

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Rolf Bühler
aus Rüsselsheim
2005

**Detektion schwerer Kerne in der kosmischen
Höhenstrahlung mit HESS**

Die Diplomarbeit wurde von Rolf Bühler ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wird eine Messmethode vorgestellt mit der schwere Kerne in der kosmischen Strahlung mit Hilfe von hochauflösenden Cherenkov-Teleskopen detektiert werden können. Die Methode beruht auf der Detektion des Cherenkov-Lichts, das diese Kerne beim Eindringen in die Atmosphäre, vor ihrer ersten Wechselwirkung, abstrahlen. Da die Intensität dieses Lichts proportional zum Quadrat der Kernladungszahl ist, kann die Ladung der detektierten Kerne bestimmt werden. Die Messmethode wurde in dieser Arbeit für das HESS-Teleskop-System implementiert und über Monte-Carlo Simulationen auf ihre Effizienz hin getestet. Weiterhin wurde sie auf einen Teil der verfügbaren HESS-Daten angewendet, dabei wurden 1497 Ereignisse schwerer Kerne detektiert. Anhand der detektierten Ereignisse wurde das Spektrum von Eisenkernen in dem Energiebereich von 7 bis 100 TeV bestimmt. Zum Schluss wurden noch Tests zu dem Einfluss von hadronischen Wechselwirkungsmodellen auf die Messungen durchgeführt.

Abstract

This diploma thesis describes a method for the detection of heavy cosmic-ray nuclei with imaging Cherenkov telescopes. The main idea of this method is the detection of the Cherenkov light emitted by such nuclei in the atmosphere, prior to their first interaction. The intensity of this light is proportional to the square root of the charge of the emitting particle, allowing the estimation of the atomic number of detected nuclei. This detection method was implemented for the HESS telescope system and its efficiency were tested with Monte-Carlo simulations. The analysis was applied to HESS data and 1497 heavy nuclei were detected. The energy spectrum of iron was measured from these events in an energy range from 7 to 100 TeV. Finally, tests were carried out to estimate the influence of hadronic models upon the results presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Experimenteller Nachweis	3
2.2	Element-Zusammensetzung	5
2.3	Energiespektrum	7
2.4	Motivation für weitere Messungen	7
3	Detektion schwerer Kerne über Direktes Cherenkov-Licht	11
3.1	Das HESS-Experiment	11
3.2	Atmosphärische Schauer schwerer Kerne	14
3.2.1	Schauer Entwicklung	14
3.2.2	Einfaches Schauermodell	14
3.2.3	Cherenkov-Licht des Schauers	16
3.2.4	Schauer Simulation	19
3.3	Grundidee der Messung	21
3.4	Eigenschaften von Direktem Cherenkov-Licht	24
4	Selektion und Rekonstruktion von Ereignissen mit Direktem Cherenkov-Licht	31
4.1	Aufbau der Analysesoftware	31
4.2	Schnitte zur Selektion schwerer Kerne	35
4.3	Untergrundereignisse	42
4.4	Nachweiseffizienzen	43
4.5	Rekonstruktion	46
4.5.1	Energie	46
4.5.2	DC-Intensität	49
4.5.3	Ladung	51
5	Ergebnisse aus den HESS-Daten	57
5.1	Detektionsrate von DC-Licht	57

5.2	Schauer-Parameter Vergleich zu Monte-Carlo Simulationen . . .	63
5.3	Der Eisenfluss	70
5.4	Einfluss von hadronischen Wechselwirkungsmodellen	74
6	Zusammenfassung	79
A	Tabellierte Flüsse	81
B	Parameter der verwendeten Simulationen	83

Kapitel 1

Einleitung

Vor etwa einem Jahrhundert entdeckte Victor Franz Hess [1] eine “stark durchdringende Strahlung”, die aus dem Kosmos die Erde erreicht. Er eröffnete damit ein neues Feld der Astrophysik, das der kosmischen Strahlung. Hess ging seinerzeit davon aus, dass es sich bei dieser um hochenergetische Gamma-Strahlung handelt. Heutzutage wissen wir, dass es vor allem Wasserstoff- und Heliumkerne sind, die die Erde mit einer Rate von etwa 1000 Teilchen $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-1}$ erreichen.

Die Herkunft dieser Strahlung ist bis heute trotz großer experimenteller und theoretischer Anstrengungen ungeklärt. Allgemein anerkannt ist, dass der größte Teil davon aus Supernovae-Explosionen stammt, der endgültige Beweis dafür bleibt jedoch bis heute aus. Geladene kosmische Strahlen verlieren durch Ablenkung in Magnetfeldern auf ihrem Weg durch die Galaxie jegliche Richtungsinformationen, man ist daher bei der Beantwortung dieser Frage auf indirekte Beobachtungsmethoden angewiesen. Eine Möglichkeit ist dabei, das Energiespektrum und die Teilchenzusammensetzung der kosmischen Strahlen zu messen. Die Messungen ermöglichen Rückschlüsse auf den Beschleunigungsmechanismus der Teilchen und schränken daher die Art der möglichen Quellen stark ein.

Im Jahre 2000 schlugen D.B. Kieda, S.P. Swordy und S.P. Wakely eine neue Messmethode zur Detektion von schweren Kernen ($Z > 7$) in der kosmischen Strahlung vor [6]. Mit ihr soll es möglich sein, die Element-Zusammensetzung und das Energiespektrum der kosmischen Strahlung in einem Energiebereich von etwa 10 bis zu einigen hundert TeV^1 zu messen. Die Grundidee ist dabei, dass mit hochauflösenden Cherenkov-Teleskopen eine Detektion von sog. Direktem Cherenkov-Licht möglich ist. Dabei handelt es sich um das Cherenkov-Licht, das geladene Teilchen beim Eindringen in

¹1 $\text{TeV} = 10^{12} \text{ eV}$

die Atmosphäre, vor ihrer ersten Wechselwirkung, abstrahlen. Die Intensität dieses Lichts ist proportional zum Quadrat der Ladung der emittierenden Teilchen, so dass aus seiner Intensität die Kernladungszahl der detektierten Kerne rekonstruiert werden kann. Diese Arbeit ist nun der erste Versuch, diese Methode praktisch mit Hilfe des HESS-Experiments umzusetzen.

Im folgenden Kapitel werde ich einen kurzen Überblick über den experimentellen Stand der Forschung auf dem Gebiet der kosmischen Strahlung geben. Dabei stelle ich die verschiedenen Messmethoden und ihre Ergebnisse vor. In Kapitel 3 lege ich dann die Grundidee der neuen Messmethode dar. Dazu werde ich genauer auf das H.E.S.S. Experiment und die Physik atmosphärischer Schauer eingehen.

Die praktische Implementierung der Methode werde ich in Kapitel 4 darlegen. Mit Schauer- und Detektorsimulationen habe ich ihre Nachweiseffizienz ermittelt und der Untergrund abgeschätzt. Die Ergebnisse aus den gemessenen HESS-Daten werde ich anschließend in Kapitel 5 vorstellen. Am Ende des Kapitels präsentiere ich den bestimmte Eisenfluss und untersuche den Einfluss unterschiedlicher hadronischer Wechselwirkungsmodelle auf die Messungen. In Kapitel 6 werde ich die Ergebnisse noch einmal kurz zusammenfassen.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

2.1 Experimenteller Nachweis

Die kosmische Strahlung erreicht uns in einem riesigen Energieintervall ($\approx 10^8 - 10^{20}$ eV), dies macht unterschiedliche Messmethoden zu ihrer Detektion nötig. Man unterscheidet dabei direkte und indirekte Messungen.

Bei **direkten Messungen** werden die kosmischen Strahlen direkt in Teilchendetektoren nachgewiesen. Zur Ladungsbestimmung werden dabei meist Szintillatoren verwendet und zur Energiebestimmung Kalorimeter. Da der weitaus größte Teil der kosmischen Strahlen in der Atmosphäre wechselwirkt und nicht den Erdboden erreicht, müssen diese Messungen in großen Höhen durchgeführt werden ($\simeq 40$ km). Hierzu verwendet man meist Ballons¹.

Zwei prominente Beispiele solcher Messungen sind die japanische-amerikanische Kollaboration JACEE [16] und die russisch-japanische Kollaboration RUNJOB [17]. Bei beiden handelt es sich um Ballonexperimente mit einer akkumulierten Betrachtungszeit² von etwa $1000 \text{ m}^2\text{h}$. Sie haben Ereignisse bis zu $\approx 10^{15}$ eV nachgewiesen.

Ein Problem direkter Messungen ist ihre zunehmend schlechtere Energieauflösung mit steigenden Energien. Dies kommt daher, dass ein immer kleinerer Bruchteil der Teilchenenergie im notwendigerweise kompakten Kalorimeter deponiert wird. Das größte Problem solcher Messungen ist jedoch ihre relativ kleine Detektionsfläche ($\approx 1 \text{ m}^2$). Da der Fluss der kosmischen Strahlung mit der Energie abnimmt, beträgt der Teilchenfluss oberhalb von 10^{15} eV nur noch etwa $10 \text{ Teilchen Jahr}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Da die Ballonflüge zeitlich begrenzt sind (≈ 10 Tage), muss man zu anderen Messmethoden übergehen.

¹Bei niedrigen Energien geht man auch auf Satelliten über, um der Abschirmung durch das Erdmagnetfeld zu entkommen.

²Akkumulierte Betrachtungszeit \equiv Detektionsfläche \cdot gesamte Messzeit.

Bei **indirekten Messungen** wird die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre ausgenutzt. Tritt ein hochenergetisches Teilchen in die Atmosphäre ein, so kommt es zu inelastischen Stößen mit den Luftmolekülen. Dabei entstehen Sekundärteilchen, die einen Luft-Schauer bilden (siehe Kapitel 3.2). Dieser atmosphärischer Schauer enthält Informationen über die Massenzahl, die Herkunftsrichtung und Energie des Primärteilchens. Man kann diese Information auf verschiedene Weisen rekonstruieren:

1. **Sekundärteilchenverteilung auf dem Erdboden:** Viele sekundäre Schauerteilchen erreichen den Erdboden, wo sie in Teilchendetektoren nachgewiesen werden. Aus ihrer Teilchenzusammensetzung, Anzahl, ihrer räumlichen und zeitlichen Ankunftsverteilung kann man auf das Primärteilchen zurückschließen. Prominente Beispiele solcher Experimente sind KASKADE [18], CASA-MIA [21], AGASA [24], HEGRA [23] und das im Aufbau befindliche Auger [20].
2. **Cherenkov-Licht des Schauers in der Atmosphäre:** Die geladenen Teilchen in dem Luft-Schauer erzeugen Cherenkov-Licht. Aus dessen Winkelverteilung und Intensität lässt sich der Schauer rekonstruieren und somit Rückschlüsse auf das Primärteilchen ziehen. Diese Methode wird heutzutage vor allem in der Gamma-Astronomie verwendet. Zwei Beispiele hierfür sind das in dieser Arbeit vorgestellte HESS-Experiment (Kap. 3.1) und MAGIC [25]. Zur Detektion von geladenen kosmischen Strahlen wurde diese Methode bei HEGRA³ und DICE [22] eingesetzt.
3. **Fluoreszenzlicht des Schauers in der Atmosphäre:** Durch Stöße mit den Schauerteilchen werden Luftmoleküle angeregt. Wenn sich diese wieder abregen entsteht Fluoreszenzlicht. Dieses kann über große Entfernungen beobachtet werden. Aus seiner Intensität, Zeit- und Winkelverteilung kann man wiederum den Schauer rekonstruieren. Fluoreszenzlichtmessungen werden heutzutage bei HiRes [19] und Auger [20] durchgeführt.

Der Vorteil indirekter Messungen ist ihre große Beobachtungsfläche. Das ermöglicht es, auch hochenergetische kosmische Strahlen nachzuweisen. Der Nachteil dieser Methoden ist ihre Abhängigkeit von der genauen Modellierung von hadronischen Luftschauern. Um vom Schauer Rückschlüsse auf das Primärteilchen machen zu können, muss die Entwicklung des Schauers in der

³Wie man am Beispiel von HEGRA und Auger erkennen kann, verwenden einige Experimente mehrere Methoden gleichzeitig.

Atmosphäre hinreichend genau verstanden sein. Bei Energien oberhalb von etwa 0.1 TeV sind die Wirkungsquerschnitte der Schauerteilchen in Luft (d.h. vor allem mit Stickstoff) nicht mehr experimentell bestimmt, man nimmt daher theoretisch begründete Wechselwirkungsmodelle, um sie zu beschreiben. Die verschiedenen Modelle unterscheiden sich besonders bei hohen Energien voneinander und sind somit eine Quelle systematischer Fehler (näheres dazu und zur Schauersimulation in Kapitel 3.2).

2.2 Element-Zusammensetzung

Kosmische Strahlung besteht zu etwa 98% aus Atomkernen und zu 2% aus Elektronen. Bei den Atomkernen handelt es sich zum größten Teil um Protonen und α -Teilchen. Die genaue Element-Komposition ist energieabhängig. Abb. 2.1 zeigt die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Isotope oberhalb von 1 TeV im Vergleich zu unserem Sonnensystem. Man kann einige allgemeine Merkmale erkennen, die auch in allen anderen Energiebereichen gültig sind:

1. Es gibt eine klare Korrelation zwischen der Element-Zusammensetzung der kosmischen Strahlung und der unseres Sonnensystems.
2. Der relative Anteil von Wasserstoff- und Heliumkernen ist in der kosmischen Strahlung viel geringer.
3. Die leichten Kerne Lithium, Beryllium und Bor ($Z=3-5$), und die Elemente unterhalb des Eisenkerns ($Z=21-25$) sind in der kosmischen Strahlung stark überrepräsentiert.

Während die Ursache des zweiten Punktes heute noch unklar ist, ist der dritte gut verstanden. Diese Elemente entstehen durch Fragmentation schwerer Kerne (Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen) auf dem Weg der kosmischen Strahlung durch die Galaxie. Da man den Wirkungsquerschnitt eines solchen Prozesses und die Teilchendichte in unsere Galaxie kennt, kann man daraus Erkenntnisse über die Ausbreitung der kosmischen Strahlen im Weltall gewinnen (Näheres siehe [3]).

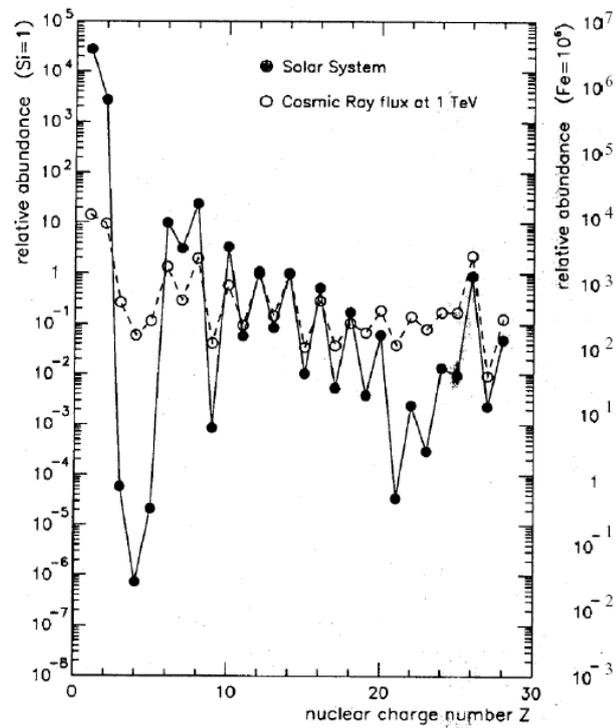


Abbildung 2.1: Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zum Sonnensystem bei 1 TeV pro Kern. Beide Messungen auf Silizium ($Z=14$) normiert. Entnommen aus Referenz [5].

2.3 Energiespektrum

Das gemessene Energiespektrum⁴ der kosmischen Strahlung ist in Abb. 2.2 dargestellt. In der oberen Grafik erkennt man, dass der Teilchenfluss mit der Energie stetig und auffallend geradlinig abnimmt. Da es sich um eine doppellogarithmische Auftragung handelt, entspricht dies einer Potenzfunktion $\Phi(E) = \Phi_0 E^{-\lambda}$.

Bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV wird das Spektrum etwas steiler, der spektrale Index λ ändert sich etwa von 2,7 auf 3,0. Man nennt diese Stelle das Knie. Um 10^{18} eV kann man ein weiteres Abknicken des Spektrums erkennen. Diese Stelle wird manchmal als zweites Knie bezeichnet. Etwa eine Größenordnung darüber flacht das Spektrum wieder ab. Dies ist der sogenannte Knöchel. Darüber liegen die höchstergetischsten Teilchen, die bisher detektiert wurden (bis zu 10^{20} eV).

Abb. 2.3 zeigt die Energiespektren von Protonen und Eisen. Beide sind mit $E^{2.5}$ multipliziert worden um ihre Eigenschaften besser darzustellen. Alle Datenpunkte entstammen indirekten Messungen, da direkte Messungen nicht in der Lage sind, die Ladung mit der nötigen Genauigkeit zu bestimmen. Man erkennt die immer größer werdenden Fehler auf den Fluss mit steigender Energie. Oberhalb von einer Energie von etwa 10^{15} eV gibt es keine Messungen mehr.

2.4 Motivation für weitere Messungen

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, geht man heutzutage davon aus, dass ein Großteil der kosmischen Strahlung aus Supernovae-Explosionen stammt (siehe z.B. [10]). Quantitative Berechnungen zeigen, dass Supernovae Teilchen bis zu etwa 10^{15} eV beschleunigen können (siehe [4]), das beobachtete Spektrum geht jedoch mindestens noch fünf Größenordnungen weiter. Der Ursprung dieser hochenergetischsten Teilchen ist noch immer völlig ungeklärt.

Eine weitere offene Frage, die eng mit der oberen verbunden ist, ist die Ursache für die Änderung des spektralen Index im Bereich des Knies. Dass dies in etwa bei der maximalen Teilchenenergie liegt, die Supernovae erzeugen können, hat den Verdacht nahe gelegt, dass hier ein Übergang zu anderen Quellen der Strahlung stattfindet.

Ein erfolgversprechendes Modell zur Erklärung des Knies geht davon aus, dass dort sukzessiv die spektralen Indizes der einzelnen Isotope abfallen. Das

⁴Energiespektrum = differentieller Fluss = $\Phi(E) = \frac{dN(E)}{dEd\Omega dt dA}$, wobei N(E) die Anzahl der einfallenden Teilchen im Energie Intervall E bis E+dE ist.

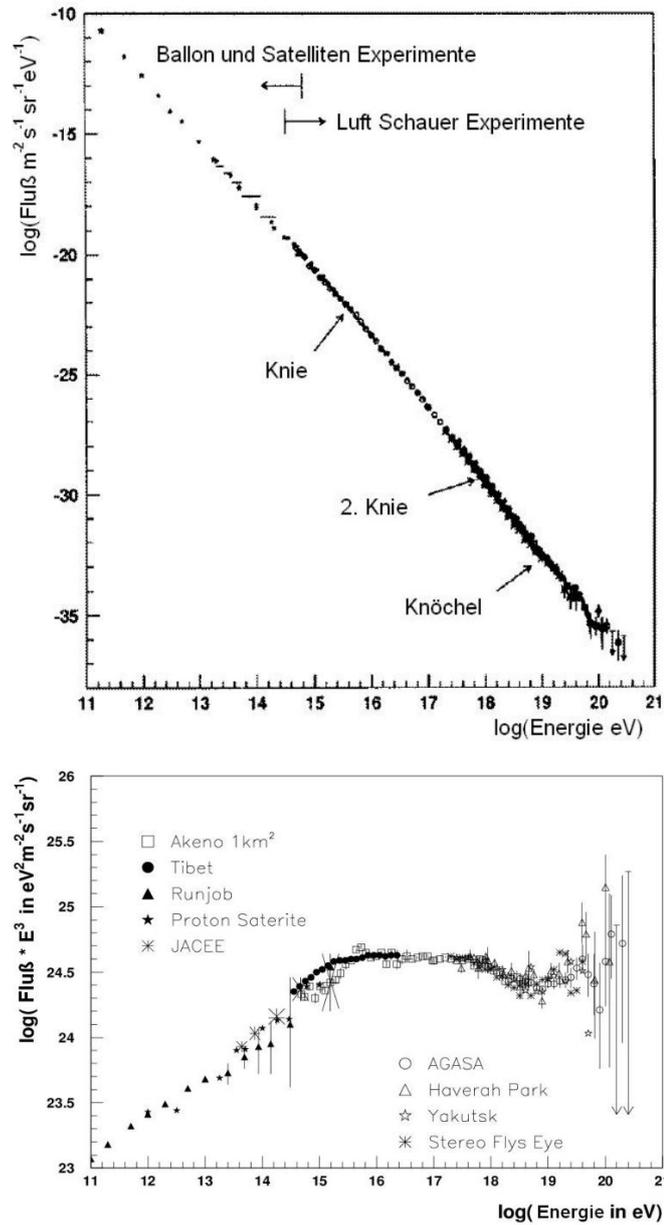


Abbildung 2.2: **Oben:** Das Spektrum der kosmischen Strahlung über 10^{11} eV. **Unten:** Das gleiche Spektrum mit E^3 multipliziert, um Strukturen besser erkennen zu können. Beide entnommen aus Referenz [2].

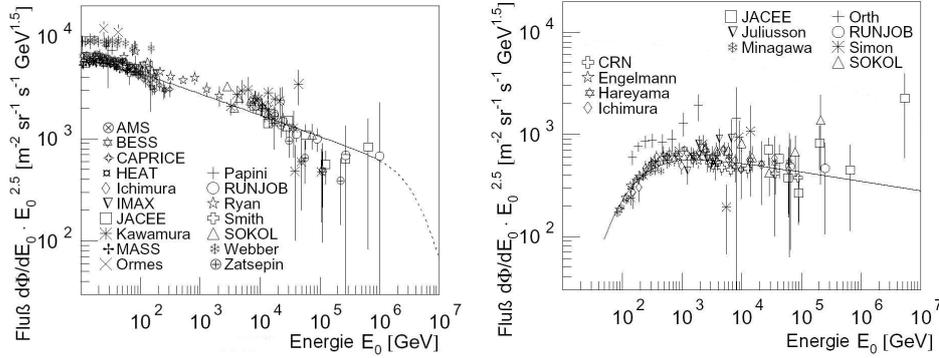


Abbildung 2.3: Die Spektren von Protonen (links) und Eisen (rechts), entnommen aus Referenz [7]. Beide Spektren mit $E^{2.5}$ multipliziert.

zweite Knie entspricht in diesem Modell dem Abfall der spektralen Index der Eisenkomponente (genaueres unter [7]). Physikalisch begründet wird dies damit, dass die obere Teilchenenergiegrenze, die in Supernovae entstehen kann, proportional zur Ladung ist [4]. Hinzu kommt, dass Teilchen mit geringerer Ladung bei gleicher Energie einen größeren gyromagnetischen Radius⁵ haben. Dies macht es wahrscheinlicher, dass sie aus der Galaxie entfliehen.

Um diese Fragen zu beantworten, ist eine genauere Kenntnis des Energiespektrums und der Ladungszusammensetzung der kosmischen Strahlung notwendig. Durch die in dieser Arbeit vorgestellten Messmethode ist es möglich, diese Größen für schwere Kerne im Energiebereich von etwa 10 TeV bis zu einigen hundert TeV zu messen. Dies ist der Energiebereich, in dem direkte Messungen große statistische Fehler haben bzw. nicht mehr möglich sind.

a

⁵ $R = \frac{p_{\perp}}{eZB}$, wobei Z die Ladung, B das Magnetfeld, p_{\perp} der Teilchenimpuls senkrecht zum Magnetfeld und e die Elementarladung ist.

Kapitel 3

Detektion schwerer Kerne über Direktes Cherenkov-Licht

3.1 Das HESS-Experiment

Das High Energy Stereoscopic System ist entwickelt worden, um Hochenergie-Gamma-Astronomie zu betreiben. Die Idee dabei ist, dass Photonen, im Gegensatz zu geladenen Teilchen, auf dem Weg durch die Galaxie keine Ablenkungen in Magnetfeldern erfahren. Sie zeigen daher auf ihre Quellen zurück. Modellen zufolge entstehen bei der Beschleunigung der kosmischen Strahlung durch Wechselwirkung der Teilchen mit interstellarer Materie hochenergetische Photonen, d.h. dass durch ihre Detektion auch der Ursprung der geladenen kosmischen Strahlen identifiziert werden könnte. Ein Problem dabei ist, dass man sicher sein muss, dass die detektierten Gamma-Strahlen nicht durch andere Prozesse (etwa leptonische) entstehen.

Das HESS-Experiment besteht aus vier abbildenden Cherenkov-Teleskopen. Sie bilden die Winkelverteilung des sog. Cherenkov-Lichts des Luftschauer ab, den ein hochenergetisches Teilchen beim Eintritt in die Atmosphäre erzeugt (siehe Kap. 3.2). Die Teleskope stehen im Khomas Hochland in Namibia, in einer Höhe von 1800 m. Sie sind an den Ecken eines Quadrates mit einer Kantenlänge von 120 m aufgestellt. Die Spiegelfläche beträgt je 107 m^2 , die aus je 380 einzelnen Spiegeln zusammengesetzt ist. Im Fokus des Spiegels liegen hochauflösende Kameras mit 960 Pixeln, dabei beträgt die Fokallänge 15 m. In jedem Pixel werden die einfallenden Photonen über Photomultiplier nachgewiesen. Ein Pixel hat einen Durchmesser von etwa 0.16° , so dass das gesamte Gesichtsfeld des Teleskops einen Durchmesser von etwa 5° hat.

Liegen die Teleskope in dem Licht-Kegel eines Luftschauers, so wird die-

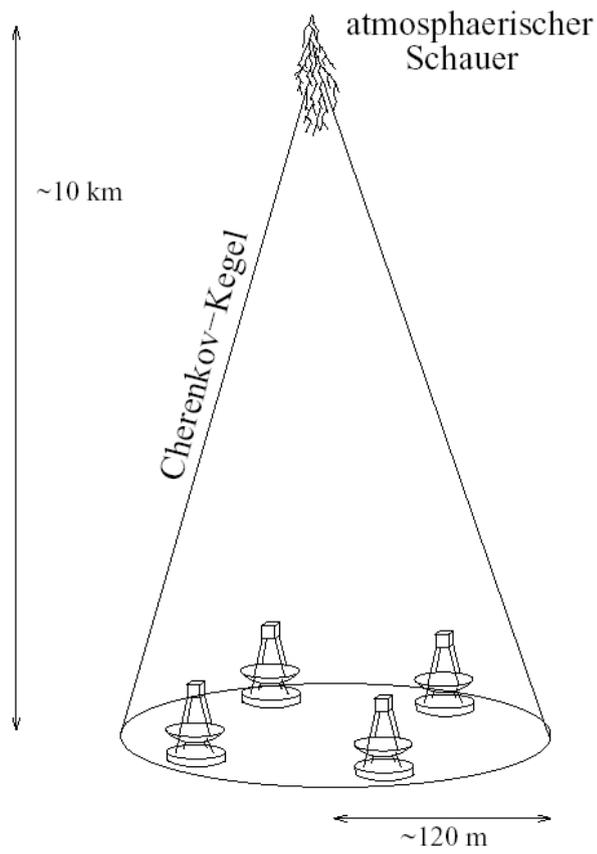


Abbildung 3.1: Schema des HESS-Teleskopsystems. Grafik entnommen aus Referenz [11].

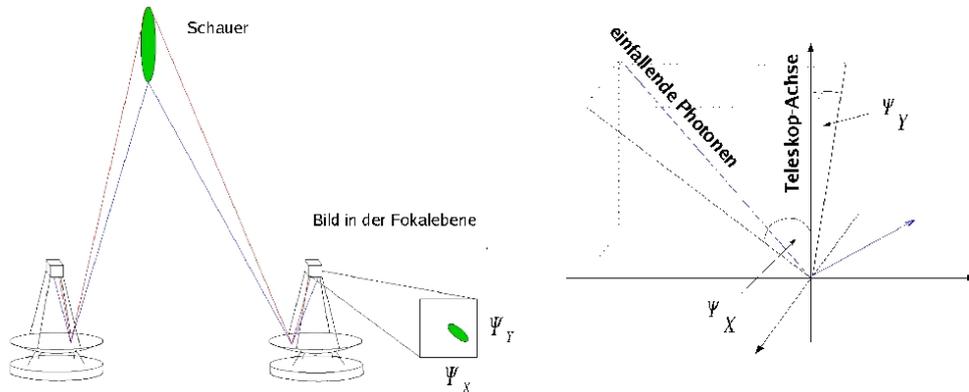


Abbildung 3.2: **Links:** Schema der Bildentstehung, entnommen aus Referenz [11]. **Rechts:** Schema der Winkelabbildung der HESS-Teleskope. Photonen mit gleichen Einfallswinkeln Ψ_X und Ψ_Y bezüglich der Teleskopachse werden auf gleiche Pixel abgebildet.

ser abgebildet (siehe Abb.3.1 und Abb.3.2). Die einzelnen Kameras werden von einem zentralen Trigger gesteuert. Es werden nur Daten aufgenommen, wenn mindestens zwei Teleskope oberhalb der Triggerschwelle liegen, auf diese Weise kann die Totzeit des Systems erheblich reduziert werden. Da der Schauer aus mehreren Blickwinkeln beobachtet wird, kann stereoskopisch die Ursprungsrichtung des Primärteilchens und der Auftreffpunkt der Schauerachse auf dem Boden rekonstruiert werden.

Die Einheit, mit der die Lichtintensitäten der einzelnen Kamera-Pixel gemessen werden, sind sogenannte “Photo Elektronen” (p.e.). In dieser Einheit werden die Effizienzen der einzelnen Photomultiplier berücksichtigt, so dass sie proportional zu der Anzahl an Photonen in einem Kamerapixel ist.

Das größte Problem bei der Detektion von Gamma-Strahlen ist der große Untergrund durch geladene kosmische Strahlen. Ziel dieser Diplomarbeit ist es, in diesem Untergrund schwere Kerne zu finden. Die Grundidee der Messung ist dabei, dass die hochenergetischen kosmischen Strahlen vor der Schauerbildung Cherenkov-Licht abstrahlen. Die Intensität dieses Lichts ist proportional zum Quadrat der Ladung des emittierenden Teilchens, so dass darüber die Kernladungszahl des primären Schauerteilchens bestimmt werden kann. Die Schwierigkeit bei der Detektion von DC-Licht ist der Große Untergrund durch das Cherenkov-Licht des Luftschauers. Bevor ich in Kapitel 3.3 die Messmethode genauer vorstelle, werde ich zunächst auf die atmosphärische Schauer und ihre Simulation eingehen.

3.2 Atmosphärische Schauer schwerer Kerne

3.2.1 Schauer Entwicklung

Dringt ein hochenergetischer Atomkern in die Erdatmosphäre ein, erzeugt er in der Atmosphäre einen Teilchenschauer. Man kann diesen Luftschauer in eine hadronische, eine myonische und eine elektromagnetische Komponente aufteilen (siehe Abb. 3.3). Bei der Wechselwirkung der einfallenden Kerne mit denen der Luftatome werden beide gespalten. Die Kernfragmente fliegen weiter und bilden die **hadronische Komponente** des Schauers.

Bei jeder Wechselwirkung entstehen zahlreiche Mesonen, in ihrer überwiegenden Zahl π^0, π^- und π^+ . Die geladenen Pionen können entweder mit den Atomen in der Luft wechselwirken oder zerfallen (Lebensdauer $\approx 10^{-8}$ sec). Im ersten Fall tragen sie zur hadronischen Komponente des Schauers bei. Im zweiten Fall erzeugen sie die **myonische Komponente** über den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (bzw. $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). Die Lebensdauer der Myonen ist groß genug, damit viele den Erdboden erreichen.

Die neutralen Pionen zerfallen in zwei Photonen (Lebensdauer $\approx 10^{-16}$ sec). Ist ihre Energie groß genug, so erzeugen sie im Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar ($\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$). Diese können dann über Bremsstrahlung wiederum Photonen erzeugen. Dieser Prozess kann sich solange wiederholen, bis die Photonenenergien kleiner als die Ruhemasse des Elektron-Positron-Paares wird. Auf diese Weise entsteht die **elektromagnetische Komponente** des Schauers.

Wie man anhand der gezeigten Schauersimulation in Abb. 3.3 sieht hat der so entstandene Teilchenschauer eine Breite von etwa 200m. Er erreicht in einer Höhe von etwa 10 km das Schauermaximum, d.h. die Höhe mit einer maximalen Anzahl an Sekunderteilchen. Man kann weiterhin erkennen, dass die Schauerform näherungsweise elliptisch ist, daher erhält man bei seiner Abbildung ein Ellipsen ähnliches Schauerabbild in den HESS-Kameras.

3.2.2 Einfaches Schauermodell

Die Schauerentwicklung wird durch die hadronische Komponente, besonders am Anfang des Schauers bestimmt. Da es sich hier um statistische Prozesse handelt, kommt es zu großen Fluktuationen zwischen verschiedenen Schauern. Einige allgemeine Aussagen für die durchschnittliche Schauerentwicklung lassen sich jedoch schon mit einem einfachen Schauer Modell (sog. "toy model") treffen. Es wurde ursprünglich von Heitler (1944) für den elektromagnetischen Schauer eingeführt, aber seine Grundaussagen treffen auch für hadronische Schauer zu.

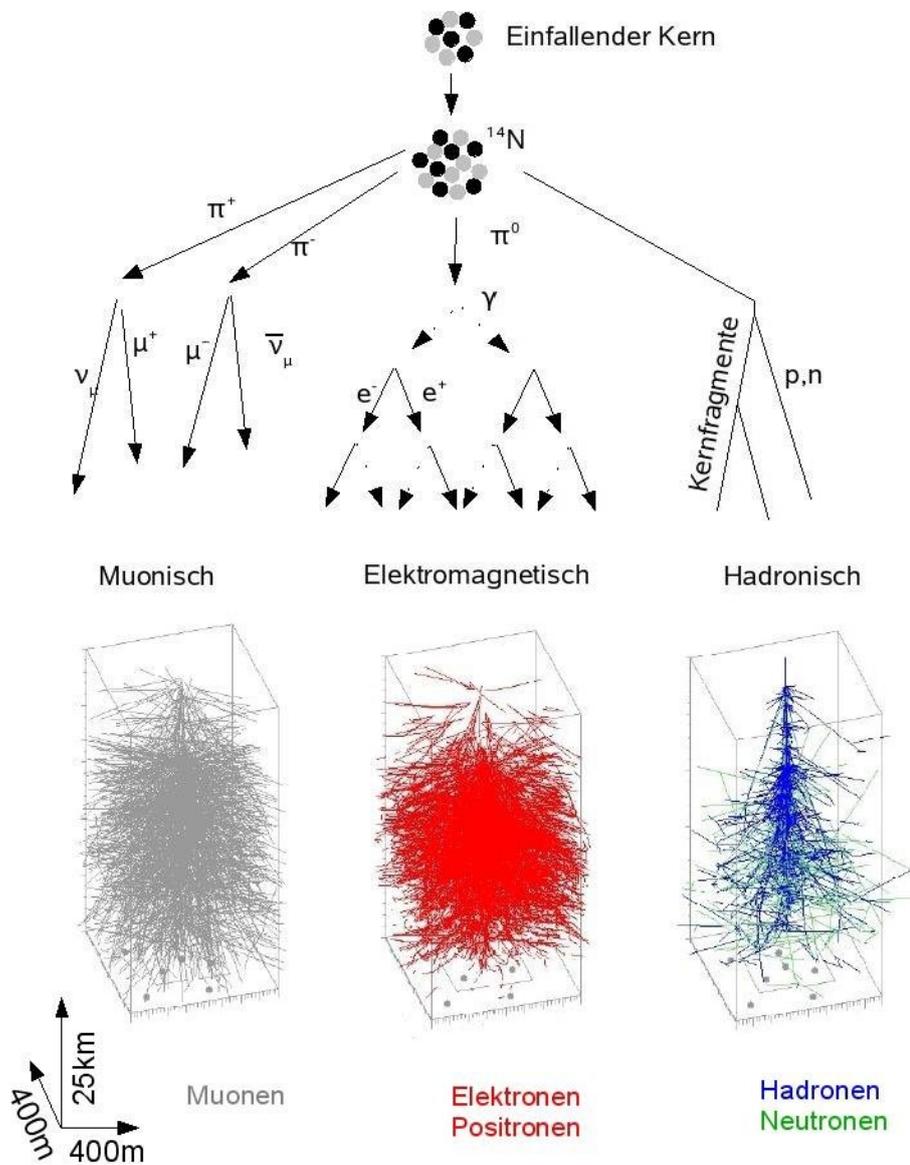


Abbildung 3.3: Schematische Entwicklung eines Hadronenschauers und seine Komponenten. Der untere Teil der Abbildungen zeigt die Projizierten Bahnkurven der einzelnen Schauerteilchen aus einer Simulation (entnommen aus Referenz [8]). Simuliert wurde ein Eisenkern mit einer Energie von 10 TeV der senkrecht in die Atmosphäre eindringt.

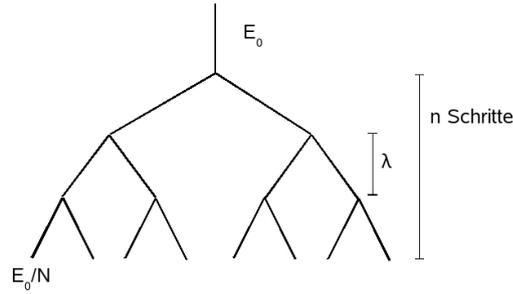


Abbildung 3.4: Schauerskitzze, siehe Text.

Man geht dabei davon aus, dass jedes Teilchen nach einer Weglänge λ seine Energie an zwei Sekundärteilchen abgibt (siehe Abb.3.4). Dieser Prozess wiederholt sich bis nach n Schritten die Energie der Teilchen nicht mehr ausreicht, um neue Teilchen zu erzeugen. Man erreicht so das Schauer Maximum $X_{max} = n\lambda$ mit der maximalen Teilchenzahl $N_{max} = 2^n$. Die gesamte Zahl der Schauer-Teilchen ist $N_{Gesamt} = \sum_{i=0}^n 2^i = 2^{n+1} - 1$. Wenn E_0 die Energie des Primärteilchens ist, kann man leicht nachrechnen, dass:

$$N_{max} \propto E_0 \quad (3.1)$$

$$N_{Gesamt} \propto E_0 \quad (3.2)$$

$$X_{max} \propto \log(E_0) \quad (3.3)$$

3.2.3 Cherenkov-Licht des Schauers

Geladene Teilchen, die Materie durchlaufen, polarisieren ihre Umgebung. Ist die Geschwindigkeit (βc) des Teilchens größer als die von Licht in dem Medium ($\frac{c}{n}$), kommt es zu einer kohärenten Abstrahlung von Cherenkov-Licht der polarisierten Atome. Dieses wird in einem festen Winkel Θ_C zur Teilchenbahn abgestrahlt, der nur vom Brechungsindex des Medium $n(\lambda)$ und der Geschwindigkeit des Teilchen abhängt.

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (3.4)$$

$$\Theta_C = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \quad (3.5)$$

Die Anzahl der pro Weg und Wellenlängen-Intervall abgestrahlte Photonen wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \Theta_C \quad (3.6)$$

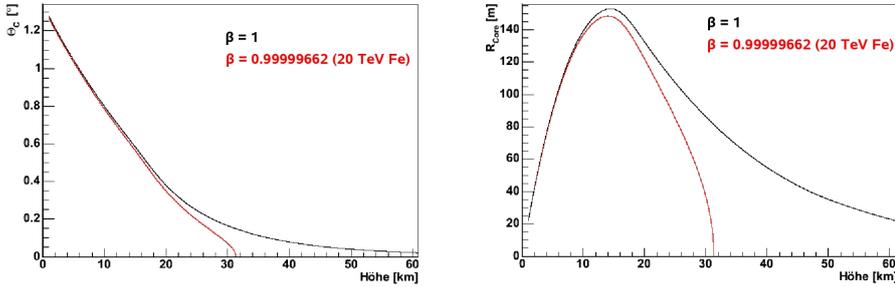


Abbildung 3.5: **Links:** Cherenkov Winkel Θ_C als Funktion der Höhe. **Rechts:** Abstand der abgestrahlten Photonen zur Schauerachse am Erdboden als Funktion der Höhe, beides nach Näherung 3.7 für $\beta = 1$ und $\beta = 0.99999662$ berechnet. Letztere entspricht der Geschwindigkeit eines Eisenkerns mit einer Energie von 20 TeV. Der Zenitwinkel beträgt 0° .

Dabei ist α die elektromagnetische Kopplungskonstante und Z die elektrische Ladung des Teilchens.

Viele Teilchen in einem Luftschauer erfüllen die Bedingung 3.4 und strahlen Cherenkov-Licht ab. Für eine feste Teilcheenergie ist der Cherenkov-Winkel nur noch eine Funktion des Brechungsindex. Näherungsweise folgt für diesen aus der Barometrischen Höhenformel¹:

$$n - 1 = (n - 1)_0 e^{-\frac{h}{h_0}} \quad (3.7)$$

Dabei sind $(n - 1)_0 \approx 0.00028$ und $h_0 \approx 7350$ m Konstanten.

Daraus folgt mit Gl. 3.5, dass der Cherenkov-Winkel mit sinkender Höhe größer wird. Für die Verteilung der Cherenkov Photonen am Boden führt dies dazu, dass es ein maximalen Abstand von der Schauer Achse gibt und der so genannte **Cherenkov Kegel** entsteht (siehe Abb. 3.5 und 3.6). Ein ähnliches Bild erwartet man durch Superposition der Abstrahlung der einzelnen Schauerteilchen für den gesamten Schauer. Wie man in Abb. 3.7 sieht, ist der Cherenkov-Kegel von Schauern von Atomkernen jedoch nicht sehr scharf definiert (Abb. 3.7). Der Grund dafür sind Schauerfluktuationen, besonders in der hadronischen Komponente des Schauers. Trotz dieser Fluktuationen erreicht ein Großteil des Schauer Cherenkov-Lichts den Erdboden innerhalb eines Abstandes von 200 m zu der Schauerachse.

¹ $p = p_0 e^{-\frac{h}{h_0}}$. Es gilt $p \propto \rho \propto (n-1)$. Dabei ist p der Druck und ρ die Dichte der Atmosphäre.

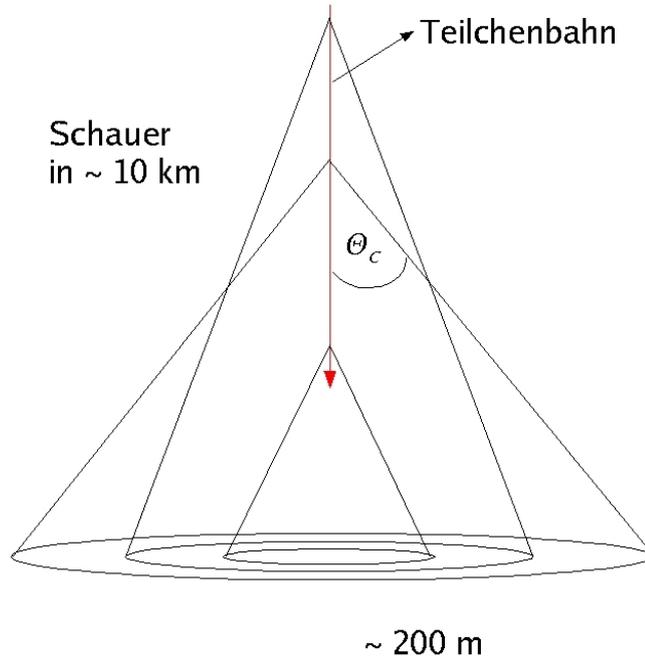


Abbildung 3.6: Skizze des Cherenkov Kegels eines Schauerteilchens. Da der Cherenkov-Winkel mit sinkender Höhe wächst (Abb. 3.5), kann es dazu kommen, dass tiefer in der Atmosphäre abgestrahltes Licht in einem größeren Abstand zur Schauerachse am Boden ankommt.

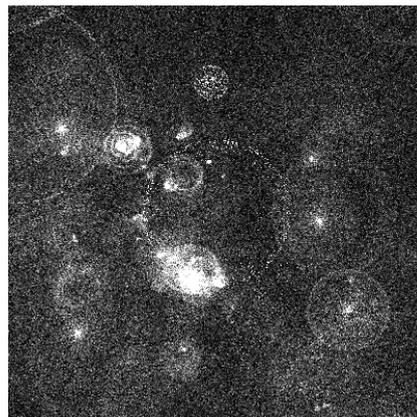


Abbildung 3.7: Simulierte Cherenkov-Licht Verteilung am Boden für den Luftschauer eines 5 TeV Eisenkerns der senkrecht in die Atmosphäre eindringt. Entnommen aus Referenz [13]. Die Kanten Längen beträgt 400m.

3.2.4 Schauer Simulation

Wegen der bereits erwähnten Schauerfluktuationen ist es bisher nicht möglich, einen Schauer mit ausreichender Genauigkeit analytisch zu beschreiben. Man bedient sich daher Monte-Carlo-Simulationen. Dabei wird für jedes einzelne Teilchen im Schauer Teilchensorte und Impulsvektor gespeichert und seine Wechselwirkungen bzw. sein Zerfall simuliert. Das Verfahren ist entsprechend aufwendig.

Kommt es zu einer Wechselwirkung, muss bekannt sein, mit welcher Wahrscheinlichkeit welche Sekundärteilchen mit welchen Impulsen entstehen. Für elektromagnetische Wechselwirkungen ist dies gut verstanden. Für die hadronische Wechselwirkung, die im hadronischen Teil des Schauers dominiert, ist dies jedoch nicht der Fall. Experimentelle Messungen gibt es für den einfachsten Fall einer Proton-Proton-Wechselwirkung nur bis zu etwa $1.8 \cdot 10^{15}$ eV. Für Kern-Kern Wechselwirkungen liegt die maximale Energie, bei der Messungen durchgeführt wurden sogar unter 1 TeV (siehe [10]). Ein weiteres Problem ist, dass bei diesen Experimente Sekundärteilchen, die unter einem kleinen Winkel abgestrahlt werden nicht nachgewiesen werden. Da diese Teilchen meist über 90% der Energie des Primärteilchens tragen, haben sie jedoch einen großen Einfluss auf die Entwicklung des Schauers.

Die für die Schauerentwicklung nötigen Wirkungsquerschnitte lassen sich auch nicht exakt aus der QCD berechnen. Man bedient sich daher so genannter **hadronischer Modelle**, die die experimentellen Daten theoretisch begründet extrapolieren. Ziel dieser Diplomarbeit ist, Hadronen im Energiebereich von etwa 100 TeV zu detektieren. Wie in Abb. 3.8 und 3.9 gezeigt, geben die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle bei diesen Energien unterschiedliche Ergebnisse für Wirkungsquerschnitte, Teilchen-Multiplizitäten und Impulsverteilungen (letzteres hier nicht gezeigt, Näheres unter [14]). Diese Unterschiede führen dazu, dass systematische Fehler in die Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt werden, gelangen, ich werde darauf noch einmal genauer in Kap. 5.4 eingehen.

Die Simulationen in dieser Arbeit habe ich mit dem Programm CORSIKA 6.032 in einer erweiterten Version erstellt. Diese wurde von Konrad Bernlöhr geschrieben und ermöglicht es, das Cherenkov-Licht des Primärteilchens von dem des Luftschauers innerhalb der Simulationen zu unterscheiden. Als hadronisches Wechselwirkungsmodell habe ich QGSJET 01² verwendet. Die Simulation des HESS-Systems geschieht durch ein Programm mit dem Namen `sim_hessarray`. Es verarbeitet die Daten der CORSIKA Simulation weiter und produziert Ausgabedateien im gleichen Datenformat, wie sie die tatsächliche Datennahme liefert.

²Das neuere QGSJET II ist noch nicht in CORSIKA eingebunden.

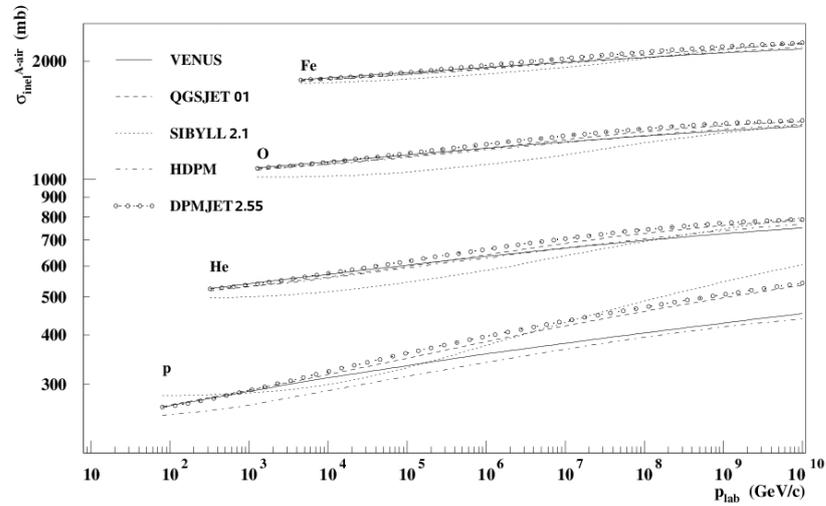


Abbildung 3.8: Inelastischer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Teilchenimpulse für verschiedene Elemente in Luft und für verschiedene Wechselwirkungsmodelle. Entnommen aus Referenz [15].

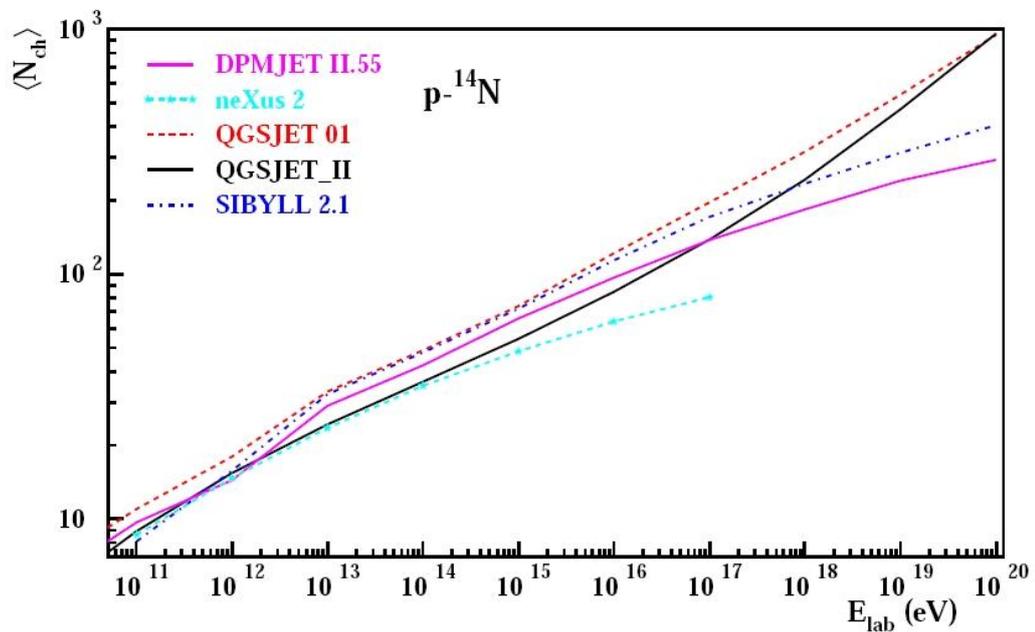


Abbildung 3.9: Mittlere Anzahl der erzeugten geladenen Teilchen bei Proton-Stickstoff-Kollisionen als Funktion der Protonenergie für verschiedene hadronische Modelle. Entnommen aus Referenz [14].

3.3 Grundidee der Messung

Die Grundidee der vorliegenden Messmethode ist, dass die Pixelgröße moderner Cherenkov-Teleskope ausreichend klein ist, um das Cherenkov-Licht, das vom primären Schauerteilchen abgestrahlt wird (“Direktes Cherenkov Licht”, DC-Licht), von dem Cherenkov-Licht des Luftschauers zu unterscheiden (“Schauer Cherenkov-Licht”, SC-Licht). Da das DC-Licht höher in der Atmosphäre abgestrahlt wird, gelangt es in einem anderen Winkelbereich in die Kamera als das SC-Licht, schematisch ist dies in Abb. 3.10 gezeigt. Man sieht, dass das DC-Licht zwischen die rekonstruierte Schauerrichtung und dem Abbild des Schauers abgebildet wird. Die Anzahl der abgestrahlten DC-Photonen ist nach Gl. 3.6 proportional der Ladung des emittierenden Teilchens. Das führt dazu, dass die Intensität des DC-Lichts von Atomkernen oberhalb von einer bestimmten Kernladungszahl detektiert werden kann.

Aus Abbildung 3.5 kann man entnehmen, dass der Cherenkov-Winkel bei einer typischen ersten Wechselwirkungshöhe von 25 km etwa 0.25° beträgt, dies entspricht für das HESS-Teleskopsystem 1-2 Pixel. Da dies der maximale Cherenkov-Winkel ist, unter dem ein Teilchen mit dieser typischen ersten Wechselwirkungshöhe und $\beta \approx 1$ Cherenkov-Licht abstrahlt, ist dies in etwa die Breite der Verteilung, die man im Kamerabild längs der Schauer-Achse erwartet. Aus dem Abstand der Teleskope zum ersten Wechselwirkungspunkt (≈ 25 km) und der Breite der Spiegel (≈ 13 m) lässt sich trigonometrisch in etwa die Breite der Verteilung senkrecht dazu abschätzen. Sie beträgt 0.03° , dies ist weniger als eine Pixelbreite. Das bedeutet, dass man erwarten kann, dass sich das DC-Licht auf ein bis zwei Pixel im genannten Kamerabereich verteilt. Diese Pixel sind das Erkennungsmerkmal, durch das man schwere Kerne von anderen Teilchen in der kosmischen Strahlung unterscheiden kann. Abb. 3.11 zeigt dazu ein Beispiel das in den HESS-Daten detektiert wurde..

Da die Intensität des DC-Lichts proportional zum Quadrat der Ladung des Primärteilchens ist, kann man darüber die Kernladungszahl der detektierten Kerne rekonstruieren. Unglücklicherweise ist die DC-Intensität jedoch auch abhängig von der Energie des Primärteilchens und der Höhe der ersten Wechselwirkung, was die Rekonstruktion etwas komplizierter macht (genauer in Kapitel 4.5.3).

Während die Intensität des DC-Lichts oberhalb einer bestimmten Energie konstant bleibt, wächst die Intensität des SC-Lichts mit der Energie näherungsweise linear an. Da die Schauerteilchen auch Impulse transversal zur Schauerachse haben, führt dies dazu, dass SC-Licht im Winkelbereich des DC-Lichts in die Kamera gelangt. Das SC-Licht fängt daher mit steigender Energie an, das DC-Licht zu überstrahlen. Dies führt zu einer maximalen Energie, bei der diese Messmethode angewendet werden kann. Bei niedrigen

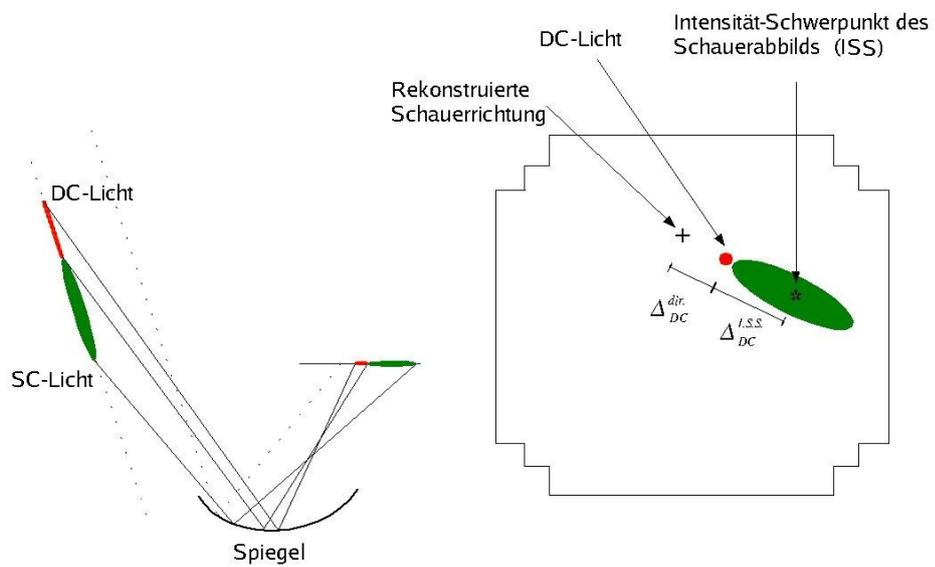


Abbildung 3.10: Schema zur Abbildung eines Schauer und des Cherenkov-Lichts vom Primärteilchen. Rechts eine Skizze des entstehenden Schauerbildes in der Kamera. Zwei charakteristische Größen sind der Winkelabstand zwischen dem DC-Licht zur der Schauerrichtung $\Delta_{DC}^{dir.}$ und zum Intensität-Schwerpunkt des Schauerabbilds Δ_{DC}^{ISS} .

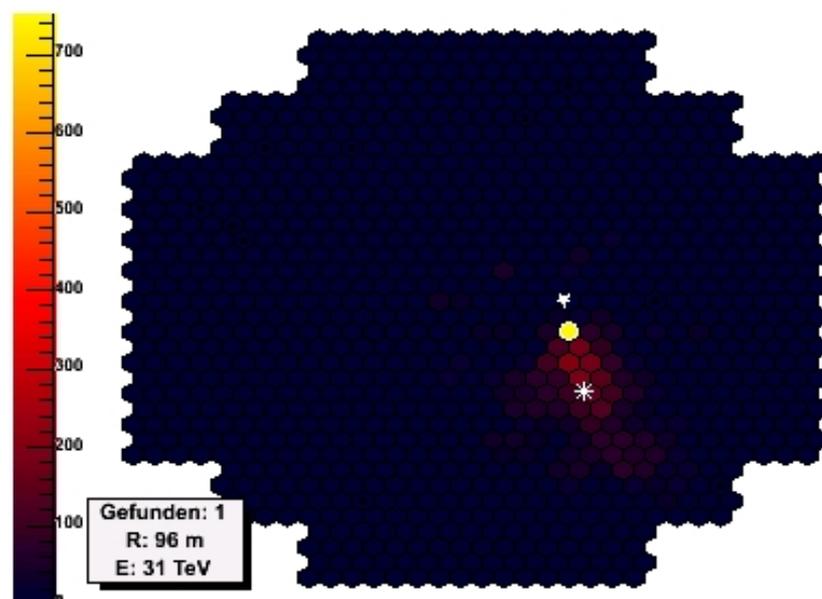


Abbildung 3.11: Teleskop Bild aus den HESS-Daten, die Intensität ist in p.e. angegeben. \circ markiert das Pixel in dem DC-Licht detektiert wurde (DC-Pixel), * markiert den Intensität-Schwerpunkt der Schauerabbilds (ISS) und ★ die rekonstruierte Schauerrichtung. Links unten sind jeweils der Abstand der Schauerachse zum Teleskop R und die Energie des Primärteilchens E angegeben.

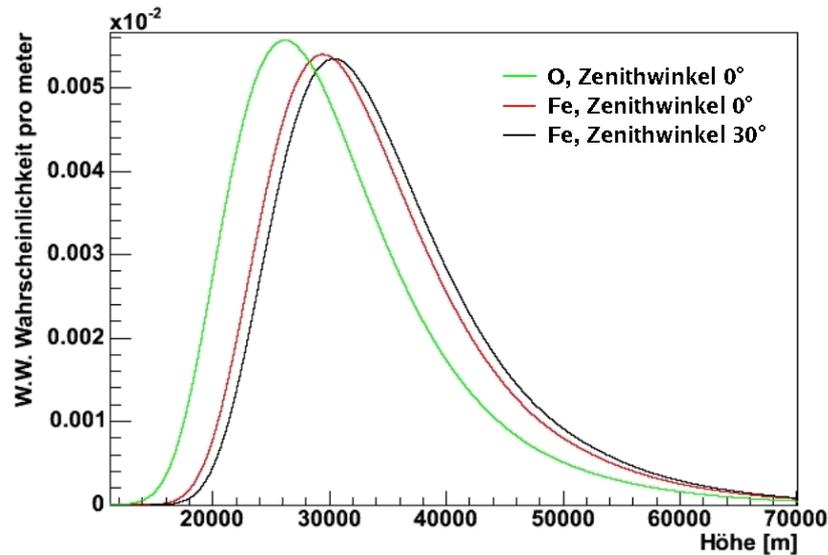


Abbildung 3.12: Wahrscheinlichkeit pro Meter für die ersten Wechselwirkung als Funktion der Höhe für Eisen (Fe, $Z=26$) und Sauerstoff (O, $Z=8$) für verschiedene Zenitwinkel. Die zur Berechnungen nötigen Wirkungsquerschnitte wurden aus Abb. 3.8 für QGSJET entnommen.

Energien wird die Messmethode durch die Cherenkov-Schwelle aus Gl. 3.4 begrenzt. Der genaue Energiebereich ist abhängig von der Kernladungszahl des Primärteilchens und wird in Kap. 4.4 besprochen.

3.4 Eigenschaften von Direktem Cherenkov-Licht

Wegen seiner zentralen Bedeutung für die hier präsentierte Messmethode werde ich nun etwas genauer auf die Eigenschaften des DC-Lichts eingehen. Wie bereits erwähnt, ist die Gesamtzahl der abgestrahlten DC-Photonen von der Höhe der ersten Wechselwirkung abhängig. Diese variiert stark von Schauer zu Schauer. Wie man in Abb. 3.12 sehen kann, ist die erste Wechselwirkungshöhe elementabhängig und abhängig vom Zenitwinkel, unter dem das Primärteilchen in die Atmosphäre dringt. Bei Energien, die knapp über der Cherenkovschwelle aus Gl. 3.4 liegen, ist die Anzahl der emittierten DC-Photonen weiterhin energieabhängig (siehe Abb. 3.13).

Da das DC-Licht nur von einem Teilchen stammt, das keine nennenswer-

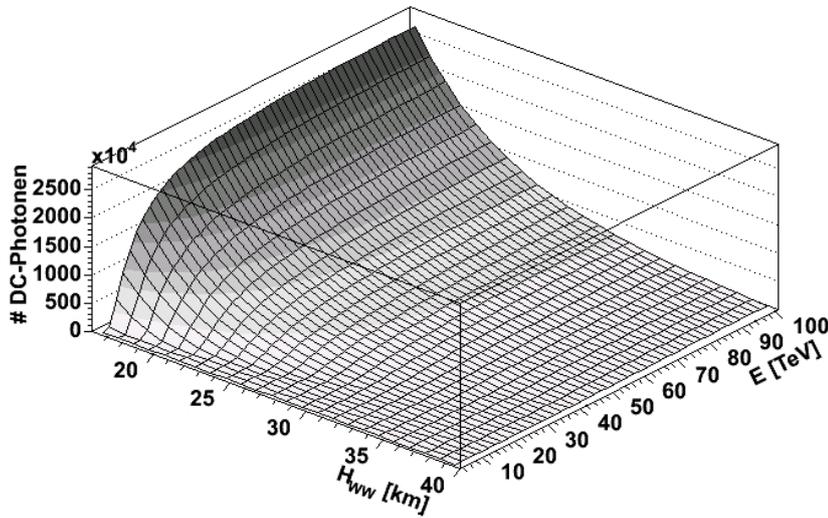


Abbildung 3.13: Gesamtzahl der emittierten DC-Photonen in Abhängigkeit von der Energie und der Höhe der ersten Wechselwirkung (H_{1WW}), berechnet für einen Eisenkern, der unter einem Zenitwinkel von 0° in die Atmosphäre eindringt.

ten Ablenkungen erfährt ³, erwartet man am Boden einen wohl definierten Cherenkov-Kegel. Wie man in Abb. 3.14 sieht, wird dies durch Simulationen gut bestätigt. Für die folgenden Messungen bedeutet dies, das DC-Licht nur in einem beschränkten Abstand zur Schauerachse (“Core-Abstand” , R_{Core}) detektiert werden kann. Die radiale Abhängigkeit der DC-Intensität ist noch einmal genauer in Abb. 3.15 gezeigt. Wie erwartet ist die Höhe der Verteilung stark ladungsabhängig. Findet die erste Wechselwirkung tiefer in der Atmosphäre statt, so kommt DC-Licht in größeren Core-Abständen am Boden an. Weiterhin sieht man, dass die DC-Intensität für kleine Core-Abstände unabhängig von der Höhe der ersten Wechselwirkung ist. Dies kommt daher, dass tiefer in der Atmosphäre abgestrahltes Licht vollständig in einen größeren Core-Abstands Bereich abgestrahlt wird (siehe Abb. 3.5).

Abb.3.16 zeigt die simulierte Winkelverteilung des DC-Lichts ist für einen 100 TeV Eisenkern in einem Core-Abstand von 67-94 m. Man sieht, dass sich das Cherenkov-Licht auf einen Winkelbereich von etwa 0.1° beschränkt. Dies stimmt in etwa mit der Abschätzung im vorherigen Abschnitt überein und entspricht etwas weniger als einem Kamera-Pixel.

³Der elastische Wirkungsquerschnitt ist bei Energien im TeV Bereich um Größenordnungen kleiner als der inelastische. Kommt es zu einem inelastischen Stoß wird der Kern gespalten.

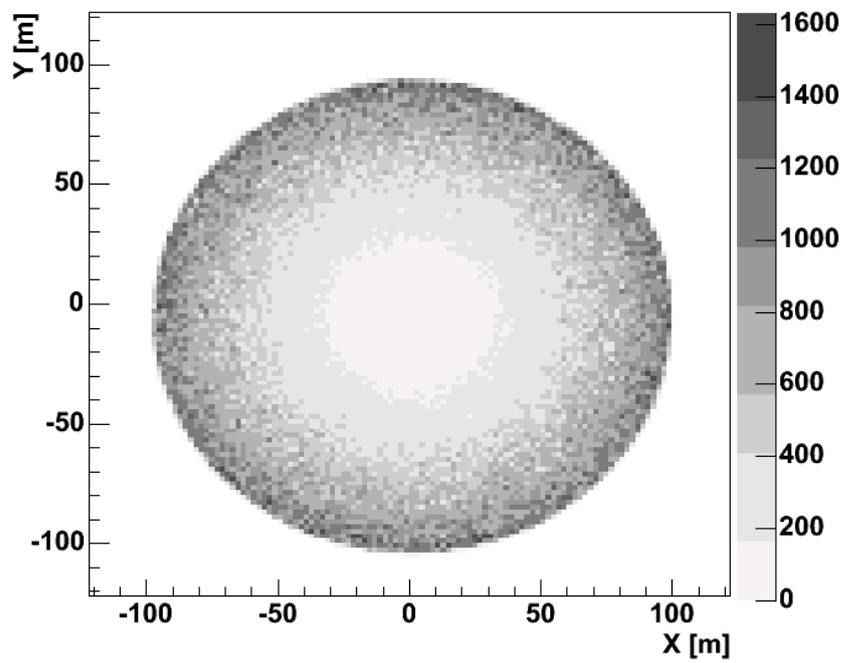


Abbildung 3.14: Simulierte DC-Licht-Verteilung eines atmosphärischen Schauers auf dem Boden. Simuliert wurde ein 100 TeV Eisenkern, der senkrecht in die Atmosphäre dringt und eine erste Wechselwirkungshöhe von 30 km hat. Die Farbskala gibt die Anzahl der Photonen pro m^2 an.

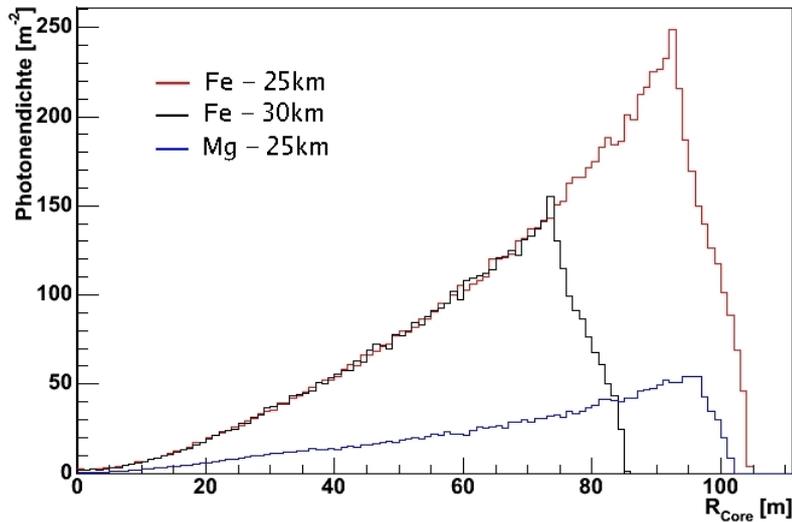


Abbildung 3.15: Simulierte DC-Intensität als Funktion des Core-Abstands. Simuliert wurden 100 TeV Eisen- (Fe, $Z=26$) und Magnesiumkerne (Mg, $Z=12$), die unter einem Zenitwinkel von 0° in die Atmosphäre eindringen. Die Höhe der ersten Wechselwirkung beträgt 25 km, bzw. 30 km.

Bei einem festen Core-Abstand ist die Intensität des DC-Lichts abhängig vom Zenitwinkel, unter dem die Kerne in die Atmosphäre dringen. Der Grund dafür ist, dass mit steigendem Zenitwinkel die Höhe der ersten Wechselwirkung steigt. Das führt wiederum dazu, dass weniger DC-Photonen, in einem durchschnittlich größeren Abstand zum Erdboden, abgestrahlt werden und somit die Intensität des DC-Lichts am Boden abnimmt. In der linken Grafik von Abb. 3.17 ist diese Abhängigkeit anhand von der mittleren DC-Licht Intensität in den HESS-Kamerabildern aus Simulationen gezeigt. In der rechten Grafik ist die Intensität des SC-Lichts als Funktion des Zenitwinkels gezeigt, man kann eine ähnliche Abhängigkeit erkennen.

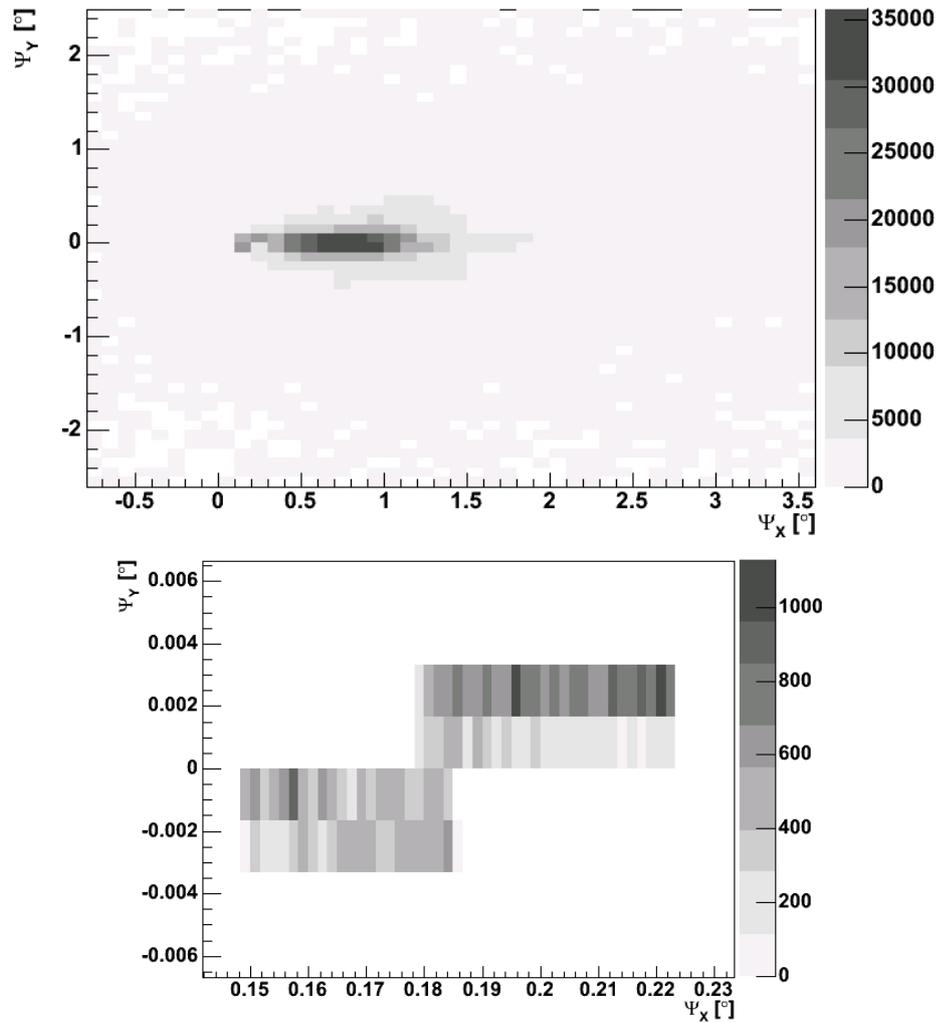


Abbildung 3.16: **Oben:** Simulierte Winkelverteilung des SC- und DC-Lichts für einen 100 TeV Eisenkern mit $H_{1WW} = 25$ km in einem Core-Abstands Bereich von von 64-94 m . Die Farbskala gibt die Anzahl der Photonen pro Bin an. **Unten:** Gleiches Bild ausschließlich für DC-Licht.

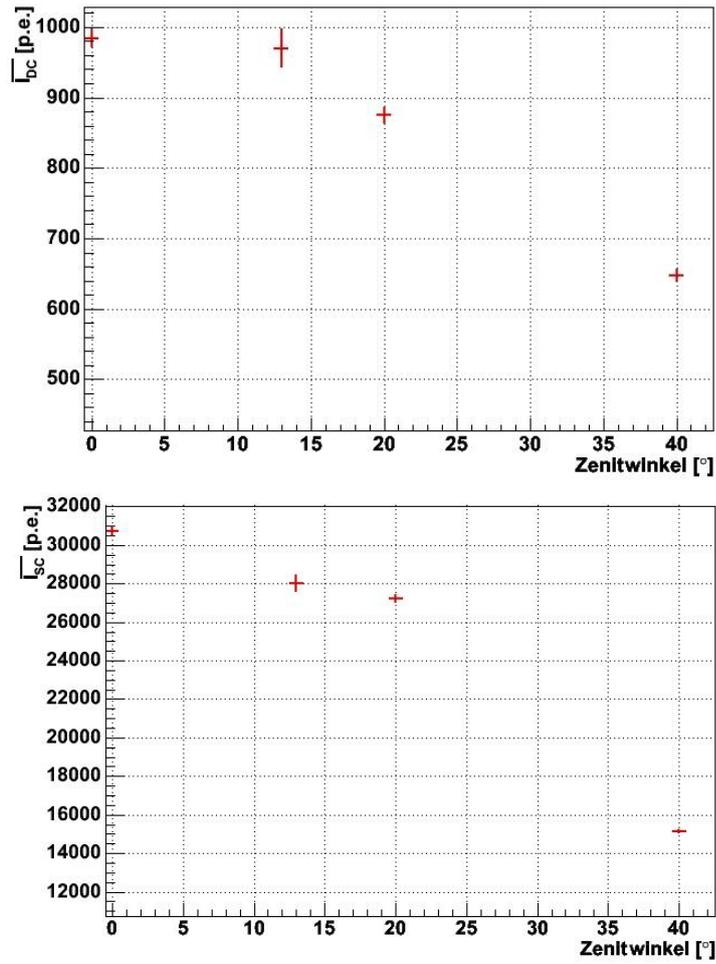


Abbildung 3.17: Gesamte DC-Licht (oben) und SC-Licht (unten) Intensität in den HESS-Kamerabildern für einem Core-Bereich von 67-94 m als Funktion des Zenitwinkels. Simuliert wurden Eisenkerne in einem Energiebereich von 80-100 TeV.

Kapitel 4

Selektion und Rekonstruktion von Ereignissen mit Direktem Cherenkov-Licht

In diesem Kapitel werde ich die Schnitte beschreiben, mit denen DC-Licht in den HESS-Kamerabildern detektiert werden kann. Im Anschluss daran werde ich die Detektionseffizienzen, die daraus für verschiedene Elemente entstehen, und die verbleibenden Untergrundereignisse beschreiben. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werde ich dann auf die Rekonstruktion der Energie, des DC-Lichts und der Kernladungszahl des Primärteilchens für die detektierten Ereignisse eingehen, zunächst werde ich jedoch kurz den Aufbau der Analysesoftware beschreiben.

4.1 Aufbau der Analysesoftware

Der Aufbau der Analysesoftware ist in Abb. 4.1 in einem Flussdiagramm dargestellt. Sie besteht aus einer zweistufigen Analyseketten. Im ersten Teil der Analyse werden die zur Detektion schwerer Kerne nötigen Parameter rekonstruiert (z.B. die Schauerrichtung oder die Energie des Primärteilchens). Diese Daten werden zusammen mit den kalibrierten Kamerabildern in sog. DST's¹ gespeichert. Im zweiten Teil der Analyse werden die DST's durch diverse Analyseprogramme weiterverarbeitet, erst hier findet die Detektion schwerer Kerne statt. Die Eigenschaften der detektierten Ereignisse werden dann durch verschiedene Programme analysiert. Da die Selektionsbedingungen auf schwere Kerne in all diesen Programmen gleich sein müssen, werden sie jeweils über eine gemeinsame externe Header-Datei eingelesen.

¹DST steht im englischen für **D**ata **S**ummary **T**able.

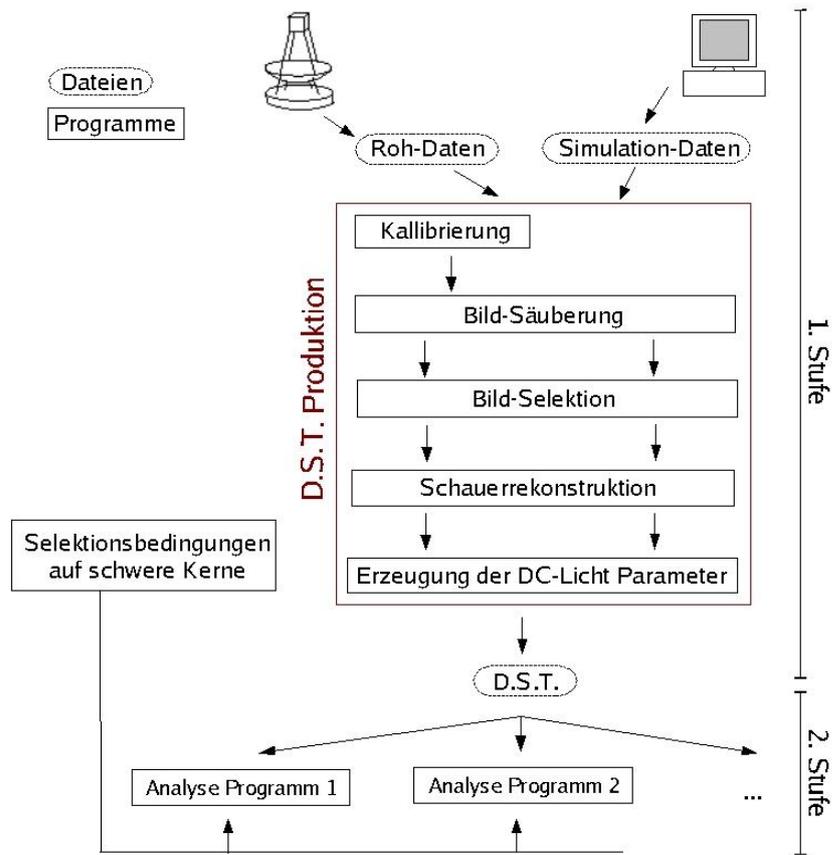


Abbildung 4.1: Flussdiagramm zum Aufbau der Analysesoftware.

Die zweistufige Analyseform wurde gewählt, um relativ schnell neue Schnittbedingungen testen zu können. Ich werde die einzelnen Schritte der DST Produktion im folgenden etwas genauer vorstellen. Schritte 1 bis 4 sind Teil der HESS-Standardanalyse, bei denen ich lediglich Parameter angepasst habe. Schritt Nr. 5 habe ich im Rahmen dieser Arbeit implementiert.

1. **Kalibrierung:** Die Roh-Daten der Kamerabilder bestehen aus den ADC-Werten der einzelnen Photomultiplier, diese werden anhand von verschiedenen Kalibrierungsdaten in Photoelektronen umgewandelt. Dabei wird z.B. die unterschiedliche Effizienz der verschiedenen Photomultiplier berücksichtigt.
2. **Bild-Säuberung:** An dieser Stelle werden Pixel unter einer gewissen Intensitätsschwelle aus dem Bild entfernt. Dies ist notwendig, um die folgende Schauerrekonstruktion so wenig wie möglich durch kleine Schauerfluktuationen oder Untergrundlicht zu beeinflussen. Je stärker die Schnitte auf die Pixelintensitäten sind, umso besser wird im allgemeinen der Schauer schwerer Kerne rekonstruiert werden. Dies gilt jedoch nur, solange noch genügend Pixel im Kamerabild vorhanden sind, um eine Schauerrekonstruktion durchzuführen. Um die bestmögliche Rekonstruktion in allen Energiebereichen zu gewährleisten, werden die Bilder in der hier präsentierten Arbeit zweimal gesäubert, einmal mit schwachen und einmal mit starken Schnitten. Die mit schwachen Schnitten gesäuberten Teleskopbilder werden in der folgenden Analyse nur verwendet, wenn eine Schauerrekonstruktion mit den stark gesäuberten Kamerabildern nicht möglich ist². Die genauen Pixelintensitätsschnitte werden dabei über die Parameter I_{min} und I_{min}^* festgelegt. Es werden nur die Pixel im Kamerabild behalten, für deren Intensität I_{Pixel} eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

$$I_{Pixel} > I_{min} \quad (4.1)$$

oder:

$$I_{Pixel} > I_{min}^* \text{ und } I_{Nachbar} > I_{min} \quad (4.2)$$

Dabei ist $I_{min}^* < I_{min}$ und $I_{Nachbar}$ ist die Intensität eines beliebigen Nachbarpixel. Für die Analyse in dieser Arbeit habe ich folgende Werte für diese Parameter gewählt:

²Konkret bedeutet dies, dass die stark gesäuberten Kamerabilder verwendet werden, wenn in mindestens zwei Teleskopen noch mindestens acht Pixel mit Intensitäten größer Null vorhanden sind.

	I_{min}^* [p.e.]	I_{min} [p.e.]
<i>Starke Schnitte</i>	100	200
<i>Schwache Schnitte</i>	10	20

Beide Schnitte sind stärker als die der HESS-Standardanalyse zur Detektion von Gamma-Strahlen ($I_{min}^* = 5$ p.e., $I_{min} = 10$ p.e.).

3. **Bild-Selektion:** An dieser Stelle werden alle Ereignisse verworfen, die bestimmte minimale Kriterien nicht erfüllen. Für diese Arbeit wurden sie so gewählt, dass nach schwachen Intensitätsschnitten folgende Bedingungen erfüllen sein müssen:

- In mindestens zwei Kamerabildern muss die gesamte Lichtintensität größer 500 p.e. sein.
- Mindestens zwei Kamerabilder müssen mehr als 7 Pixel enthalten.
- In mindestens zwei Kamerabildern muss die mittlere Anzahl an Nachbarn pro Pixel größer 3.2 sein.
- In mindestens einem Kamerabild muss der Abstand vom Intensitätsschwerpunkt des Kamerabildes zum Kamerazentrum kleiner 2° sein.

Schauer, die die ersten zwei Selektionskriterien nicht erfüllen, sind entweder sehr weit von den Teleskopen entfernt oder haben eine niedrige Primärteilchenenergie. Man verwirft daher durch diese Schnitte etwa 90% der Ereignisse, bei denen kein DC-Licht detektiert werden kann. Weiterhin wird auf diese Weise sichergestellt, dass eine stereoskopische Schauerrekonstruktion möglich ist. Der Schnitt auf die mittlere Anzahl von Nachbarn dient dazu, ein zusammenhängendes Kamerabild zu gewährleisten, was ebenfalls für eine gute Rekonstruktion nötig ist. Die letzte Bedingung dient dazu, eine gute Energierekonstruktion zu gewährleisten (genauer in Kapitel 4.5.1).

4. **Schauerrekonstruktion:** Hier wird der Schauer über die Parametrisierung der Kamerabilder nach den sog. Hillasparametern rekonstruiert (genauer z.B. unter Referenz [12]). Die Rekonstruktion ist Teil der HESS-Standardanalyse und daher auf Gamma-Strahlen optimiert. Die Genauigkeiten, mit denen dabei die Schauerrichtung und der Core-Abstand rekonstruiert wird, kann aus Monte-Carlo Simulationen bestimmt werden und ist in Abb. 4.2 gezeigt. Man sieht, dass für beide Parameter die Rekonstruktion bei niedrigeren Energien schlechter wird. Der Grund dafür ist, dass bei niedrigeren Energien die schwach

gesäuberten Kamerabilder verwendet werden. Diese enthalten Schauerfluktuationen, insbesondere durch das Cherenkov-Licht von Myonen, die den Erdboden erreichen (sog. Myonringe), wodurch die Rekonstruktion erschwert wird. Allgemein ist die Rekonstruktion erheblich schlechter als für Gamma-Strahlen, bei denen die Schauerichtung mit einer Genauigkeit von etwa 0.8° und der Core-Abstand mit einer Genauigkeit von etwa 20m bestimmt wird. Es gibt dafür mehrere Gründe.

- Die Schauerfluktuationen sind für Schauer von Atomkernen größer als für Schauer von Gamma-Strahlen. Das liegt daran, dass letztere keine hadronische Schauerkomponente haben.
 - Schauer von Atomkernen sind i.a. breiter als die von Gamma-Strahlen, dies kommt daher, dass die Schauerteilchen in der hadronischen Komponente des Schauers durch die starke Wechselwirkung i.a. einen höheren Impulsübertrag senkrecht zur Schauerichtung bekommen, als dies in der elektromagnetischen Schauerkomponente der Fall ist. Ein breiter Luftschauer führt dazu, dass das ellipsenförmige Schauerabbild in den Kameras breiter wird und daher die Hillasparameter schlechter angepasst werden können.
 - Schauer, die von Atomkernen erzeugt werden, haben eine viel höhere Anzahl an Myonen als Schauer, die von Gamma-Strahlen erzeugt werden. Dies führt dazu, dass eine größere Anzahl an Myonenringen in die schwach gesäuberten Kamerabilder gelangt.
5. **Erzeugung der DC-Licht Parameter:** An dieser Stelle werden verschiedenen Parameter des DC-Lichts bestimmt, die später zur Detektion schwerer Kerne verwendet werden. In jedem Kamerabild werden DC-Pixel-Kandidaten vorselektiert, d.h. Pixel, in denen im zweiten Teil der Analyse DC-Licht gefunden werden könnte. Die Selektionsbedingungen dafür werden im nächsten Abschnitt beschrieben. Desweiteren findet an dieser Stelle die später beschriebenen Rekonstruktionen des ISS (Kapitel 4.2), die des DC-Lichts (Kapitel 4.5.2), der Ladung (Kapitel 4.5.3) und der Energie (Kapitel 4.5.1) des Primärteilchens statt.

4.2 Schnitte zur Selektion schwerer Kerne

Wie in vorhergehenden Kapitel beschrieben ist das entscheidende Merkmal zur Detektion schwerer Kerne ein bis zwei Pixel mit erhöhter Intensität zwi-

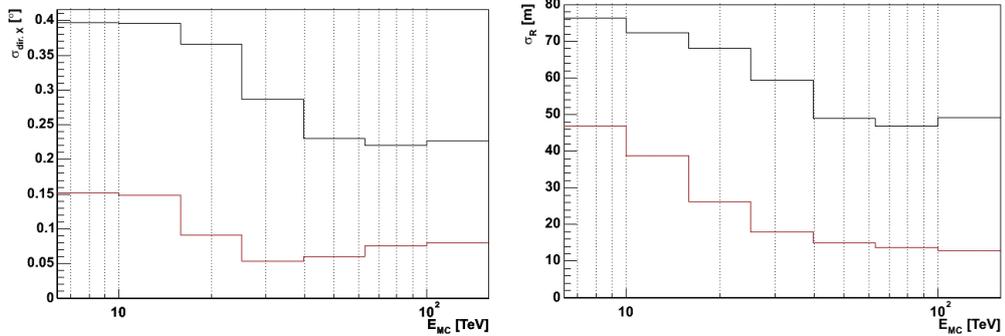


Abbildung 4.2: Rekonstruktionsgenauigkeit der Schauerrichtung (links) und des Core-Abstands (rechts) als Funktion der Energie für Simulationen von Eisenkernen, die senkrecht in die Atmosphäre eindringen. Die schwarze Linie beschreibt die Rekonstruktionsgenauigkeit aller Ereignisse, die die Bedingungen der Bild-Selektion erfüllen, die rote Linie die der Ereignisse, in denen DC-Licht in zwei Teleskopen gleichzeitig gefunden wurde. Die Rekonstruktionsgenauigkeit wird dabei jeweils durch die Standardabweichungen σ der Verteilung von $\Delta_{dir_X} := dir_X - dir_X^{MC}$ und $\Delta R = R_{Core} - R_{Core}^{MC}$ angegeben. Dabei sind dir_X die X-Komponente der rekonstruierten Schauerrichtung, R_{Core} der rekonstruierte Core-Abstand und dir_X^{MC} und R_{Core}^{MC} die entsprechenden Werte aus den Simulationen.

schen Schauerrichtung und dem Intensität-Schwerpunkt des Schauers. Nehmen wir einmal an, das DC-Licht verteilt sich auf zwei Pixel (“DC-Pixel”). Ich definiere nun den sog. DC-Quotienten als den Intensitätsquotient zwischen dem DC- und Nachbarpixel mit der jeweils höchsten Intensität, Nachbarpixel sind dabei die Nachbarpixel beider DC-Pixel.

$$Q_{DC} = \frac{I_{Höchster\ Nachbar}}{I_{Höchstes\ DC-Pixel}} \quad (4.3)$$

Handelt es sich nur um ein DC-Pixel, so geht diese Größe in den Intensitätsquotient zwischen dem DC-Pixel und seinem höchsten Nachbarn über.

Bei der Bestimmung der DC-Licht Parameter in der DST Produktion wird, im genannten Kamera-Bildbereich, nach ein bis zwei Pixel gesucht, für die der DC-Quotient minimal ist. Praktisch implementiert ist die Suche über Schleifen, die über alle Pixel im Kamerabild laufen. Die so gefundenen Pixel sind dann die DC-Pixel-Kandidaten. Das maximale DC-Pixel muss dabei eine Intensität haben, die größer als $200 \text{ p.e. } \cos\alpha$ ist. Dabei ist α der Zenitwinkel der rekonstruierten Schauerrichtung. Dieser Minimalwert wird verlangt, um Fehldetektionen durch Schauerfluktuationen zu verhindern. Aus den Lichtintensitäten der DC-Pixel wird dann die gesamte DC-Intensität I_{DC} und die Lage ihres Intensitätsschwerpunkts \vec{x}_{DC} bezüglich des Kamerazentrums bestimmt. Aus ihm folgt dann der Winkelabstand zur rekonstruierten Schauerrichtung Δ_{DC}^{dir} und der Winkelabstand zu dem ISS Δ_{DC}^{ISS} . Letzterer wird aus dem Intensitätsschwerpunkt des gesamten Kamerabildes bestimmt, seine Lage bezüglich des Kamerazentrums $\vec{x}_{c.o.g.}$ ³ wird bei der Schauerrekonstruktion berechnet. Die Lage des ISS lässt sich daraus wie folgt berechnen:

$$\vec{x}_{ISS} = \frac{I_{gesamt} \cdot \vec{x}_{cog} - I_{DC} \cdot \vec{x}_{DC}}{I_{gesamt} - I_{DC}} \quad (4.4)$$

Dabei ist I_{gesamt} die gesamte Lichtintensität im Kamerabild.

Ob nun die auf diese Weise identifizierten Pixel tatsächlich als DC-Pixel erkannt werden, wird in den folgenden Analyseprogrammen entschieden. Die entscheidenden Parameter sind dabei der DC-Quotient, $\Delta_{DC}^{dir}, \Delta_{DC}^{ISS}$ und der Core-Abstand. Ich werde nun auf jeden einzelnen dieser Parameter eingehen und die genauen Schnittbedingungen angeben. Diese habe ich dabei über Monte-Carlo Simulationen auf Eisenkerne optimiert, da deren Fluss am Ende dieser Arbeit bestimmt werden soll. Die Parameter, mit denen die in

³ $\vec{x}_{cog} := \sum_i \frac{I_i \cdot \vec{x}_i}{I_{gesamt}}$, dabei ist I_i die Intensität des i-ten Kamerapixels, I_{gesamt} die Summe aller Intensitäten im Kamerabild und \vec{x}_i der Abstandsvektor des i-ten Pixels vom Kamerazentrum. “cog” kommt aus dem englischen und steht für “center of gravity”.

dieser Arbeit verwendeten Simulationen erstellt wurden, sind in Anhang B zusammengefasst.

Die folgenden Selektionsbedingungen werden in jedem Kamerabild eines Ereignisses einzeln angewandt. Um Untergrund durch Fehldetektionen zu vermeiden, werden jedoch nur solche Ereignisse als schwere Kerne identifiziert, bei denen in mindestens zwei Kamerabildern DC-Licht gefunden wurde (siehe Kapitel 4.3). Die gezeigten Verteilungen aus Simulationen für verschiedene Schnittparameter enthalten daher nur diese, sog. Zwei-Teleskop-Ereignisse. Die Rekonstruktionsgenauigkeit des Core-Abstands und der Schauer-errichtung für Zwei-Teleskop-Ereignisse ist in Abb. 4.2 gezeigt. Wie man sieht, ist sie um mehr als einen Faktor zwei besser als für durchschnittliche Ereignisse, die die Bild-Selektionsbedingungen erfüllen.

1. DC-Quotient

Dies ist der wichtigste Schnittparameter zur Detektion von schweren Kernen. Ein typischer Wert für Q_{DC} ist 0.55. Dies bedeutet, dass das Nachbarpixel mit der höchsten Intensität höchstens 55% der Intensität des DC-Pixels mit der maximalen Intensität hat. Statistisch sind solch große Schauerfluktuationen äußerst selten. Schließt man ferner Fälle aus, in denen durch ausgeschaltete Pixel oder Pixel am Rand der Kamera künstlich Pixel mit einem niedrigen DC-Quotienten entstehen, eliminiert man durch diesen Schnitt schon einen Großteil der Ereignisse ohne DC-Licht.

Die Intensität des SC-Lichts wächst etwa linear mit der Energie des Primärteilchens an, während die Intensität des DC-Lichts oberhalb einer bestimmten Energie konstant bleibt. Ich habe die Schnittbedingung daher wie folgt gewählt:

$$Q_{DC} < 0.42 + 0.003(E[\text{TeV}] - 20 \text{ TeV}) \quad (4.5)$$

Die DC-Quotient-Verteilung der detektierten Ereignisse aus Monte-Carlo Simulationen und die Schnittwerte sind in Abb. 4.3 gezeigt. Die obere Grafik zeigt den DC-Quotienten als Funktion der Energie für Simulationen von Eisenkernen für einen Zenitwinkel von 0° und 40° . Man erkennt, dass der mittlere DC-Quotient mit der Energie zunimmt und für höhere Zenitwinkel größer wird.

In der unteren Grafik sind die mittleren DC-Quotienten für Simulationen von Eisen und Magnesiumkernen für einen Zenitwinkel von $13, 53^\circ$ gezeigt. Die beiden Elemente haben unterschiedliche Schnittbedingungen. Dies kommt daher, dass die Energie von Magnesium durchschnittlich bei der Energierekonstruktion um etwa 40% überschätzt wird. Da

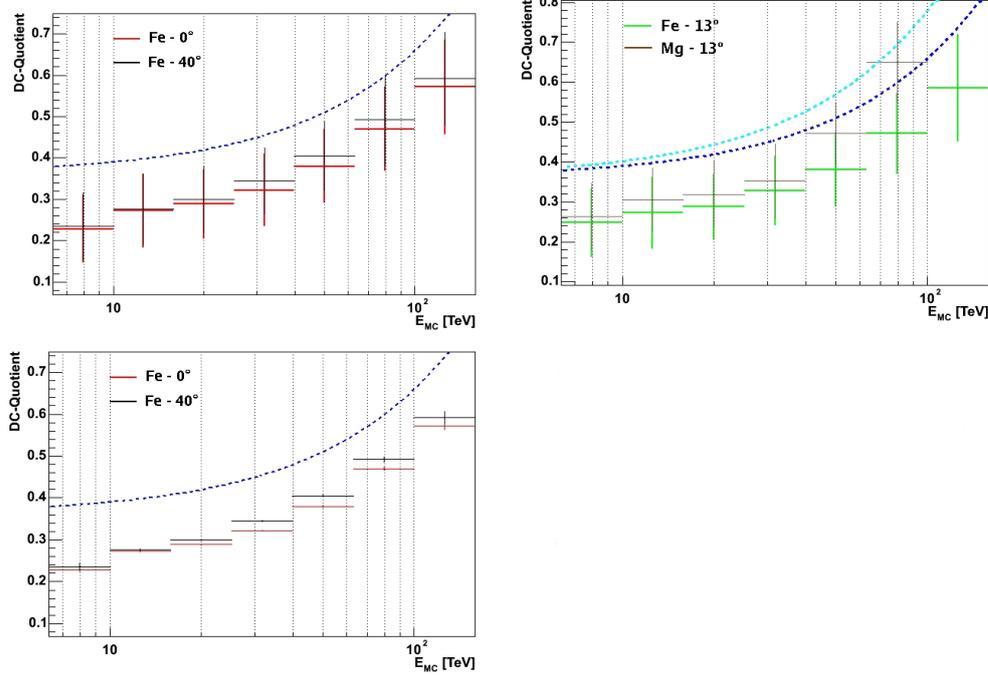


Abbildung 4.3: DC-Quotient als Funktion der Energie für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkernen für einem Zenitwinkel von 0° und 40° (links) und Eisen und Magnesiumkernen für einem Zenitwinkel von $13,53^\circ$ (rechts). Die Fehlerbalken der oberen Grafiken geben die Standardabweichung der Einzelmessungen an, während die der unteren den Fehler des Mittelwerts angeben. Die gestrichelten Linien zeigen die angewendeten Schnitte für Eisen (blau) und Magnesium (hellblau).

die Schnittbedingung aus Gl. 4.5 auf die rekonstruierte Energie angewandt wird, wirkt sie sich unterschiedlich auf Elemente mit verschiedenen Kernladungszahlen aus.

2. Core-Abstand

Zum Nachweis des DC-Lichts müssen die Teleskope innerhalb des Cherenkov-Kegels des DC-Lichts liegen. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, ist sein Radius abhängig von der Höhe der ersten Wechselwirkung und beträgt in etwa 100m. Bei kleinen Core-Abständen ist die DC-Licht Intensität zu gering, um detektiert werden zu können, als Schnittbedingung habe ich daher folgende Werte gewählt:

$$40 \text{ m} < R_{Core} < 170 \text{ m} \quad (4.6)$$

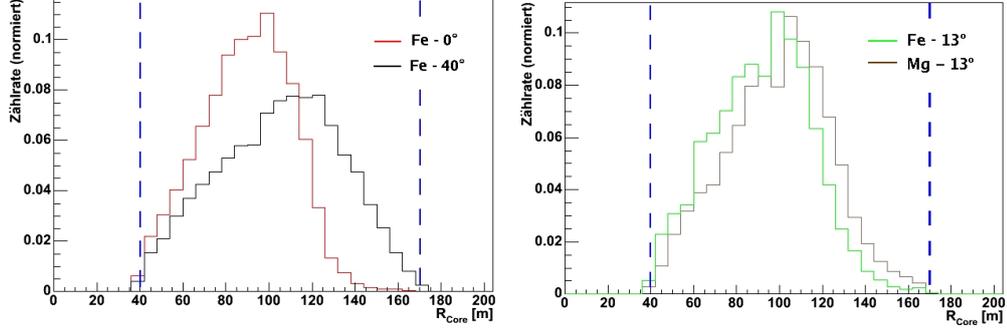


Abbildung 4.4: Verteilung des Core-Abstands für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkernen für einen Zenitwinkel von 0° und 40° (links) und aus Simulationen von Eisen und Magnesiumkernen für einen Zenitwinkel von $13,53^\circ$ (rechts). Die gestrichelten Linien zeigen die angewendeten Schnitte.

Die Verteilung der detektierten Ereignisse und die Schnittwerte sind in Abb. 4.4 für verschiedene Elemente und Zenitwinkel gezeigt. Man sieht, dass der Durchschnittswert von R_{Core} mit steigendem Zenitwinkel und mit sinkender Kernladungszahl größer wird.

3. Winkelabstand Δ_{DC}^{ISS}

Wie ich in Kapitel 3.2.2 anhand eines einfachen Schauermodells gezeigt habe, wächst die Entfernung des Schauermaximums vom ersten Wechselwirkungspunkt in etwa logarithmisch mit der Energie, dies gilt somit näherungsweise auch für den Winkelabstand zwischen dem DC-Licht und dem ISS. Um Untergrundereignisse zu vermeiden, muss jedoch gewährleistet sein, dass die DC-Pixel mindestens eine Pixelbreite vom ISS entfernt sind. Unterhalb von 38 TeV habe ich die Schnittbedingung daher konstant gewählt. Die genauen Schnittbedingungen⁴ lauten für $E < 38$ TeV:

$$0.17^\circ < \Delta_{DC}^{ISS} < 0.74^\circ \quad (4.7)$$

und für $E > 38$ TeV:

$$\Delta_{DC}^{ISS} > 0.573^\circ + 0.103^\circ \cdot \log_{10}(0.001 \cdot (E[\text{TeV}] - 18 \text{ TeV})) \quad (4.8)$$

$$\Delta_{DC}^{ISS} < 1.203^\circ + 0.103^\circ \cdot \log_{10}(0.001 \cdot (E[\text{TeV}] - 18 \text{ TeV})) \quad (4.9)$$

⁴Die Schnittbedingungen auf Winkelabstände sind in der Winkeleinheit rad implementiert, ich werde sie in dieser Arbeit jedoch in Grad angeben.

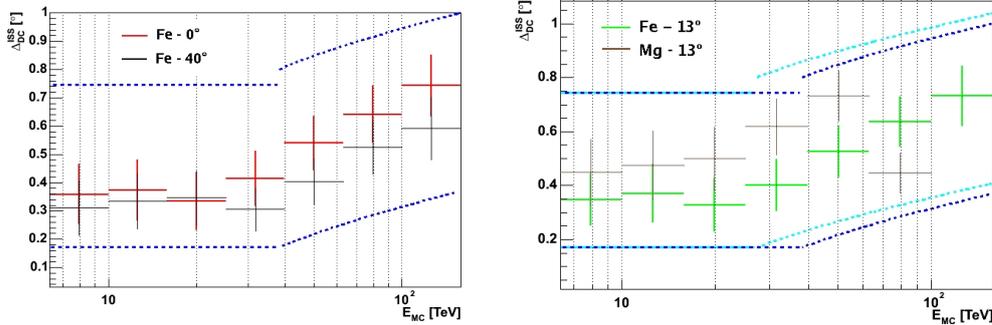


Abbildung 4.5: Δ_{DC}^{ISS} als Funktion der Energie für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkernen für einen Zenitwinkel von 0° und 40° (links) und aus Simulationen von Eisen und Magnesiumkernen für einen Zenitwinkel von $13,53^\circ$ (rechts). Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Einzelmessungen an. Die gestrichelten Linien zeigen die angewendeten Schnitte für Eisen (blau) und Magnesium (hellblau).

Abb. 4.5 zeigt den Mittelwert von Δ_{DC}^{ISS} als Funktion der Energie für Eisen und Magnesium und verschiedene Zenitwinkel und die angewendeten Schnittwerte.

4. Winkelabstand $\Delta_{DC}^{dir.}$

Diese Größe entspricht in etwa dem maximalen Cherenkov-Winkel, unter dem das DC-Licht, das in die Kamera gelangt, abgestrahlt wurde. Man kann sich dies anhand von Ab. 3.10 klar machen, wenn man berücksichtigt, dass die Anzahl der emittierten DC-Photonen mit sinkender Höhe in der Atmosphäre stark zunimmt. Als Schnittbedingung habe ich folgenden Wert gewählt:

$$\Delta_{DC}^{dir.} < 0.458^\circ \quad (4.10)$$

Abb. 4.6 zeigt den Schnittwert und die Verteilungen für Simulationen von Eisen und Magnesiumkernen und verschiedene Zenitwinkeln. Man kann erkennen, dass $\Delta_{DC}^{dir.}$ mit steigender Kernladungszahl und steigendem Zenitwinkel kleiner wird. Das liegt daran dass in diesen Fällen die erste Wechselwirkung durchschnittlich höher in der Atmosphäre stattfindet, was dazu führt, dass der Cherenkov-Winkel, in dem das Licht abgestrahlt wird, kleiner wird.

Wie man in Abb. 4.7 erkennen kann, schränken die Schnitte auf $\Delta_{DC}^{dir.}$ und Δ_{DC}^{ISS} den Bereich im Teleskopbild, in dem die DC-Pixel gefunden werden

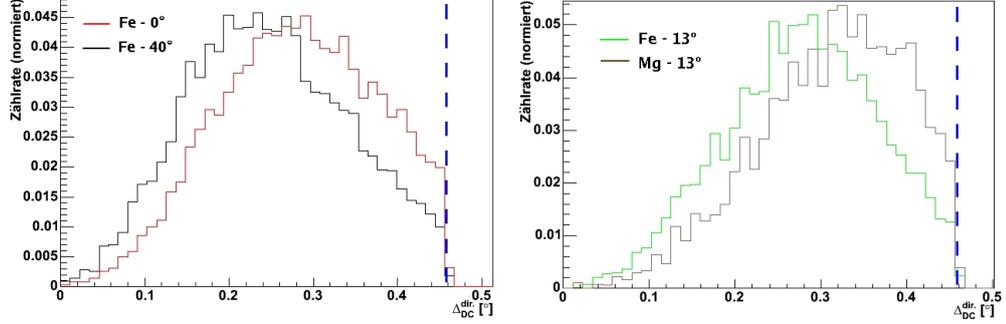


Abbildung 4.6: Verteilung von $\Delta_{DC}^{dir.}$ für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkernen für einen Zenitwinkel von 0° und 40° (links) und aus Simulationen von Eisen und Magnesiumkernen für einen Zenitwinkel von $13,53^\circ$. Die gestrichelten Linien zeigen die angewendeten Schnitte.

müssen, stark ein. Um diesen Bereich weiter einzuengen, habe ich zusätzlich die Bedingung implementiert, dass die DC-Pixel nicht weiter als $0,2^\circ$ von der Geraden entfernt sind, die durch den ISS und die Richtung des Schauers definiert wird. Der Kamerabereich, in dem DC-Pixel detektiert werden, reduziert sich damit auf den schraffierten Bereich. Eine weitere Nebenbedingung ist, dass das maximale DC-Pixel keine Intensität haben darf, die größer als 2500 p.e. ist, da bei dieser Schwelle die ersten Photomultiplier in den Kameras in Sättigung gehen.

4.3 Untergrundereignisse

Durch Schauerfluktuationen kann es mit den beschriebenen Schnitten zu Fehldetektionen von DC-Licht kommen. Wie im ersten Kapitel gezeigt, besteht die kosmische Strahlung zum größten Teil aus Protonen und Heliumkernen. In dem Energiebereich um 10 TeV machen sie etwa 60 % der Strahlung aus. Diese Elemente können aufgrund ihrer geringen Ladung kein nennenswertes DC-Licht emittieren. Um den Untergrund abzuschätzen, habe ich daher die Analysekette auf Simulationen dieser Elemente angewandt. Über die Anzahl der simulierten Schauer lässt sich mit den bekannten Flüssen berechnen, wie viel Messzeit die simulierten Daten entsprechen und daher die Detektionsrate von DC-Ereignissen simulieren.

Die bestimmten Detektionsraten sind für Protonen und Heliumkerne in Abb. 4.8 gezeigt, die x-Achse gibt dabei die Anzahl der Teleskope an, in denen bei einem Ereignis DC-Licht gefunden wurde (Teleskop-Multiplizität). Zum Vergleich sind in Abb. 4.9 die Detektionsraten aus Eisensimulationen gezeigt.

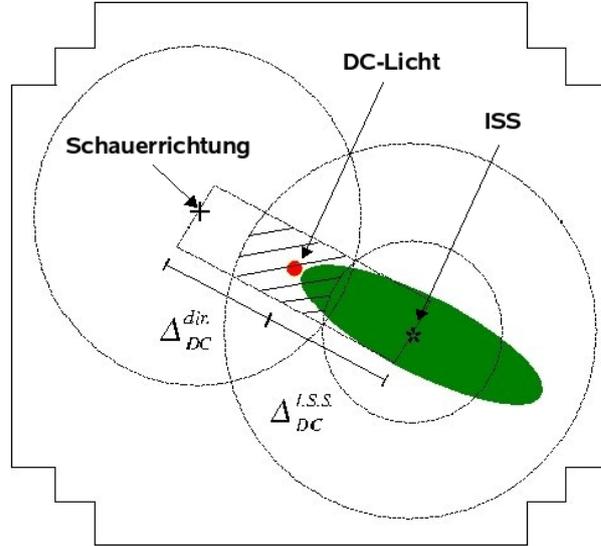


Abbildung 4.7: Schema der angewandten Schnitte auf $\Delta_{DC}^{dir.}$ und Δ_{DC}^{ISS} zur Detektion der DC-Pixel.

Wie man sieht, kommt es bei Proton- und Heliumschauern zu Fehldetektionen bei Ein-Teleskop-Ereignissen. Weder in den Simulationen von Wasserstoff noch von Heliumkernen wurden Ereignisse mit einer Teleskop-Multiplizität größer eins gefunden. Die obere Grenze für die Detektionsrate dieser Ereignisse ist für diese Elemente kleiner 0.05 Ereignisse pro Stunde, man kann daher mit ihnen fast untergrundfreie Messungen durchführen. Da jedoch nur etwa 10% der detektierten Ereignisse eine Teleskop-Multiplizität größer zwei haben, werde ich für die folgende Analyse nur Zwei-Teleskop-Ereignisse als Detektion schwerer Kerne auffassen. Der Vorteil dabei ist, dass verschiedene systematische Unterschiede zu Ereignissen mit einer höheren Teleskop-Multiplizität nicht berücksichtigt werden müssen (z.B. Unterschiede bei der Energierekonstruktion, siehe Kap. 4.5.1).

4.4 Nachweiseffizienzen

Die Effizienz, mit der Zwei-Teleskop-Ereignisse detektiert werden, kann über die sog. effektiven Flächen angegeben werden, diese sind definiert als:

$$A(E)_{eff} = \frac{N(E)_{2-Tel}^{MC}}{N(E)_{MC}^{MC}} A^{MC} \Delta\Omega^{MC} \quad (4.11)$$

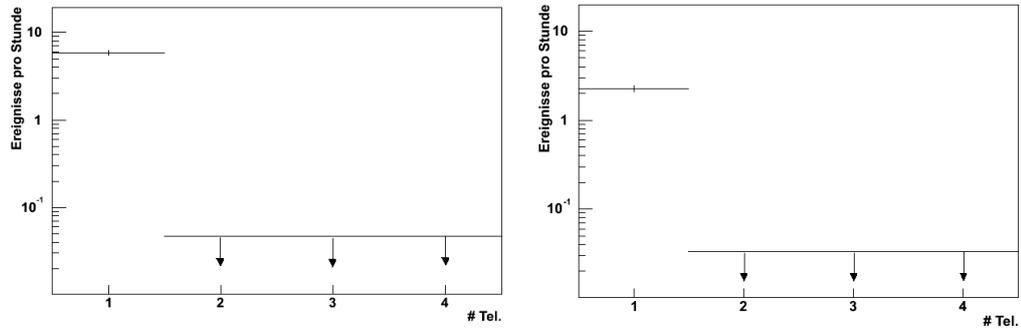


Abbildung 4.8: Detektionsrate von DC-Ereignissen für Protonen- und Heliumkerne als Funktion der Teleskop-Multiplizität für einen Zenitwinkel von $13,53^\circ$ aus Simulationen. Für eine Teleskop-Multiplizitäten größer eins wurden keine Ereignisse detektiert, daher ist eine statistische obere Grenze auf einem 5% Niveau angegeben.

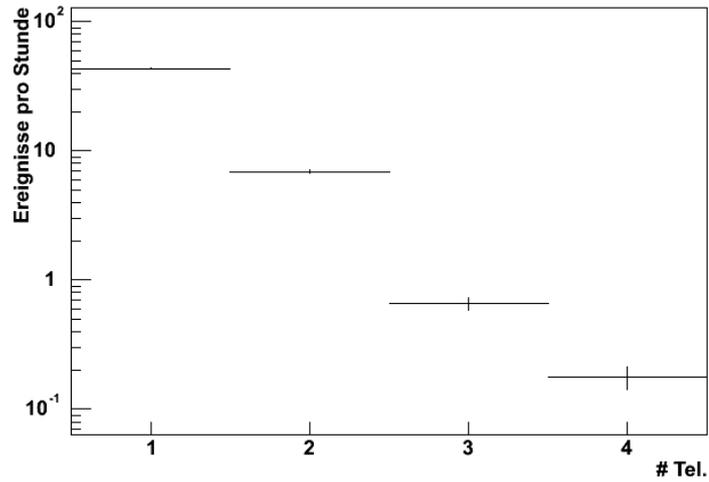


Abbildung 4.9: Detektionsrate von DC-Ereignissen für Eisenkerne als Funktion der Teleskop-Multiplizität für einen Zenitwinkel von $13,53^\circ$ aus Simulationen.

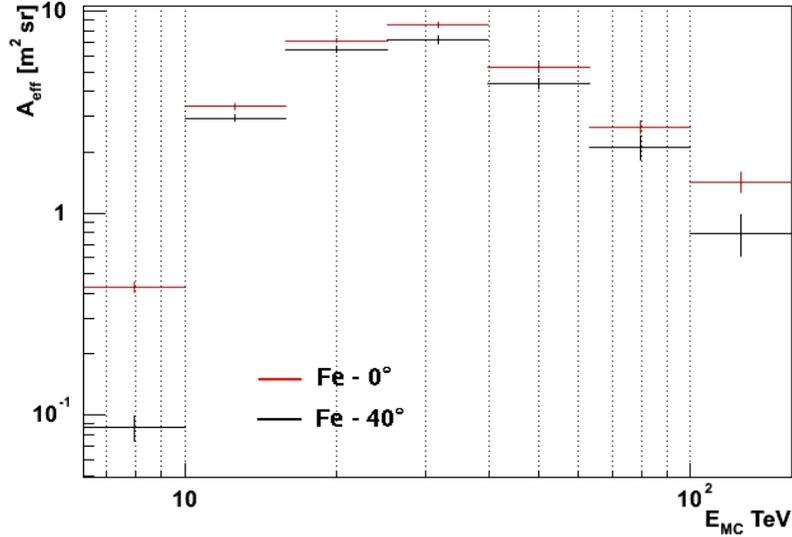


Abbildung 4.10: Effektive Flächen für Zwei-Teleskop-Ereignissen für Eisenkernen als Funktion der Energie und für verschiedene Zenitwinkel aus Simulationen.

Dabei sind $N(E)_{2-Teleskop}^{MC}$ und $N(E)^{MC}$ die Anzahl der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse, bzw. der Gesamtzahl der simulierten Ereignisse, mit einer Energie im Intervall von E bis $E + \Delta E$. A^{MC} und $\Delta\Omega^{MC}$ ist der Flächen- bzw. Raumwinkelbereich, in dem die einfallenden Kerne simuliert wurden. Sind diese Bereiche größer als der Bereich, in dem DC-Ereignisse detektiert werden können, sind die effektiven Flächen unabhängig von der Größe von A^{MC} und $\Delta\Omega^{MC}$.

Abb. 4.10 zeigt die effektiven Flächen für Eisenkerne und verschiedene Zenitwinkel. Man sieht, dass der Energiebereich, in dem die Kerne detektiert werden können, von etwa 5 bis 150 TeV reicht. Für größere Zenitwinkel nimmt die Detektionseffizienz ab. Dies kommt daher, dass der mittlere DC-Quotient mit steigendem Zenitwinkel abnimmt.

Die effektiven Flächen für verschiedene Elemente bei dem gleichen Zenitwinkel sind in Abb. 4.11 gezeigt. Man sieht, dass die Detektionseffizienz mit kleinerer Kernladungszahl abnimmt. Desweiteren wird der Energiebereich, in dem die Kerne detektiert werden, mit sinkender Kernladungszahl kleiner und verschiebt sich hin zu niedrigeren Energien. Die Detektionseffizienz beträgt für Sauerstoffkerne selbst bei niedrigen Energien nur noch etwa 10% von der von Eisen, so dass man sagen kann, dass nur Atomkerne mit einer Kernladungszahl größer sieben detektiert werden können.

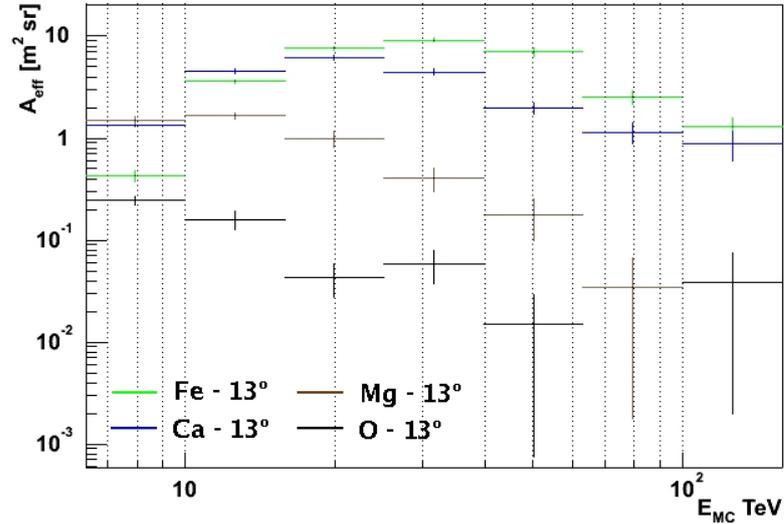


Abbildung 4.11: Effektive Flächen für Zwei-Teleskop-Ereignissen für verschiedene Elemente als Funktion der Energie für einem Zenitwinkel von 13.53° aus Simulationen.

4.5 Rekonstruktion

4.5.1 Energie

Die HESS-Standardanalyse liefert eine rekonstruierte Energie des Primärteilchens für die abgebildeten Schauer, diese ist jedoch für Gamma-Strahlen optimiert, so dass ich in dieser Arbeit eine etwas abgeänderte Form der Energierekonstruktion implementiert habe. Dabei verwende ich die gleiche Methode wie sie in der HESS-Standardanalyse angewandt wird. Die gesamte SC-Intensität in einem Kamerabild ist für ein bestimmtes Element und einen festen Zenitwinkel eine Funktion des Core-Abstands und der Primärteilchenenergie. Diese Parameter werden für verschiedene Zenitwinkel aus Monte-Carlo-Simulationen in Tabellen geschrieben⁵ (sog. “Lookup-Tabellen”) und später mit den Parametern des zu rekonstruierenden Schauers wieder ausgelesen. Um systematische Fehler bei der Core-Abstands-Rekonstruktion zu berücksichtigen, verwende ich bei dem Schreiben der Tabellen den rekonstruierte Core-Abstand⁶. Ein Beispiel für eine solche Tabelle ist in Abb.4.12

⁵Dabei verwende ich die Bildintensitäten in den schwach gesäuberten Kamerabildern.

⁶Mit der Nebenbedingung, dass der rekonstruierte Core-Abstand sich um nicht mehr als 25% vom dem der dem Monte-Carlo-Daten unterscheiden darf, um besonders schlecht rekonstruierte Schauer nicht zu berücksichtigen.

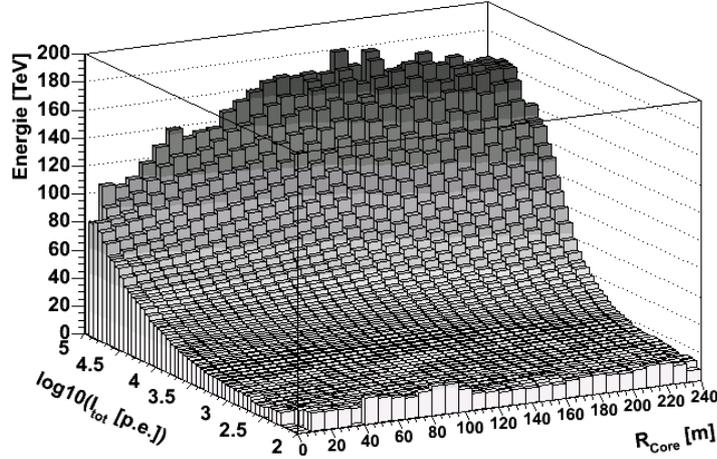


Abbildung 4.12: Lookup-Tabelle für Eisensimulationen für einen Zenitwinkel von 0° . Aufgetragen ist die Energie als Funktion der gesamten Kameraintensität I_{tot} und des rekonstruierten Core-Abstands.

gezeigt.

Da die Energierekonstruktion auf die detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse optimiert sein soll, werden nur Ereignisse in die Lookup-Tabellen geschrieben, für die über minimale energieunabhängige Schnittbedingungen in zwei Teleskopen DC-Licht detektiert wurden, die genauen Schnittwerte sind in der Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Anzahl der detektierten Ereignisse aus den Simulationen ist mit diesen Schnittbedingungen groß genug, um die Lookup-Tabellen lückenlos zu füllen. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass ein Großteil des Schauers in der Kamera abgebildet wurde und das Schauerabbild nicht am Rand des Kamerabildes liegt. Daher werden nur Kamerabilder in die Lookup-Tabellen ein- und ausgelesen, für die der Abstand des Intensitätsschwerpunkts des Kamerabildes zum Kamerazentrum nicht größer als 2° ist. Um kleine Schwankungen in den Tabellen auszugleichen, die durch die begrenzte Monte-Carlo-Statistik entstehen, werden die Tabellen anschließend noch geglättet.

Bei der Energierekonstruktion werden die Daten der Lookup-Tabellen für die Parameter des detektierten Schauers ausgelesen und für den entsprechenden Zenitwinkel interpoliert. Die Energie wird für jedes Kamerabild des Ereignisses bestimmt und anschließend gemittelt. Wie man in Abb. 4.13 sieht, wird die Energie im Bereich von 10 - 150 TeV dabei um etwa 10% überschätzt. Dies kommt daher, dass Schauer, die mit den stärkeren energieabhängigen Schnittbedingungen detektiert wurden, im Mittel mehr DC-Licht

<i>Parameter</i>	<i>Schnittbedingung</i>
Q_{DC}	< 0.65
$\Delta_{DC}^{I.S.S.}$	$> 0.11^\circ$
$\Delta_{DC}^{dir.}$	$< 0.52^\circ$
R_{Core}	$> 40m < 170m$

Tabelle 4.1: Schnitte, die in mindestens zwei Teleskopen erfüllt sein müssen, damit Ereignisse in die Lookup-Tabellen zur Energierekonstruktion geschrieben werden.

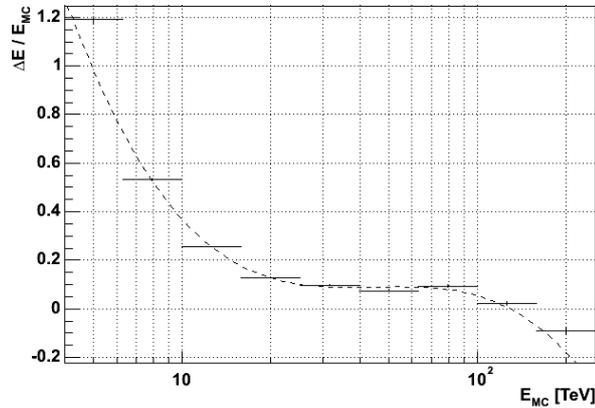


Abbildung 4.13: Die relative Genauigkeit der unkorrigierten Energierekonstruktion $\Delta E/E_{MC} = (E - E_{MC})/E_{MC}$ als Funktion der Energie. Die gestrichelte Linie zeigt die Funktion nach der zur weiteren Analyse die Energie korrigiert wird.

enthalten. Das bedeutet, dass sie durchschnittlich eine tiefere erste Wechselwirkungshöhe in der Atmosphäre und daher im Mittel eine höhere Lichtintensität im Kamerabild haben als die Ereignisse, die in die Lookup-Tabellen eingelesen wurden. Die gleiche Argumentation gilt in noch stärkerem Maße für DC-Ereignisse die in mehr als Zwei-Teleskopen detektiert wurden. Ihre Energie würde mit den verwendeten Lookup-Tabellen noch stärker überschätzt werden, daher habe ich diese Ereignisse in der vorliegenden Arbeit nicht zur Detektion von schweren Kernen verwendet.

Auf den systematischen Rekonstruktionsfehler bei Zwei-Teleskop-Ereignissen korrigiere ich nun in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie. Dies ist möglich, da die Energieskala auf der sich der systematische Fehler bedeutend ändert, viel größer ist als die Größe des Fehlers selbst. Die resultierende Rekonstruktionsgenauigkeit ist in Ab.4.14 gezeigt. Dabei habe

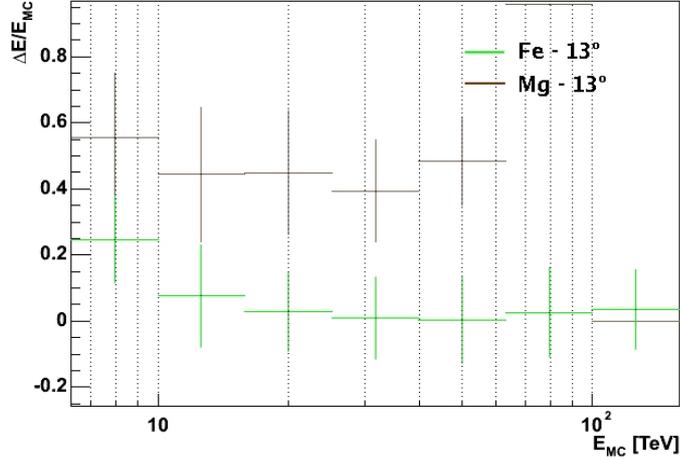


Abbildung 4.14: Die relative Genauigkeit der korrigierten Energierekonstruktion $\Delta E/E_{MC} = E_{Rekonstruiert} - E_{MC}/E_{MC}$ als Funktion der Energie für Eisen- und Magnesiumkerne. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Einzelmessung an.

ich Lookup-Tabellen verwendet, die mit Eisen-Simulationen erstellt wurden. Man sieht, dass der statistische Fehler unter 20% liegt. Weiterhin kann man sehen, dass die Energie von Elementen mit geringerer Ladung zu hoch rekonstruiert wird. Der Grund dafür ist, dass die durchschnittliche Höhe der ersten Wechselwirkung für Teilchen mit geringerer Ladung wegen ihres kleineren Wirkungsquerschnitts tiefer in der Atmosphäre liegt, was zu einer höheren Lichtintensität am Boden führt. Da es ein Ziel dieser Diplomarbeit ist, den Eisenfluss zu bestimmen, werde ich die Energie der Primärteilchen im Folgenden immer unter der Annahme rekonstruiert, dass es sich dabei um Eisen handelt.

4.5.2 DC-Intensität

Um die Intensität des DC-Lichts (I_{DC}) aus den Intensitäten der DC-Pixel (I_{Pixel}) zu bestimmen, ist es nötig abzuschätzen, wie viel SC-Licht in diesem Winkelbereich in die Kamera gelangt ist. In einer ersten Näherung nehme ich an, dass diese Untergrundintensität gleich der mittleren Intensität der DC-Pixel-Nachbarn ($\overline{I_{Nachbar}}$) ist, dann gilt:

$$I_{DC} = \sum_{DC-Pixel} (I_{Pixel} - \overline{I_{Nachbar}}) \quad (4.12)$$

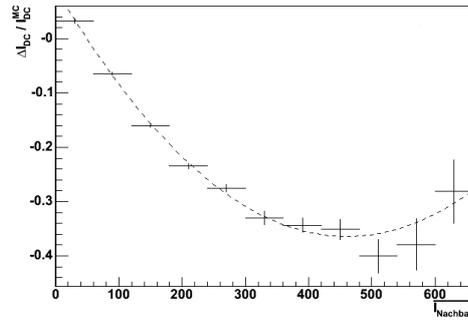


Abbildung 4.15: Relative unkorrigierte Rekonstruktionsgenauigkeit des DC-Lichts $\Delta I_{DC}/I_{DC}^{MC} = (I_{DC} - I_{DC}^{MC})/I_{DC}^{MC}$ als Funktion der mittleren Nachbarintensität $\bar{I}_{Nachbar}$. Die gestrichelte Linie zeigt die Kurve an, nach der später der systematische Fehler korrigiert wird.

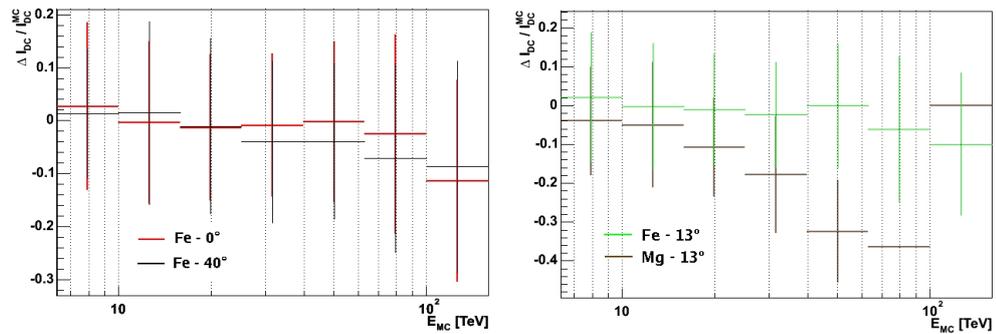


Abbildung 4.16: Relative Rekonstruktions-Genauigkeit des DC-Lichts $\Delta I_{DC}/I_{DC}^{MC} = (I_{DC} - I_{DC}^{MC})/I_{DC}^{MC}$ als Funktion der Energie für Eisenkerne und verschiedenen Zenitwinkeln (links) und für Eisen- und Magnesiumkerne für einen Zenitwinkel von 13.53° (rechts). Die Fehlerbalken geben den Fehler der Einzelmessung an.

Eine weitere Unsicherheit in der Bestimmung der DC-Intensität ist die Anzahl der Pixel, auf die sich das DC-Licht verteilt hat. Verteilt es sich z.B. sehr ungleich auf zwei oder auf mehr als zwei Pixel, werden Pixel, die DC-Licht enthalten, nicht als DC-Pixel erkannt (siehe z.B. Abb. 4.17). Diese Unsicherheit und die einfache Form der Untergrund-Intensität-Abschätzung führt dazu, dass ein systematischer Fehler in der Rekonstruktion des DC-Lichts entsteht, der abhängig von der mittleren Intensität der DC-Pixel-Nachbarn ist (siehe Abb. 4.15). Auf diesen korrigiere ich daher anschließend. Die so erhaltene Rekonstruktionsgenauigkeit ist in Abbildung 4.16 für verschiedene Elemente und Zenitwinkel gezeigt. Man sieht, dass der statistische Fehler unter 20% liegt und dass die Rekonstruktion zenitwinkelunabhängig ist. Für Elemente mit einer geringeren Kernladungszahl wird das DC-Licht systematisch zu tief rekonstruiert, ich habe die Rekonstruktion daher wieder auf Eisenkerne optimiert.

4.5.3 Ladung

Um aus der DC-Intensität die Ladung der detektierten Kerne zu bestimmen, ist es nötig, die Höhe der ersten Wechselwirkung zu kennen. Diese kann jedoch bei der Schauerekonstruktion nicht ausreichend genau rekonstruiert werden. Um die Ladung zu bestimmen gehe ich daher einen indirekten Weg, der auf der Näherung beruht, dass das gesamte detektierte DC-Licht in einer Höhe abgestrahlt wurde. Da die Anzahl der emittierten DC-Photonen stark mit der sinkenden Abstrahlungshöhe steigt, ist dies eine akzeptable Näherung. Wenn man die DC-Licht Emission als ein solches Punkt ereignis betrachtet, entspricht der Abstand zwischen Schauerrichtung und der DC-Intensität genau dem Cherenkov-Winkel, mit dem das Licht abgestrahlt wurde, es gilt also:

$$\Delta_{DC}^{dir.} = \Theta_C \quad (4.13)$$

Dann folgt aus Gleichung 3.6 nach Integration über den Wellenlängenbereich des abgestrahlten DC-Lichts:

$$N_{DC} \propto Z^2 \sin^2 \Delta_{DC}^{dir.} \quad (4.14)$$

Da die Fläche eines Ringes am Erdboden linear mit seinem Radius wächst, gilt:

$$N_{DC} \propto I_{DC} R_{Core} \quad (4.15)$$

Daraus folgt :

$$Z \propto \frac{\sqrt{I_{DC} R_{Core}}}{\sin \Delta_{DC}^{dir.}} \quad (4.16)$$

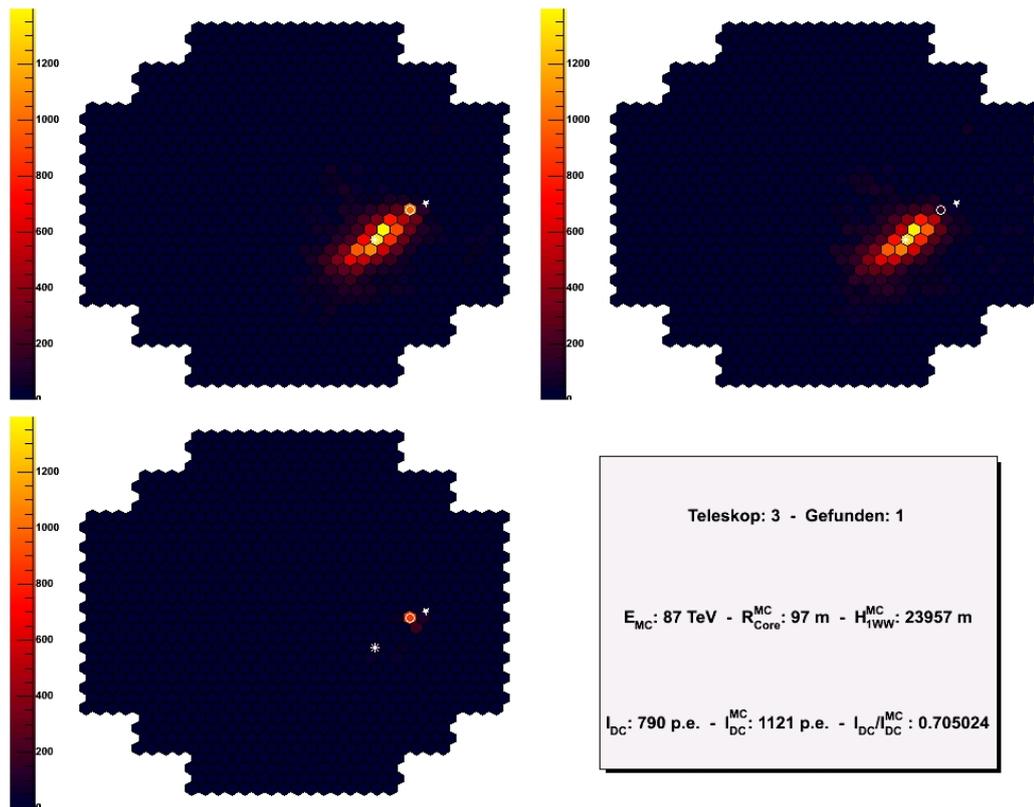


Abbildung 4.17: Simulation eines 87 TeV Eisenkerns für einem Zenitwinkel vom 40° . Gezeigt ist das simulierte Kamerabild für SC und DC-Licht (oben-links), das Abbild des SC-Lichts (oben-rechts) und das Abbild des DC-Lichts (unten-links). \circ markiert das DC-Pixel, $*$ markiert den ISS und \star die rekonstruierte Schauerrichtung. Man erkennt das sich das DC-Licht auf drei Pixel verteilt, jedoch nur eines von ihnen als DC-Pixel erkannt wurde.

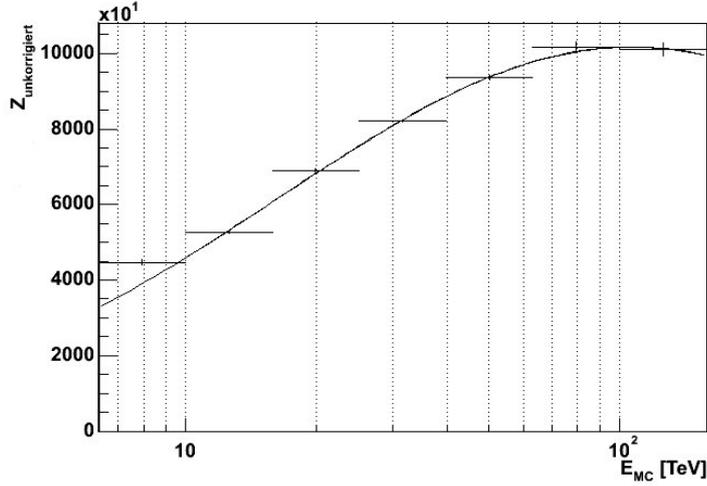


Abbildung 4.18: Nicht normierte Ladungsrekonstruktion für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkern für einen Zenitwinkel von 0° als Funktion der Energie. Die durchgezogene Linie gibt die angepasste Funktion an, nach der später korrigiert wird.

Über die obige Beziehung rekonstruiere ich nun die Kernladungszahl des Primärteilchen $Z_{unkorrigiert}$ in den N_{Tel}^{DC} Kamerabildern, in denen DC-Licht detektiert wurde, und mitte anschließend die erhaltenen Kernladungszahlen:

$$Z_{unkorrigiert} = \frac{\sum_{Teleskope} \frac{\sqrt{I_{DC} R_{Core}}}{\sin \Delta_{DC}^{dir}}}{N_{Tel}^{DC}} \quad (4.17)$$

Abb. 4.18 zeigt den Mittelwert von $Z_{unkorrigiert}$ als Funktion der Energie für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen von Eisenkernen. Wie man sieht, steigt sie mit der Energie an, was anhand der obigen Gleichung nicht zu erwarten war. Der Grund dafür kann zum einen an den gemachten Näherungen liegen, zum anderen jedoch auch an der begrenzten Genauigkeit, mit der die Variablen in Gl. 4.17 bestimmt werden können. Besonders Δ_{dir}^{DC} kann nur sehr ungenau bestimmt werden, da seine Größe in etwa vergleichbar ist mit der Pixelgröße der Kameras. Um eine energieunabhängige Ladungsrekonstruktion zu erhalten korrigiere ich auf diesen systematischen Fehler in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie. Des weiteren skaliere ich die unkorrigierte Ladung mit einem konstanten Faktor, so das der Mittelwerte der rekonstruierten Ladungen von Eisenkernen oberhalb von einer Energie von 10 TeV in etwa der Kernladungszahl von Eisen entspricht. In Abb. 4.19 kann man sehen, dass die auf diese Weise korrigierte Ladung oberhalb von einer rekonstruierten Kernladungszahl von zwanzig relativ unabhängig von der

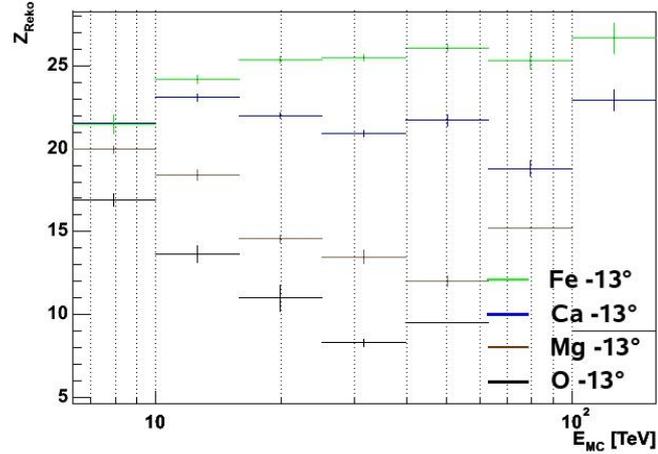


Abbildung 4.19: Unkorrigierte rekonstruierte Ladung für Zwei-Teleskop-Ereignisse als Funktion der Energie aus Simulationen verschiedener Elemente für einen Zenitwinkel von 13.53° .

Energie des Primärteilchens ist. Die Verteilung der rekonstruierten Ladung ist für verschiedene Elemente in Abb. 4.20 gezeigt. In Abbildung 4.21 sind die Mittelwerte dieser Verteilungen als Funktion der tatsächlichen Ladung gezeigt. Man sieht, dass die Ladung für Kerne mit einer geringen Kernladungszahl systematisch zu hoch rekonstruiert wird. Der Zusammenhang zwischen dem Mittelwert der rekonstruierten und der tatsächlichen Ladung ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$Z_{Reko} = 13,7 + 0,42 \cdot Z_{MC} \quad (4.18)$$

Über diese Gleichung könnte die rekonstruierte Ladung korrigiert werden, so dass auch die Mittelwerte der Ladungsverteilungen von Elementen mit niedrigeren Kernladungszahlen bei ihrer tatsächlichen Ladung lägen. Da jedoch in dieser Arbeit der Fluss von Eisen bestimmt werden soll und durch eine weitere Korrektur keine neuen physikalische Inhalte zu gewinnen sind, habe ich sie nicht durchgeführt. Um Verwechslungen mit der tatsächlichen Kernladungszahl Z zu vermeiden, werde ich die rekonstruierte Ladung in dieser Arbeit mit Z_{Reko} kennzeichnen. In Abb. 4.22 ist der Mittelwert der rekonstruierten Ladung für Eisen als Funktion des Zenitwinkels angegeben, man sieht, dass dieser nur einen sehr kleinen Effekt auf die Ladungsrekonstruktion hat.

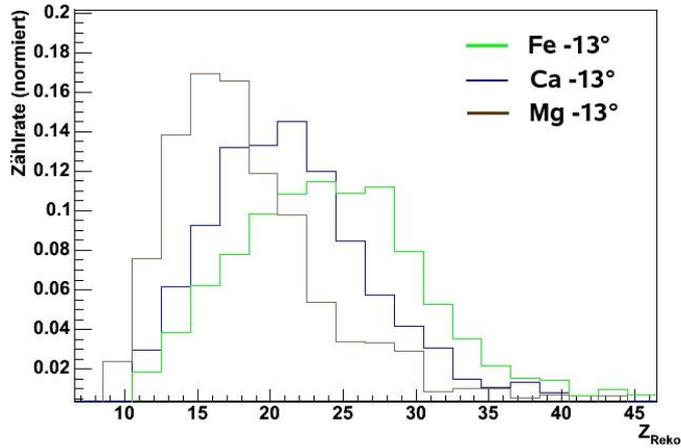


Abbildung 4.20: Verteilung der rekonstruierten Ladung für Zwei-Teleskop-Ereignisse verschiedener Elemente oberhalb von einer rekonstruierten Energie von 10 TeV für einen Zenitwinkel von 13.53° aus Simulationen.

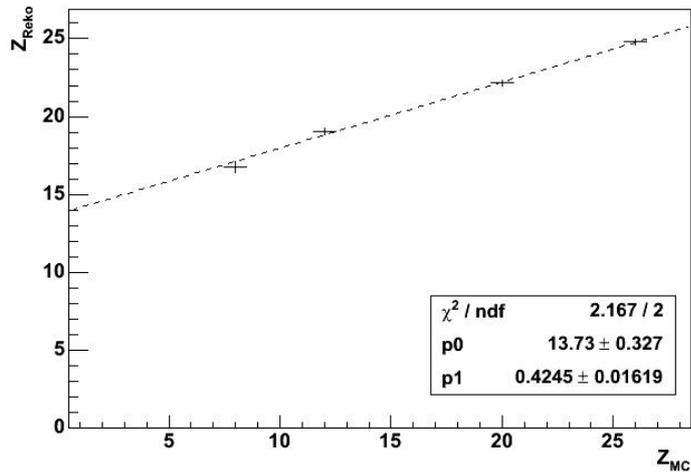


Abbildung 4.21: Rekonstruierte Ladung für Zwei-Teleskop-Ereignisse von Eisenkernen mit einer rekonstruierten Energie größer 10 TeV als Funktion der tatsächlichen Ladung aus Simulationen. Die gestrichelte Linie zeigt die angepasste Funktion $Z_{Reko} = p_0 + p_1 Z_{MC}$.

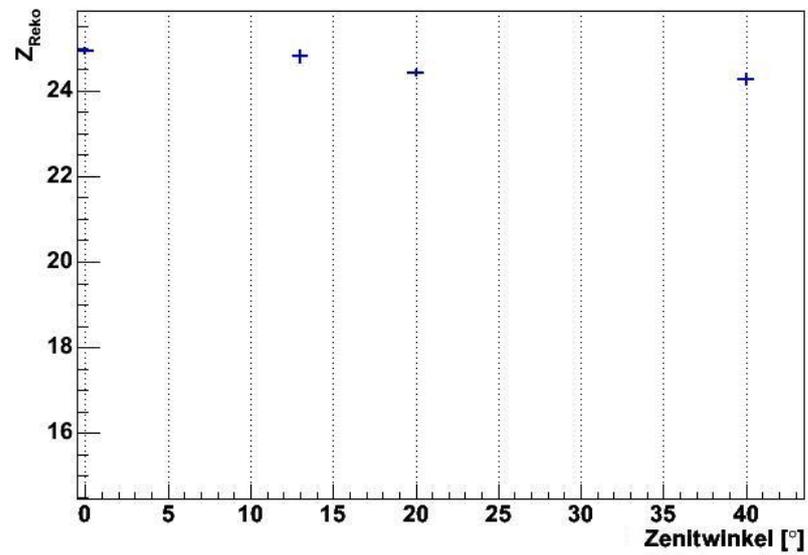


Abbildung 4.22: Die rekonstruierte Ladung für Zwei-Teleskop-Ereignisse mit einer rekonstruierten Energie größer 10 TeV aus Simulationen von Eisenkern für verschiedene Zenitwinkel.

Kapitel 5

Ergebnisse aus den HESS-Daten

5.1 Detektionsrate von DC-Licht

Die HESS-Datennahme wird in Zeitintervalle von etwa einer halben Stunde eingeteilt (sog. “Runs”). Während dieser Zeit werden Messdaten aus einer Himmelsrichtung genommen. Ich habe mit der vorgestellten Analysekette alle verfügbaren Runs nach DC-Ereignissen durchsucht, bei denen Daten unter einem Zenitwinkel kleiner 20° genommen wurden. Es handelt sich dabei um 350 Runs, sie entsprechen einer Beobachtungszeit von 148 Stunden und 18 Minuten. Alle Runs haben die HESS-Standardqualitätstests bestanden, diese stellen sicher, dass zum Zeitpunkt der Datennahme die HESS-Teleskope voll funktionsfähig und die Wetterbedingungen für die Messungen geeignet waren. Weiterhin wurden nur Runs verwendet, in denen mit allen vier Teleskopen Daten genommen wurden.

Abb. 5.1 zeigt die Gesamtzahl der gefundenen DC-Ereignisse als Funktion der Teleskop-Multiplizität. Es wurden 1497 DC-Ereignisse mit einer Teleskop-Multiplizität größer eins gefunden, die nach der Abschätzung der Fehldetektionen in Kapitel 4.3 als untergrundfrei angesehen werden können. Abb. 5.3 zeigt ein Beispiel aus den gemessenen Daten für ein Ereignis, bei dem DC-Licht in allen vier Teleskopen gleichzeitig gefunden wurde. Die Energieverteilung der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse ist in Abb. 5.2 dargestellt. Man sieht, dass DC-Ereignisse mit Energien im Bereich von 7 bis 150 TeV detektiert wurden.

Um die gemessenen Detektionsraten mit denen zu vergleichen, die man aus den heute bekannten Teilchen-Flüssen erwartet, habe ich den Fluss der kosmischen Strahlung simuliert. Dazu habe ich ihre Element-Komposition der

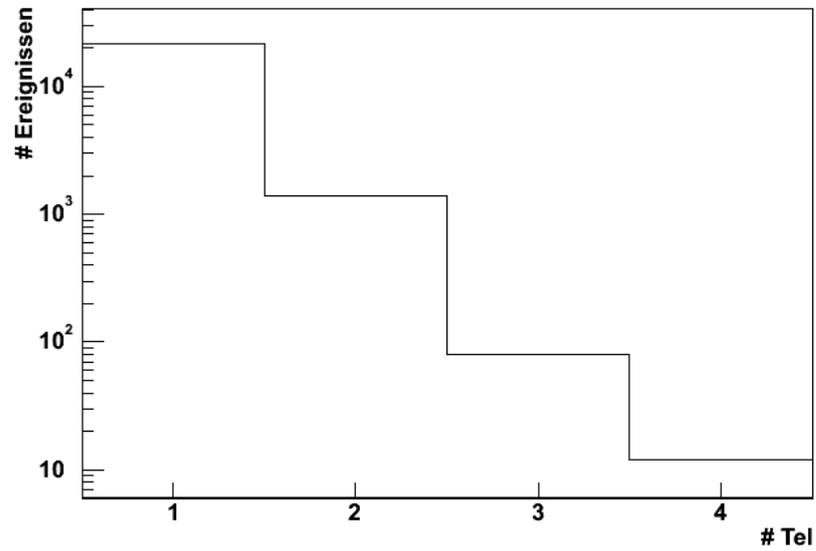


Abbildung 5.1: Gesamtzahl der detektierten Ereignisse aus den HESS-Daten für alle vier Teleskop-Multiplizitäten.

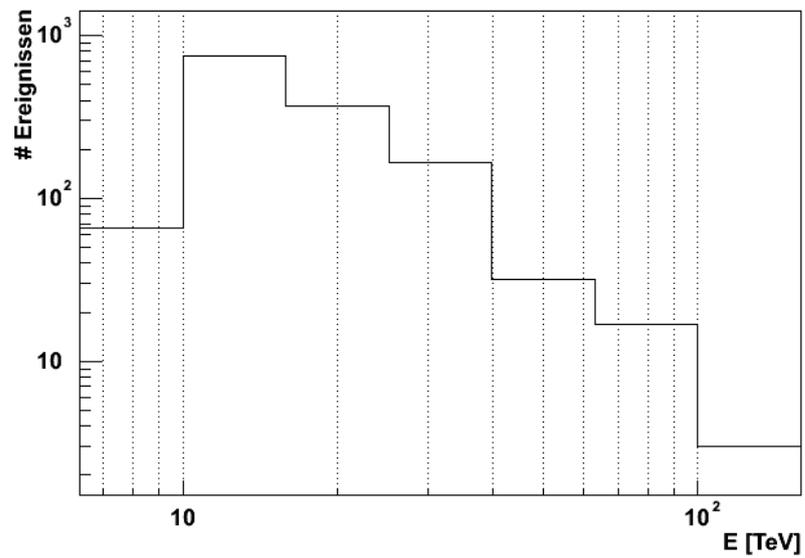


Abbildung 5.2: Die detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse aus den HESS-Daten als Funktion der Energie.

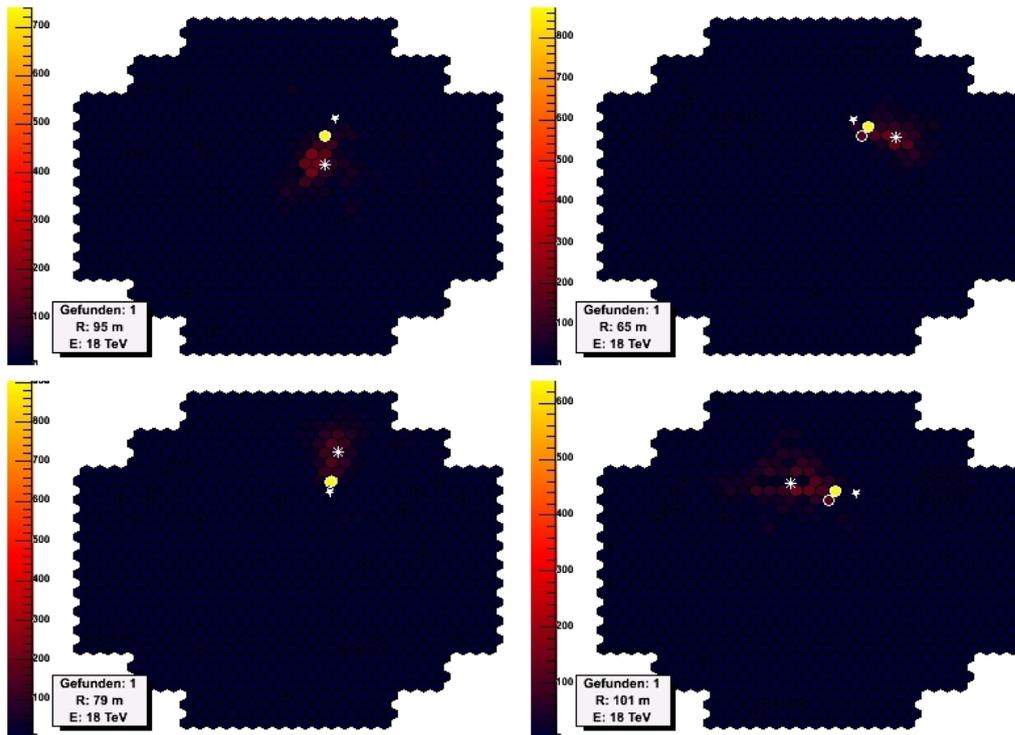


Abbildung 5.3: Gezeigt sind die vier Kamerabilder für eines der detektierten Vier-Teleskop-Ereignissen. \circ markiert die DC-Pixel, $*$ den ISS und \star die rekonstruierte Schauerrichtung. Links unten sind jeweils der Abstand der Schauerachse zum Teleskop R und die Energie des Primärteilchens E angegeben.

kosmischen Strahlung über die Teilchenflüssen in Anhang A in fünf verschiedene Kernladungszahlbereiche aufgeteilt. Jeder dieser Bereiche wird durch Monte-Carlo Simulationen eines ausgewählten Elements repräsentiert. Der Anteil des Flusses des repräsentativen Elements an dem Gesamtfluss jedes Z-Bands $k_{Repräsentant}$ wird dabei als energieunabhängig angenommen und über den integrierten Fluss oberhalb von 20 TeV festgelegt:

$$k_{Repräsentant} = \frac{F_{Repräsentant}^{20TeV}}{F_{Z-Band}^{20TeV}} \quad (5.1)$$

Dabei ist F^{E_0} der integrierte Fluss oberhalb von einer Energie E_0 :

$$F^{E_0} = \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE \quad (5.2)$$

Um den gesamten Fluss der kosmischen Strahlung zu simulieren, habe ich die detektierten Raten der repräsentativen Elemente aus den Simulationen durch $k_{Repräsentant}$ dividiert und anschliesend die Raten der einzelnen Ladungsbänder addiert. Der Kernladungszahlbereich und die repräsentativen Elemente der fünf Ladungsbänder sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

<i>Z-Bereich</i>	<i>Repräsentatives Element</i>	<i>k_{Repräsentant}</i>
1-6	p (Z=1)	0.49
7-9	O (Z=8)	0.88
10-16	Mg (Z=12)	0.34
17-24	Ca (Z=20)	0.19
25-28	Fe (Z=26)	0.85

Der integrierte Fluss oberhalb von 20 TeV für alle fünf Kernladungszahlbereiche ist in Abb. 5.4 gezeigt.

Die Detektionseffizienz von DC-Ereignissen ist zenitwinkelabhängig, daher muss bei dem Vergleich der Detektionsraten der Zenitwinkel der detektierten Ereignisse in den HESS-Daten mit denen des simulierten Flusses übereinstimmen. Ich habe dies dadurch berücksichtigt, dass ich die Simulationen bei einem Zenitwinkel erstellt habe, der gleich dem mittleren Zenitwinkel der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse in den analysierten HESS-Daten ist ($15,53^\circ$).

Weiterhin muss für einen Vergleich der Detektionsraten berücksichtigt werden, dass während der Datennahme die einzelnen Kamerapixel mit einer Wahrscheinlichkeit $p_{aus} = 2.82\%$ ausgeschaltet sind. Der Grund dafür ist meist, dass Licht von Sternen in das entsprechende Pixel fällt, so dass

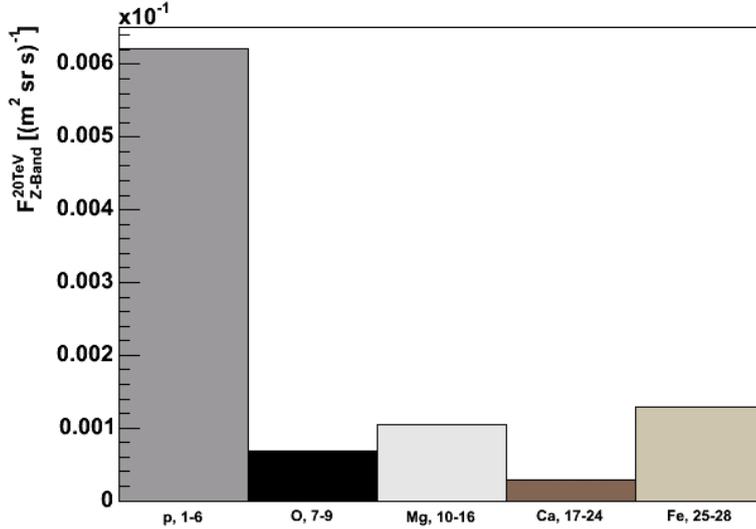


Abbildung 5.4: Der integrierte Fluss oberhalb von 20 TeV für die fünf Ladungsbänder. Die Beschriftung gibt jeweils das repräsentative Element und das entsprechende Kernladungszahl-Intervall an.

mit ihnen keine sinnvolle Lichtintensitätsmessung möglich ist und diese abgeschaltet werden. Ein ausgeschaltetes Pixel kann zu Fehldetektionen von DC-Licht führen, da für seine Nachbarpixel keine sichere Aussage über den DC-Quotient möglich ist. Um dies zu vermeiden, darf keines der Nachbarpixel der detektierten DC-Pixel ausgeschaltet sein. Das bedeutet, dass bei Detektion von DC-Licht in einem DC-Pixel mindestens sieben Pixel (das DC-Pixel selbst und seine sechs Nachbarn) in jedem Kamerabild eingeschaltet sein müssen. In den Simulationen sind alle Pixel immer eingeschaltet, dies führt dazu, dass die simulierte Detektionsrate höher ist als die der HESS-Daten. Die Wahrscheinlichkeit $p_{alle\ an}$, dass die genannten Pixel alle angeschaltet sind, wenn DC-Licht in jeweils einem Pixel in N_{Tel} Teleskopen gleichzeitig detektiert wird, ist:

$$p_{alle\ an} = (1 - p_{aus})^{7N_{Tel}} \quad (5.3)$$

Das Verhältnis der wegen ausgeschalteter Pixel nicht detektierten Ereignisse zu den detektierten ist dann:

$$\frac{N_{nicht\ detektiert}}{N_{detektiert}} = \frac{1 - p_{alle\ an}}{p_{alle\ an}} \quad (5.4)$$

Daraus folgt für die Gesamtzahl der Ereignisse N_{gesamt} , die man ohne ausge-

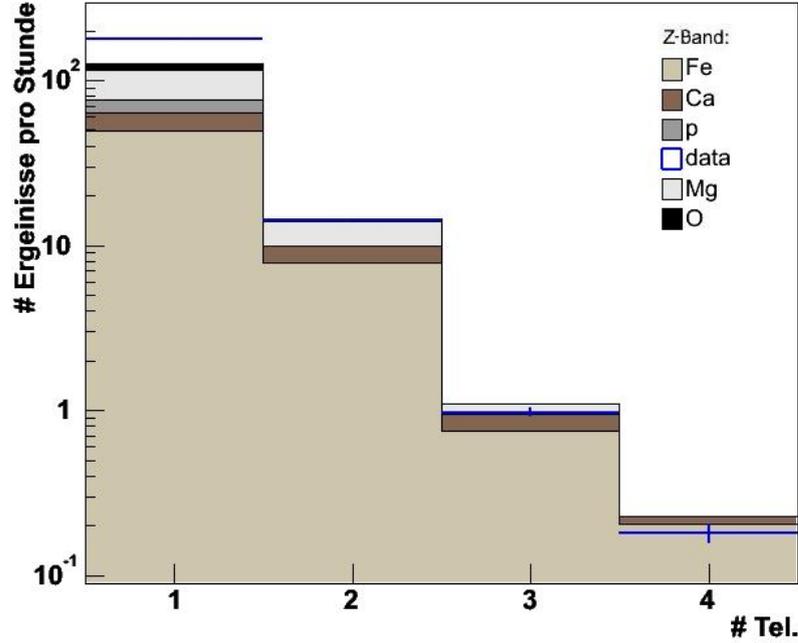


Abbildung 5.5: Detektionsrate von DC-Licht für verschiedene Teleskop-Multiplizitäten. Die HESS-Daten sind in blau angegeben (data). Die Detektionsrate des simulierten Flusses ist im Hintergrund gezeigt, dabei wird der Anteil der verschiedenen Ladungsbänder an der detektierten Rate durch verschiedene Farben angezeigt.

schaltete Pixel detektieren würde:

$$N_{gesamt} = N_{nicht\ detektiert} + N_{detektiert} = \left(1 + \frac{1 - \text{Palle an}}{\text{Palle an}}\right) N_{detektiert} \quad (5.5)$$

Über diese Gleichung kann der Verlust an Detektionseffizienz in erster Näherung berücksichtigt werden. Für Zwei-Teleskop-Ereignisse folgt z.B., dass wegen ausgeschalteter Pixel 33% weniger Ereignisse detektiert werden. Diese Näherung berücksichtigt nicht, dass sich das DC-Licht auf mehr als zwei Kamerapixel verteilen kann, oder etwa, dass Drei-Teleskop-Ereignisse wegen ausgeschalteter Pixel als Zwei-Teleskop-Ereignisse detektiert werden. Für eine genaue Abschätzung aller Effekte wäre es nötig, in den Simulationen zufällig Pixel auszuschalten. Dies konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr implementiert werden. Daher werde ich in der folgenden Analyse den Einfluss ausgeschalteter Pixel über Gleichung 5.5 abschätzen.

Abb. 5.5 zeigt die Detektionsrate für alle Teleskop-Multiplizitäten aus den HESS-Daten im Vergleich zum simulierten Fluss. Man sieht eine gute

Übereinstimmung, besonders bei Zwei-Teleskop-Ereignissen. Die Detektionsrate für diese Ereignisse ist in der oberen Grafik von Abb. 5.6 noch einmal als Funktion der Energie gezeigt. Die Übereinstimmung der Energieverteilungen ist gut, man kann jedoch erkennen, dass der Abfall in der Detektionsrate oberhalb von 10 TeV in den HESS-Daten stärker ist als in dem simulierten Fluss. Weiterhin werden bei Energien unterhalb von 10 TeV mehr Ereignisse detektiert als erwartet.

In der unteren Grafik aus Abb.5.6 sind die Mittelwerte der Energie der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse für die verschiedenen Ladungsbänder, den simulierten Fluss und die HESS-Daten gezeigt. Man sieht, dass die mittlere Energie der detektierten Ereignisse in den HESS-Daten etwas niedriger ist als in den simulierten Daten. Die Fehlerbalken der einzelnen Ladungsbänder und der HESS-Daten geben den statistischen Fehler auf den Mittelwert der Energieverteilungen an. Der Fehler des Energiemittelwerts von dem simulierten Fluss enthält zusätzlich noch einen systematischen Fehler, der dadurch in die Simulation gelangt, dass die Flüsse der einzelnen Elemente der kosmischen Strahlung nur mit einer begrenzten Genauigkeit bekannt sind. Um dies zu berücksichtigen, habe ich den Energiemittelwert für einen zweiten simulierten Fluss bestimmt und von dem ursprünglichen abgezogen. Der zweite simulierte Fluss unterscheidet sich in seiner Elementzusammensetzung vom ersten. Ich habe in ihm den Fluss des Protonen-, Sauerstoff- und Magnesiumbandes um jeweils 20% gesenkt und den des Calcium- und Eisenbandes um 20 % angehoben. Angesichts von experimentellen Fehlergrenzen von etwa 50%, in denen die Spektren der verschiedenen Elemente oberhalb von 10 TeV experimentell bestimmt sind (siehe Abb. 2.3 für die Messungen des Eisenspektrums), ist dies mit der heutigen Kenntnis der Elementspektren in Einklang.

5.2 Schauer-Parameter Vergleich zu Monte-Carlo Simulationen

Im folgenden werde ich verschiedene Schauer-Parameter-Verteilungen (z.B. Δ_{DC}^{dir} , R_{Core} , usw.) und ihre Mittelwerte für die detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse des simulierten Flusses und mit denen der HESS-Daten vergleichen. Dies ist sinnvoll, um die Genauigkeit der Simulationen zu überprüfen und um sich zu vergewissern, wirklich schwere Kerne detektiert zu haben. Analog zur Energieverteilung im vorherigen Abschnitt enthalten die Fehler der Verteilungsmittelwerte des simulierten Flusses den systematischen Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Elementzusammensetzung der kosmischen

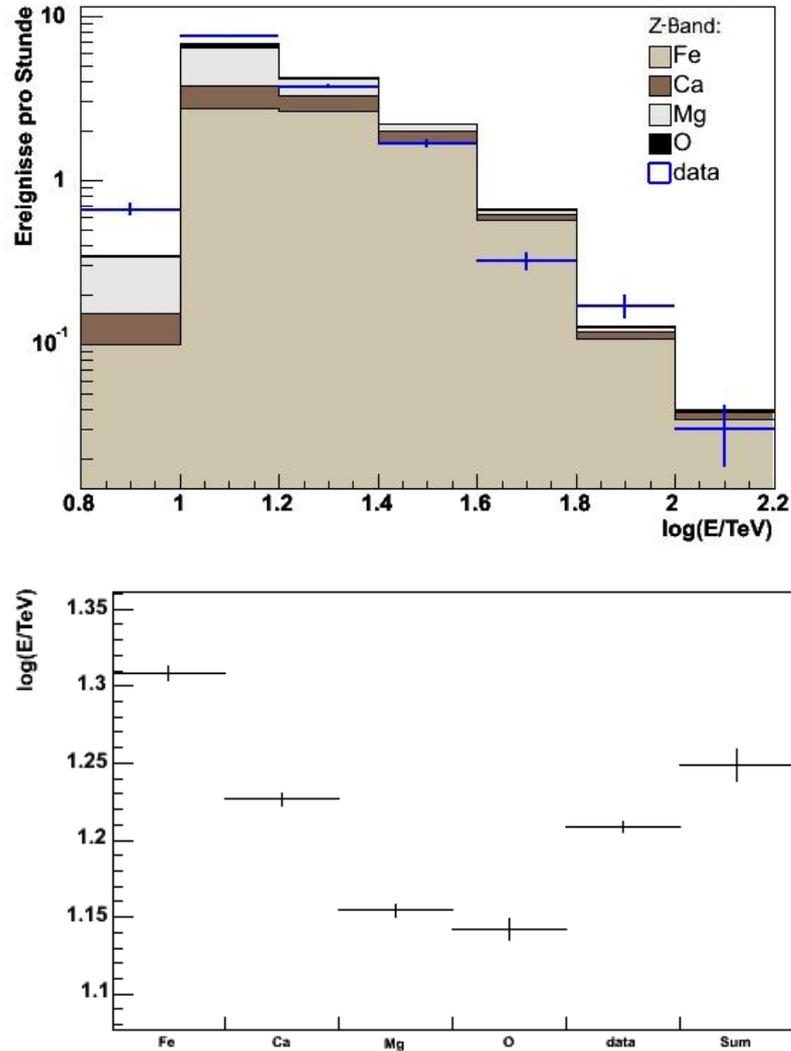


Abbildung 5.6: **Oben:** Energieverteilung der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse im Vergleich zum simulierten Fluss. Die Beiträge der verschiedenen Ladungsbänder zur Verteilung des simulierten Flusses werden durch verschiedene Farben angezeigt. **Unten:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder (Fe,Ca,Mg,O), den simulierten Fluss (Sum) und den gemessenen Daten (data).

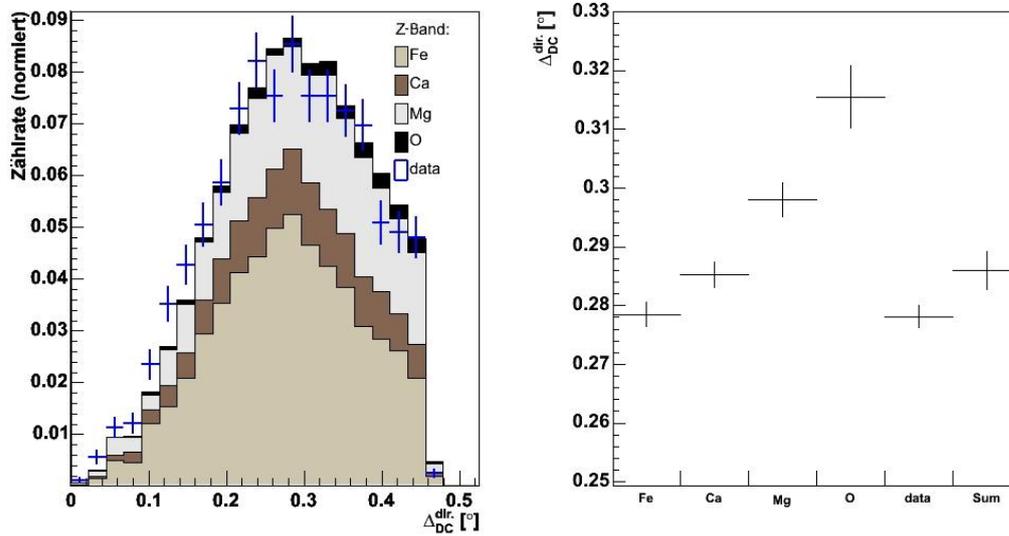


Abbildung 5.7: **Links:** Verteilungen von $\Delta_{DC}^{dir.}$ für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

Strahlung.

Abb. 5.7 und 5.8 zeigen die Verteilungen des Winkelabstandes vom Intensitätsschwerpunkt des DC-Lichts zur rekonstruierten Schauerrichtung $\Delta_{DC}^{dir.}$ und zum ISS Δ_{DC}^{ISS} . Man sieht, dass die Verteilungen für simulierte und experimentelle Daten für beide Parameter sehr gut übereinstimmen. Auch die Mittelwerte der Verteilungen stimmen gut überein. Die HESS-Daten stimmen für $\Delta_{DC}^{dir.}$ innerhalb von zwei, für Δ_{DC}^{ISS} innerhalb von einer Standardabweichung mit dem Mittelwert der Verteilung des simulierten Flusses überein.

Abb. 5.9 zeigt die Verteilung der Intensität des DC-Lichts. Man sieht, dass in den HESS-Daten ein etwas höherer Anteil an Ereignissen mit einer niedrigeren DC-Intensität detektiert wird als erwartet. Der Mittelwert der Verteilung der experimentellen Daten stimmt innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem Mittelwert des simulierten Flusses überein. Ein ähnliches Bild erhält man, wenn man sich die Verteilungen der gesamte Intensität in den Kamerabildern anschaut (Abb. 5.10). Wie man anhand der Energieverteilung der Detektionsraten in Abb. 5.6 erwarten konnte, sind die mittleren Bildintensitäten in den HESS-Daten etwas niedriger als in dem simulierten Fluss.

In Abb. 5.11 kann man sehen, dass die Verteilung des Core-Abstandes der

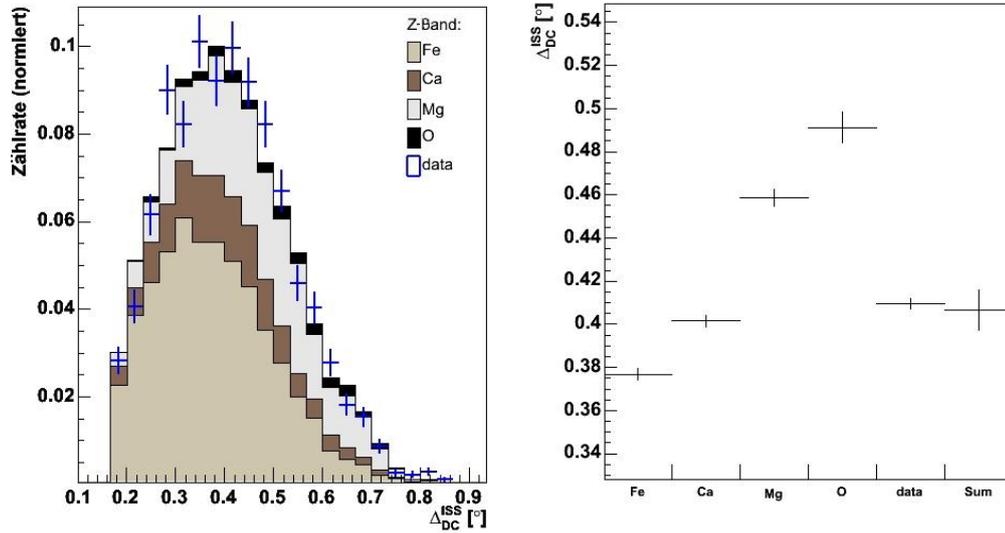


Abbildung 5.8: **Links:** Verteilungen von Δ_{DC}^{ISS} für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

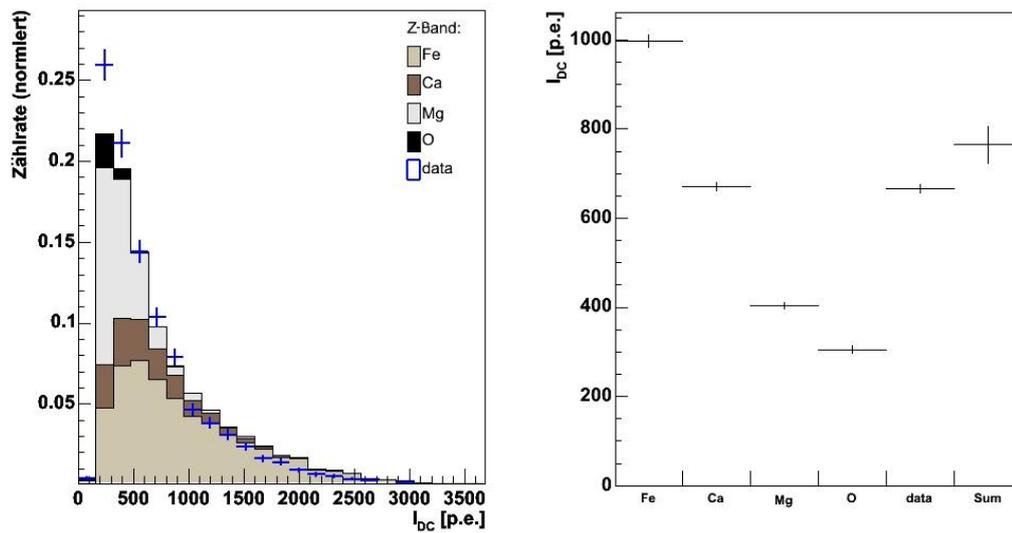


Abbildung 5.9: **Links:** Verteilungen der DC-Licht Intensitäten I_{DC} der Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

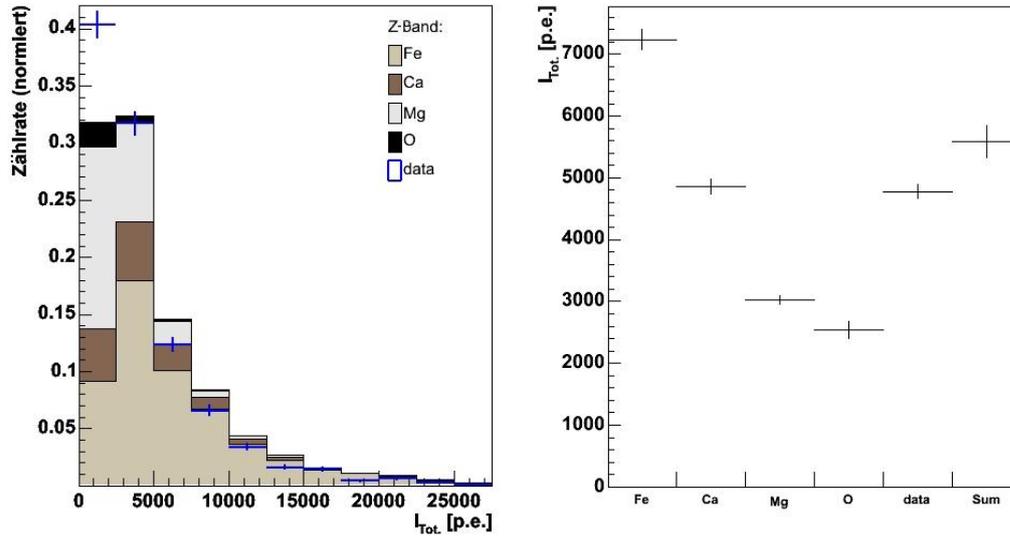


Abbildung 5.10: **Links:** Verteilungen der gesamten Lichtintensität im Kamerabild I_{tot} der Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

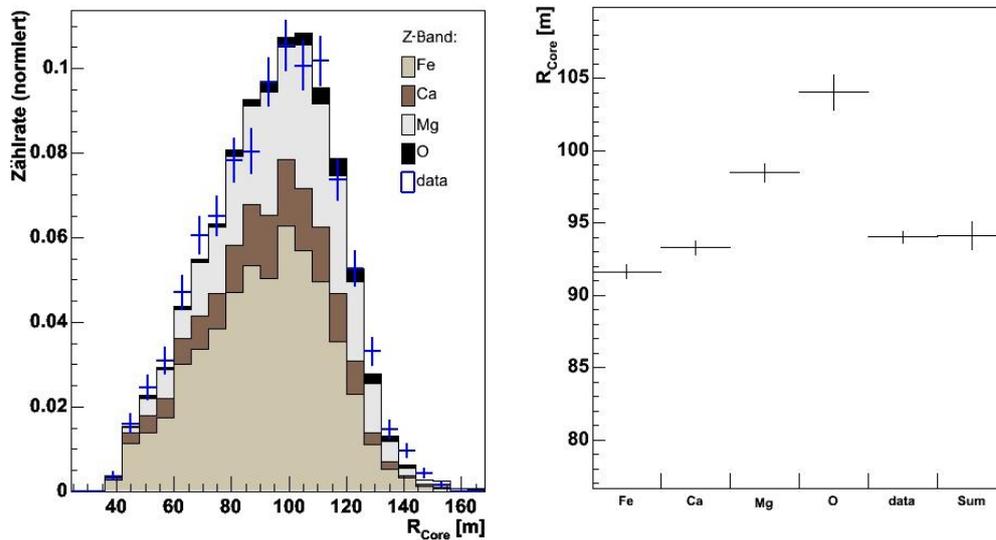


Abbildung 5.11: **Links:** Verteilungen des Core-Abstandes R_{Core} für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

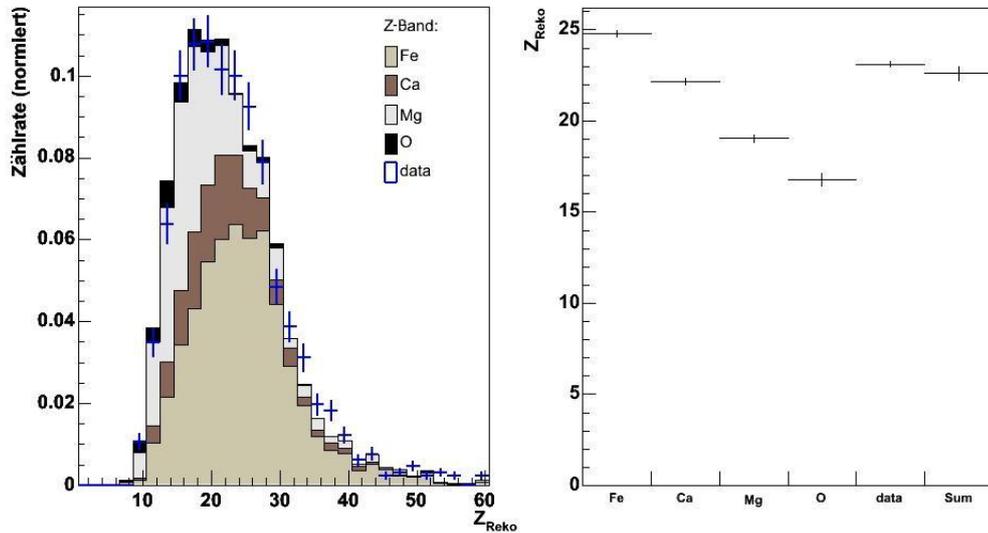


Abbildung 5.12: **Links:** Verteilungen der rekonstruierten Ladung für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus HESS-Daten und aus dem simulierten Fluss. **Rechts:** Die Mittelwerte der Verteilungen für die einzelnen Ladungsbänder, die HESS-Daten (data) und den simulierten Fluss (Sum).

Zwei-Teleskop-Ereignisse für die experimentellen und die simulierten Daten gut übereinstimmt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind innerhalb ihrer Fehlergrenzen gleich, ihr absoluter Wert unterscheidet sich um weniger als 0,2 %.

Abb. 5.12 zeigt die Verteilungen der rekonstruierten Ladung oberhalb von einer rekonstruierten Energie von 10 TeV. Sie stimmen wieder sehr gut für den simulierten und den experimentellen Teilchenfluss überein. Die Mittelwerte der Verteilungen sind innerhalb ihrer Fehlergrenzen gleich, das heißt, dass die heute bekannte Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung mit den hier bestimmten experimentellen Daten verträglich ist.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die experimentell gemessenen Parameterverteilungen sehr gut von den Simulationen wiedergegeben werden. Dies ist umso bemerkenswerter, da die Verteilungen des simulierten Flusses einige systematische Fehler noch nicht enthalten:

1. Systematische Fehler aufgrund der Unterschiede verschiedener hadronischer Modelle.
2. Systematische Fehler aufgrund der Repräsentation eines Ladungsbandes durch nur eines seiner Elemente.

Da es sehr unwahrscheinlich ist, eine solch gute Übereinstimmung zufällig zu erhalten, ist dies eine Bestätigung dafür, dass es sich bei den detektierten DC-Ereignissen wirklich um schwere Kerne handelt.

5.3 Der Eisenfluss

Da man mit der vorgestellten Methode nun in der Lage ist, schwere Kerne zu detektieren und ihre Ladung innerhalb gewisser Grenzen zu bestimmen, ist es möglich, den Teilchenfluss verschiedener Elementgruppen zu bestimmen. Ich werde im folgenden die Ergebnisse für den Fluss von Eisenkernen vorstellen. Den Eisenfluss zu messen ist einfacher als den Fluss anderer Elemente, da er nach heutiger Kenntnis viel höher ist als der Fluss von Elementen mit benachbarten Kernladungszahlen. Weiterhin kommen Elemente mit einer größeren Kernladungszahl als der von Eisen nur sehr selten in der kosmischen Strahlung vor. Setzt man dieses Wissen voraus, kann man näherungsweise alle Elemente mit einer Ladung grösser zweiundzwanzig (d.h. $Z_{Reko} > 23$) als Eisen betrachten. Der Eisenfluss lässt sich dann analog zur HESS-Standardanalyse über die effektiven Flächen A_{eff} bestimmen. Diese enthalten nun jedoch im Gegensatz zu Kapitel 4.4 nur die detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse $N(E)_{Z>22}$ mit $Z > 22$ und werden als Funktion der rekonstruierten Energie verwendet, um die systematische Fehler der Energie-Rekonstruktion bei niedrigen Energien zu berücksichtigen.

$$A(E)_{eff} = \frac{N(E)_{Z>22}^{MC}}{N(E)^{MC}} A^{MC} \Delta\Omega^{MC} \quad (5.6)$$

Die verwendeten effektiven Flächen sind in Abb. 5.13 gezeigt, der differentielle Fluss $\Phi(E)$ folgt daraus über:

$$\Phi(E) = \frac{N(E)_{Z>22}}{A_{eff} \Delta E \cdot t} \quad (5.7)$$

Dabei ist t die gesamte Messzeit, und $N(E)_{Z>22}$ die Anzahl der in den HESS-Daten detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse mit $Z > 22$ im Energieintervall E bis $E + \Delta E$.

Das auf diese Weise bestimmte Spektrum ist in Abb. 5.14 gezeigt. Wegen der Ungenauigkeiten in der Ladungsrekonstruktion erwartet man jedoch, dass dieses Spektrum Verunreinigungen durch Elemente mit einer niedrigeren Kernladungszahl enthält. Um ein aussagefähiges Spektrum zu bekommen, muss auf diese Verunreinigungen korrigiert werden. Abb. 5.15 zeigt den Anteil der verschiedenen Ladungsbänder an den detektierten Zwei-Teleskop-Ereignissen mit $Z > 22$ als Funktion der Energie für den simulierten Fluss. Korrigiert man das erhaltene Spektrum auf den Anteil des Eisenbandes und nimmt weiterhin an, dass der Eisenanteil an seinem Z-Band 85% ($= k_{Repräsentant}$) beträgt, erhält man das Spektrum aus Abb. 5.16. Da diese Korrekturen die Elementkomposition der kosmischen Strahlung über den simulierten Fluss

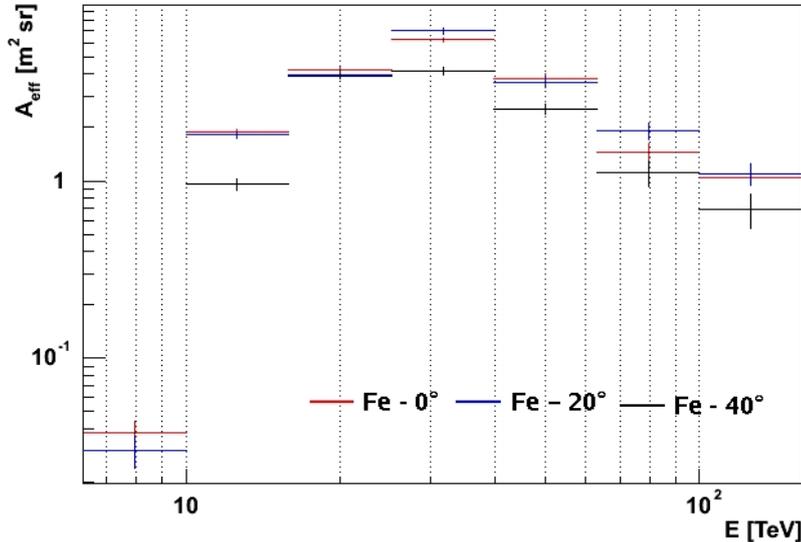


Abbildung 5.13: Die verwendeten effektiven Flächen zur Bestimmung des Eisenflusses für verschiedene Zenitwinkel.

bereits voraussetzen, handelt es sich bei diesem Spektrum jedoch nicht um eine unabhängige Messung¹. Eine weiterführende Arbeit kann aus der bestimmten Ladungsverteilung, unabhängig von anderen Messungen, die Elementzusammensetzung schwerer Kerne in der kosmischen Strahlung bestimmen und somit eine unabhängige Korrektur der Verunreinigungen durchführen.

Passt man an das korrigierte Spektrum eine Potenzfunktion an² (schwarze Linie in Abb. 5.16) und vergleicht diese mit dem Referenzspektrum aus Anhang A (grüne Linie) so fallen folgende Punkte auf:

1. Das gemessene Spektrum lässt sich gut durch eine Potenzfunktion beschreiben. Diese hat einen spektralen Index von 3.27 ± 0.12 , während das Referenzspektrum flacher ist und einen spektralen Index von 2.59 ± 0.06 hat.
2. Bei Energien um die 10 TeV liegt der gemessene Fluss oberhalb, bei höheren Energien unterhalb des erwarteten Wertes.

¹Da die bisher bekannte Elementkomposition der kosmischen Strahlung durch die bestimmte Ladungsverteilung gut bestätigt wurde, ist diese jedoch zumindest teilweise in der vorliegenden Analyse enthalten.

²Ich habe die Anpassung dabei oberhalb von einer Energie von 10 TeV durchgeführt, da es bei niedrigeren Energien zu systematischen Fehlern bei der Energierekonstruktion kommt

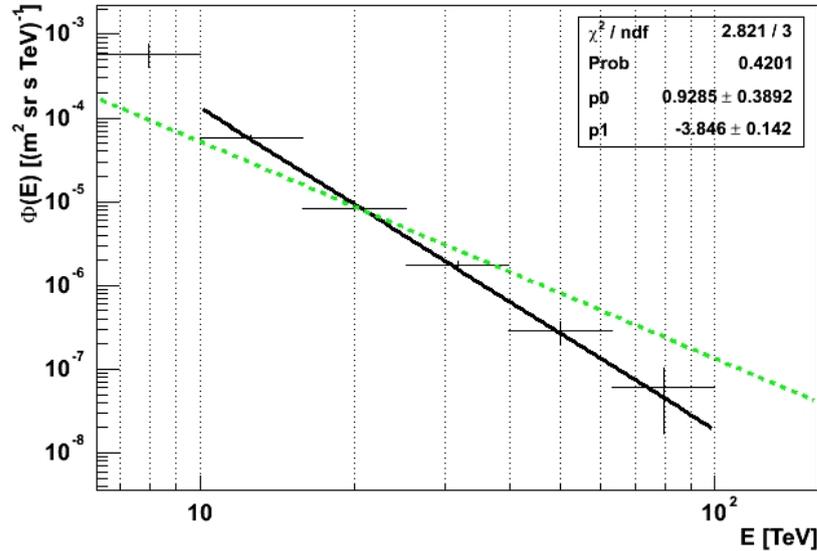


Abbildung 5.14: Unkorrigiertes Eisenspektrum. Die schwarze Linie zeigt die angepasste Potenzfunktion $\Phi^0 E^\gamma$ an die Datenpunkte, dabei werden Φ^0 durch p_0 und γ durch p_1 rechts oben angegeben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Messungen an. Die grüne Linie entspricht dem Fluss des Eisenbandes aus Anhang A.

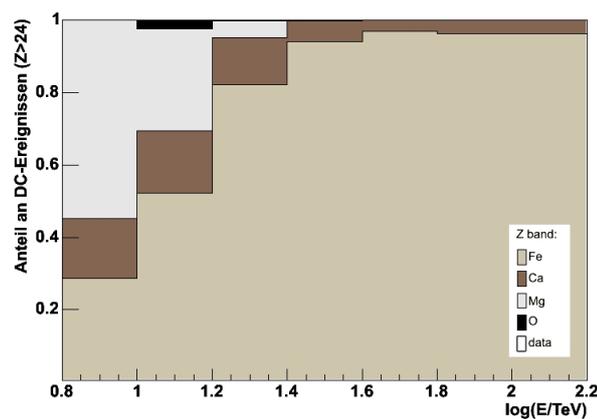


Abbildung 5.15: Anteil der verschiedenen Ladungsbänder an den detektierten Zwei-Teleskop-Ereignissen mit $Z > 22$ für den simulierten Fluss.

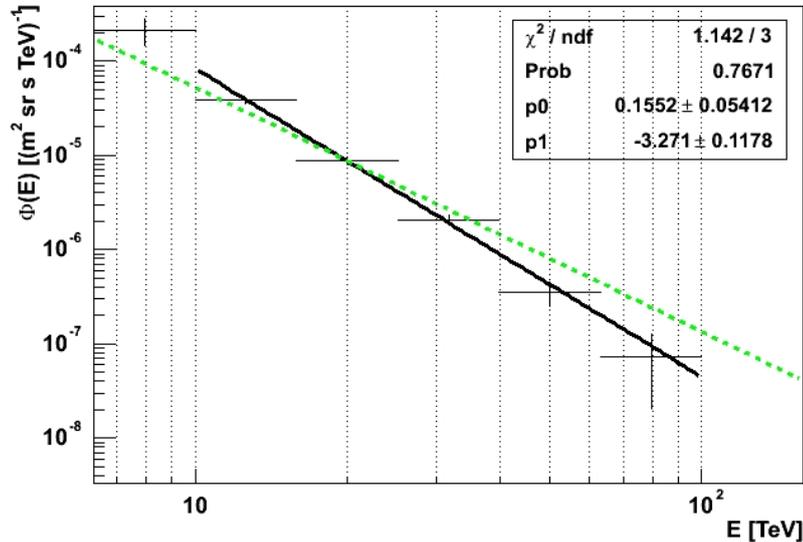


Abbildung 5.16: Korrigiertes Eisenspektrum. Die schwarze Linie zeigt die angepasste Potenzfunktion $\Phi^0 E^\gamma$ an die Datenpunkte, dabei werden Φ^0 durch p0 und γ durch p1 rechts oben angegeben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Messungen an. Die grüne Linie entspricht dem Eisenfluss aus Anhang A.

Bei dem Referenzspektrum handelt es sich um eine Anpassung eines Potenzspektrums an die Daten vieler Experimente, diese haben wie bereits erwähnt in dem hier betrachteten Energiebereich Messfehler von etwa 50%, so dass die einzelnen Datenpunkte des bestimmten Spektrums durchaus mit diesen Messungen verträglich sind. Ein spektraler Index in der bestimmten Größe erscheint jedoch unrealistisch. Die verschiedenen Experimente sind, aufgrund von systematischen Fehlern in der Energierekonstruktion, i.a. besser in der Lage, den spektralen Index zu bestimmen, als den Betrag des integrierten Flusses. Sowohl bei niedrigeren, als bei höheren Energien liegt der gemessene spektrale Index der kosmischen Strahlung unterhalb des hier bestimmten Wertes. Die Ursache für diesen hohen Wert liegt wahrscheinlich in systematischen Fehlern durch das verwendete hadronische Wechselwirkungsmodell, auf die ich im folgenden Kapitel eingehen werde.

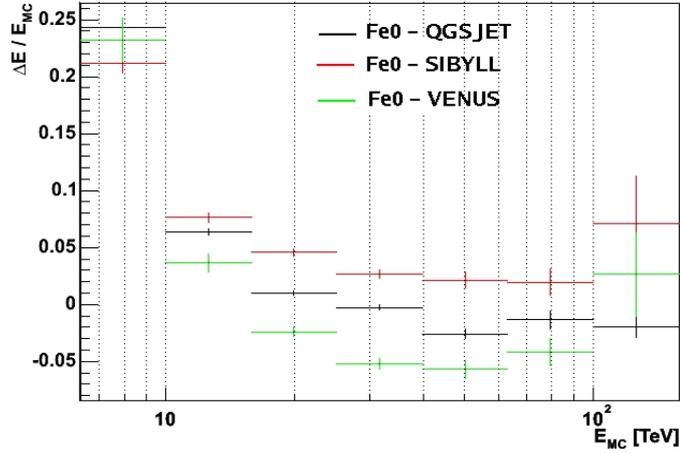


Abbildung 5.17: Die relative Genauigkeit der Energierekonstruktion $\Delta E/E_{MC} = (E - E_{MC})/E_{MC}$ als Funktion der Energie für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen mit verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodellen. Die Fehlerbalken geben den Fehler des Mittelwerts an.

5.4 Einfluss von hadronischen Wechselwirkungsmodellen

Um den Einfluss des hadronischen Wechselwirkungsmodells auf die Messungen abzuschätzen, habe ich die Detektionsraten und einige Schauer-Parameter-Verteilungen für Zwei-Teleskop-Ereignisse aus Simulationen erstellt, bei denen verschiedene Wechselwirkungsmodelle verwendet wurden. Getestet habe ich dabei die Wechselwirkungsmodelle VENUS und SIBYLL 2.1 im Vergleich zu dem bisher verwendeten QGSJET 01. Simuliert wurden Eisenkerne, die senkrecht in die Atmosphäre dringen (die genauen Simulationsparameter sind in Anhang B gegeben). Da das verwendete Modell die Höhe der ersten Wechselwirkung bestimmt, ist zu erwarten, dass die Energierekonstruktion mit den Lookup-Tabellen der bisherigen Analyse für Simulationen mit den verschiedenen Wechselwirkungsmodellen unterschiedliche Ergebnisse liefert. Die angewendeten Schnittbedingungen, um DC-Licht zu detektieren, wurden daher in der folgenden Analyse auf die Monte-Carlo Energie E_{MC} angewandt³.

In Abb. 5.17 ist die Energierekonstruktion von Zwei-Teleskop-Ereignissen für Simulationen mit den verschiedenen Wechselwirkungsmodellen gezeigt.

³Man beachte, dass die gezeigten Raten und Verteilungen daher für Simulationen, die mit QGSJET erstellt wurden, nicht exakt mit denen aus Kapitel 5.2 übereinstimmen müssen.

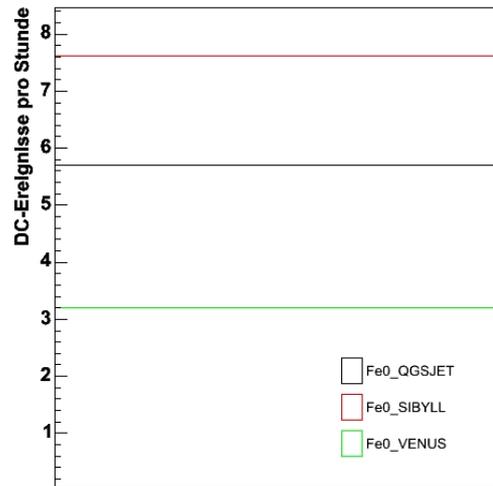


Abbildung 5.18: Detektionsrate von Zwei-Teleskop-Ereignissen für Simulationen von Eisenkernen mit verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodellen.

Wie man sieht, gibt es in der Tat Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen. Die Energie von Ereignissen, die mit SIBYLL erstellt wurden, werden bezüglich denen aus QGSJET-Simulationen um etwa 5% überschätzt, während Ereignisse aus VENUS-Simulationen um etwa 5 % unterschätzt werden. Das bedeutet, dass Simulationen, die mit SIBYLL (bzw. VENUS) erstellt wurden, im Mittel eine höhere (bzw. niedrigere) SC-Intensität bei gleichem Core-Abstand haben als Simulationen, die mit QGSJET erstellt wurden.

Abb. 5.18 zeigt die Raten, mit denen in den Simulationen mit den verschiedenen Wechselwirkungsmodellen Zwei-Teleskop-Ereignisse detektiert wurden. Wie man sieht, ist der Effekt der verwendeten Wechselwirkungsmodells sehr groß. Der Unterschied in der Detektionsrate zwischen dem Modell mit der niedrigsten Detektionsrate (VENUS) und dem der höchsten (SIBYLL) beträgt über 100%. Da die Detektionsrate die Größe der effektiven Flächen bestimmt, bedeutet dies gleichzeitig, dass der im vorhergehenden Abschnitt bestimmte Fluss systematische Fehler in dieser Größe hat.

Abb. 5.19 zeigt die Detektionsrate als Funktion der Energie für Simulationen mit den verschiedenen Wechselwirkungsmodellen. Man kann erkennen, dass für Simulationen, die mit VENUS erstellt wurden, ein größerer Anteil der Ereignisse bei höheren Energie detektiert wird, als bei Simulationen die mit den anderen Wechselwirkungsmodellen erstellt wurden. Das bedeutet, dass man erwarten kann, dass nicht nur der integrierte Fluss, sondern auch

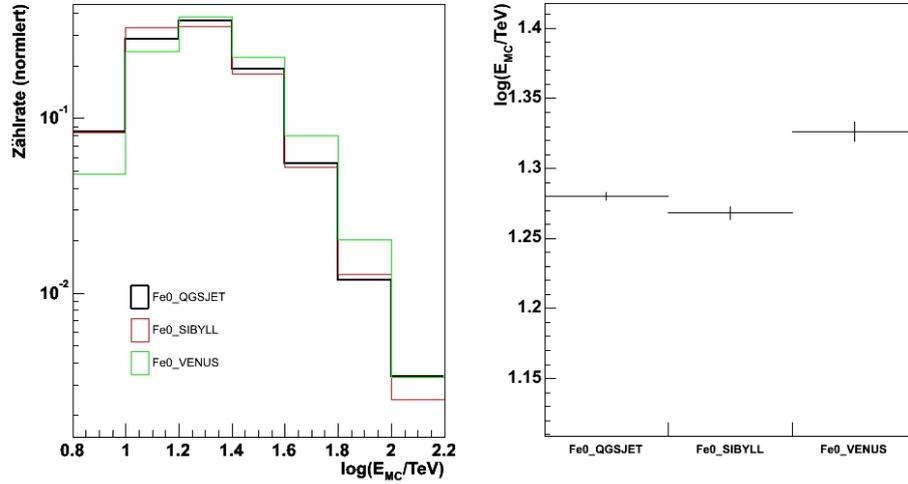


Abbildung 5.19: Detektionsrate von Zwei-Teleskop-Ereignissen als Funktion der Energie (links) und ihre Mittelwerte (rechts) für Simulationen von Eisenkernen mit verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodellen.

der spektrale Index des bestimmten Eisenspektrums vom verwendeten hadronischen Modell abhängt.

Schaut man sich die Verteilungen verschiedener Schauer-Parameter der detektierten Zwei-Teleskop-Ereignisse an, stellt man auch einen Unterschied zwischen den verschiedenen Modellen fest, dieser ist jedoch nicht so groß wie der Unterschied in den Detektionsraten. In Abb. 5.20, 5.21 und 5.22 sind die Verteilungen von der DC-Intensität, Δ_{DC}^{dir} und dem Core-Abstand gezeigt. Wie man sieht, stimmen die Verteilungen und die Mittelwerte für Simulationen, die mit QGSJET und SIBYLL erstellt wurden, innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein, während die, die mit VENUS erstellt wurden, etwas davon abweichen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass das Wechselwirkungsmodell VENUS sowohl bei den gezeigten Verteilungen als auch bei den Detektionsraten am meisten von dem verwendeten QGSJET abweicht. Die Ergebnisse mit QGSJET liegen in beiden Fällen zwischen denen der anderen Modelle. Um eine genaue Angabe des systematischen Fehlers für das im vorherigen Abschnitt bestimmte Eisen-Spektrum angeben zu können, wäre es nötig, den Eisenfluss über Simulationen mit den verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodellen zu bestimmen. Dazu müssten die Energie-, DC-Licht- und Ladungsrekonstruktion, und die effektiven Flächen über Simulationen mit dem entsprechenden Modell bestimmt werden. Nach der Analyse in diesem Abschnitt ist allerdings jetzt schon klar, dass der Einfluss auf den integrierten

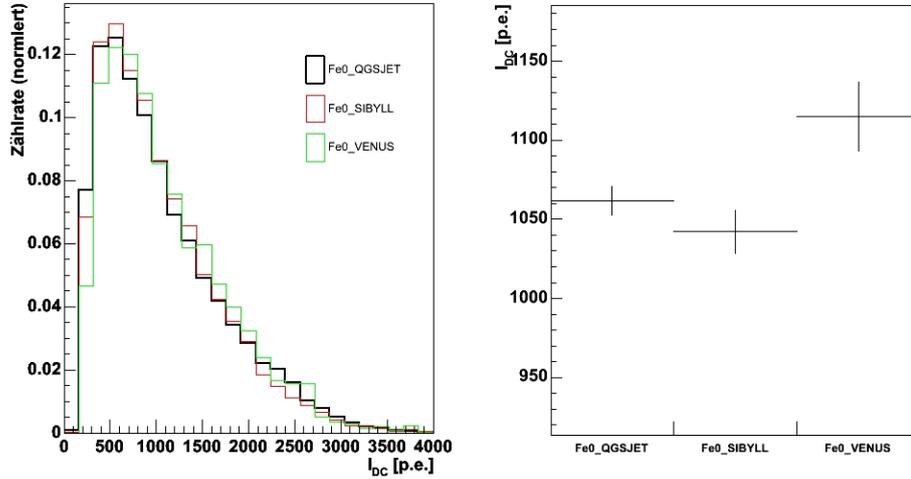


Abbildung 5.20: Verteilungen der DC-Licht Intensitäten I_{DC} von Zwei-Teleskop-Ereignissen aus Simulationen von Eisenkernen mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen (links) und ihre Mittelwerte (rechts).

Fluss sowie den spektralen Index eine Größenordnung von bis zu 100% haben wird. Diese starke Abhängigkeit kann eventuell in zukünftigen Anwendungen der präsentierten Messmethode dazu genutzt werden, verschiedene hadronische Wechselwirkungsmodelle auf ihre Genauigkeit hin zu testen.

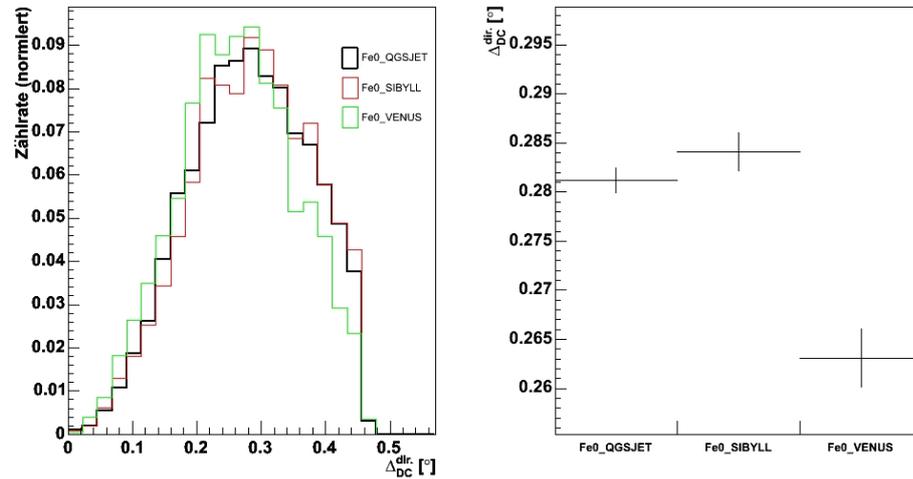


Abbildung 5.21: Verteilungen von Δ_{DC}^{dir} von Zwei-Teleskop-Ereignissen aus Simulationen von Eisenkernen mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen (links) und ihre Mittelwerte (rechts).

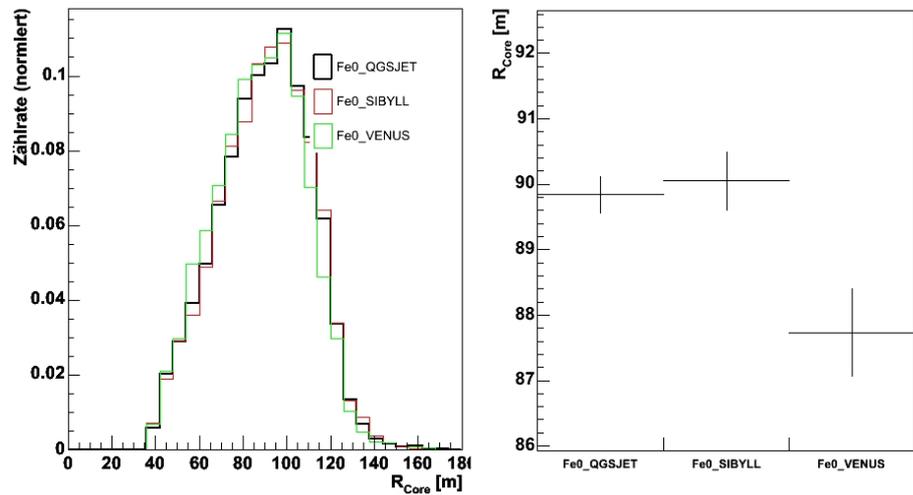


Abbildung 5.22: Verteilungen des Core-Abstands R_{Core} von Zwei-Teleskop-Ereignissen aus Simulationen von Eisenkernen mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen (links) und ihre Mittelwerte (rechts).

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ich habe in dieser Arbeit eine neue Methode zur Detektion von schweren Kernen in der kosmischen Strahlung über ihr Direktes Cherenkov-Licht vorgestellt und auf die Daten des HESS-Teleskop-System angewendet. Zunächst habe ich das Prinzip der Messmethode und die daraus folgenden Selektionsbedingungen dargelegt. Anhand von Monte-Carlo Simulationen konnte ich die Detektionseffizienzen der implementierten Selektionsbedingungen abhängig von der Kernladungszahl und der Energie des einfallenden Teilchens bestimmen. Der Energiebereich, in dem schwere Kerne detektiert werden können, erstreckt sich (elementabhängig) von 7 bis 150 TeV. Die Detektionseffizienz nimmt mit der Kernladungszahl des einfallenden Teilchens ab, so dass nur Kerne mit einer Kernladungszahl größer sieben detektiert werden können.

Weiterhin konnte ich zeigen, dass mit der vorgestellten Messmethode eine fast untergrundfreie Messung möglich ist, wenn man verlangt, dass DC-Licht in mindestens zwei Teleskopbildern eines Ereignisses gefunden wird. Für die detektierten Kerne habe ich eine Methode zur Rekonstruktion ihrer Kernladungszahl anhand des detektierten DC-Lichts vorgestellt.

In dem zweiten Teil der Arbeit habe ich mit der vorgestellten Methode 350 Runs aus den HESS-Daten nach schweren Kernen durchsucht. Dabei wurden 1497 untergrundfreie Ereignisse in einem Energiebereich von 7 bis 150 TeV detektiert. Anschließend habe ich die Detektionsrate und mehrere Schauer-Parameterverteilungen mit denen aus Monte-Carlo Simulationen verglichen, denen die heute bekannten Teilchenflüsse zugrunde liegen. In allen Fällen habe ich eine gute Übereinstimmung gefunden.

Abschließend habe ich anhand der detektierten Ereignisse in den HESS-Daten den Eisenfluss in einem Energiebereich von 7 bis 100 TeV bestimmt. Der bestimmte Fluss stimmt von seinem Betrag her gut mit dem anderer Messungen überein, der spektrale Index des Spektrums ist jedoch nicht mit dem anderer Experimente verträglich. Ich habe darlegen können, dass die

Ursache dafür mit hoher Wahrscheinlichkeit in systematischen Fehlern des zugrundeliegenden hadronischen Wechselwirkungsmodells liegt. Wegen der hohen Sensitivität der Messungen auf das verwendete Modell, könnten sie in Zukunft dabei helfen, die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle zu testen. Um ein abschließendes Urteil über die Anwendungsmöglichkeit der Messmethode zur Bestimmung von Teilchenflüssen abgeben zu können, müssen weitere Tests zur genauen Abschätzung des systematischen Fehlers durchgeführt werden.

Anhang A

Tabellierte Flüsse

Die folgende Tabelle gibt den absolute Fluss Φ_Z^0 bei $E_0 = 1TeV$ und spektrale Index γ_Z für verschiedene Elemente an. Für Protonen, Helium und Eisenkerne wurden die Daten aus Referenz [7] entnommen, für alle anderen Elemente aus [9]. Die Messdaten vieler Experimente wurden dafür mit ein Potenzspektrum $\Phi_Z(E) = \Phi_Z^0 E^{-\gamma_Z}$ oberhalb von Energien von 10 Z GeV angepasst.

<i>Element</i>	<i>Z</i>	$\Phi_Z^0 [10^{-3} \cdot (m^2 srs TeV)^{-1}]$	γ_Z
H	1	87.3±0.7	2.71±0.02
He	2	57.1±0.9	2.64±0.02
Li	3	2.08± 0.51	2.54±0.09
Be	4	0.474±0.048	2.75±0.04
B	5	0.995±0.079	2.95±0.05
C	6	10.6±0.1	2.66±0.02
N	7	2.35±0.08	2.76±0.05
O	8	15.7±0.4	2.68±0.03
F	9	0.328±0.048	2.69±0.08
Ne	10	4.60±0.10	2.64±0.03
Na	11	0.754±0.033	2.66±0.04
Mg	12	8.01±0.26	2.64±0.04
Al	13	1.15±0.15	2.66±0.04
Si	14	7.96±0.15	2.75±0.04
P	15	0.27±0.02	2.69±0.06
S	16	2.29±0.24	2.55±0.09
Cl	17	0.294±0.019	2.68±0.05
Ar	18	0.836±0.038	2.64±0.06
K	19	0.536±0.015	2.65±0.04
Ca	20	1.47±0.12	2.70±0.06
Sc	21	0.304±0.019	2.64±0.06
Ti	22	1.13±0.14	2.61±0.06
V	23	0.631±0.028	2.63±0.05
Cr	24	1.36±0.12	2.67±0.06
Mn	25	1.35±0.14	2.46±0.22
Fe	26	20.4±2.6	2.59±0.06
Co	27	0.0751±0.0037	2.72±0.09
Ni	28	0.996±0.043	2.51±0.18

Anhang B

Parameter der verwendeten Simulationen

	α [°]	$N_{Schauer}$	ΔE [TeV]	Ω_{MC} [°]	R [m]	$\approx t$ [h]	Modell
<i>H</i>	13.53	30000	5-200	2.5	220	42	QGSJET 01
<i>He</i>	13.53	30000	5-200	2.5	220	58	QGSJET 01
<i>O</i>	13.53	57000	5-200	2.5	220	223	QGSJET 01
<i>Mg</i>	13.53	30000	5-200	2.5	220	411	QGSJET 01
<i>Ca</i>	13.53	30000	5-200	2.5	220	2465	QGSJET 01
<i>Fe</i>	0	100000	5-200	2.5	220	496	QGSJET 01
	0	50000	5-200	2.5	220	496	SIBYLL 2.1
	0	30000	5-200	2.5	220	496	VENUS
	13.53	30000	5-200	2.5	220	149	QGSJET 01
	20	100000	5-200	2.5	220	250	QGSJET 01
	40	100000	5-200	2.7	240	357	QGSJET 01

In der obigen Tabelle werden die verschiedenen Parameter gezeigt, mit denen die Monte-Carlo Simulationen erstellt wurden. Die einfallenden Primärteilchen dringen dabei in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von Ω_{MC} um den angegebenen Zenitwinkel α in die Atmosphäre ein. Die Schauerachse der simulierten Ereignisse hat einen maximalen Core-Abstand R zu einer mittleren Achse mit einem Zenitwinkel α . Für jeden der $N_{Schauer}$ simulierten Schauer wird anschließend 25 mal die Teleskopsimulation ausgeführt, wobei lediglich der Abstand des Teleskopsystems vom Auftreffpunkt des Schauers am Boden variiert wird. Aus der Anzahl der simulierten Ereignisse kann mit den bekannten Flüssen aus Anhang A die Messzeit t_{MC} berechnet werden, der die simulierte Datenmenge entspricht. Die letzte Spalte gibt das verwendete hadronische Wechselwirkungsmodell an.

Literaturverzeichnis

- [1] V.F.Hess, *Über die Beobachtung der durchdringenden Strahlung bei 7 Freiballonfahrten*, Phys.Z. 13 (1084) , 1912.
- [2] M.Nagano,A.A. Watson., *Observations and implications of the untra high-energy cosmic rays*, Rev.Mod.Phys. 72 (689), 2000.
- [3] T.K.Gaisser,*Cosmic ray and partiale physics* , Cambridge University Press, 1990.
- [4] E.G. Bereyhko,*Maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks* , Astropart. Phys. 5 (367), 1996.
- [5] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, Landolt-Börnstein, vol. VI/3c, Springer Verlag (37-90), 1999.
- [6] D.B. Kieda, S.P. Swordy und S.P. Wakely, *A high resolution method for measuring cosmic ray composition beyond 10 TeV*, astro-ph/0010554 v2, 2000.
- [7] Joerg R. Hoerandel, *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*, Astroparticle Physics 19, 2003.
- [8] Ralf Engel, Jürgen Oelschläger, *Airshower Physics with Computer Animations*, http://www-ik.fzk.de/corsika/corsika-school/talks/2-phenomenology/oehlschlaeger_movies.pdf, 2005.
- [9] B. Wiebel-Sooth, *Cosmic rays: Individual element spectra: prediction and data*, Astronomy and Astrophysics 330, 1998.
- [10] Paolo Lipari, *Cosmic ray Astrophysics and Hadronic Interactions*, astro-ph/0301196, 2003.
- [11] Dominik Hauser, Diplomarbeit, [an Ruprecht Karl Universität] Heidelberg, 2005.

- [12] Stefan Funk, Dissertaionsarbeit, [an Ruprecht Karl Universität] Heidelberg, [http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/public/diss_stefan_funk.pdf], 2005.
- [13] K. Bernlöhr, <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/Ch-Light/ChLat.html>
- [14] D. Heck, *The Influence of Hadronic Interaction Models on Simulated Air Showers: A Phenomenologic Comparison*, http://www-ik.fzk.de/~heck/publications/corsika-school2005_modelcompare.prf, 2005.
- [15] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, http://www-ik.fzk.de/corsika/physics_description/corsika_phys.pdf, 1998.
- [16] JACEE Collab. , *Cosmic Ray Proton and Helium Spectra - Results from the JACEE Experiment*, Ap.J. 502 (278), 1998.
- [17] RUNJOB Collab. , *All particle spectrum observed by RUNJOB*, Proc. of 27th ICRC, (1622), 2001.
- [18] T. Antoni et al., *A non-parametric approach to infer the energy spectrum and mass composition of cosmic rays* , Astropar. Phys.16 (291), 1999.
- [19] HiRes Collab., *Monocular Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the Hires Experiment*, astro-ph/0208301, 2004.
- [20] Auger Collab. , *First Estimate of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory*, astro-ph/0507150, 2005.
- [21] M.A.K. Glasmacher et al., *The cosmic ray enegy spectrum between 10^{14} and 10^{16} eV*, Astropar. Phys.10 (291), 1999.
- [22] S.P. Swordy. D.B. Kieda, *Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers*, Astropar. Phys.13 (137), 2000.
- [23] F. Arqueros et al., *Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3 and 10 PeV determined from the Cherenkov-light and charged-particle distributions in air showers*, Astron. Astrophys. 359 (682), 2000.

-
- [24] AGASA Collab. , *Update AGASA event list above 4×10^{19} eV*, astro-ph/0008102, 2000.
- [25] D. Bastieri et al., *The MAGIC Experiment and Its First Results*, astro-ph/0503534, 2005.

Danksagung

Ich möchte mich bei der gesamten Heidelberger HESS-Gruppe für eine gute Zeit und die Hilfsbereitschaft bei tausenden von kleinen und größeren Fragen bedanken. Besonders viele davon haben aus verständlichen Gründen meine Zimmerkollegen Conor, Wystan und Christopher getroffen, so das ich mich bei ihnen hiermit noch einmal besonders Bedanken möchte.

Weiterhin möchte ich Konrad und Jim für die inhaltlichen Diskussionen und Hilfestellungen zu meiner Arbeit danken. Einen besonderen Dank möchte ich auch Oliver geben, der in der Anfangszeit meiner Diplomarbeit mit der undankbaren Aufgabe beauftragt wurde, jemandem ohne C++ Kenntnisse in die Tiefen der Sash-Software einzuführen.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei Herrn Prof. Hofmann für die interessante Fragestellung meiner Arbeit und die Ermöglichung eines Aufenthaltes in Namibia bedanken. Danken möchte ich ihm auch für seine inhaltlichen Hilfestellungen.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den _____

Unterschrift