus `sklearn.ensemble` mit 200 Entscheidungsbäumen genutzt.

Es werden Modelle auf unterschiedlichen Attributen gebildet und jeweils auf eine maximale Fläche unter dem ROC-Graphen optimiert. Die variierten Einstellungen für den Random-Forest sind:

`max_features` Anzahl der Attribute, die an jedem Knoten gezogen werden.

`max_depth` Maximale Tiefe der Entscheidungsbäume

Die generierten Attribute werden in vier Gruppen unterteilt:

Statistik (S)	enthält statistische Momente der Photonen- und Ankunftszeitenverteilungen für die ganze Kamera und für die Pixel nach dem Cleaning.
Hillas (Hi)	enthält alle quellunabhängigen Attribute aus der Gamma-Analyse
Hough (Ho)	enthält die Attribute, die aus der Hough-Transformation gewonnen werden
Fit (F)	enthält die Ergebnisse eines Maximum-Likelihood-Fits an die Lichtverteilung, das Verfahren ist in Kapitel 6.2 beschrieben.

In Abbildung 5.6 sind die ROC-Graphen für sechs Modelle aufgetragen, die mit unterschiedlichen Attributen trainiert wurden:

1. mit den Attributen der Gruppe Statistik.
2. mit den Attributen der Gruppe Hillas.
3. mit den Attributen der Gruppe Hough.
4. mit den Attributen der Gruppen Statistik und Hillas.
5. mit den Attributen der Gruppen Statistik, Hillas und Fit.
6. mit den Attributen der Gruppen Statistik, Hillas, Fit und Hough.

In Tabelle 5.3 sind die Flächen unter dem ROC-Graphen für die sechs verschiedenen Modelle aufgetragen. Die angegebenen Fehler sind die Standardabweichungen der Werte aus einer 20-fachen Kreuzvalidierung.

Generell ist zu erkennen, dass die Leistung der Klassifikation zunimmt, je mehr Attribute dem Modell zur Verfügung gestellt werden. So ist A_{ROC} für das Modell, welches mit allen erstellten Attributen trainiert wurde, am höchsten. Die Attribute, die mit Hilfe der Hough-Transformation erstellt wurden, führen allerdings alleine schon zu einer höheren Leistung als die Verwendung der statistischen Momente oder der Hillas-Parametern.

Die Implementierung des Random-Forest in `scikit-learn` erlaubt es, die Wichtigkeit der einzelnen Attribute für die Klassifikation zu betrachten. Als Maß für die Wichtigkeit

Tabelle 5.3: Fläche unter dem ROC-Graphen für die sechs mit unterschiedlichen Gruppen von Attributen trainierten Modelle.

Genutzte Attributsgruppen	A_{ROC}
S	$0,9508 \pm 0,0023$
Hi	$0,9857 \pm 0,0014$
Ho	$0,9879 \pm 0,0011$
Hi + S	$0,9905 \pm 0,0017$
Hi + S + F	$0,9930 \pm 0,0010$
Hi + S + F + Ho	$0,9932 \pm 0,0010$

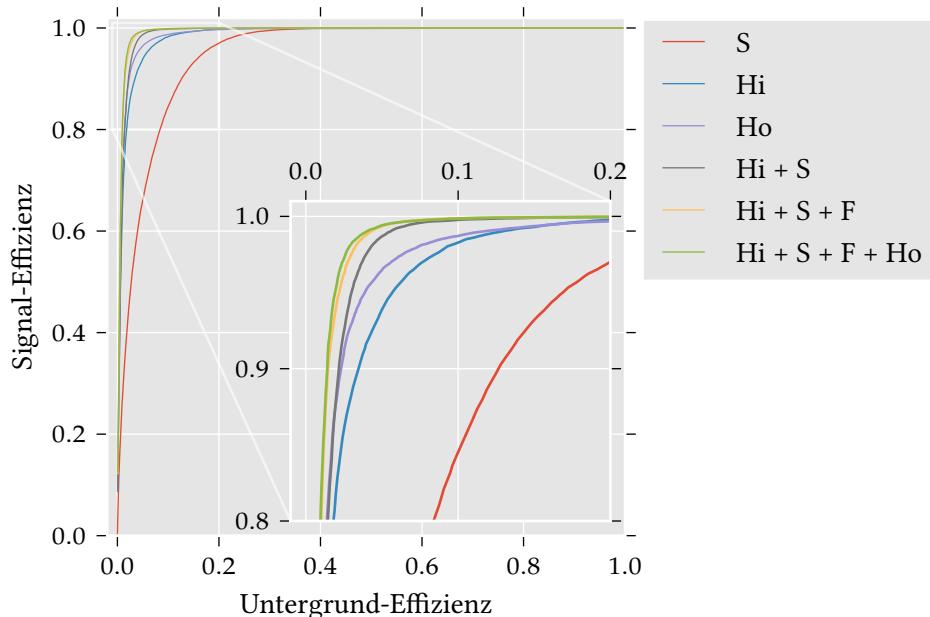


Abbildung 5.6: ROC-Graphen für die fünf, mit unterschiedlichen Attributen trainierten Modelle. Wie erwartet zeigt sich eine Zunahme der Klassifikationstärke mit Zunahme neuer Attribute. Der Gewinn durch die Hough-Attribute wird allerdings durch eine stark erhöhte Rechenzeit in der Vorverarbeitung erkauft.

wird die Verbesserung im Gütekriterium für den Schnitt gewichtet mit der Größe des Datensatzes im jeweiligen Knoten verwendet. Die Wichtigkeiten der einzelnen Attribute für das Modell, welches auf allen verfügbaren Attributen trainiert wurde, ist in Abbildung 5.7 aufgetragen.

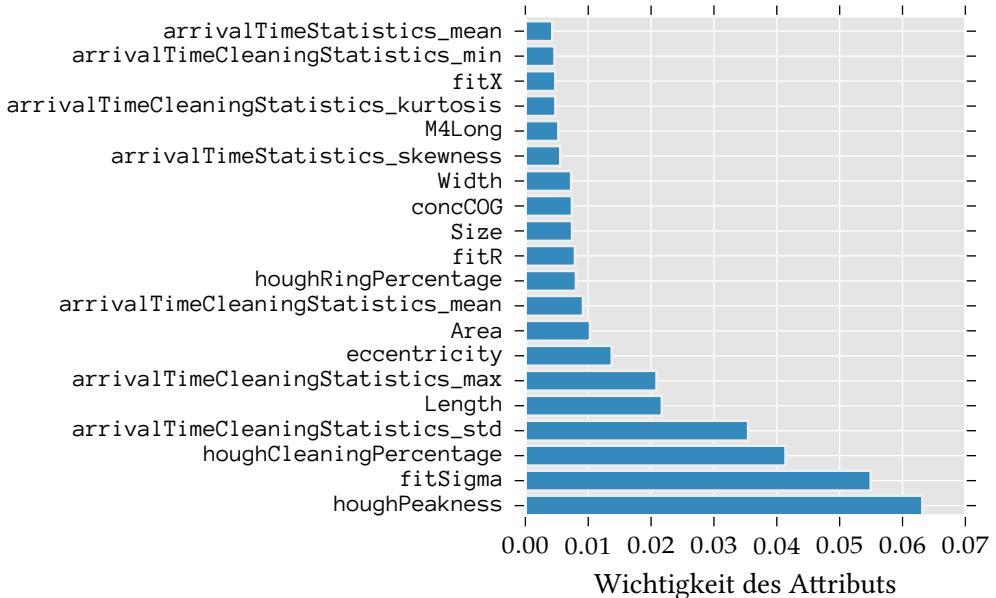


Abbildung 5.7: Wichtigkeit der 20 wichtigsten Attribute für das Modell, welches auf allen Attributen trainiert wurde.

Für die weitere Beurteilung der Modelle werden Reinheit und Signal-Effizienz der drei Modelle mit den höchsten Werten für A_{ROC} betrachtet. In Abbildung 5.8 sind diese Werte in Abhängigkeit der gewählten Konfidenz-Schwelle aufgetragen. Die Fehlerbänder stellen die 1σ -Quantile aus der 20-fachen Kreuzvalidierung dar.

5.4 Anwendung auf gemessene Daten

Im Rahmen dieser Arbeit werden Daten aus dem Zeitraum 1. Oktober 2013 bis 31. Dezember 2014 analysiert. In diesen Zeitraum fällt eine Spiegeljustage, die im Mai 2014 durchgeführt wurde, sodass es möglich ist, die Effekte dieser Justage auf Myon-Ereignisse zu untersuchen.

Ausgewählt wurden alle verfügbaren Daten, die die in Tabelle 5.4 aufgelisteten Kriterien erfüllt haben. Insgesamt entspricht der untersuchte Datensatz einer Messzeit von 110,2 h.

Zur Extraktion der Myon-Ring-Ereignisse wird das leistungsstärkste Modell auf die gemessenen Daten angewendet. Zur Klassifikation als Myon-Ring wird eine Konfidenzschwelle von 0,95 gewählt.

In Abbildung 5.9 ist eine Auswahl an selektierten Myon-Ereignissen dargestellt.

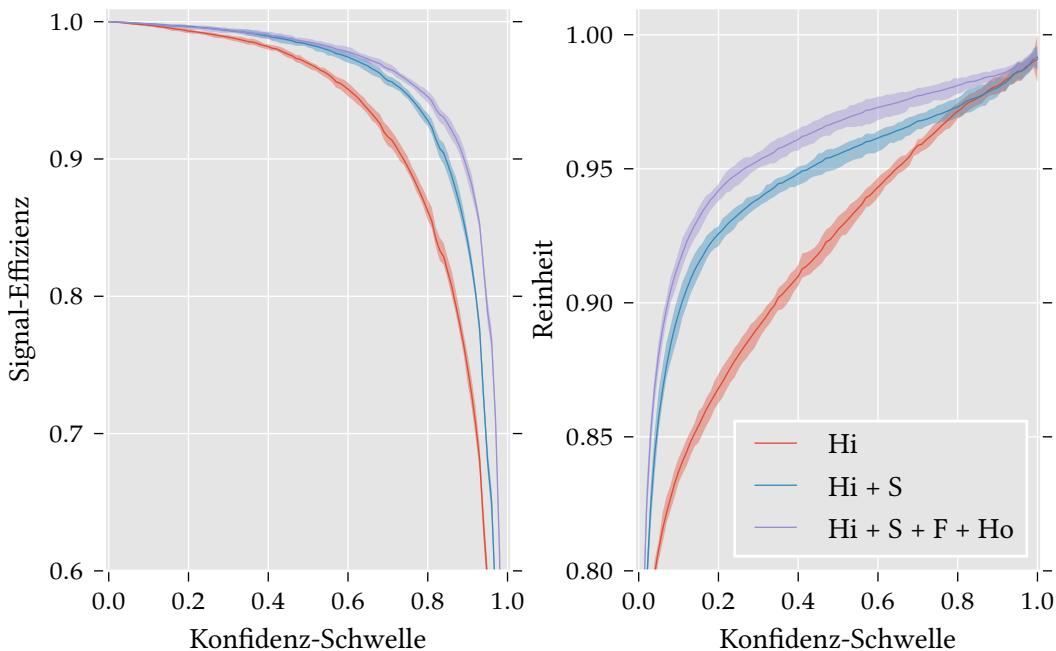


Abbildung 5.8: Signal-Effizienz (links) und Reinheit (rechts), aufgetragen gegen die gewählte Konfidenzschwelle. Es fällt auf, dass die Modelle für hohe Konfidenzschwelle alle in der Lage sind, ungefähr die gleichen Reinheiten von $\geq 95\%$ zu erreichen, während sich die Signal-Effizienz stark unterscheidet.

Tabelle 5.4: Bedingungen für die Datenselektion

Bedingung	Erläuterung
Zenith $\leq 30^\circ$	Nur kleine Zenithwinkel, um eine getrennte Behandlung nach Zenithwinkeln zu vermeiden
Mittlerer Pixelstrom $< 8 \mu\text{A}$	Kleine Ströme in der Kamera, entsprechen dunklen Nächten.
Winkelabstand zum Mond $> 90^\circ$	Vermeidung von Mondlicht.
Relative Zeit mit Triggerbereitschaft $> 0,95$	Werte wesentlich kleiner als 1 sprechen für technische Probleme oder Störquellen.
40/s $<$ Mittlere Triggerate $< 85/\text{s}$	Zu hohe oder zu niedrige Triggeraten sprechen für technische Probleme, Störquellen oder schlechte Wetterbedingungen.

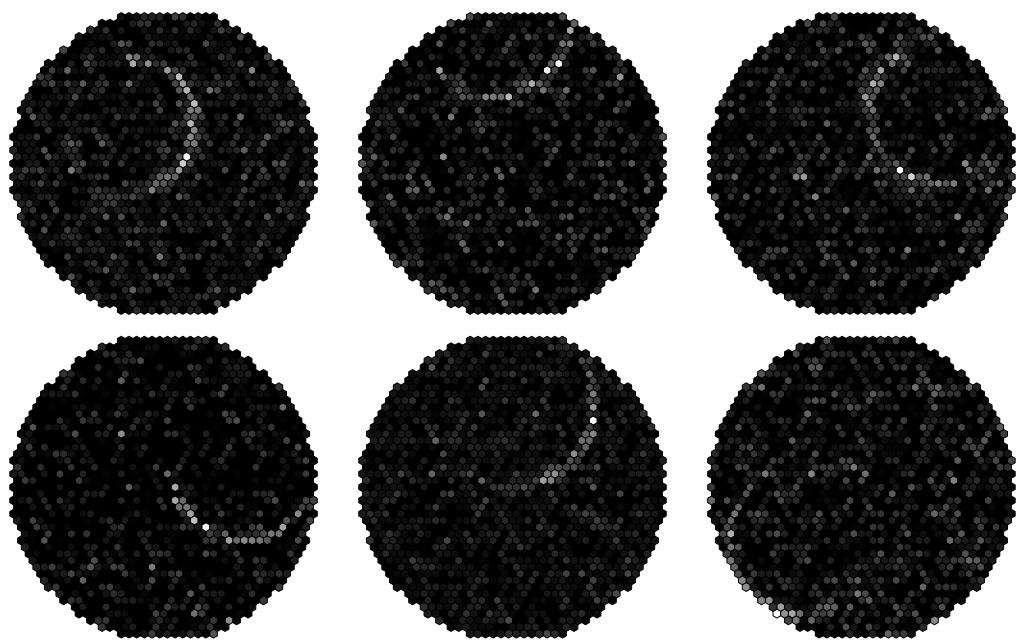


Abbildung 5.9: Einige zufällig ausgewählte Ereignisse mit einer Konfidenz $\geq 0,95$.

Kapitel 6: Bestimmung von Detektoreigenschaften

Mit den nun zur Verfügung stehenden Myon-Ring-Ereignissen werden zwei wichtige Eigenschaften des Detektorsystems von FACT untersucht: das zeitliche und das optische Auflösungsvermögen des Teleskops.

6.1 Zeitauflösung

Die Tscherenkov-Photonen von Myonen erreichen den Reflektor in einer Zeit, die kleiner ist, als die Zeit zwischen zwei Samplingvorgängen des Detektors. Somit eignen sich Myon-Ring-Ereignisse zur Bestimmung der Zeitauflösung des gesamten Detektors. Dies schließt sämtliche Effekte vom Reflektor, über die Kamera bis hin zur Software-Rekonstruktion ein.

6.1.1 Ankunftszeiten in der Kamera

Da FACT über einen Davies–Cotton-Reflektor verfügt, welcher ebenfalls einen Einfluss auf die Laufzeiten von Photonen hat [29], wird zunächst untersucht, mit welcher zeitlichen Streuung die Photonen eines Myon-Rings in der FACT-Kamera eintreffen. Dies wird im Folgenden dabei helfen, zu Unterscheiden, ob eventuelle Unterschiede in Daten und Simulation auf elektronische Effekte oder die Reflektor-Simulation in CERES zurückzuführen sind. Hierzu werden die Tscherenkov-Photonen aus mithilfe von CORSIKA simulierten Myon-Ereignissen mit der Raytracing Software, entwickelt von Sebastian Müller[29], für einen perfekten Davies–Cotton-Reflektor propagiert. Ein Beispiel-Ergebnis dieser Propagation ist in Abbildung 6.1 abgebildet. Es zeigt die Tscherenkov-Photonen, die die FACT-Kamera getroffen haben.

Für jedes Ereignis wird die Standardabweichung der Ankunftszeiten der Photonen in der Kameraebene berechnet. Die Verteilung dieser Größe für 10 000 Ereignisse ist in Abbildung 6.2 abgebildet. Der Mittelwert der Standardabweichung beträgt ca. 335 ps. Wie in Unterabschnitt 5.2.1 beschrieben, ist es für FACT nur möglich, die mittlere Ankunftszeit in einem Pixel zu bestimmen. Deswegen wird für jedes Photon ermittelt, in welches Pixel es fällt und dann für jedes Pixel der Mittelwert der Ankunftszeiten bestimmt. Die Verteilung der Standardabweichung für die mittlere Ankunftszeit der Photonen ist ebenfalls in Abbildung 6.2 aufgetragen.

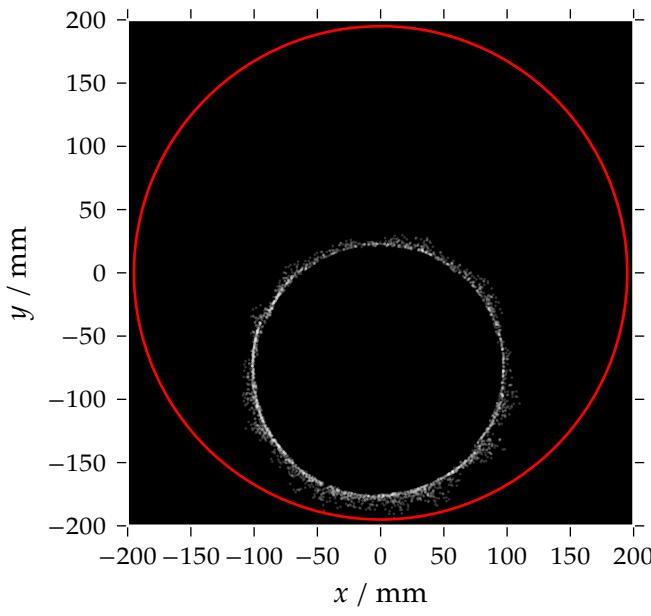


Abbildung 6.1: Tscherenkow-Photonen eines Myon-Ereignisses aus CORSIKA, die Photonen wurden per Ray-Tracing in die Kamera-Ebene propagiert. Die als Kreis genäherte FACT-Kamera ist in rot dargestellt.

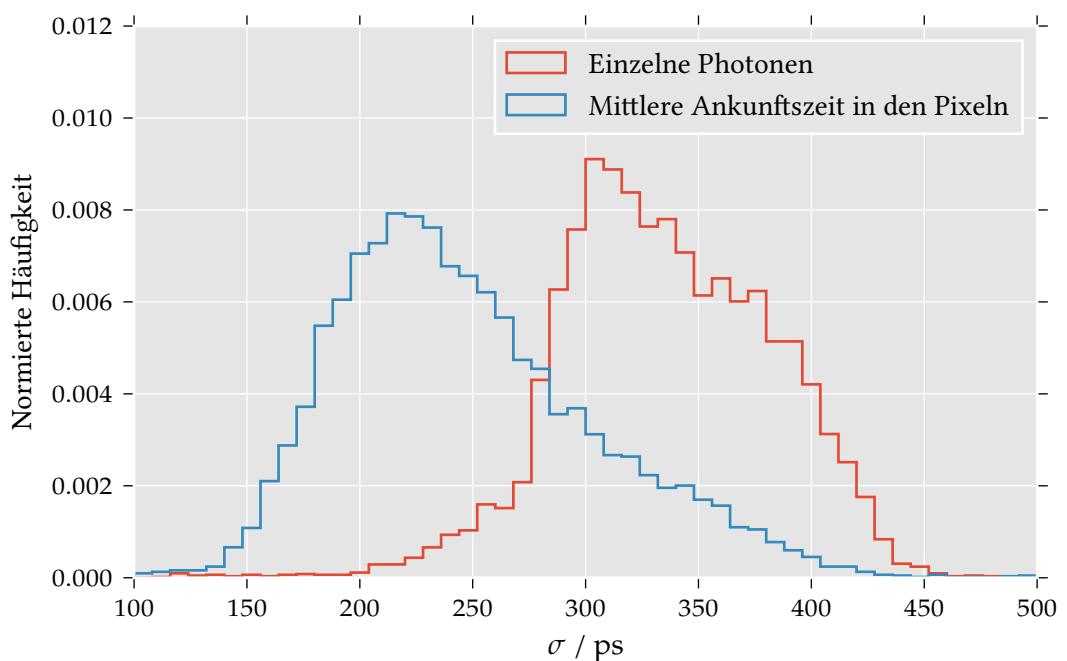


Abbildung 6.2: Standardabweichungen der Ankunftszeiten von Photonen in der FACT-Kamera. Rot: Standardabweichungen für einzelne Photonen. Blau: Standardabweichung der mittleren Ankunftszeit in den Pixeln der FACT-Kamera.

6.1.2 Bestimmung der Zeitauflösung

Im Folgenden wird die Zeitauflösung von FACT für gemessene, sowie simulierte Daten bestimmt. Als Maß für die Zeitauflösung des Systems wird die Standardabweichung der rekonstruierten Ankunftszeiten von *Signal-Pixeln* in Myon-Ringen verwendet.

Ein Pixel muss folgende Bedingungen erfüllen, um als Signal-Pixel definiert zu werden:

- Der Abstand des Pixels vom durch die Hough-Transformation ermittelten Ring muss kleiner sein als der Pixeldurchmesser von 9,5 mm.
- Der Pixel muss das Cleaning überlebt haben.
- Die Anzahl der rekonstruierten Photonen muss über einem bestimmten Schwellwert liegen.

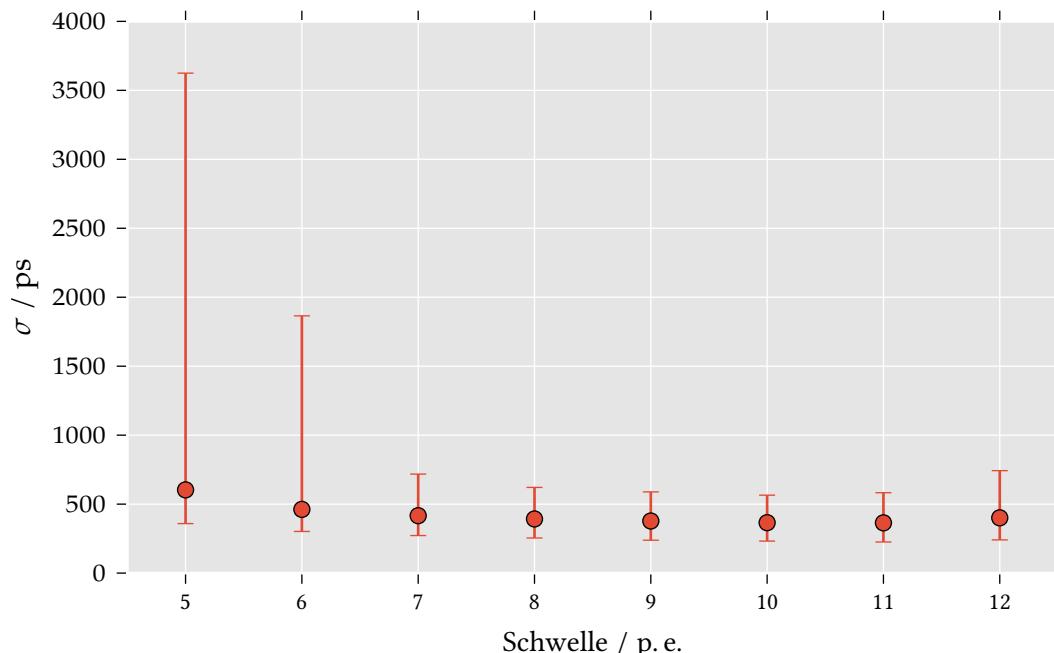


Abbildung 6.3: Median der Standardabweichungsverteilung aufgetragen gegen die untere Grenze für den Photoninhalt eines Pixels. Die Fehlerbalken geben die 1σ -Quantile an.

Dieser Schwellwert wird im folgenden variiert, da die Zeitauflösung maßgeblich von der Anzahl der Photonen in einem Pixel beeinflusst wird. Hierfür sind zwei Effekte verantwortlich:

- Die Höhe des Spannungspulses wächst mit der Anzahl der Photonen, dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis größer und somit die Rekonstruktion der Ankunftszeit genauer.

- Der Anteil der zeitlich eng beieinander liegenden Myon-Photonen gegenüber den zeitlich gleichverteilten Nachthimmel-Photonen ist bei Pixeln mit größerer Zahl Photonen höher.

In Abbildung 6.3 ist der Median der Standardabweichung der Ankunftszeiten bei verschiedenen Schwellwerten für die Anzahl der Photonen in einem Pixel aufgetragen. Es lässt sich deutlich erkennen, dass dieser Wert für Schwellwerte kleiner als 7 Photonen eine sehr breite Verteilung aufweist. Dies lässt auf einen starken Einfluss des Nachthimmel-Untergrundes schließen. Ab einem Schwellwert von 7 Photonen verändert sich der Median nur noch gering und die Verteilungen werden deutlich schmäler. Für sehr hohe Schwellen lässt sich wiederum eine Verbreiterung der Verteilung erkennen, die auf die geringe Statistik bei diesen Schwellwerten zurückzuführen ist. Im Folgenden wird die Verteilung für einen Schwellwert von 8 Photonen betrachtet, da für diesen Schwellwert der Einfluss von Nachthimmel-Photonen bereits ausreichend klein ist und noch genügend Statistik für aussagekräftige Ergebnisse vorhanden ist.

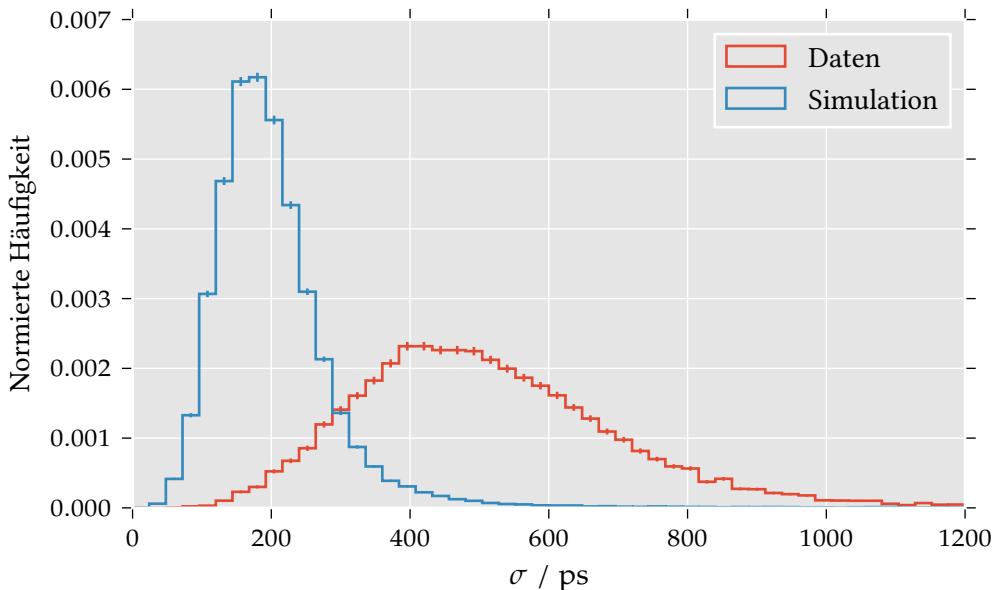


Abbildung 6.4: Standardabweichung der rekonstruierten Ankunftszeiten in Myon-Ring-Bildern für einen Schwellwert von 8 Photonen. Die Verteilungen für Myon-Ereignisse aus gemessenen Daten (rot) und Proton-Simulationen (blau) unterscheiden sich stark.

In Abbildung 6.4 ist die Verteilung der Standardabweichung der Ankunftszeiten für einen Schwellwert von 8 Photonen aufgetragen. Gezeigt sind die beiden Verteilungen für Myon-Ring-Bilder, die aus Daten bzw. Proton-Simulationen gewonnen wurden. Die Verteilungen weichen stark voneinander ab, die Standardabweichung der Ankunftszeiten

ist in simulierten Ereignissen deutlich geringer als in den gemessenen Daten. Dies spricht dafür, dass in der Simulation Effekte des Detektors nicht berücksichtigt werden, die einen erheblichen Einfluss auf die Zeitauflösung des Instruments haben.

Im weiteren Verlauf soll nun untersucht werden, welche Effekte dies sein könnten und wie sie entweder durch einen Kalibrierungsschritt aus den gemessenen Daten entfernt oder in die Simulation integriert werden können.

6.1.3 Relative Verzögerung zwischen den Pixeln

Eine mögliche Erklärung für die größere Standardabweichung der Ankunftszeiten in den gemessenen Daten ist, dass die einzelnen Kanäle der Kamera nicht perfekt synchronisiert sind, es also einen festen zeitlichen Versatz zwischen den einzelnen Pixeln gibt.

Um dies zu untersuchen, werden sogenannte „External Lightpulser Runs“ analysiert. Bei diesen zu Kalibrierungszwecken durchgeführten Messungen leuchten gepulste Leuchtodiolen in die Kamera, sodass die ganze Kamera für kurze Zeit möglichst homogen ausgeleuchtet ist.

Um nun mögliche Zeitdifferenzen zwischen den Pixeln zu untersuchen, wird die Differenz zwischen der Ankunftszeit in einem Pixel und der mittleren Ankunftszeit über alle Pixel untersucht:

$$\Delta t_{\text{Pixel}} = \overline{\text{arrivalTime}_{\text{Pixel}}} - \overline{\text{arrivalTime}} \quad (6.1)$$

Hierbei werden als defekt bekannte Pixel ausgeschlossen. Analysiert wurden insgesamt 1626 Lightpulser-Runs mit je 1000 Ereignissen, die im gleichen Zeitraum aufgenommen wurden, wie die untersuchten Daten.

Da bei relativen Unterschieden zwischen den Kanälen ein Freiheitsgrad übrig bleibt, wird Δt auf eine Summe von 0 über die Kamera normiert. Dies sorgt bei einer Korrektur der Verzögerungen für eine möglichst geringe Verschiebung der Ankunftszeiten.

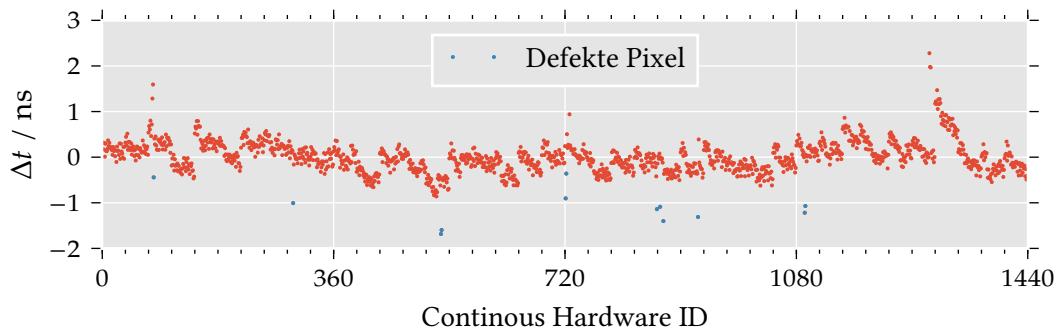


Abbildung 6.5: Relative zeitliche Verzögerung Δt für alle Pixel, bestimmt aus Lightpulser-Runs.

In Abbildung 6.5 sind die relativen Zeitunterschiede gegen die Pixel-ID aufgetragen. Die Werte für Δt liegen zwischen -1 ns und 2 ns . Außerdem sind diese Abweichungen nicht

zufällig über die Pixel verteilt. Es zeigen sich zusammenhängende Strukturen, in denen die Werte dichter zusammenliegen. Diese Strukturen lassen sich deutlicher in Abbildung 6.6 wahrnehmen, in der Δt in der Kamerageometrie dargestellt ist.

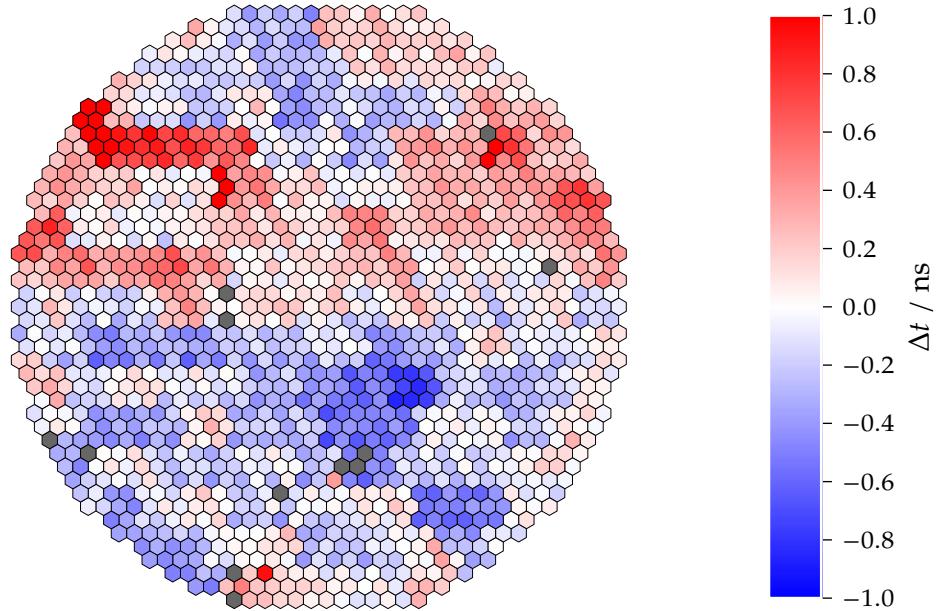


Abbildung 6.6: Kamerabild der zeitlichen Verzögerungen. Defekte Pixel sind dunkelgrau eingefärbt.

Um den Effekt dieser zeitlichen Verzögerung zu untersuchen, werden die ermittelten Ankunftszeiten um diese Verzögerungen korrigiert und erneut die Standardabweichung der Ankunftszeiten in Myon-Ringen berechnet. In Abbildung 6.7 ist die Standardabweichung der Ankunftszeiten für einen Schwellwert von 8 Photonen, einmal mit Korrektur der Zeitdifferenzen und einmal ohne diese Korrektur dargestellt.

In Tabelle 6.1 sind statistische Größen dieser Verteilungen angegeben.

Die Korrektur der Zeitdifferenzen sorgt für eine Reduzierung der mittleren Standardabweichung von 510 ps auf 404 ps. Dies reicht allerdings nicht aus, um den Unterschied zwischen Daten und Simulation zu erklären. Der Mittelwert der Standardabweichung für die simulierten Myon-Ringe liegt bei 204 ps.

6.1.4 Anpassungen in der Detektor-Simulation

Da auch nach der in Unterabschnitt 6.1.3 beschriebenen Korrektur der Zeitverzögerungen zwischen den Pixel der Unterschied zwischen Messdaten und Simulation beträchtlich ist, müssen weitere Effekte existieren, die sich negativ auf die Zeitauflösung auswirken und

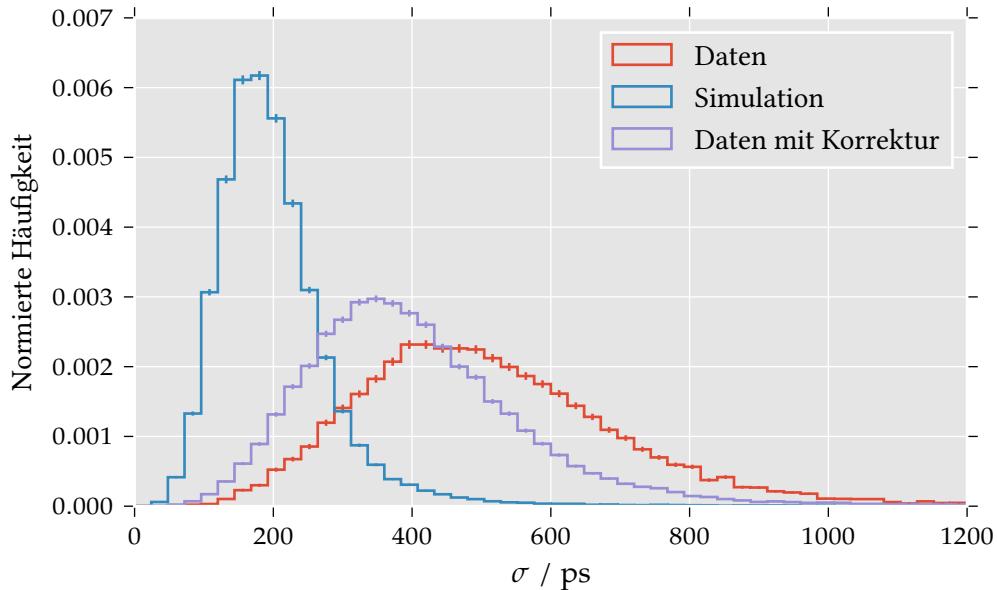


Abbildung 6.7: Standardabweichung der rekonstruierten Ankunftszeiten in Myon-Ring-Bildern für einen Schwellwert von 8 Photonen. Blau: Verteilung für aus Proton-Simulationen extrahierten Myon-Ringen. Rot: Verteilung für gemessene Myon-Ringe *ohne* Korrektur der Zeitdifferenzen zwischen Pixeln. Violett: Verteilung für gemessene Myon-Ringe *mit* Korrektur der Zeitdifferenzen zwischen Pixeln.

Tabelle 6.1: Statistische Größen der Standardabweichung der Ankunftszeiten für eine Schwellwert von 8 Photonen.

	Daten	Daten mit Korrektur	Simulation
Mittelwert in ps	510	404	204
Median in ps	489	382	188
Standardabweichung in ps	184	159	95
unteres 1σ -Quantil in ps	331	258	130
oberes 1σ -Quantil in ps	688	545	266

nicht durch einen festen Versatz der Pixel untereinander beschrieben werden können.

Um diese Effekte in der Simulation zu berücksichtigen wurden zwei verschiedene Ansätze in die Simulationskette eingebaut:

- Die Zeitreihe jedes Pixels wird um eine normalverteilte Zufallszahl mit Mittelwert $\mu = 0$ und wählbarer Standardabweichung σ verschoben. Diese Zufallszahl wird für jedes Ereignis neu gezogen.
- Die Ankunftszeit jedes Photons wird um eine normalverteilte Zufallszahl mit Mittelwert $\mu = 0$ und wählbarer Standardabweichung σ verschoben.

Im folgenden werden nun für die beiden Methoden und verschiedene Werte von σ der Einfluss auf die Zeitverteilung von Myon-Photonen untersucht.

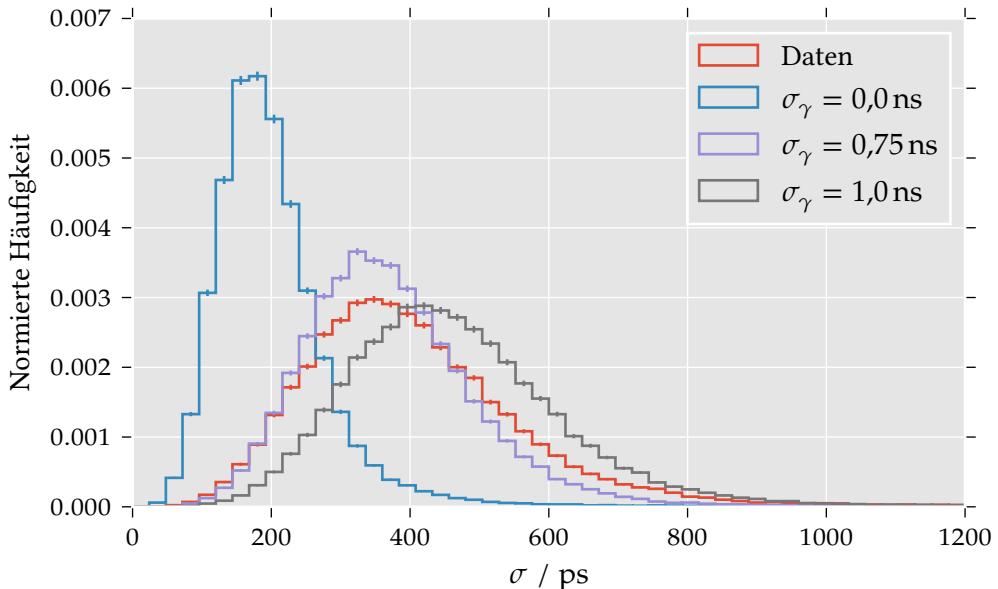


Abbildung 6.8: Standardabweichung der rekonstruierten Ankunftszeiten für eine Schwellle von 8 Photonen für verschiedene Werte für die Verschmierung einzelner Photonen im Vergleich zur Verteilung für gemessene Daten.

In Abbildung 6.8 sind die Verteilungen für gemessene Daten, sowie für mit verschiedenen Werten für die zusätzliche Verschmierung einzelner Photonens-Ankunftszeiten produzierten Simulationen aufgetragen. Ein Wert von $\sigma = 750$ ps bringt die simulierte Verteilung im Mittel nah an die gemessenen Daten, die Formen der Verteilungen stimmen allerdings noch nicht vollständig überein.

In Abbildung 6.9 sind die Verteilungen für gemessene Daten, sowie für Simulationen, die mit verschiedenen Werten für die zusätzliche Verschiebung der Zeitreihen erstellt wurden,

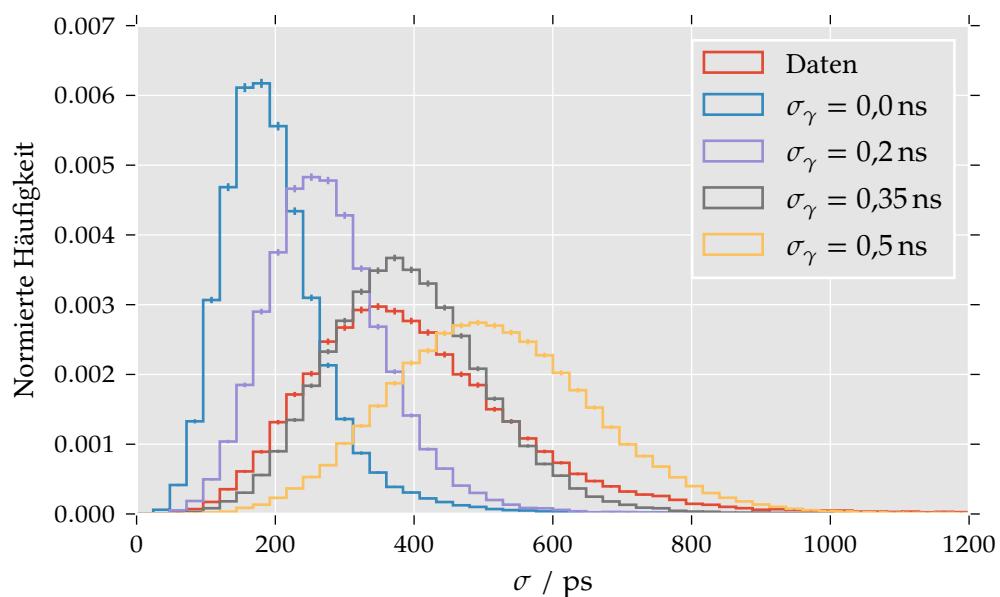


Abbildung 6.9: Standardabweichung der rekonstruierten Ankunftszeiten für eine Schwellle von 8 Photonen für verschiedene Werte für die Verschiebung ganzer Zeitreihen im Vergleich zur Verteilung für gemessene Daten.

aufgetragen. Das Ergebnis gleicht dem für die Verschmierung für einzelne Photonen, der Wert für die beste Übereinstimmung mit den Daten liegt bei 350 ps.

6.2 Optisches Auflösungvermögen

Die Breite von Myon-Ringen in der Kameraebene wird dominiert von der räumlichen Auflösung des Reflektors.[21]

Das Bild in der Kameraebene ist eine Faltung des Signals mit den Reflektoreigenschaften. Der Faltungskern wird als Punktspreizfunktion, engl. Point-Spread-Function (PSF) bezeichnet, da sie das Bild einer Punktquelle mit unendlicher Gegenstandsweite repräsentiert. Da das Bild durch Pixel mit einer Fläche von ungefähr 80 mm^2 aufgenommen wird, kommt außerdem ein Diskretisierungsfehler hinzu.

6.2.1 Spiegeljustage im Mai 2014

Der Reflektor des Teleskops wurde im Mai 2014 einer Justage unterzogen. Hierbei wurde die optische PSF stark reduziert. [29]. Es soll untersucht werden, ob diese Spiegeljustage in der Breite von Myon-Ringen sichtbar ist. Falls dies der Fall ist, könnte die Breite von Myon-Ring-Bildern als Indiz dafür genutzt werden, wann eine erneute Justage nötig ist.

6.2.2 Likelihood-Fit

Die Anzahl der Photonen im Abstand ΔR zum Ring wird mit einer Gauß-Verteilung gefittet. Hierzu wird das Maximum-Likelihood-Verfahren verwendet. Jeder Pixel wird mit der Zahl der extrahierten Photonen gewichtet. Die zu ermittelnden Parameter im Fit sind die Koordinaten des Ringmittelpunkts, x und y , der Radius des Rings R und die Breite des Rings. Der Radius ist gleichbedeutend mit dem Mittelwert der Gaußverteilung und die Breite wird durch die Standardabweichung σ repräsentiert.

Der Abstand des i -ten Pixels zum Mittelpunkt des Rings R_i ergibt sich aus

$$R_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}, \quad (6.2)$$

wobei x_i und y_i die Koordinaten des Pixelmittelpunkts sind. Aus der Wahrscheinlichkeitsdichte der Normalverteilung

$$f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (6.3)$$

ergibt sich die Likelihood-Funktion:

$$\mathcal{L}(\mu, \sigma) = \prod_{i=0}^N f(x_i, \mu, \sigma) \quad (6.4)$$

Für N Beobachtungen x_i . Für die Ermittlung der Fitparameter über einen Optimierungsalgorithmus ist es günstiger, die negative, logarithmierte Likelihood zu minimieren:

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=0}^N \ln(\sqrt{2\pi}) + \ln(\sigma) + \frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2. \quad (6.5)$$

Schließlich ergibt sich unter Vernachlässigung der für die Minimierung irrelevanten, konstanten Terme:

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=0}^N \ln(\sigma) + \frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2 \quad (6.6)$$

Anwendung auf das vorliegende Problem und Gewichtung der Pixel mit ihrer jeweiligen photoncharge liefert die verwendete negative Log-Likelihoodfunktion:

$$-\ln \mathcal{L}(x, y, R, \sigma) = \sum_{\text{Pixel } i} \left(\ln(\sigma) + \frac{1}{2} \left(\frac{R_i(x, y) - R}{\sigma} \right)^2 \right) \cdot \text{photoncharge}_i \quad (6.7)$$

Für die Minimierung der Likelihood-Funktion müssen geeignete Startwerte gewählt werden. Diese sollten möglichst nah am wahren Wert der Parameter liegen, um zu verhindern, dass die Minimierung in ein lokales Maximum der Likelihood läuft, statt in das globale. Für die Standardabweichung σ der Gaußverteilung wird als Startwert 5 mm gewählt. Für Mittelpunkt (x, y) und Radius R des Kreises werden die Startwerte nach der Kreis-Formel nach Kundu und Chaudhuri [16] bestimmt. Zunächst wird der Schwerpunkt der Lichtverteilung bestimmt:

$$\bar{x} = \frac{1}{\sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i} \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i x_i, \quad \bar{y} = \frac{1}{\sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i} \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i y_i, \quad (6.8)$$

Hierbei bezeichnet x_i, y_i die Koordinaten des i -ten Pixels und w_i das Gewicht des i -ten Pixels. Für den Fit wird die Anzahl der rekonstruierten Photonen als Gewicht verwendet. Anschließend werden 6 Konstanten bestimmt, die zur Bestimmung von Radius und Mittelpunkt benötigt werden:

$$\begin{aligned} A_1 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i (x_i - \bar{x}) \cdot x_i & A_2 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i (y_i - \bar{y}) \cdot x_i \\ B_1 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i (x_i - \bar{x}) \cdot y_i & B_2 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i (y_i - \bar{y}) \cdot y_i \\ C_1 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} \frac{1}{2} \cdot w_i (x_i - \bar{x})(x_i^2 + y_i^2) & C_2 &= \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} \frac{1}{2} \cdot w_i (y_i - \bar{y})(x_i^2 + y_i^2) \end{aligned}$$

Der Mittelpunkt ergibt sich dann als

$$x = \frac{(B_2 C_1 - B_1 C_2)}{(A_1 B_2) - (A_2 B_1)}, \quad y = \frac{(A_2 C_1 - A_1 C_2)}{(A_2 B_1) - (A_1 B_2)}. \quad (6.9)$$

Schließlich berechnet sich der Radius zu

$$R = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i ((x - x_i)^2 + (y - y_i)^2)}{\sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} w_i} \quad (6.10)$$

Für den Fit werden nur die Pixel betrachtet, die das Cleaning-Verfahren überlebt haben.

6.2.3 Anwendung

Ein Beispielergebnis des Fits ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass das Ergebnis des Fits nahe an den Startwerten durch die Kundu-Chaudhuri-Formel liegt. In Abbildung 6.11 ist die radiale Lichtverteilung für ein Myon-Ring-Bild zusammen mit dem Fitergebnis dargestellt.

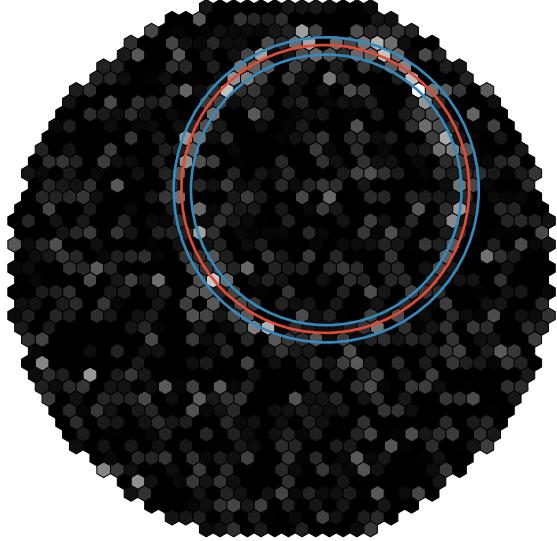


Abbildung 6.10: Ein simuliertes Myon-Ring-Ereignis mit dem Ergebnis des Maximum-Likelihood-Fits. In rot sind die Startwerte aus der Kundu-Chaudhuri-Formel dargestellt, in blau das 1σ -Intervall des Maximum-Likelihood-Fits.

Um zu Überprüfen, ob ein Effekt der Spiegeljustage in Myonen zu erkennen ist, wird der Datensatz in zwei Teile aufgeteilt. In Abbildung 6.12 sind die ermittelten Ringbreiten jeweils für den Zeitraum vor und nach der Spiegeljustage aufgetragen. Für den Zeitraum vor der Spiegeljustage werden die Daten verwendet, die zwischen Oktober 2013 und April 2014 aufgenommen wurden. Der zweite Datensatz bildet den Zeitraum von Juni bis August 2014 ab. Es lässt sich eine deutliche Verbesserung durch die Spiegeljustage erkennen. Die ermittelten Standardabweichungen liegen in der Größenordnung des Pixelradius, wodurch auch die Diskretisierung durch die Pixel eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt.

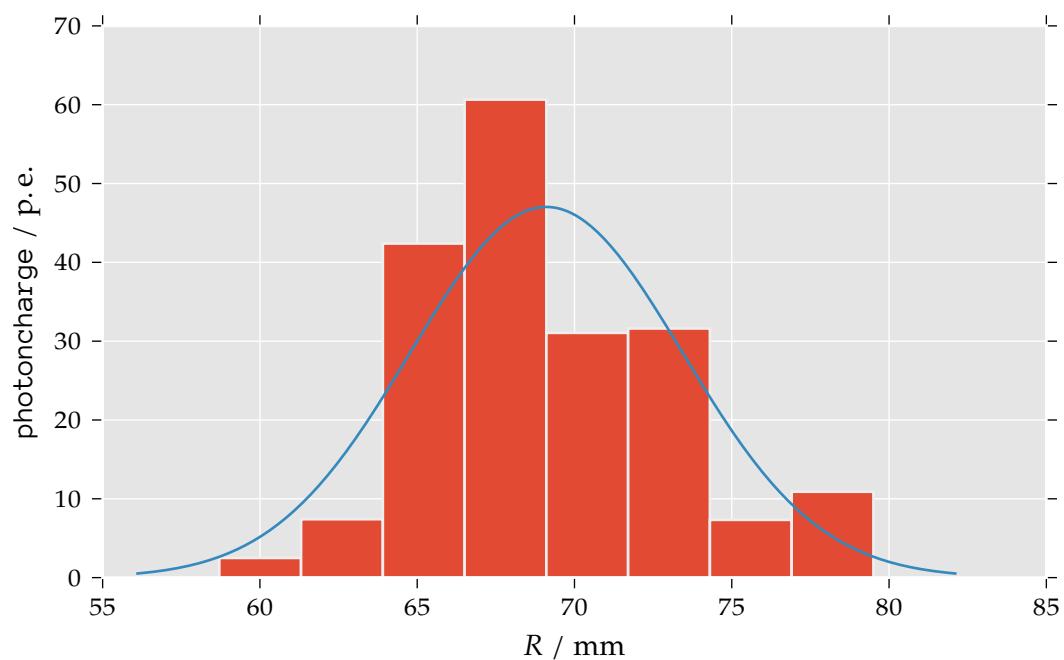


Abbildung 6.11: Radiale Lichtverteilung eines Myon-Ringes mit Ergebnis des Likelihood-Fits.

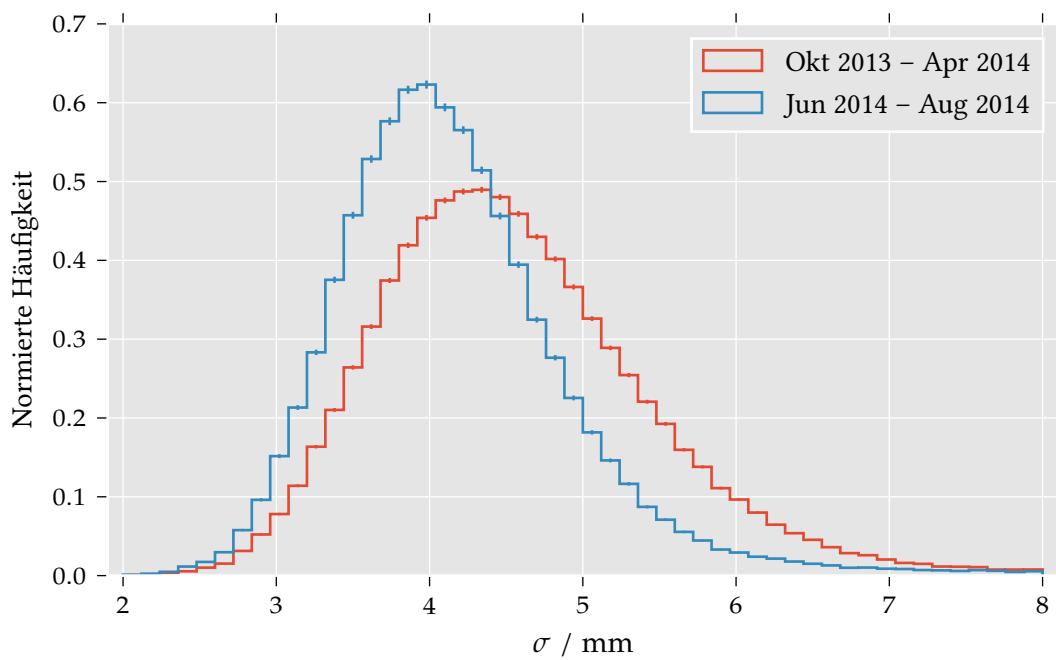


Abbildung 6.12: Breite der Myon-Ringe für die beiden Datensätze. Rot: vor der Spiegeljustage, blau: nach der Spiegeljustage.

Kapitel 7: Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden erstmals multivariate Verfahren zur Identifikation von Myon-Ereignissen in Daten von FACT genutzt. Es wurden mehrere Modelle auf unterschiedlichen Attributen trainiert und ihre Leistungsfähigkeit mit unterschiedlichen Gütekriterien evaluiert. Das leistungsstärkste Modell erreichte für die Klassifikation von Myon-Ring-Ereignissen eine Fläche unter dem ROC-Graphen von

$$A_{\text{ROC}} = 0,9932 \pm 0,0010.$$

Die Klassifikation wurde außerdem im Hinblick auf mögliche Online-Analysen auf den Zusammenhang zwischen Laufzeit der Attributs-Berechnung und Qualität der Klassifikation untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die laufzeitintensivsten Attribute aus der Hough-Transformation die Trennkraft zwar erhöhen, aber auch ohne diese Attribute eine ausreichende Klassifikation für Monitoring-Aufgaben möglich ist.

Zeitauflösung der FACT-Kamera

Über die Standardabweichung der mittleren Ankunftszeiten von Myon-Ring-Photonen wurde ein Maß für die Zeitauflösung der gesamten Detektions-Kette von FACT entwickelt. Zunächst wurde dieser Wert für gemessene Daten zu

$$\sigma_{\text{at}} = (510 \pm 180) \text{ ps} \quad (7.1)$$

bestimmt. Im Vergleich mit den Ergebnissen aus der Simulation stellte sich heraus, dass die Simulation das Zeitverhalten des Detektor nur unzureichend beschreibt. Die Zeitauflösung des Teleskops wird deutlich zu optimistisch geschätzt. Als erster Ansatz zur Behebung dieser Abweichung wurde mithilfe von LED-Lichtpulser-Ereignissen untersucht, ob es zeitliche Verschiebungen zwischen den einzelnen Pixel der FACT-Kamera gibt. Das Ergebnis zeigt Verschiebungen in der Größenordnung von einer Nanosekunde. Diese Verschiebungen sind außerdem nicht zufällig über die Kamera verteilt, sondern weisen Strukturen innerhalb der Boards der Kamera auf.

Durch die Korrektur dieser zeitlichen Verschiebungen, konnte die Zeitauflösung des Teleskops auf

$$\sigma_{\text{at}} = 380^{+160}_{-120} \text{ ps} \quad (7.2)$$

gesteigert werden. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem für die MAGIC Teleskope bestimmten Wert von 320 ps [36, S. 5]. Die MAGIC Teleskope verwenden in ihrer Datennahme ebenfalls den DRS4 Chip. Die Zeitauflösung wurde dort allerdings nicht auf Myon-Ring-Ereignissen, sondern mithilfe von Laserpulsen ermittelt, die in ca. 90 Photonen pro Pixel resultieren.

Da auch nach dieser Kalibrierung Daten und Simulation nicht vollständig übereinstimmen, wurde der Einfluss von zwei verschiedenen Ansätzen für die Korrektur der Simulationen untersucht. Sowohl die Verschmierung der Ankunftszeiten einzelner Photonen mit normalverteilten Zufallszahlen als auch die Verschiebung der Zeitreihen der Pixel zueinander um eine solche Zufallszahl sind in der Lage, die Abweichungen deutlich zu reduzieren. Die Verschmierung der Ankunftszeiten einzelner Photonen mit der auf den Myon-Ringen ermittelten Einstellung wurde in die Produktion neuer Simulationen für die Gamma-Analyse übernommen.

Optisches Auflösungsvermögen

Für die Bestimmung der Eigenschaften von Myon-Ring-Bildern wurde ein Maximum-Likelihood Verfahren entwickelt, welches eine Normalverteilung an das radiale Lichtprofil der Ringe anpasst. Die Standardabweichung dieser Normalverteilung spiegelt die Breite des Ringes und somit die optische Auflösung des Teleskops wieder. Der Vergleich dieses Parameters für den Zeitraum vor bzw. nach der Spiegeljustage zeigt eine Verbesserung der optischen Auflösung.

Die Breite von Myon-Ring-Bildern kann somit für die Überwachung der Reflektor-Eigenschaften eingesetzt werden, zum Beispiel um zu beurteilen, wann eine erneute Spiegeljustage nötig ist. Im Gegensatz zur direkten Messung der Punktspreizfunktion mithilfe einer Spezialkamera [29], ist keine menschliche Interaktion mit dem Teleskop vor Ort nötig. Somit wird das Ziel der FACT-Kollaboration unterstützt, das Teleskop vollständig robotisch zu betreiben. Die Nutzung von Myon-Ring-Ereignissen bietet ebenfalls den Vorteil, dass hierfür keine zusätzlichen Messungen nötig sind und somit die für reguläre Datennahme zur Verfügung stehende Zeit nicht verringert wird.

Die Parameter, die mit diesem Fit gewonnen werden, sind außerdem wichtige Attribute in der Klassifikation. Da die Durchführung des Maximum-Likelihood-Fits deutlich weniger rechenintensiv als die Hough-Transformation ist, die Güte des resultierenden Modells aber nur geringfügig kleiner ist, sollte im Falle einer Online-Analyse auf die Berechnung der Hough-Transformation verzichtet werden.

7.2 Ausblick

Online Anwendung

Die in dieser Arbeit entwickelten Methoden können zur Überwachung der Detektor-Eigenschaften von FACT genutzt werden. Hierfür wäre es sinnvoll, neue Daten des Teleskops schnellstmöglich zu analysieren, damit diese Informationen zur Verfügung stehen. Dies könnte entweder im Rahmen einer Online-Analyse unmittelbar nach der Datennahme auf den Rechnern am Teleskop oder mit einer automatisierten Analyse im Rechenzentrum am Integral Science Data Center [26] geschehen.

Weitere Studien zur Simulation

Bei der Anpassung der Simulationen sollte über die Prüfung weiterer, unabhängiger Parameter ermittelt werden, welches der beiden Verfahren bessere Ergebnisse erzielt. Eine Möglichkeit hierfür kann die Untersuchung der Puls-Form des Photonen-Signals in den Zeitreihen sein. Die Verschmierung der Ankunftszeiten einzelner Photonen beeinflusst diese Pulsform, die Verschiebung der Zeitreihen jedoch nicht. Daher könnte zum Beispiel die Steigung oder die Breite des Pulses untersucht werden. Auch die Untersuchung von statistischen Momenten höherer Ordnung, wie der Schiefe oder der Kurtosis, ist eine Möglichkeit die Korrektheit der Verfahren zu bewerten. Eine Superposition der beiden Verfahren ist eine weitere Möglichkeit, die Zeitauflösung in der Simulation zu beeinflussen. Es sollte außerdem versucht werden, den physikalischen Ursprung des Unterschiedes zu finden. Wenn bekannt ist, welche Effekte verantwortlich sind, ließe sich dies deutlich besser in die Simulation integrieren. Des Weiteren kann eine genauere Untersuchung der Breite der Myon-Ring-Ereignisse für Simulationsdaten durchgeführt werden, um die Korrektheit der Simulation der optischen Eigenschaften des Teleskops zu überprüfen.

Integration in die Gamma-Analyse

Die in dieser Arbeit entwickelten Methoden sind zur Online-Anwendung in den FACT-Tools geeignet und können in die Analyse von Gamma-Ereignissen integriert werden. Aktuell werden in der Analyse für Photonen allerdings höhere Schwellen für das Cleaning Verfahren [7] verwendet. Um eine doppelte Vorverarbeitung der Daten zu vermeiden, muss deswegen überprüft werden, wie sich die Wahl der Cleaning-Schwellen auf die Ergebnisse der Analyse auswirkt und ob eine gemeinsame Prozessierung mit nur einem Cleaning-Verfahren möglich ist. Ist dies der Fall, könnten die in dieser Arbeit entwickelten Attribute auch auf ihre Trennkraft für die Unterscheidung zwischen Photon- und Hadron-Ereignissen untersucht werden. Alternativ könnten nach Ermittlung der Ankunftszeiten und des Photoneninhalts der Pixel zwei parallele Analysen mit zwei unterschiedlichen Cleaning-Verfahren durchgeführt werden.

Untersuchung der Myon-Rate in Abhängigkeit von Umwelteinflussen

Mit der in dieser Masterarbeit entwickelten Analyse können mit den extrahierten Myonen weitere Studien durchgeführt werden. Das IceCube Experiment hat gezeigt, dass die Myon-Rate am Boden stark von den atmosphärischen Bedingungen abhängig ist [38]. Eine ähnliche Untersuchung für die Daten von FACT könne eventuell Informationen über die atmosphärischen Verhältnisse zum Zeitpunkt der Messung liefern. Die Ermittlung der Photondetektionseffizienz des Teleskops nach dem Vorbild von H. E. S. S. [28] kann ebenfalls Informationen über die Durchlässigkeit der Atmosphäre liefern. Eine Schwierigkeit ist das deutlich geringere Signal von Myon-Ring-Ereignissen auf Grund der wesentlich kleineren Spiegelfläche im Vergleich zu H. E. S. S.. Hier muss überprüft werden, ob dieses Signal ausreicht, um die Eigenschaften des Myon-Ringes wie den Impact-Parameter und die Orientierung zuverlässig zu rekonstruieren. Hierzu kann die Maximum-Likelihood-Methode für die Breite der Myon-Ringe um weitere Parameter erweitert werden, die Impact-Parameter und Orientierung des Rings beschreiben.

Vergleich unterschiedlicher Rekonstruktionsverfahren

Die Zeitauflosung über Myon-Ring-Ereignisse könne auch genutzt werden, um verschiedene Verfahren, die Ankunftszeiten in den Pixel zu ermitteln, zu testen und zu bewerten.

Untersuchung des Einflusses der Diskretisierung

Da die ermittelten Breiten der Myon-Ringe mithilfe des Maximum-Likelihood-Verfahrens in der Gre der Pixel der FACT-Kamera liegen, ist die Diskretisierung nicht zu vernachlässigen. Der Einfluss der Pixelgre sollte deswegen genauer untersucht werden, um so die berechneten Werte besser mit den direkten Messungen der Punktspreizfunktion vergleichen zu können.

Anhang A: Simulationseinstellungen

CORSIKA Inputcard für Myonen

Angaben in geschweiften Klammer stehen für Platzhalter, die automatisch von einem Prozessierungsskript gefüllt werden.

```
RUNNR      {run_number:06d}
EVTNR      1
NSHOW      {num_events}
SEED       {seed1} 0 0
SEED       {seed2} 0 0
SEED       {seed3} 0 0
PRMPAR     6
ERANGE     10.0 1000.0
ESLOPE     -2.700
THETAP     0.000 0.000
PHIP       0.000 0.000
VIEWCONE   0.000 2.000
FIXCHI     747
OBSLEV     220000.0
MAGNET    30.3 24.1
ARRANG    -7.0
ATMOSPHERE 11 T
ATMLAY     775000.0 1650000.0 5000000.0 10500000.0
RADNKG     20000.0
ECUTS      0.3 0.3 0.02 0.02
ECTMAP    10000.0
MUADDI    F
MUMULT    T
CWAVLG    290.0 900.0
CSCAT     1 0.0 175.0
CERSIZ    1.0
CERFIL    T
CERTEL    1
        0.0 0.0 0.0 0.0 500.0 500.0
LONGI     F 20.0 F F
MAXPRT    0
PAROUT    F F
DATBAS    F
DEBUG     F 6 F 1000000
```

EXIT

CORSIKA Inputcard für Protonen

Angaben in geschweiften Klammer stehen für Platzhalter, die automatisch von einem Prozessierungsskript gefüllt werden. Theta wird in 1°-Schritten von 0° bis 30° variiert.

```
RUNNR      { }
EVTNR      1
NSHOW      1500
SEED       {seed1} 0 0
SEED       {seed2} 0 0
SEED       {seed3} 0 0
PRMPAR     14
ERANGE     100.0 200000.0
ESLOPE     -2.700
THETAP     {theta} {theta}
PHIP       0.000 0.000
VIEWCONE   0.000 5.000
FIXCHI     0
OBSLEV     220000.0
MAGNET    30.3 24.1
ARRANG    -7.0
ATMOSPHERE 11 T
ATMLAY     775000.0 1650000.0 5000000.0 10500000.0
RADNKG     20000.0
ECUTS      0.3 0.3 0.02 0.02
ECTMAP    10000.0
MUADDI    F
MUMULT    T
CWAVLG    290.0 900.0
CSCAT     20 0.0 40000.0
CERSIZ    1.0
CERFIL    T
CERTEL    1
0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 500.0 500.0
LONGI     F 20.0 F F
MAXPRT    0
PAROUT    F F
DATBAS    F
EXIT
```

CERES rc-Datei

```
BinningImpact.Raw: 40 0 1000
BinningTrigPos.Raw: 300 -25 275
RandomNumberGenerator: TRandom3
Reflector.Constructor: MReflector
Reflector.FileName: fact-reflector_first_light_untill_May2014.txt
Reflector.SetSigmaPSF: 2.0
MGeomCam.Constructor: MGeomCamFACT();
MSimAPD.Type: 0
MSimAPD.NumCells: 60
MSimAPD.DeadTime: 3.0
MSimAPD.RecoveryTime: 8.75
MSimAPD.CrosstalkCoefficient: 0.1
MSimAPD.AfterpulseProb1: 0.14
MSimAPD.AfterpulseProb2: 0.11
MSimExcessNoise.ExcessNoise: 0.096
MirrorReflectivity.FileName:
    MirrorReflectivity_Lustermann_FACT_bearbeitet.txt
PhotonDetectionEfficiency.FileName: fact-pde-1.4V.txt
ConesAngularAcceptance.FileName: fact-cones-angular-acceptance.txt
ConesTransmission.FileName: Transmittance_1439Cones_FACT_bearbeitet.
    txt
AdditionalPhotonAcceptance.Function.Name: 0.80
AdditionalPhotonAcceptance.Function.Npx: 100
AdditionalPhotonAcceptance.Function.Xmin: 290
AdditionalPhotonAcceptance.Function.Xmax: 900
MSimRandomPhotons.FrequencyFixed: 0.004
MSimRandomPhotons.FileNameNSB: night-sky-la-palma.txt
MSimRandomPhotons.FrequencyNSB: 0.0
MSimTrigger.FileNameRouteAC: fact-trigger-sum.txt
MSimTrigger.DiscriminatorThreshold: -192.387
MSimTrigger.CableDelay: 21.0
MSimTrigger.CableDamping: -0.96
MSimTrigger.CoincidenceTime: 0.5
MSimCalibrationSignal.NumPhotons: 24
MSimCalibrationSignal.NumEvents: 1000
IntendedPulsePos.Val: 26
MRawRunHeader.SamplingFrequency: 2000
MRawRunHeader.NumSamples: 300
MRawRunHeader.NumBytesPerSample: 2
MRawRunHeader.FadcResolution: 12
MSimCamera.DefaultOffset: -1850.0
MSimCamera.DefaultNoise: 2.8125
MSimCamera.DefaultGain: 22.553
MSimCamera.fACFudgeFactor: 0.3367
MSimCamera.fACTimeConstant: 20
PulseShape.Function.Name: (1.239*(1-1/(1+exp((0.5*x-2.851)/1.063)))*
```

A Simulationseinstellungen

```
exp(-(0.5*x-2.851)/19.173))
PulseShape.Function.Npx: 310
PulseShape.Function.Xmin: -10
PulseShape.Function.Xmax: 300
Cut.Inverted: yes
Cut.Condition: Millas.fSize>10.0
ContEmpty3.Condition: MPhotonEvent.GetNumPhotons<10
MFixTimeOffset.FileName: pixel_delays_ALL_ZERO.csv
ResidualTimeSpread.Val: 0.70
IndividualTimeSpread.Val: 0.0
```

Literatur

- [1] M. Aartsen et al. "Searches for extended and point-like neutrino sources with four years of IceCube data". In: *The Astrophysical Journal* 796.2 (2014), p. 109.
- [2] H. Anderhub et al. „Design and operation of FACT – the first G-APD Cherenkov telescope“. In: *JINST* 8.06 (2013), P06008.
- [3] H. Anderhub et al. "Electronics for the camera of the First G-APD Cherenkov Telescope (FACT) for ground based gamma-ray astronomy". In: *Journal of Instrumentation* 7.01 (2012), p. C01073.
- [4] *Astroparticle Physics*. URL: <http://astro.desy.de> (besucht am 17.05.2016).
- [5] W. B. Atwood et al. "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission". In: *Applied Physics Letters* 697 (June 2009), pp. 1071–1102.
- [6] A. Biland et al. „Calibration and performance of the photon sensor response of FACT – the first G-APD Cherenkov telescope“. In: *JINST* 9.10 (2014), P10012.
- [7] C. Bockermann, K. Brügge, M. Nöthe et al. *FACT-Tools Github-Repository*. URL: <http://github.com/fact-project/fact-tools>.
- [8] C. Bockermann et al. „Online Analysis of High-Volume Data Streams in Astroparticle Physics“. In: *Machine Learning: ECML 2015, Industrial Track*. Springer Berlin Heidelberg, 2015.
- [9] O. Bolz. „Kalibration der HEGRA Tscherenkow-Teleskope mit Myon-Ringen“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1999.
- [10] L. Breiman. "Bagging predictors". In: *Machine learning* 24.2 (1996), pp. 123–140.
- [11] L. Breiman. "Random Forests". In: *Machine Learning* 45.1 (2001), pp. 5–32. ISSN: 0885-6125.
- [12] L. Breiman et al. *Classification and regression trees*. CRC press, 1984.
- [13] T. Bretz und D. Dorner. „MARS - CheObs goes Monte Carlo“. In: *Proceedings of the 31st ICRC*. 2009.
- [14] K. Brügge et al. „FACT-Tools: Streamed Real-Time Data Analysis“. In: *Proceedings of the 34th ICRC*. 865. 2015.
- [15] S. Cecchini und M. Sioli. „Cosmic ray muon physics“. In: *arXiv* (2000). arXiv: hep-ex/0508274.

- [16] B. B. Chaudhuri und P. Kundu. „Optimum circular fit to weighted data in multi-dimensional space“. In: *Pattern Recognition Letters* 14.1 (1993), S. 1–6.
- [17] I. Collaboration et al. “Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector”. In: *Science* 342.6161 (2013), p. 1242856.
- [18] J. M. Davies and E. S. Cotton. “Design of the quartermaster solar furnace”. In: *Solar Energy* 1.2-3 (1957), pp. 16–22.
- [19] B. Edlén. „The Refractive Index of Air“. In: *Metrologia* 2.2 (1966).
- [20] T. Fawcett. “An introduction to ROC analysis”. In: *Pattern recognition letters* 27.8 (2006), pp. 861–874.
- [21] I. Fort und J. Albert. „The MAGIC Project. Part 3: MAGIC detector and analysis details“. In: *Proceedings of the 29th ICRC*. Puna, India, 2005. arXiv: astro-ph / 0508274.
- [22] Y. Freund, R. Schapire, and N. Abe. “A short introduction to boosting”. In: *Journal of the Japanese Society For Artificial Intelligence* 14.771-780 (1999), p. 1612.
- [23] F. Goebel et al. „Absolute energy scale calibration of the MAGIC telescope using muon images“. In: *Proceedings of the 29th ICRC*. 2005, S. 101–106.
- [24] D. Heck et al. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*. Techn. Ber. FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [25] A. M. Hillas. „Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma“. In: *Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference*. Bd. 3. 1985, S. 445–448.
- [26] *Homepage des Integral Science Data Center*. URL: <http://isdc.unige.ch/>.
- [27] R. Kohavi et al. “A study of cross-validation and bootstrap for accuracy estimation and model selection”. In: *Ijcai*. Vol. 14. 2. 1995, pp. 1137–1145.
- [28] A. M. W. Mitchell et al. „A Generic Algorithm for IACT Optical Efficiency Calibration using Muons“. In: *Proceedings of the 34th ICRC*. 756. 2015.
- [29] S. Müller. „Clear Sight in Cherenkov-Astronomy. Investigations of Reflector Geometry and Mirror Alignment for the FACT-Telescope“. Masterarbeit. TU Dortmund, 2014.
- [30] M. Nöthe. „Extraktion und Analyse von Myon-Ereignissen am FACT-Teleskop“. Bachelorarbeit. TU Dortmund, 2014.
- [31] K. A. Olive et al. „Review of Particle Physics“. In: *Chin. Phys.* C38 (2014), S. 090001.
- [32] F. Pedregosa et al. „Scikit-learn: Machine Learning in Python“. In: *Journal of Machine Learning Research* 12 (2011), S. 2825–2830.
- [33] S. Ritt. *DRS4 datasheet rev. 0.9*. Nov. 28, 2008.

- [34] A. Ronzhin et al. "Tests of timing properties of silicon photomultipliers". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 616.1 (2010), pp. 38–44.
- [35] D. E. Rumelhart, G. E. Hinton und R. J. Williams. „Learning representations by back-propagating errors“. In: *Cognitive modeling* 5 (1988), S. 3.
- [36] J. Sitarek et al. "Analysis techniques and performance of the Domino Ring Sampler version 4 based readout for the MAGIC telescopes". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 723 (2013), pp. 109–120.
- [37] F. Temme. "Analysis of Crab Nebula Data using PARFACT, a newly Developed Analysis Software for the First G-APD Cherenkov Telescope". Diplomarbeit. TU Dortmund, 2013.
- [38] S. Tilav et al. "Atmospheric Variations as observed by IceCube". In: *Proceedings of the 31st ICRC*. 2009. arXiv: 1001 . 0776.
- [39] J. Tyler. "Muon identification with VERITAS using the Hough Transform". MA thesis. McGill University Montreal, 2011.
- [40] B. Zadrozny und C. Elkan. „Obtaining Calibrated Probability Estimates from Decision Trees and Naive Bayesian Classifiers“. In: *Proceedings of the Eighteenth International Conference on Machine Learning*. ICML '01. San Francisco, CA, USA: Morgan Kaufmann Publishers Inc., 2001, S. 609–616. ISBN: 1-55860-778-1.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Abschlussarbeit mit dem Titel „Ermittlung des zeitlichen und optischen Auflösungsvermögens des First G-APD Cherenkov Telescope mithilfe von Myon-Ringen“ selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt, handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50 000 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§ 63 Abs. 5 Hochschulgesetz –HG–).

Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z. B. die Software „turnitin“) zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

Ort, Datum

Unterschrift