

H.E.S.S. Phase II - Standard Rekonstruktion einer Punktquelle

Diplomarbeit
von
Christoph Großberger

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut
Lehrstuhl für Physik
Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

1. Gutachter: Prof. Ch. Stegmann
2. Gutachter: Prof. U. Katz

28. November 2008

Kurzfassung

Das H.E.S.S. Experiment ("High Energy Stereoscopic System") ist ein System aus vier Tscherenkov-Teleskopen mit dem hochenergetische Gammastrahlung detektiert wird. Im nächsten Jahr soll dieses System um ein größeres Tscherenkov-Teleskop zu H.E.S.S. Phase II erweitert werden. Ziel dieser Arbeit ist es anhand von Simulationen Schnittop-
timierungen auf die Parameter für eine stereoskopische Analyse mit dem neuen Teleskop durchzuführen. Die Optimierung lehnt sich an das Verfahren an, welches bei H.E.S.S. Phase I verwendet wurde. Anschließend wird eine simulierte Punktquelle mit den optimierten Schnittkonfigurationen rekonstruiert. Die Ergebnisse werden verglichen mit den Ergebnissen der H.E.S.S. Phase I Konfigurationen. Es zeigen sich keine Unterschiede bei der Rekonstruktion, lediglich die Energieschwelle wird um 15 GeV gesenkt. Eine weitere Rekonstruktion wird mit reduzierter Spiegelreflektivität der Teleskope von H.E.S.S. Phase I durchgeführt. Hier zeigt sich, dass sich der Wert der Energieschwelle für alle Konfigurationen verdoppelt. Der Rest der Rekonstruktion ist konsistent mit den Ergebnissen bei perfekter Spiegelreflektivität.

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	3
1	Kosmische Strahlung	5
1.1	Zusammensetzung der kosmischen Strahlung	5
1.2	Luftschauer	6
1.2.1	Elektromagnetische Schauer	6
1.2.2	Hadronischer Schauer	9
1.2.3	Vergleich von elektromagnetischen und hadronischen Schauern . .	11
1.3	Tscherenkov-Effekt	12
1.3.1	Absorption von Tscherenkov-Licht in der Atmosphäre	14
1.3.2	Abhängigkeit des Tscherenkov-Lichtkegel Radius vom Zenitwinkel	15
1.4	Abbildende atmosphärische Tscherenkov-Teleskope	17
2	Das H.E.S.S. Experiment	18
2.1	Experimenteller Aufbau	18
2.2	Monte Carlo Simulation	20
3	Gamma-Hadron Separation	21
3.1	Bildbereinigung	21
3.2	Hillas Parameter	21
3.3	Multiplizität	24
3.4	Preselection	24
3.4.1	Size - Bildamplitude	24
3.4.2	Local Distance - Abstand in der Kamera	24
3.5	Postselection - Scaled Parameter	26
3.6	Schnitt auf die Richtungsrekonstruktion	33
4	Schnittoptimierung	34
4.1	Signalgewinnung	34
4.2	Das Reflektierte Region Hintergrund Modell	35
4.3	Schnittoptimierung und ihre Ergebnisse	35
5	Analyse einer krebsähnlichen simulierten Punktquelle und ihre Ergebnisse	43
5.1	Richtungsrekonstruktion	43
5.2	Energierekonstruktion	47
5.3	Spektrumsrekonstruktion	50
5.3.1	Effektive Fläche	52
5.3.2	Flussrekonstruktion	52

5.3.3	Ergebnisse der Spektrumsrekonstruktion	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	55

0 Einleitung

Im Jahre 1912 hat Viktor Hess bei seiner legendären Ballonfahrt eine Entdeckung gemacht, die auch heute noch die Wissenschaft beschäftigt. Die Erde wird von einer Vielzahl an Teilchen bombardiert, der kosmischen Strahlung. Für diese Entdeckung erhielt er 1936 den Nobelpreis und hätte selbst damals noch nicht vermutet, dass er den Grundstein legte für einen eigenständigen Teilbereich der Physik, der Astroteilchenphysik. Die Astroteilchenphysik ist anzusiedeln an der Kreuzung zwischen Teilchenphysik, Astrophysik und Astronomie. Sie beschäftigt sich mit den Fragestellungen der Entstehung und den Quellen der kosmischen Strahlung.

Ein Teilgebiet der Astroteilchenphysik ist die Gammstrahlungsastronomie. Sie beschränkt sich auf einen Teil der kosmischen Strahlung, den Photonen ab Energien von mehr als 100 keV. Der Vorteil der Detektion von Photonen im Gegensatz zu dem größtenteils geladenen Rest der kosmischen Strahlung ist, dass sie nicht durch Magnetfelder abgelenkt werden und daher direkt auf ihre Quelle hin deuten. Die geladenen Teilchen hingegen werden so oft abgelenkt, dass sie isotrop auf die Erde treffen und daher einen isotrop verteilten Hintergrund bilden. Mögliche Quellen der kosmischen Strahlung sind: Supernovaüberreste, schwarze Löcher, aktive galaktische Kerne, Gamma-Ray Bursts, Neutronensterne, Molekülwolken, Galaxienhaufen und die Annihilation von dunkler Materie. Die Gammstrahlungsastronomie ist jedoch nicht frei von Problemen. Der geringe Teilchenfluss bei hohen Energien ist eine Herausforderung für jedes Experiment.

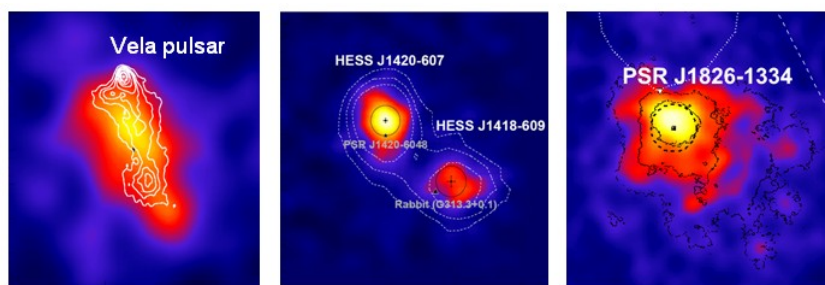


Abbildung 0.1: Pulsarwindnebel die von H.E.S.S. aufgenommen wurden.

Man unterscheidet zwischen weltraumgestützten und bodengebunden Experimenten. Ein weltraumgestütztes Experiment war der Satellit EGRET der zwischen 1991 und 2000 nach Gammastrahlung im Bereich von 20 MeV bis 20 GeV suchte. Alle anderen Satellitenexperimente konnten nur Gammastrahlung im Bereich < 20 GeV detektieren. Das erfolgreichste bodengestützte Experiment das seit 2002 in Betrieb ist, ist das H.E.S.S.

Experiment. Es besteht aus vier einzelnen Tscherenkov-Teleskopen die stereoskopisch betrieben werden. Das H.E.S.S. Experiment ist in der Lage Ereignisse mit einer Energie von mehr als 100 GeV zu detektieren. Eine Reihe an Gammastrahlungsquellen wie sie von dem H.E.S.S. Experiment gesehen werden sind in Abbildung 0.1 dargestellt. In diesem Jahr erfolgte der Startschuß zu einer neuen Reihe an Experimenten, die versucht die Lücke zwischen 20 GeV und 100 GeV zu schließen. So wurde der Satellit GLAST auf seine Umlaufbahn gebracht und forscht seitdem bis zu einer Energieobergrenze von 300 GeV nach Gammastrahlung. Doch auch bodengebundene Experimente werden die Lücke schließen. So soll das MAGIC Experiment und das H.E.S.S. Experiment 2009 in die nächste Phase gehen. MAGIC und H.E.S.S. werden je ein neues Tscherenkov-Teleskop erhalten mit der sie in der Lage sein sollen Strahlungen ab 20 GeV zu detektieren.

1 Kosmische Strahlung

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Zusammensetzung und das Spektrum der kosmischen Strahlung gegeben, sowie deren Wechselwirkung mit der Atmosphäre erkundet. Anschließend wird das Detektionsprinzip von Gammastrahlung durch bodengebundene Teleskope mit Hilfe des Tscherenkov-Effekts erklärt.

1.1 Zusammensetzung der kosmischen Strahlung

Die Erde wird von einer Vielzahl an Teilchen getroffen, die als kosmische Strahlung bezeichnet werden. Die Quellen für diese sind unterschiedlich. Die Anzahl der Teilchen variiert mit der Energie. Niederenergetische kosmische Strahlung hat einen höheren Teilchenfluss als hochenergetische. Teilchen mit niedriger Energie sind daher häufiger zu beobachten als hochenergetische.

Die kosmische Strahlung setzt sich aus ionisierten Elementen des Periodensystems, wie z. B. Wasserstoff, Helium, Sauerstoff und Eisen zusammen, aber auch aus Elektronen, Positronen und Photonen. Die Zusammensetzung bei einer Teilchenenergie von 1 TeV ist in Tabelle 1.1 gegeben. Die relative Häufigkeit eines Teilchens ist energieabhängig, d.h. dass nicht immer das gleiche Verhältnis von zwei beliebigen Teilchen bei verschiedenen Energien gegeben ist.

Z	Φ_Z^0	$-\gamma_Z$
H	8.73×10^{-2}	2.71
He	5.71×10^{-2}	2.64
O	1.57×10^{-2}	2.68
Fe	2.04×10^{-2}	2.59

Tabelle 1.1: Der differentielle Fluss wird beschrieben durch $\frac{d\Phi_Z}{dE} = \Phi_Z^0 E^{-\gamma_Z}$. In der Tabelle ist der Absoluter Fluss Φ_Z^0 ($m^{-2} sr^{-1} s^{-1} TeV^{-1}$) bei 1 TeV mit einem Spektralindex von γ_Z für unterschiedlich Bestandteile der kosmischen Strahlung dargestellt [1].

Der Hauptbestandteil der kosmischen Strahlung sind Protonen und α -Teilchen. Das Spektrum der gesamten kosmischen Strahlung ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

Es ist sehr deutlich zu sehen, dass das Spektrum einem Potenzgesetz im Energiebereich von 10^{11} eV bis 10^{20} eV folgt. Allerdings verändert sich der Spektralindex bei $10^{15.5}$ eV (Knie) von 2.71 auf 3.11. Weitere Veränderungen des Spektralindex gibt es bei $10^{17.8}$ eV

(zweites Knie) und bei 10^{19} eV (Knöchel). Genaue Details zum Spektrum sind in [2] nachzulesen.

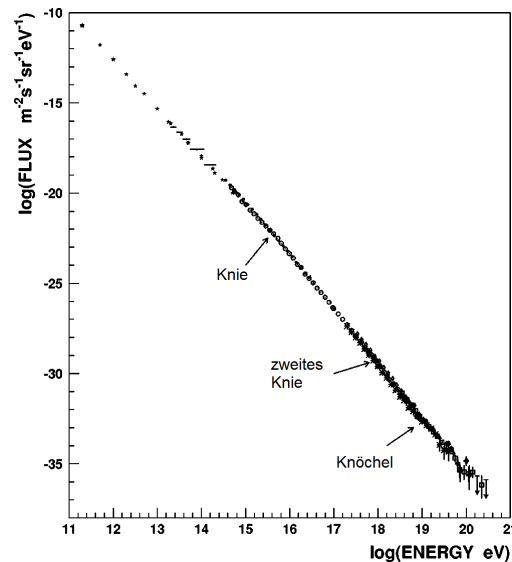


Abbildung 1.1: Beobachtetes Energiespektrum der kosmischen Strahlung.

1.2 Luftschauder

Trifft ein hochenergetisches Teilchen dieser kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre der Erde wird eine Kaskade an Sekundärteilchen erzeugt, die man Luftschauder nennt. Die Entwicklung des Luftschauders hält solange an bis die Absorptionsprozesse die Oberhand gewinnen. Zu unterscheiden ist dabei welches Teilchen mit den Atomen und Molekülen der Luft wechselgewirkt hat. Handelt es sich um ein Photon oder Elektron wird ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst. Ist jedoch das Primärteilchen ein Hadron, der Hauptbestandteil der kosmischen Strahlung, so wechselwirken die Hadronen nicht nur elektromagnetisch, sondern es finden auch Prozesse aufgrund der starken und schwachen Wechselwirkung statt.

1.2.1 Elektromagnetische Schauer

Die longitudinale Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade wird von drei Prozessen dominiert: Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Ionisation von Atomen. Tritt ein Photon, der Energie $> 2m_e c^2$, in das Coulombfeld eines Atomkerns ein, so wird Paarerzeugung ausgelöst und das Photon in ein Elektron-Positron Paar umgewandelt. Diese

zwei neuen Teilchen werden in den Coulombfeldern der Kerne abgelenkt. Sie emittieren aufgrund dieser Beschleunigung wiederum hochenergetische Photonen durch Bremsstrahlung und verlieren dabei Energie.

Die Photonen können wieder Paarerzeugung auslösen und das Elektron-Positron Paar wird wieder Bremsstrahlung emittieren. Eine Kaskade an Teilchen wird erzeugt. Diese Entwicklung nennt man einen elektromagnetischen Schauer. Das Szenario der Kaskadenbildung wiederholt sich solange bis die Teilchen eine kritische Energie E_c (81 MeV) erreicht haben. Ab diesem Punkt dominieren die Energieverluste der Elektronen durch Ionisation der Luftmoleküle gegenüber denen der Bremsstrahlung und folglich werden keine neuen Teilchen mehr erzeugt. Diesen Punkt, bei dem die Elektronen die kritische Energie erreichen wird als Schauermaximum bezeichnet.

Die mittlere freie Weglänge ist im Falle der Bremsstrahlung durch die Strahlungslänge X_r gegeben. Sie ist definiert als die mittlere Strecke X nach der die Energie des Teilchens durch Emittierung von Bremsstrahlung auf $1/e$ der ursprünglichen Energie E_0 abgefallen ist. Dies kann durch folgende Beziehung dargestellt werden:

$$\frac{dE}{dX} \propto \left(-\frac{E}{X_r}\right). \quad (1.1)$$

$\frac{dE}{dX}$ beschreibt dabei die Energieverluste eines Elektrons durch Bremsstrahlung nach einer Länge X , die typischerweise in Einheiten von g/cm^2 gemessen wird. Integrieren dieser Beziehung führt zu dem Ergebnis, dass die mittlere Energie exponentiell abnimmt:

$$\langle E(X) \rangle = E_0 e^{\frac{-X}{X_r}}. \quad (1.2)$$

E_0 ist dabei die Energie des Primärteilchens. Die Strahlungslänge X_r beträgt $37.2 \text{ g}/\text{cm}^2$ in Luft. Die korrespondierende Länge für Paarerzeugung, bei der die Energie auch auf $1/e$ abgefallen ist, ist die Konvertierungslänge X_c , die $9/7 X_r$ entspricht.

Bei dem Prozess der Bremsstrahlung, sowie dem der Paarerzeugung, werden die Teilchen in einen schmalen Kegel in Flugrichtung mit einem mittleren Öffnungswinkel von

$$\sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = 1/\gamma = \frac{mc^2}{E} \quad (1.3)$$

emittiert, wobei γ der Lorentzfaktor ist. Für hochenergetische Elektronen spielt die Richtungsabweichung aus (1.3) folglich kaum eine Rolle.

Die laterale Ausdehnung des Schauers ist hauptsächlich bestimmt durch viele elastische Streuungen der Elektronen mit Atomkernen der Luft. Diese Coulombstreuung ist sehr gut in der Theorie von Moliere beschrieben [3]. Der Moliere-Radius ist ein Maß für die laterale Verteilung von Luftschauern in verschiedenen Materialien. Er ist abhängig von der Strahlungslänge X_r und der kritischen Energie E_c .

$$R_M \approx \frac{21 \text{ MeV} \cdot X_r}{E_c}. \quad (1.4)$$

Typischerweise beträgt der Moliere-Radius 80 m auf Meereshöhe und ist definiert als der Radius eines Zylinders um die Schauerachse in dem 90% der Energie deponiert wird.

1.2.1.1 Modell von Heitler

Ein einfaches Modell, das die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers mit seinen wesentlichen Eigenschaften beschreibt, ist das Modell von Heitler (s. Abbildung 1.2) [4]. Es basiert auf den Annahmen, dass nur Bremsstrahlung und Paarerzeugung für die Teilchenerzeugung eine Rolle spielen. Beide Prozesse besitzen ausserdem die gleiche Strahlungslänge X_0 und die Energie wird zu gleichen Anteilen auf die Sekundärteilchen aufgeteilt. Fluktuationen, Ionisationsverluste und die Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten werden in diesem simplen Modell vernachlässigt.

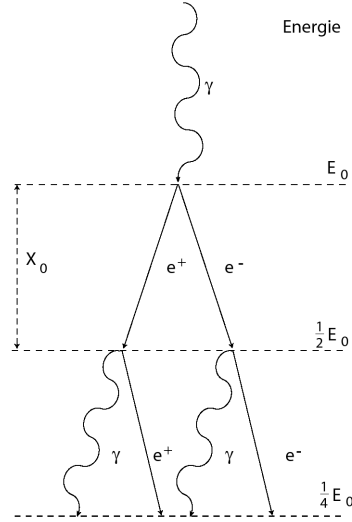


Abbildung 1.2: Einfaches Modell zur Beschreibung von Luftschauern nach Heitler aus dem Jahre 1954.

Diese Annahmen führen dazu, dass sich nach jeder Strahlungslänge X_0 die Teilchenanzahl verdoppelt, die Energie jedes Teilchens sich jedoch halbiert. Die Gesamtteilchenzahl N nach n Strahlungslängen entspricht dann

$$N_n = 2^n, \quad (1.5)$$

und die Energie eines Teilchens beträgt

$$E_n = E_0 \cdot 2^{-n}, \quad (1.6)$$

dabei ist E_0 die Energie des primären Photons. Mit der kritischen Energie E_c lässt sich daraus die Schauertiefe X_{max} und die maximale Teilchenzahl N_{max} bestimmen.

$$X_{max} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}, \quad (1.7)$$

$$N_{max} = 2^{X_{max}/X_0} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.8)$$

Zusammengefasst beschreibt das Modell von Heitler die Kerneigenschaften von Luftschauern:

- Teilchenanzahl nimmt exponentiell zu
- logarithmische Abhängigkeit der Schauertiefe von der Energie
- Maximale Teilchenanzahl abhängig von der Energie des Primärteilchens

1.2.1.2 Simulationsmodell EGS4

Das Simulationsmodell EGS4 (**E**lectron **G**amma **S**hower **S**ystem version **4**), das für Monte-Carlo Simulationen in dieser Arbeit verwendet wurde, berechnet zu jedem elektromagnetischem Teilchen des Schauers Impuls, Koordinaten und Propagationszeit vollständig. Es behandelt dabei für Elektronen und Positronen:

- Paarvernichtung: Elektron und Positron annihilieren zu zwei Photonen
- Bhabha-Streuung: Elektron-Positron Streuung
- Bremsstrahlung: Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung durch Beschleunigung eines geladenen Teilchens
- Moeller Streuung: Elektron-Elektron Streuung, Positron-Positron Streuung
- Multi-Coloumb: Streuung nach der Theorie von Moliere
- Direkte Myon Paarerzeugung
- Photonuclear Reaktion mit Protonen und Neutronen von Kernen in der Atmosphäre

Mehr Details finden sich in [5].

1.2.2 Hadronischer Schauer

Das Primärteilchen ein Proton oder ein Atomkern, interagiert mit den Kernen in der Atmosphäre. Es entstehen aufgrund von inelastischen Streuprozessen der starken Wechselwirkung Sekundärteilchen. Diese Teilchen können nun erneut wechselwirken und es bilden sich Kaskaden an Teilchen aus, die sowohl hadronischer als auch elektromagnetischer Natur sind.

In den ersten Interaktionen eines hadronischen Schauers spielt vorrangig die starke Wechselwirkung eine Rolle. Es entstehen eine Reihe an Sekundärteilchen:

- Teile des getroffenen Kernels
- hauptsächlich Mesonen, z.B. Pionen π^0 , π^+ , π^- und Kaons
- Nukleonen (n, p)
- Hyperonen (Δ , Λ , Σ , Ξ)

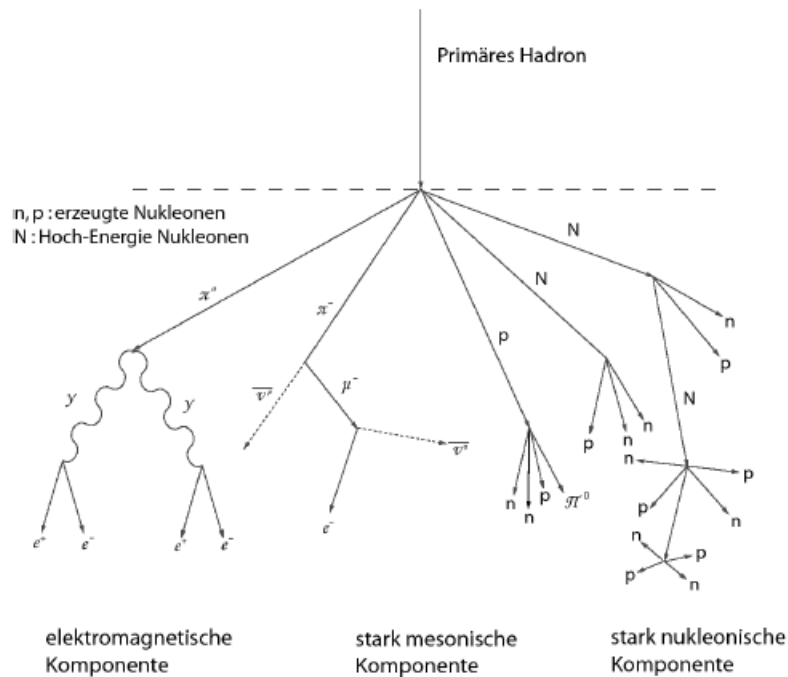


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau eines hadronischen Schauers.

Das Primärteilchen hat dabei einen Großteil seiner Energie verloren und bleibt nahe der Schauerachse. Die entstandenen Sekundärteilchen erhalten einen Transversalimpuls und werden von der Achse weggestreut. Außerdem wechselwirken diese bevorzugt stark und bilden daher hadronische Kaskaden aus.

Eine bedeutende Ausnahme ist das neutrale Pion π^0 . Es zerfällt nach einer kurzen Lebensdauer von 8.3×10^{-17} s in 2 Photonen. Daraufhin bildet sich ein elektromagnetischer Subschauer aus. Die geladenen Pionen (π^+ , π^-) erzeugen aufgrund ihrer längeren Lebensdauer bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre hadronische Subschauer. Ein wichtiger Prozess dabei ist der Zweikörper (two-body) Zerfall von einem Pion in ein Myon und ein Neutrino.

Die geringe Wechselwirkung und die relativ lange Lebensdauer des Myons führt dazu, dass es ungehindert die Erdoberfläche erreicht. Bei geringerer Energie zerfällt es zuvor in ein Elektron/Positron und zwei Neutrinos.

Ein hadronischer Schauer besitzt also elektromagnetische, hadronische und mesonische Komponenten (s. Abbildung 1.3).

1.2.3 Vergleich von elektromagnetischen und hadronischen Schauern

Zusammenfassend sind die wichtigsten Unterschiede zwischen den elektromagnetischen und hadronischen Schauern folgende:

- Ein Großteil der Primärenergie ($\approx 2/3$) eines hadronischen Schauers geht durch die Erzeugung von Myonen und Neutrinos verloren. Ein Schauer mit dreifach mehr Energie als ein elektromagnetischer Schauer würde in Folge dessen die gleiche Anzahl an Teilchen in der elektromagnetischen Komponente erzeugen wie ein elektromagnetischer.
- Protonen haben eine mittlere freie Weglänge von $\approx 85 \text{ g/cm}^2$ bei 1 TeV, Elektronen hingegen nur $\approx 37 \text{ g/cm}^2$. Die Konsequenz daraus ist, dass Protonen viel weiter in die Atmosphäre eindringen können und die Schauer damit länger sind.
- Die laterale Verteilung bei elektromagnetischen Schauern ist bestimmt durch die mehrfachen Coulomb-Streuungen. Sie haben einen kleinen mittleren Streuwinkel, daher auch nur eine kleine laterale Ausdehnung. Die Sekundärteilchen in hadronischen Schauern erhalten jedoch, aufgrund der inelastischen Streuung an ausgedehnten Objekten, einen stärkeren transversalen Impuls. Die laterale Ausdehnung ist daher stärker ausgeprägt als die des elektromagnetischen (s. Abbildung 1.4).
- Komplexe Vielteilchenprozesse führen zu stärkeren Fluktuationen in hadronischen Schauern. Im Gegensatz dazu dominiert ein Dreiteilchenprozess bei elektromagnetischen Schauern, der sie kompakter macht (s. Abbildung 1.4).

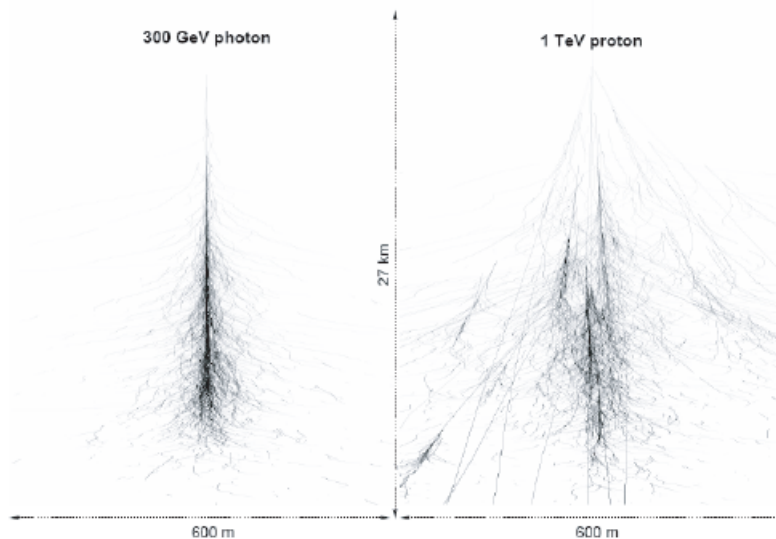


Abbildung 1.4: Simulation eines elektromagnetischen und eines hadronischen Schauers. Es ist sehr deutlich zu sehen wie ausgedehnt und komplex ein hadronischer Schauer im Vergleich zu einem Elektromagnetischen Schauer ist.

1.3 Tscherenkov-Effekt

Viele der Sekundärteilchen eines Luftschauers besitzen hochrelativistische Energien und daher auch meist eine Geschwindigkeit die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in der Atmosphäre. Sie erzeugen daher Tscherenkov-Strahlung. In diesem Abschnitt werden wichtige Eigenschaften des Tscherenkov-Effekts in Luftschauern erklärt, da sie eine große Rolle bei der Detektion dieser Schauer durch Tscherenkov-Teleskope spielen.

Die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium ist gegeben durch

$$c_n = \frac{c}{n}, \quad (1.9)$$

n ist der Brechungsindex des Mediums. Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit $v > c_n$, so polarisiert es das Dielektrikum um die Teilchenbahn. Bei der anschließenden Depolarisierung wird kohärente Strahlung emittiert, die Tscherenkov-Strahlung. Diese Strahlung interferiert konstruktiv nach dem Huygenschen Prinzip und bildet eine kegelförmige Wellenfront aus (s. Abbildung 1.5). Dieser Effekt ist ähnlich dem des Machschen Kegels wenn sich ein Objekt schneller als die Schallgeschwindigkeit durch ein Medium bewegt.

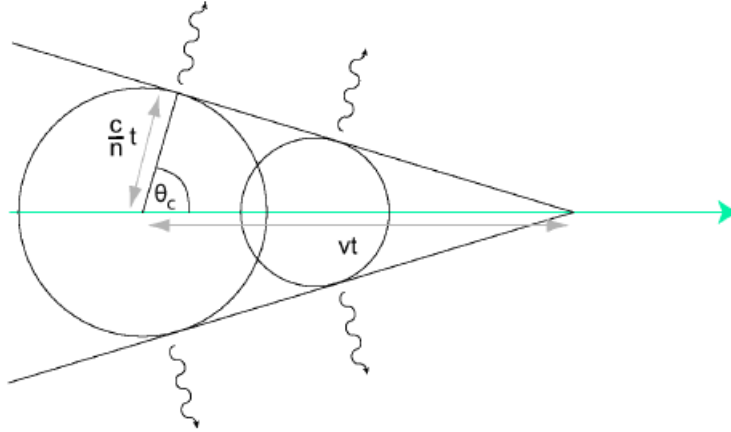


Abbildung 1.5: Kegelförmige Ausbreitung der Tscherenkov-Strahlung.

Der Öffnungswinkel Θ_c des Kegels ist durch die Beziehung

$$\cos \Theta_c = \frac{c_n}{v} \quad (1.10)$$

gegeben. Aufgrund der Bedingung, dass $v > c_n$ ist, lässt sich eine Energieschwelle bestimmen, die abhängig ist vom Brechungsindex n und der Ruhemasse m_0 des Teilchens.

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (1.11)$$

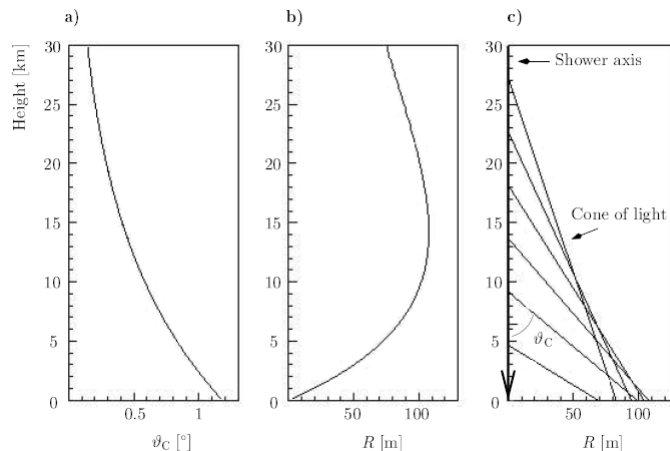


Abbildung 1.6: a) und b) Abhängigkeit von Θ_c und R von der Höhe in der Atmosphäre, c) geometrische Darstellung der Überlagerung der Kegel aus [6].

In Luftschauern dominieren somit leichte Teilchen, wie Elektronen und Positronen, die Emission der Tscherenkov-Strahlung. Die Dichte der Luft ist abhängig von der Höhe in der Atmosphäre, daher ist es auch der Brechungsindex. Die Energieschwelle E_{min} und auch der Öffnungswinkel Θ_c sind in Folge dessen abhängig von der Lage in der Atmosphäre. Wenn die Höhe abnimmt steigt die Dichte und damit auch der Brechungsindex. Unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre kann man die barometrische Höhenformel verwenden um den Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex n und der Höhe h darzustellen.

$$n(h) = 1 + n_0 e^{-h/h_0}, n_0 = 0.00029, h_0 = 7250 \text{ m} \quad (1.12)$$

Da das Tscherenkov-Licht kegelförmig emittiert wird und mit der Annahme, dass die Schauerachse senkrecht auf die Oberfläche trifft, lässt sich der Radius der ausgeleuchteten Kreisen mit folgender Beziehung wiedergeben:

$$R = (h - h_{obs}) \cdot \tan \Theta_c = h_{new} \cdot \tan \Theta_c, \quad (1.13)$$

h_{obs} ist dabei die Höhe bei der die Beobachtung gemacht wurde. Aus den Gleichungen 1.10, 1.12 und 1.13 lässt sich somit der Radius und der Öffnungswinkel in Abhängigkeit der Höhe bestimmen.

Aus Abbildung 1.6 ist ersichtlich, dass sich die Kegel überlagern und das Licht auf einen Kreis mit Radius ≈ 120 m fokussiert wird. Allerdings ist es kein Ring mit scharfer Kante, sondern aufgrund der mehrfachen Coulomb Streuung eher verschmiert. In Abbildung 1.7 wird die Lichtverteilung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern dargestellt. Der elektromagnetische Schauer hat einen sehr klar zu erkennenden Ring, der verschmiert ist. Im Gegensatz dazu steht der hadronische Schauer, bei dem nur schwach die Ringe einzelner elektromagnetischer Subschauer zu sehen sind. Außerdem ist seine asymmetrische Struktur sehr gut zu erkennen.

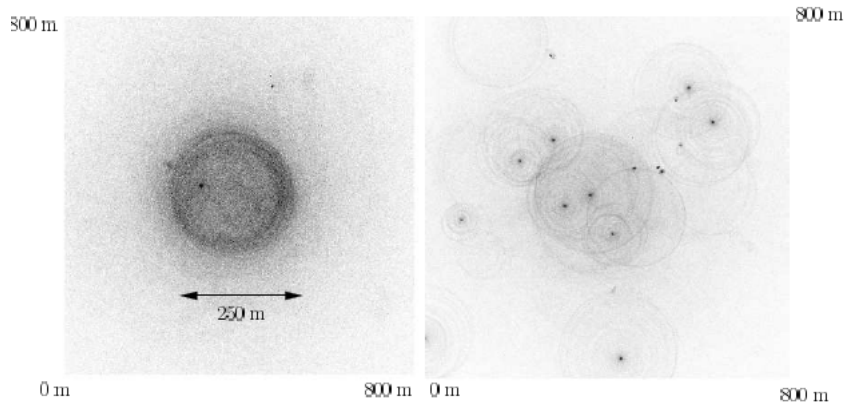


Abbildung 1.7: Vergleich der geometrischen Struktur von elektromagnetischen und hadronischen Schauern am Boden.

1.3.1 Absorption von Tscherenkov-Licht in der Atmosphäre

Ein typischer elektromagnetischer Schauer, der von einem abbildenden atmosphärischen Tscherenkov-Teleskop detektiert wird, hat bei 1 TeV ein Schauersmaximum bei 8 km und einen durchschnittlichen Öffnungswinkel von $\approx 1^\circ$. Am Boden treffen dann in etwa 100 Photonen/m² in einem Wellenlängenbereich von 350-550 nm auf. Dieser Bereich lässt sich aus der Abnahme der Intensität des Tscherenkov-Lichts durch Streu- und Absorptionsprozessen erklären [7].

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (1.14)$$

Der Absorptionskoeffizient α ist hierbei stark von der Wellenlänge abhängig. Die wichtigsten Auslöschungseffekte sind:

- Rayleigh-Streuung: Photonen werden an punktförmigen Teilchen gestreut. Der Absorptionskoeffizient ist dabei indirekt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge $\alpha \propto \frac{1}{\lambda^4}$. Kurzwelliges Licht wird daher stärker gestreut als langwelliges.
- Mie-Streuung: Streuung der Photonen an Teilchen (z.B. an Aerosole) in der Größe ihrer Wellenlänge. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten zur Wellenlänge ist dabei $\alpha \propto \frac{1}{\lambda^{1 \dots 1.5}}$.
- Ozon: Ozon absorbiert einen Großteil der Photonen im Bereich von 200-300 nm durch folgenden Prozess: $O_3 + \gamma \rightarrow O_2 + O$

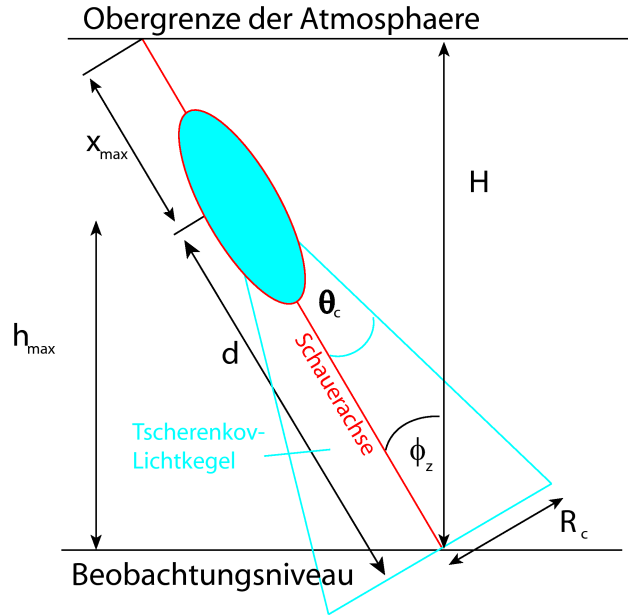


Abbildung 1.8: Ein Tscherenkov-Lichtkegel fällt unter einem Zenitwinkel Φ_z ein. Die Größe des Radius R_c hängt von dem Öffnungswinkel des Kegels und der Distanz d ab.

1.3.2 Abhängigkeit des Tscherenkov-Lichtkegel Radius vom Zenitwinkel

Bisher sind nur Schauer betrachtet worden die direkt aus dem Zenit kommen. Doch es gibt einen interessanten Effekt, falls diese unter einem Zenitwinkel wie in Abbildung 1.8 einfallen [8].

Wie aus der Skizze ersichtlich ist lässt sich die Höhe h_{max} des Schauermaximums berechnen durch:

$$h_{max} = H - \cos \Phi_z \cdot X'_{max} \quad (1.15)$$

H bezeichnet dabei die Obergrenze der Atmosphäre, Φ_z ist der Zenitwinkel und X'_{max} ist die Distanz in Metern die der Schauer bis zum Maximum zurückgelegt hat. X'_{max} ist äquivalent zu der Schauertiefe X_{max} in Einheiten von $g\,cm^{-2}$. Die Länge d zwischen Schauermaximum und dem Auftreffpunkt ist dann

$$d = \frac{h_{max}}{\cos \Phi_z} = \frac{H}{\cos \Phi_z} - X'_{max}. \quad (1.16)$$

Mit Hilfe von Gleichung 1.13 und der Kleinwinkelnäherung $\tan \Theta_c \approx \Theta_c$ ist der zenitwinkelabhängige Radius R_c gegeben durch:

$$R_c = \left(\frac{H}{\cos \Phi_z} - X'_{max} \right) \cdot \Theta_c \quad (1.17)$$

Ein Schauer wird durch eine Vielzahl an Parametern beschrieben, wie die Bildamplitude und den *Impact Parameter*. Der Impact Parameter beschreibt dabei den Abstand des

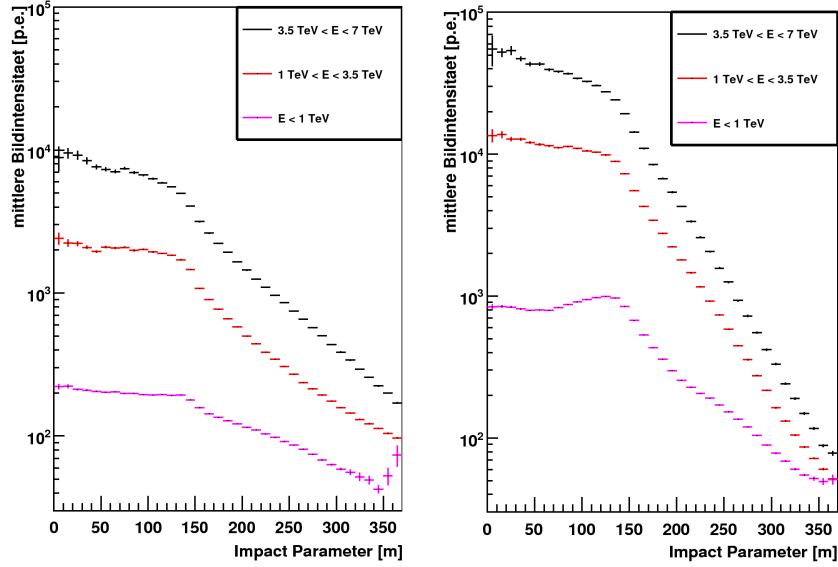


Abbildung 1.9: Mittlere Bildintensität in Abhängigkeit des Impact Parameters bei CT1 (links) und CT5 (rechts), simuliert mit Monte-Carlo Simulationen bei 20° Zenitwinkel und 0.0° Offset.

Schauerauftreffpunktes zu einem Teleskop. Wenn man die Verteilung des Impact Parameters (in m) in Abhängigkeit der Bildamplitude (in Photoelektronen p.e.) betrachtet, wie sie typischerweise von einem Tscherenkov-Teleskop gemessen wird, so sieht man eine charakteristische Struktur (s. Abbildung 1.9). Für einen eher kleinen Zenitwinkel (20°) ist die Anzahl der Photoelektronen nahezu konstant bis zu einem Radius von ≈ 130 m. Danach bricht die Anzahl ein. In einigen Fällen kann jedoch auch ein kurzer Anstieg oder zumindest eine Kante gesehen werden. Dies nennt man Tscherenkov-Schulter und wird häufig auch als das Maximum des Tscherenkov-Lichtkegelradius bezeichnet. Der Effekt, dass man einen Anstieg der Photoelektronen sieht, lässt sich folgendermaßen erklären: Der Öffnungswinkel Θ_c weitet sich mit zunehmender Schauertiefe auf. Dies wird allerdings durch den Effekt aufgehoben, dass der Schauer eine kürzere Distanz zum Boden hat um sich zu entwickeln. In Folge dessen wird das Licht aus unterschiedlichen Höhen auf einen Tscherenkov-Kegel mit gleichen Radius fokussiert [8].

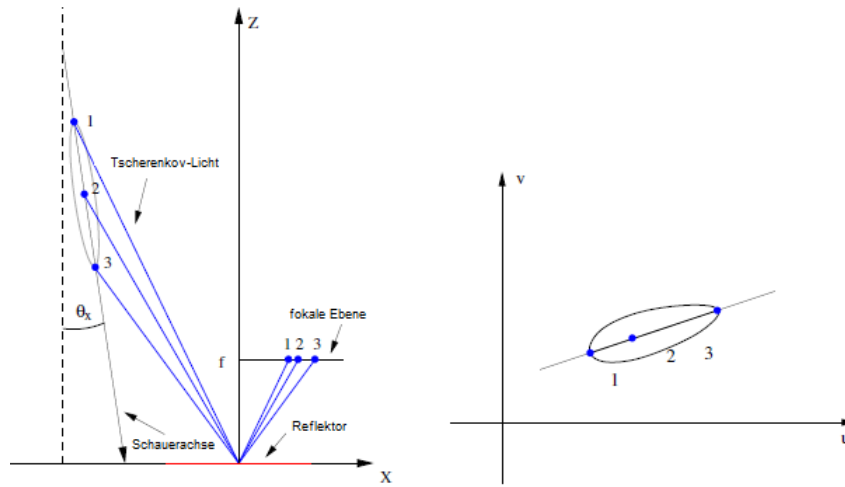


Abbildung 1.10: Links: Winkeltreue Abbildung der ellipsenförmigen Schauer in die Kamera; Rechts: Abbild der Schauer in der Kamera.

1.4 Abbildende atmosphärische Tscherenkov-Teleskope

Wie bereits erklärt wurde ist der maximale Ringradius ≈ 120 m, d.h. die ausgeleuchtete Fläche durch einen elektromagnetischen Schauer ist in etwa 50000 m^2 . Ein abbildendes atmosphärisches Tscherenkov-Teleskop (IACT) kann also in jedem Punkt innerhalb des Radius die Luftschauer beobachten. Die Chance damit einen Schauer, der durch ein hochenergetisches kosmisches Photon ausgelöst wurde, zu detektieren ist somit um einige Größenordnungen höher, als mit einem Satelliten Experiment, die typischerweise nur eine Detektorfläche von weniger als 1 m^2 besitzen.

Das Grundprinzip der IACT ist, dass man aus den Bildern des Luftschauers wichtige Eigenschaften wie Richtung und Energie, des einfallenden Primärteilches, rekonstruieren kann. Um diese Bilder mit der dafür benötigten Sensitivität aufnehmen zu können braucht man sehr große Sammelflächen. IACTs haben daher große sphärische oder parabolische Spiegel, die das Tscherenkov-Licht winkeltreu auf die Fokalebene der Kamera projizieren. Jedes unter dem gleichen Winkel einfallende Photon wird somit auf die gleiche Stelle in der Kamera abgebildet. Das Prinzip ist in Abbildung 1.10 zu sehen. Ein am Punkt (x,y,z) emittierter Lichtstrahl wird auf den Punkt (u,v) in der Kamera durch

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = -\frac{f}{z} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

projiziert, f ist dabei Brennweite. Die daraus entstehenden Bilder können durch die Form einer leicht asymmetrischen Ellipse beschrieben werden. Hadronische Schauer sind im Mittel breiter und länger als elektromagnetische Schauer.

2 Das H.E.S.S. Experiment

Das sensitivste der abbildenden atmosphärischen Tscherenkov-Teleskop Systeme ist das High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.). Es wurde nach Viktor Hess benannt, der die kosmische Strahlung entdeckte (s. Einleitung 0). In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments erklärt, sowie dessen für 2009 geplante Ausbau H.E.S.S. Phase II.

2.1 Experimenteller Aufbau

Das H.E.S.S. Teleskop System befindet sich im Khomas Hochland von Namibia, 1800 m über dem Meeresspiegel an der Position $23^{\circ}16' \text{ S } 16^{\circ}30' \text{ E}$. Dieser Ort wurde wegen seiner guten Eigenschaften im Hinblick auf die Gammastrahlungsastonomie gewählt. Es gibt dort sehr viele klare, wolkenlose Nächte. Die Abwesenheit von Großstädten und Siedlungen führt außerdem zu dem für Tscherenkov-Teleskope sehr wichtigen dunklen Nachthimmel, da diese sehr lichtempfindlich sind.



Abbildung 2.1: Foto des bisherigen H.E.S.S. Experiments, überlagert mit einer künstlerischen Darstellung des zukünftigen großen Teleskops.

Das Experiment ist aus vier IACT aufgebaut, die in einem Quadrat mit einer Seitenlänge von 120 m angeordnet sind. H.E.S.S. Phase II wird dann aus H.E.S.S. Phase I und einem weiteren, allerdings größeren Teleskop (CT5) zusammengesetzt, welches in der Mitte des Quadrates platziert wird (s. Abbildung 2.1). Die Anordnung für das bereits bestehende Experiment basiert auf einer Optimierung der Detektionsfläche unter der Bedingung, dass die Ereignisse stereoskopisch beobachtet werden sollen.

Die vier kleineren Teleskope (CT1-CT4) haben eine alt-azimutale Montierung und ein Gewicht von je 60 t. Es ist mit diesen möglich die Position einer Quelle auf $30''$ genau zu

bestimmen. Das große Teleskop CT5 wird auch eine azimutale Montierung besitzen und ein Gewicht von 560 t haben. Der Aufbau der Teleskope ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

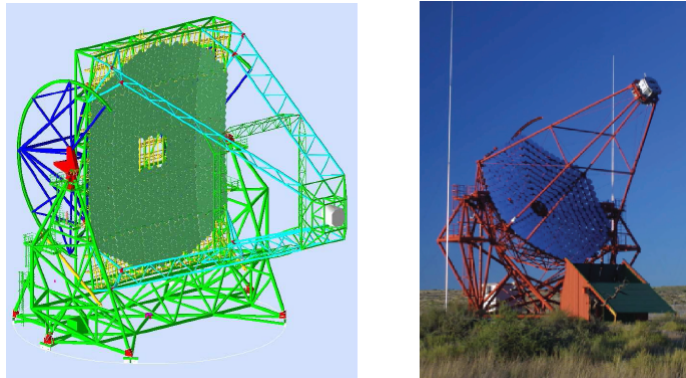


Abbildung 2.2: Links: Design des neuen großen Teleskops (CT5); Rechts: Abbild eines existierenden kleinen Teleskops.

Der Spiegel der kleineren Teleskope hat eine Gesamtfläche von 107 m^2 von der jedoch nur 95 m^2 effektiv genutzt werden, da immer ein Teil im Schatten der Kamera oder des Gerüsts liegt. Er besteht aus 380 runden Einzelspiegeln, mit je einem Durchmesser von 60 cm und einer Reflektivität von 80-90% in einem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm. Jeder dieser Spiegel ist beweglich und kann ausgerichtet werden. Sie sind auf einem hexagonalen Spiegelträger mit einem Durchmesser von 13 m in einem Davies-Cotton Design angeordnet. Der Radius der Kugeloberfläche beträgt hierbei 15 m. CT5 ist mit

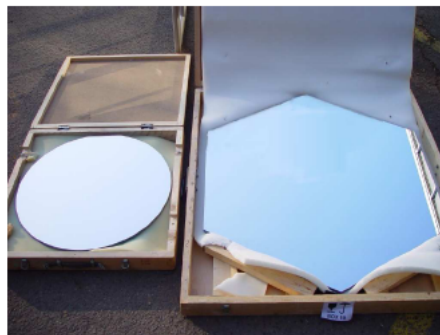


Abbildung 2.3: Links: Runder Spiegel, wie er für CT1 verwendet wird. Rechts: Hexagonaler Spiegel wie er bei CT5 zum Einsatz kommen wird.

einem anderen Design entworfen worden. Es verwendet parabolisch angeordnete Spiegel mit einer Brennweite von 36 m im Gegensatz zum Davies-Cotton Design. CT5 besitzt insgesamt 850 hexagonale Spiegel, jeder mit einem Abstand von 90 cm zwischen zwei gegenüberliegenden Seiten. Die einzelnen Spiegel sind außerdem automatisch ausrichtbar.

Ein Vergleich der alten und neuen Spiegel ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Dies ergibt eine gesamte Spiegelfläche von 596 m^2 bei CT5. Eine genauere Beschreibung der Spiegel befindet sich in Referenz [9] und [10].

Im Fokus der Spiegel befindet sich jeweils eine Kamera. Für CT1-4 besteht diese aus 960 Pixeln mit einem Gesamtdurchmesser des Gesichtsfelds von 5° (0.16° pro Pixel). Ein Pixel ist aufgebaut aus einer Photo Multiplier Tube (PMT), einem Lichtkollektor und der Ausleseelektronik. Der Lichtkollektor dient dazu Licht zu sammeln, das zwischen PMT verloren geht. Die neue Kamera für das CT5 wird 2048 Pixel besitzen mit einem Gesichtsfeld von $\approx 3.2^\circ$ (0.07° pro Pixel). Weitere Informationen zu den Kameras sind in Referenz [11] zu finden.

Nicht jedes von den Kameras aufgenommene Ereignis stammt auch wirklich von einer Quelle sondern es kann auch ein Hintergrundereignis sein. Um das Datenvolumen zu senken, ist daher ein zweistufiger Trigger implementiert.

Die erste Stufe ist ein Trigger der den Nachthimmel Untergrund (NSB) reduziert. Die Kameras von CT1-4 werden dazu in 38 Sektor unterteilt mit jeweils 64 Pixel, die Kamera auf CT5 in 96 Sektoren mit auch jeweils 64 Pixel. Ein Event kann nur dann den Trigger auslösen, wenn in drei oder mehr Pixel in einem Sektor mindestens vier Photoelektronen in 1.5 ns detektiert werden.

Die zweite Stufe ist ein Koinzidenz-Trigger. Ereignisse werden nur dann gespeichert, wenn mindestens CT5 oder mindestens zwei der kleinen Teleskope ein Ereignis in einem Zeitraum von 80 ns beobachten (s. Referenz [12] und [13]).

2.2 Monte Carlo Simulation

Da das H.E.S.S. II Experiment noch nicht vollständig aufgebaut ist basieren alle Ergebnisse in dieser Arbeit auf Monte-Carlo Simulationen. Diese sind in zwei Phasen unterteilt: Luftschauer Simulation und Detektor Simulation. Der Schauer wird mit der **Cosmic Ray Simulation for Kascade**, kurz CORSIKA, erzeugt [5]. Sie errechnet die gesamte Schauerentwicklung und die entstehende Tscherenkov-Strahlung. Dabei wurde die elektromagnetische Komponente mit dem EGS4 Simulationsmodell aus Kapitel 1.2.1 berechnet. CORSIKA beinhaltet eine Reihe an Einstellungsmöglichkeiten wie z.B. die Richtung des Schauers, die Art des Primärteilchens und die Energie. Die Detektion der Tscherenkov-Strahlung durch das H.E.S.S. Experiment basiert auf der Detektor Simulation `sim_hessarray` [14]. Diese beinhaltet z.B. die Lage der Teleskope, Spiegelreflektivitäten und Schattenwürfe der Teleskopstruktur. Auch die Quanteneffizienz der PMT sowie die optische Punktauflösungsfunktion (PSF) wurden dabei mit berücksichtigt.

In dieser Arbeit wurden Simulationen für eine punktförmige Gammastrahlungsquelle und einen isotropen Hintergrund, bestehend aus Protonen, verwendet. Die Quelle ist dabei bei einem Zenitwinkel von 20° und für Offsets (Abweichung der rekonstruierten von der tatsächlichen Richtung) von 0.0° und 0.5° mit südlicher Teleskopausrichtung und einem differentiellen Energiespektrum von E^{-2} simuliert. Der Hintergrund ist für den gleichen Zenitwinkel, Ausrichtung und Spektrum modelliert. Die Spektren werden je nach Bedarf umgewichtet um verschiedene Quellspektren oder reinen Hintergrund zu simulieren.

3 Gamma-Hadron Separation

In dieser Arbeit wird eine stereoskopische Rekonstruktion einer, dem Krebsnebel ähnlichen, simulierten Quelle mit dem H.E.S.S. Phase II Teleskop System vorgestellt. Die Analyse ist in drei Abschnitte unterteilt: Richtungsrekonstruktion, Gamma-Hadron Separation und der Rekonstruktion von Energie und Spektrum der Quelle. Im folgenden Kapitel wird dabei auf die Parameter zur Gamma-Hadron Separation eingegangen die bei H.E.S.S. Phase I verwendet wurden und die auch als Unterscheidungskriterium bei H.E.S.S. Phase II dienen sollen.

3.1 Bildbereinigung

Um aus den Bildern Informationen zum Schauer zu erhalten müssen diese erst bereinigt werden. Der Grund dafür ist, dass die PMT Eigenrauschen besitzen oder der NSB die Intensitäten der einzelnen Pixel beeinflusst (Rauschen). Um diese Effekte zu reduzieren wird ein Algorithmus zur Bereinigung eingesetzt, der als *Tailcut Cleaner* bezeichnet wird. Er beruht auf der Annahme, dass das Rauschen zufällig in der gesamten Kamera verteilt ist, das Abbild des Schauers jedoch zusammenhängend ist. Die Konsequenz ist, dass man alle Pixel auf den Wert 0 setzt, die nicht einem Kriterium genügen. Das Kriterium ist, dass jeder Pixel mindestens 5 p.e. hat, sowie einen Nachbapixel mit mehr als 10 p.e. besitzt, oder auch selbst mehr als 10 p.e. hat und einen Nachbapixel von mindestens 5 p.e. besitzt. Abbildung 3.1 illustriert dieses Verfahren.

3.2 Hillas Parameter

Nach der Bildbereinigung ist die Ellipse des Schauers besser erkennbar. Diese lässt sich mit den Hillas Parametern beschreiben, die aus den Momenten der Lichtintensitätsverteilung berechnet werden (s. Abbildung 3.2). Aus diesen Parametern lassen sich wichtige Informationen zur Schauerrekonstruktion gewinnen. Der Parameter Bildintensität (*Size*), gibt die gesamte Lichtintensität in einem Kamerabild nach dem *Tailcut Cleaner* an. Die detektierte Lichtmenge ist jedoch abhängig von der Energie des Primärteilchens und somit ist es auch die Bildintensität.

Aus den ersten Momenten der zweidimensionalen Lichtintensitätsverteilung lässt sich außerdem der Schwerpunkt (CoG = Center of Gravity) der Ellipse berechnen. Mit dessen Hilfe lässt sich die Distanz d zwischen Kamerazentrum und dem CoG berechnen, die *Local Distance*, welche zur Gamma-Hadronen Separation genutzt wird. Weitere Hillas Parameter, die auch bei der Unterscheidung von Gammas und Hadronen helfen,

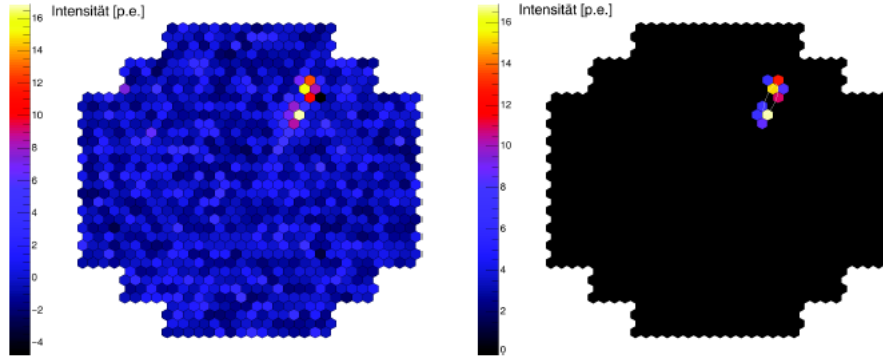


Abbildung 3.1: Links: Unbereinigtes Kamerabild eines Ereignisses; Rechts: Bereinigtes Kamerabild nach dem Tailcut Cleaner.

sind die Breite (*Width*) und Länge (*Length*) der Ellipse die aus der Matrix der zweiten Momente bestimmt werden können. Die Orientierung der Ellipse lässt sich mit dem Winkel Φ zwischen Hauptachse und der u-Achse des Kamerasystems beschreiben. Die Richtungsrekonstruktion und der Schauerauftreffpunkt lassen sich mit diesen Bildparametern berechnen. Details zur Berechnung der Hillas Parameter finden sich in [15].

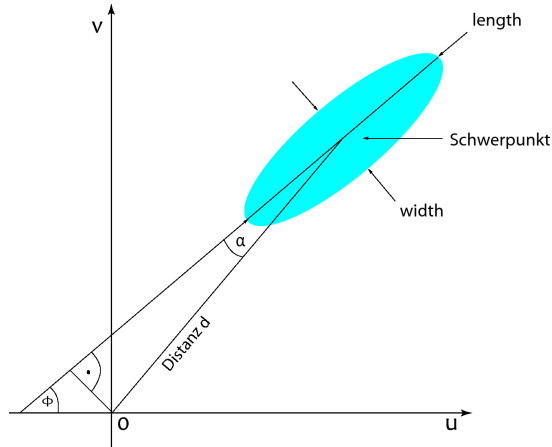


Abbildung 3.2: Illustration der Hillas Parameter.

Richtungsrekonstruktion

Die geometrische Rekonstruktion ist für mono als auch stereoskopische Ereignisse möglich, wobei die stereoskopische Rekonstruktion genauer ist und in dieser Arbeit verwendet wird. Um die Richtung zu rekonstruieren werden die Kamerabilder im Kamerakoordinatensystem überlagert und der Schnittpunkt der Hauptachsen bestimmt (s. Abbildung 3.3). Handelt es sich dabei um mehr als zwei Teleskope, werden die einzelnen Schnittpunkte gemittelt und mit dem Sinus des Zwischenwinkels der Hauptachsen gewichtet. Diese sollen helfen die Richtungsrekonstruktion genauer zu machen, da Schnittpunkte, die aus großen Schnittwinkeln bestimmt werden, präziser sind. Schließlich wird bei der Gewichtung auch die Bildamplitude der einzelnen Bilder berücksichtigt, sowie das Verhältnis von Länge zu Breite. Die Schauerachse lässt sich besser aus längeren und hellen Bildern bestimmen.

Der Schauerauftreffpunkt wird in einem ähnlichen Verfahren rekonstruiert. Jedoch wird das Verhältnis von Länge zu Breite nicht berücksichtigt. Die Rekonstruktion findet dabei in einem Referenzkoordinatensystem statt. Dafür werden die Schauerachsen in Bezug zur Teleskoppoosition in eine Ebene senkrecht zur Beobachtungsrichtung projiziert und dort geschnitten.

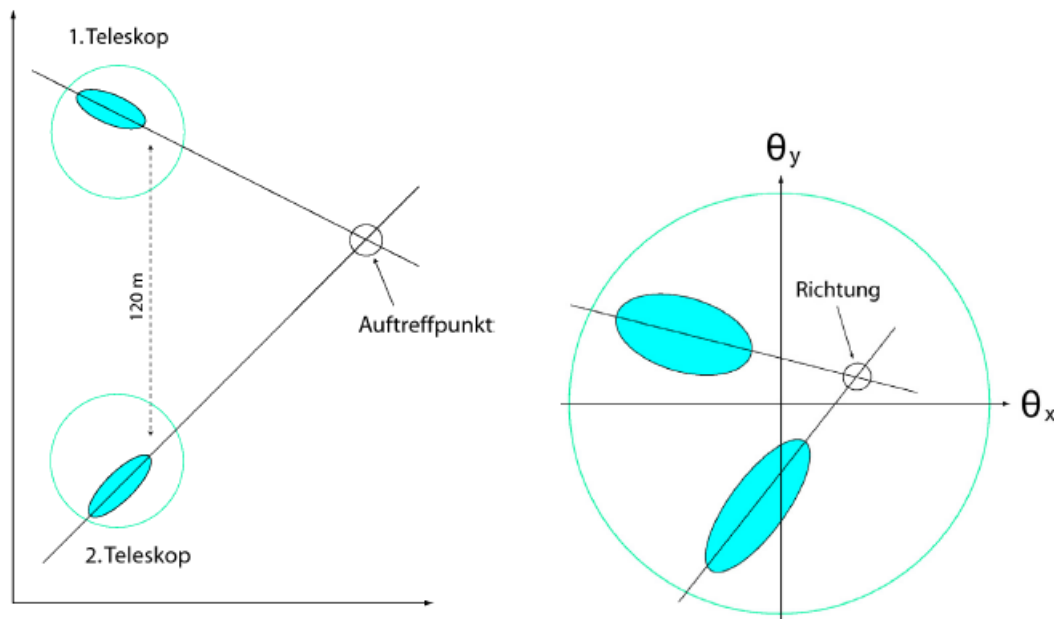


Abbildung 3.3: Links: Rekonstruktion des Schauerauftreffpunkts; Rechts: Richtungsrekonstruktion in der Kameraebene.

3.3 Multiplizität

Ein weiterer Vorteil, neben der guten Richtungsrekonstruktion, der stereoskopischen Betrachtung ist die Hintergrundunterdrückung. Es werden damit viele Myonen herausgefiltert, die meistens nur ein Teleskop triggern. Diese Myonen sind schwer und erzeugen daher einen sehr kleinen Tscherenkov-Öffnungswinkel (s. Formel 1.10), so dass meist nur ein Teleskop ausgeleuchtet wird. Mit der Multiplizitätsbedingung lässt sich auch die Anzahl der zufällig durch NSB entstandenen Ereignisse reduzieren, denn die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens zwei Teleskope in einem Zeitintervall von 80 ns (s. 2.1) durch NSB triggern ist gering.

3.4 Preselection

Bevor Ereignisse zur Richtungsrekonstruktion verwendet werden können, werden *Preselection Schnitte* auf Bildparameter angewandt. Dies dient zum einen dazu die Qualität der Rekonstruktion zu verbessern und zum anderen zur Separation der Quellereignisse von den Hintergrundereignissen der kosmischen Strahlung.

3.4.1 Size - Bildamplitude

Die Bildamplitude ist ein Maß für die Energie eines Teilchens unter Berücksichtigung der Entfernung zum Schauer. Je größer die Bildintensität ist, desto genauer könnten Ereignisse rekonstruiert werden. Außerdem können wesentliche Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern wie z.B. die Größe der lateralen Ausdehnung der Ereignisse genauer berechnet werden. Die Forderung, dass die Bildintensität eines Ereignisses eine untere Grenze überschreiten muss verringert somit die Zahl der Ereignisse, die schlecht rekonstruiert werden und erhöht dabei die Qualität der Gamma-Hadronen Separation. In Folge der Abhängigkeit der Energie eines Ereignisses von der Bildamplitude wird allerdings auch die Energieschwelle der Analyse zunehmen.

3.4.2 Local Distance - Abstand in der Kamera

Die *Local Distance* bezeichnet die Distanz d zwischen dem Kamerazentrum und dem CoG wie in Kapitel 3.2. beschrieben. Das Schneiden auf diesen Parameter dient dazu Ereignisse zu selektieren die nicht vollständig in der Kamera abgebildet wurden und somit falsch rekonstruiert würden. Wie in Abbildung 3.4 für CT1-4 zu sehen ist, nimmt mit zunehmender Local Distance die mittlere Anzahl der Randpixel (Pixel mit Signal am Rande der Kamera) zu. Dies zeigt, dass mit zunehmender Local Distance, die Bilder im Durschnitt stärker abgeschnitten werden und somit Informationen zur Energie und Richtung verloren gehen. Ein Vergleich dieser Verteilung mit der aus CT5 zeigt (s. Abbildung 3.5), dass dies auch für das große Teleskop zutreffend ist.

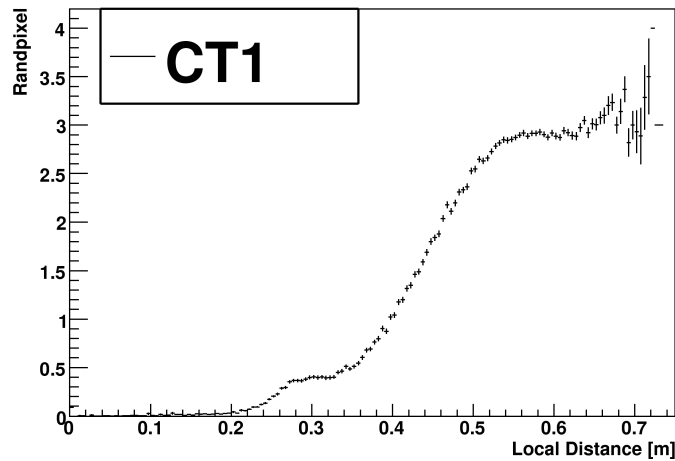


Abbildung 3.4: Mittlere Anzahl der Randpixel in Abhängigkeit von der Local Distance für ein kleines Teleskop (CT1). Die mittlere Anzahl der Randpixel nimmt kontinuierlich mit der Local Distance zu.

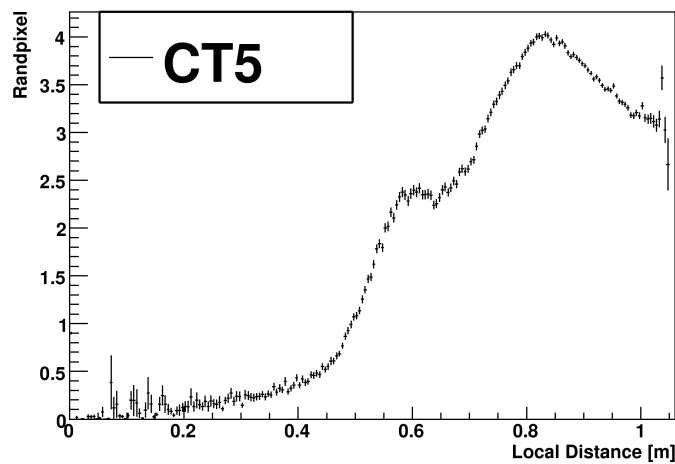


Abbildung 3.5: Mittlere Anzahl der Randpixel in Abhängigkeit von der Local Distance für das große Teleskop (CT5). Die mittlere Anzahl der Randpixel nimmt kontinuierlich mit der Local Distance zu.

Aber nicht nur zur besseren Rekonstruktion kann dieser Schnitt verwendet werden, sondern auch zur Separation von Quellereignissen aus elektromagnetischen Schauern und Hintergrundereignissen aus hadronischen Schauern. Im Gegensatz zu Quellereignissen sind Hintergrundereignisse, wie in der Einleitung bereits erwähnt, isotrop am Nachthimmel verteilt. Mit steigender Local Distance vergrößert sich die Kamerafläche und daher auch die Ereignisse aus hadronischen Schauern. Der Einbruch am Rand der Kamera kann durch Randeffekte erklärt werden (s. Abbildungen 3.6 und 3.7).

Die Verteilung der Ereignisse über die Local Distance (s. Abbildung 3.8) ist je nach Energiebereich unterschiedlich und zeigt daher energieabhängige Strukturen. Mit zunehmender Energie verschiebt sich das Maximum der Local Distance Verteilung hin zu größeren Abständen. Dies kann man dadurch erklären, dass die Ausdehnung eines Schauers von der Energie des Primärteilchens abhängt und daher auch dessen Abbild in der Kamera. Das Gesichtsfeld der Kamera ist außerdem eingeschränkt. Daher werden Ereignisse über den Rand der Kamera hinaus abgebildet, d.h. je größer die Ausdehnung des Schauers desto wahrscheinlicher ist eine Abbildung über den Kamerarand. Gekoppelt mit dem Effekt, dass die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis im Kamerazentrum zu detektieren geringer ist als die Wahrscheinlichkeit Ereignisse bei größeren Abständen vom Kamerazentrum zu detektieren (Kamerafläche nimmt mit steigendem Abstand zu) führt dies zu einer Verschiebung des CoG zum Rand der Kamera. Das Maximum in der Local Distance Verteilung ist daher energieabhängig.

Wie man in den Abbildungen 3.6 und 3.7 gesehen hat, ist es bereits mit der Local Distance möglich Ereignisse von elektromagnetischen Schauer und hadronischen Schauern zu separieren. Allerdings gibt es Unterschiede bei den Verteilungen in Abhängigkeit vom Teleskop Typ. So ist es für CT1-4 mit einem Schnitt auf die Local Distance möglich einen Großteil der hadronischen Bilder wegzuschneiden, bei nur kleinen Verlusten der gammaartigen Bilder. Bei CT5 ist die Überlagerung der Verteilungen größer und somit bringt ein Schnitt nicht die gleiche Verbesserung wie bei CT1-4. Weiterhin hat dieser Schnitt Auswirkungen auf die Energieverteilung. Ein Großteil der hochenergetischen Ereignisse von CT5 würde nicht mehr zur Rekonstruktion verwendet werden können.

3.5 Postselection - Scaled Parameter

Nach den Preselection Schnitten werden die *Postselection Schnitte* angewandt. Aus Kapitel 2 ist bekannt, dass die laterale und longitudinale Verteilung der hadronischen Schauers, größer ist im Vergleich zu den Elektromagnetischen. Die Breite und Länge sind daher geeignete Größen um Quellereignisse von Hintergrundereignissen zu unterscheiden. Diese Parameter weisen jedoch Abhängigkeiten auf. Die Form der Ellipse ändert sich zum einen mit dem Impact Parameter. Bei einer Zunahme des Impact Parameters werden diese schmaler und gleichzeitig länger. Dies gilt allerdings nur innerhalb des Lichtkegels. Ein weiterer Punkt ist, dass Schauer mit höherer Primärenergie weiter in die Atmosphäre eindringen können und somit auch mehr Sekundärteilchen erzeugen. Die Folge ist,

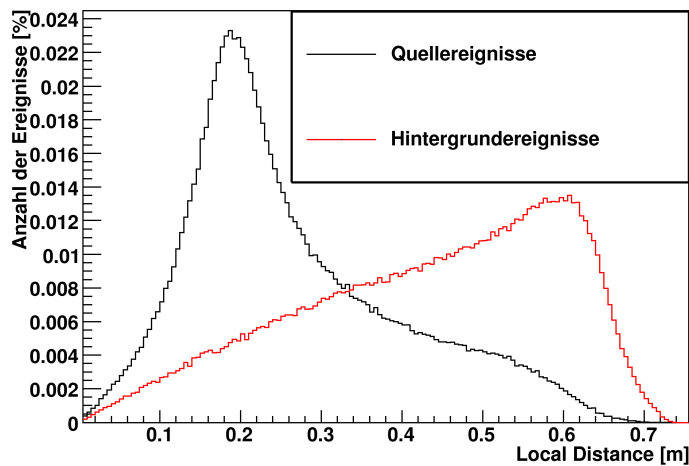


Abbildung 3.6: Für CT1 zeigen Quellereignisse einen unterschiedlichen Schwerpunkt bei der Verteilung der Bildamplitude in Abhängigkeit des Impact Parameters von den Hintergrundereignissen.

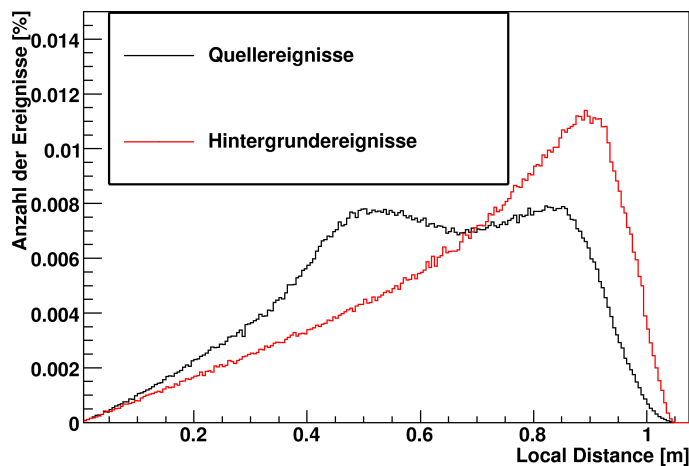


Abbildung 3.7: Für CT5 zeigen Quellereignisse einen unterschiedlichen Schwerpunkt bei der Verteilung der Bildamplitude in Abhängigkeit des Impact Parameters von den Hintergrundereignissen. Jedoch ist der Unterschied zwischen den Verteilungen nicht so gravierend wie bei CT1.

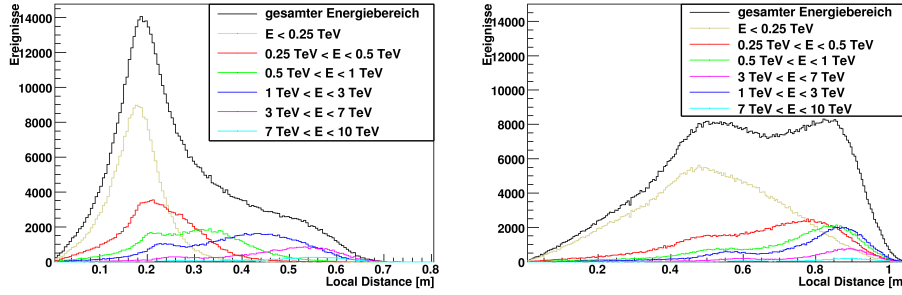


Abbildung 3.8: Local Distance Verteilung der Quellereignissen bei CT1 (links) und CT5 (rechts) in verschiedenen Energiebereichen. Der Schwerpunkt der Verteilungen verschiebt sich zum Rand der Kamera mit zunehmender Energie.

dass mehr Tscherenkov-Licht entsteht und damit die Bildintensität steigt. Die Bilder werden daher bei gleichem Impact Parameter breiter und länger mit der Zunahme der Bildintensität. Folglich ist es schwierig auf die Breite und Länge direkt zu schneiden.

Um auf diese beiden Parameter unter der Berücksichtigung der gerade genannten Abhängigkeiten zu schneiden, werden die Größen *Mean Reduced Scaled Width (MRSW)* und *Mean Reduce Scaled Length (MRSL)* eingeführt. Dazu bildet man die Differenz eines gemessenen Parameters mit dem Erwartungswert des Ereignisses in Einheiten der Standardabweichung unter Berücksichtigung der Bildintensität, des rekonstruierten Impact Parameters, des rekonstruierten Zenitwinkel und des *Offset* (Abweichung) von der Teleskopausrichtung. Diese sogenannten Reduced Scaled Parameter werden daher definiert als:

$$RSP_i = \frac{P_i - \langle P \rangle_i}{\sigma_i} \quad (3.1)$$

mit einem Gewichtungsfaktor von:

$$w_i = \frac{\langle P \rangle_i^2}{\sigma_i^2} \quad (3.2)$$

Sie gelten sowohl für den Parameter Länge als auch Breite. Durch Mittelung und Gewichtung der RSP werden die *Mean Reduced Scaled Parameter* (MRSP) bestimmt mit:

$$MRSP = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Tel}} RSP_i \cdot w_i}{\sum_{i=1}^{N_{Tel}} w_i} \quad (3.3)$$

Der Erwartungswert $\langle Width \rangle$ bzw. $\langle Length \rangle$ sowie der jeweilige RMS σ werden aus *Lookup Tables* ausgelesen. In diesen sind die Erwartungswerte und RMS für alle Kombinationen der Bildintensität und Impact Parameter in Abhängigkeit des Zenitwinkel und Offset gespeichert.

Die MRSP bieten den Vorteil, dass man die typische Breite oder Länge eines Quellereignisses von der Bildamplitude und dem Impact Parameter nicht vernachlässigt. Weiterhin

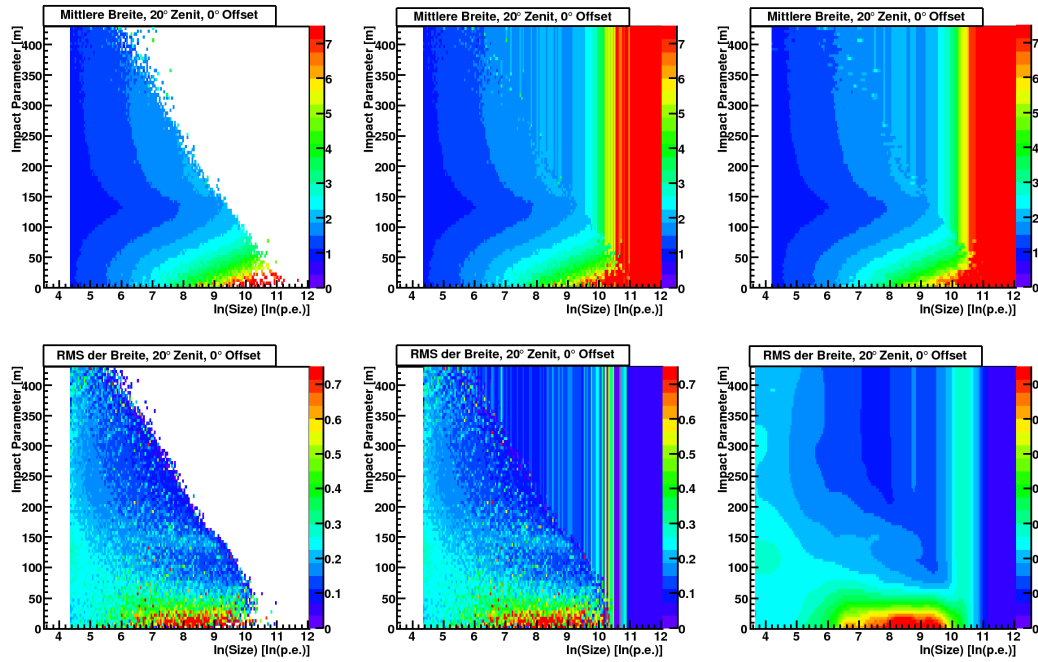


Abbildung 3.9: Verfahren zur Erstellung der Lookup Tables in einzelnen Schritten von links nach rechts. Füllen eines Histogramms der MRSP Verteilungen, Auffüllen von leeren Einträgen und Verschmierung mit Gaus-Funktion.

werden auch Fluktuationen der Bildparameter berücksichtigt, da diese in den Simulationen enthalten sind. So erhält man für jedes Bild den RMS für ein typisches Ereignis mit gleichen Eigenschaften (Zenitwinkel, Offset, Size, Impact Parameter) für jede Kamera. Die Mittelwertbildung reduziert die statistischen Fluktuationen. Zudem werden damit unterschiedliche Blickwinkel mit einbezogen, so dass ein Ereignis aus einem hadronischen Schauer, das gammaartig (wie ein Quellereignis) in einer Kamera aussieht, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit herausgefiltert wird.

Die Lookup Tables werden anhand von Monte-Carlo Simulationen erstellt. Dazu füllt man ein Histogramm für einen Zenitwinkel und eine Offset Konfiguration pro Teleskoptyp (CT1-4 & CT5) mit der mittleren Breite bzw. Länge in Abhängigkeit von der Bildamplitude und des Impact Parameters. Ein weiteres Histogramm mit den gleichen Abhängigkeiten wird mit der Standardabweichung gefüllt. Die fehlende Bineinträge werden dann mit dem Mittelwert der Einträge aus den letzten 10 kleineren Impact Parametern bei gleicher Bildamplitude aufgefüllt. Um statistische Fluktuationen zu vermeiden wird im Anschluss noch ein *Smoothing* Algorithmus auf diese Histogramme angewendet. Die Mittelwerte werden dazu mit einer Gauss-Funktion geglättet, die ein $\sigma = 0.05 \ln(p.e.)$ in Richtung der Bildamplitude besitzt (x-Achse) und mit einer Gauss-Funktion in Richtung des Impact Parameters (y-Achse) von $\sigma = 1.0 \text{ m}$. Für die Verschmierung des RMS wird auch eine Gauss-Funktion verwendet, jedoch mit größeren σ , da die Fehler

größeren Fluktuationen unterliegen. In x-Richtung wird mit einem $\sigma = 0.2 \ln(\text{p.e.})$ und in die y-Richtung mit einem $\sigma = 15.0 \text{ m}$ geglättet [8]. Das Verfahren ist am Beispiel für die mittlere Breite und deren Fehler, aufgenommen bei einem kleinen Teleskop, in Abbildung 3.9 zu sehen.

Ein Vergleich der Breiten- und Längenverteilungen von CT5 und CT1 sowie deren RMS Verteilungen sind in Abbildung 3.10 zu sehen. Allgemein ist zu erkennen, dass die Breite mit zunehmender Bildintensität steigt, sowie mit zunehmendem Impact Parameter. Ein Unterschied von CT1 zu CT5 ist, dass bei gleicher Bildintensität und Impact Parameter die Ereignisse von CT5 kleiner sind. Dies ist durch die Tatsache begründet, dass CT5 lichtempfindlicher ist, und damit ein Ereignis eine größere Bildintensität besitzt im Vergleich zu dem selben Ereignis aufgenommen mit CT1. Die Tscherenkov-Schulter (vgl Kap 1.3) ist bei ca. 130 m, dem Rand des Tscherenkov-Lichtkegels, bei CT1 und CT5 zu sehen. Die RMS Verteilungen der Breite und der Länge zeigen einen erhöhten Fehler bei einem Impact Parameter in der Nähe von 0 m. Dies kann man dadurch erklären, dass der Schauer direkt auf das Teleskop trifft und kreisförmig abgebildet wird. Die Bildorientierung ist daher nicht klar zu bestimmen und in Folge dessen werden die Hauptachsen, Länge und Breite, auch nicht korrekt bestimmt vgl. [8]. Die mittlere Längenverteilung zeigt, dass mit steigendem Impact Parameter und Bildintensität die Länge zunimmt. Die körnige Struktur der MRS L Verteilung bei CT5 ist durch geringe Statistik erklärbar.

Hadronische Schauer sind wie in Kapitel 2. erläutert meist länger und breiter als elektromagnetische Schauer. Dieser Unterschied ist auch in den Verteilungen der Mean Reduced Scaled Parameter (Width und Lenth) zu sehen. Die Verteilungen wurden mit Monte-Carlo Simulationen bei 20° Zenitwinkel und 0.0° Offset für Quellereignisse und Hintergrundereignisse erzeugt. Der Unterschied der einzelnen Parametern ist in den Abbildungen 3.11 und 3.12 dargestellt. Die Quellereignisse sind enger um den Nullpunkt zentriert im Gegensatz zu den Ereignissen des Hintergrunds. Hintergrundereignisse sind daher im Durchschnitt breiter als die Quellereignisse eines elektromagnetischen Schauers. Ein Vergleich der Längenverteilung zeigt, dass die Bilder der Hintergrundereignisse auch hier im Durchschnitt länger sind, jedoch nicht in dem selben Ausmaß wie bei der Verteilung der Breite. Beide Parameter können in Folge dessen als Unterscheidungskriterium verwendet werden. Die MRSW (Mean Reduced Scaled Width) hat jedoch eine stärkeres Unterscheidungspotential. Allerdings sollte man dabei beachten, dass beide Größen korreliert sind, so dass ein Schnitt auf einen Parameter die Verteilung des anderen verändert (s. Abbildung 3.13).

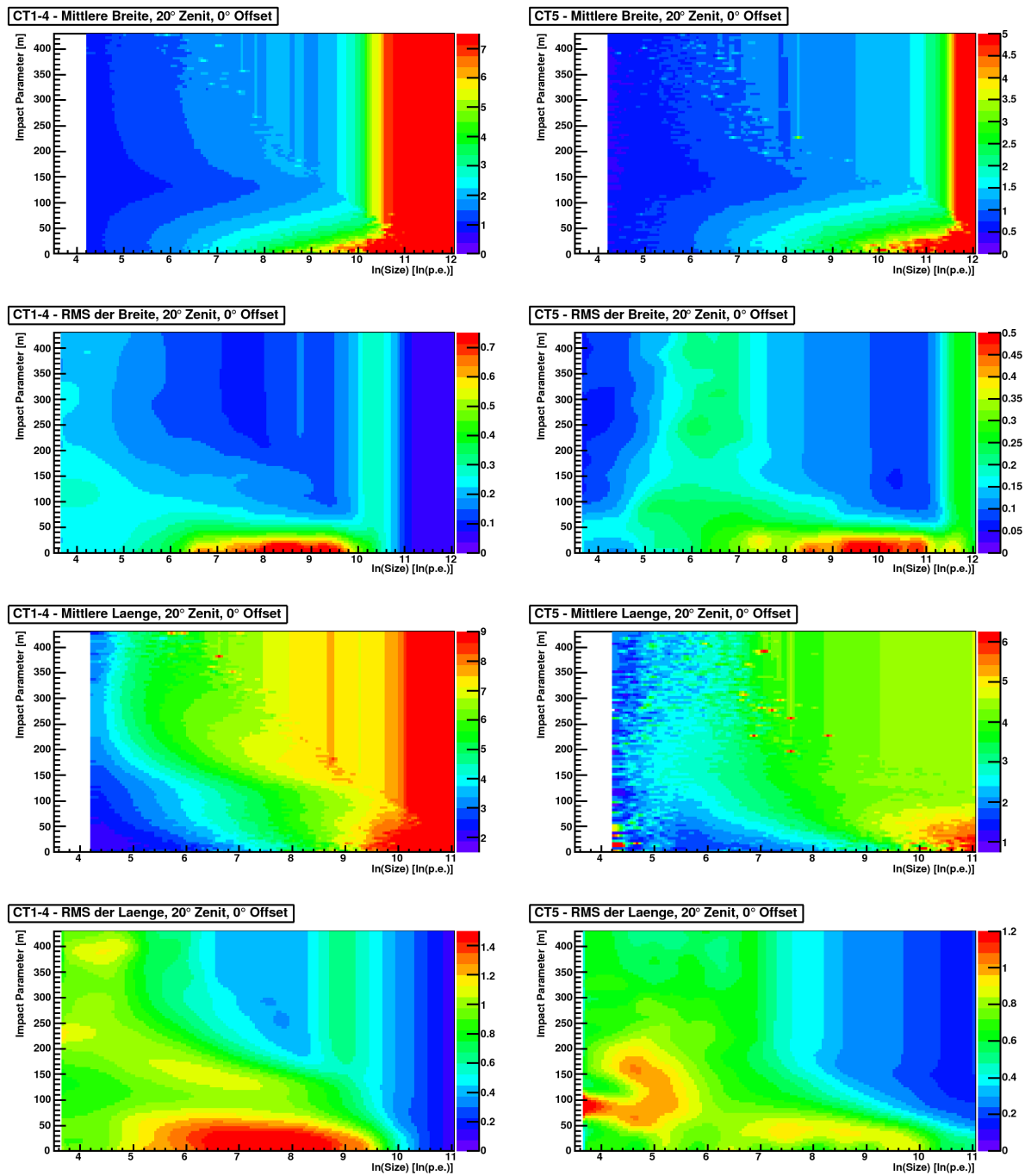


Abbildung 3.10: Erste Zeile: MRSW [mrad] von CT1 und CT5; Zweite Zeile: RMS [mrad] von MRSW von CT1 und CT5; Dritte Zeile: MRSW [mrad] von CT1 und CT5; Vierte Zeile: RMS [mrad] von MRSW von CT1 und CT5.

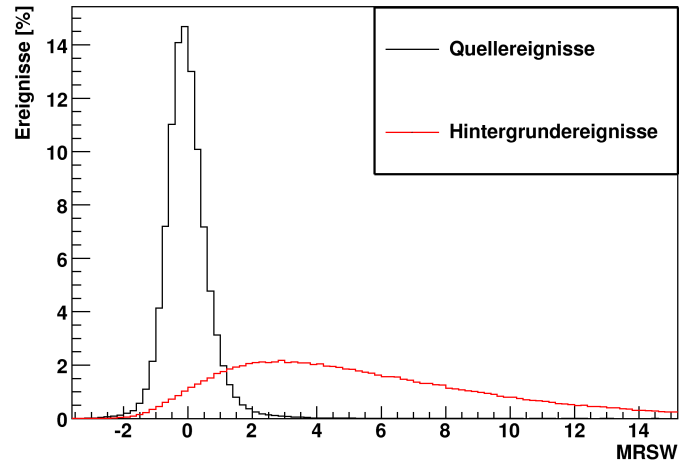


Abbildung 3.11: Vergleich der MRSW Verteilung von Quellereignissen und Hintergrundereignissen.

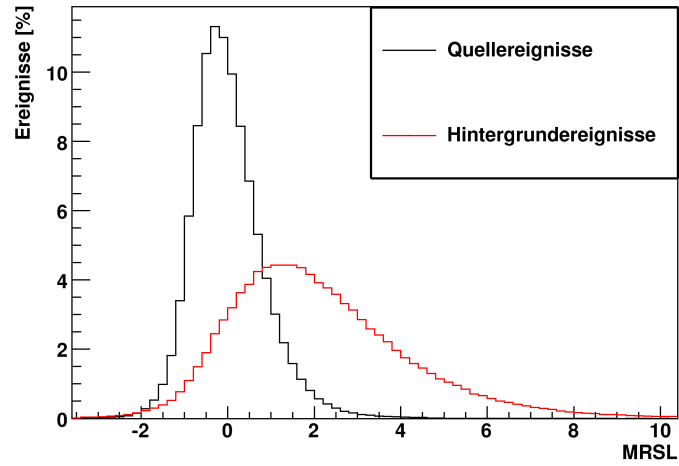


Abbildung 3.12: Vergleich der MRSL Verteilung von Quellereignissen und Hintergrundereignissen.

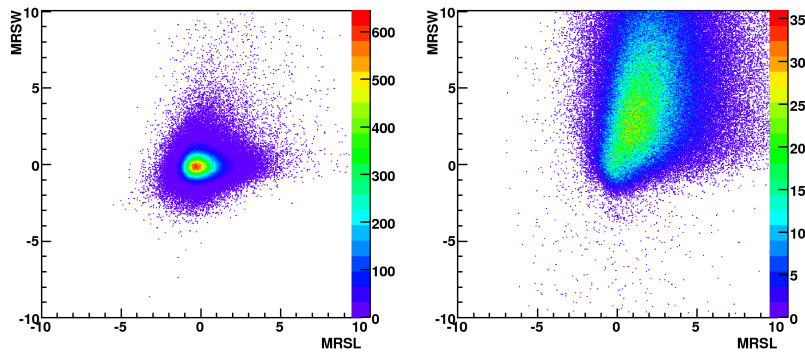


Abbildung 3.13: MRSW-MRSL Verteilung von Quellereignissen links und Hintergrundereignissen rechts.

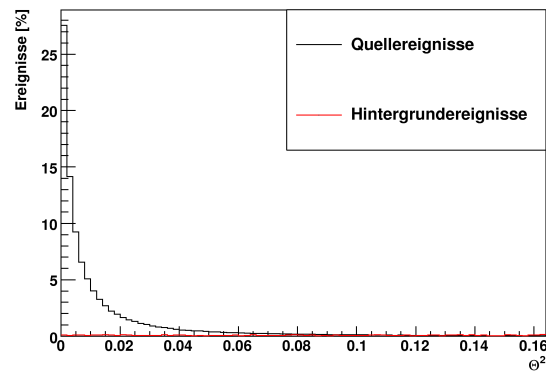


Abbildung 3.14: Vergleich der rekonstruierten Richtungen von Quellereignissen und Hintergrundereignissen.

3.6 Schnitt auf die Richtungsrekonstruktion

Ein weiteres Kriterium zur Unterscheidung der Quellereignisse von Hintergrundereignissen ist die Größe Θ^2 . Sie ist definiert als das Quadrat des Abstandes zwischen Quelle und rekonstruierter Richtung. Mit ihr kann man Ereignisse selektieren, die sich in einem Kreis um die Quellposition befinden. Die Richtungen der durch Hadronen verursachten Schauer sind, aufgrund des galaktischen Magnetfeldes (s. Einleitung), isotrop verteilt. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen, die durch das Photon einer Quelle ausgelöst werden. Ein Vergleich der Verteilungen für eine Punktquelle bei 20° Zenitwinkel und einem isotropen Hintergrund ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass ein Schnitt auf Θ^2 die Anzahl der Hintergrundereignisse reduziert.

4 Schnittoptimierung

Die verschiedenen Selektionskriterien für eine vollständige Analyse, die auch bei der H.E.S.S. Standard Rekonstruktion verwendet werden, wurden im Kapitel zuvor erläutert. In diesem Teil der Arbeit wird zuerst die Signifikanz eines Signals und das Reflektierte Region Hintergrundmodell vorgestellt. Im Anschluss wird das Verfahren einer Schnittoptimierung der Selektionsparameter für eine vollständige Analyse vorgestellt und für zwei Optimierungsansätze die Ergebnisse präsentiert.

4.1 Signalgewinnung

Um einzuschätzen wie wahrscheinlich es ist eine Gammastrahlungsquelle entdeckt zu haben, muss die Signifikanz des Signals bestimmt werden. Bei H.E.S.S. gilt eine Quelle als entdeckt, wenn die Signifikanz des Signals den Wert 5 übersteigt. Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99.99994267%, dass es sich um eine Quelle handelt. Bei der Signifikanzberechnung wird ein statistischer Ansatz genutzt um die Anzahl der Überschussereignisse N_{excess} (auch als *excess events* bezeichnet) zu bestimmen. Überschussereignisse sind die Ereignisse, die über der Anzahl an Hintergrundereignisse liegen. Eine Region, mit einem bestimmten Radius, wird dazu um die Quelle ausgewählt (On-Region) und deren Anzahl an Ereignissen N_{on} mit denen aus einer geeigneten Hintergrundregion verglichen. Die Anzahl der Ereignisse in der Hintergrundregion (Off-Region) bezeichnet man als N_{off} . Daraus lässt sich mit dem Normalisierungsfaktor α die Anzahl der Überschussereignisse bestimmen.

$$N_{excess} = N_{on} - \alpha N_{off} \quad (4.1)$$

Der Faktor α wird bestimmt aus der Beobachtungszeit t und der Akzeptanz ϵ_γ des Systems. Die Akzeptanz ist sowohl bei der beobachteten Region als auch bei der Hintergrundregion von der Position im Gesichtsfeld der Kamera (Ψ_x, Ψ_y) und des Zenitwinkels Θ abhängig.

$$\alpha = \frac{\int_{on} \epsilon_\gamma^{on}(\Psi_x, \Psi_y, \Theta) d\Psi_x d\Psi_y d\Theta dt}{\int_{off} \epsilon_\gamma^{off}(\Psi_x, \Psi_y, \Theta) d\Psi_x d\Psi_y d\Theta dt} \quad (4.2)$$

Für Beobachtungen bei gleichem Zenitwinkel, gleicher Beobachtungszeit und mit der Annahme, dass die Funktion der Akzeptanz radialsymmetrisch ist für jede Beobachtung kann der Normalisierungsfaktor vereinfacht werden zu:

$$\alpha = \frac{\int_{on} \epsilon_\gamma^{on}(\Psi) d\Psi}{\int_{off} \epsilon_\gamma^{off}(\Psi) d\Psi}, \quad (4.3)$$

dabei bezeichnet Ψ z.B. den Abstand zum Kamerazentrum.

Die statistische Signifikanz S eines Signals lässt sich nun mit der Formel nach Li & Ma [16] berechnen:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{on} \ln \left[\left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \right) \left(\frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] + N_{off} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (4.4)$$

Für jedes Hintergrundmodell muss daher der Normalisierungsfaktor α bestimmt werden, als auch die Anzahl Ereignisse in den Off-Regionen. Ein Modell zum Hintergrund, das in dieser Arbeit verwendet wurde wird im folgenden vorgestellt: Das Reflektierte Region Hintergrund Modell.

4.2 Das Reflektierte Region Hintergrund Modell

Das Reflektierte Region Hintergrund Modell, wird in H.E.S.S. Phase I Analysen häufig verwendet, denn es eignet sich gut für Beobachtungen im sogenannten *wobble* Modus (Beobachtungsposition zur Quellposition mit einem Offset verschoben). Das Modell wählt eine kreisförmige Region um die Quellposition mit Radius Θ als On-Region aus. Die Region wird an der Beobachtungsposition gespiegelt. Man definiert diese Region als Off-Region, die die gleiche Größe und dieselbe Kameraakzeptanz (unter der Annahme, dass diese radialsymmetrisch ist) besitzt. Nur eine Off-Region führt zu niedriger Statistik, deshalb werden mehrere Off-Regionen gewählt. Alle Off-Regionen besitzen den gleichen Abstand von ihrem Zentrum zur Beobachtungsposition und die gleiche Fläche. Eine Skizze, die das Modell erläutert, ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Der Normalisierungsfaktor berechnet sich bei diesem Modell, nur aus dem Verhältnis der On-Regionen zu den Off-Regionen, da die Kameraakzeptanz dieselbe ist. In dieser Arbeit wurde ein Verhältnis von 1 zu 5.

4.3 Schnittoptimierung und ihre Ergebnisse

Die Schnittoptimierung wurde mit Monte Carlo Simulationen für eine Gammastrahlungsquelle mit einem Zenitwinkel von 20° und 0.5° Offset durchgeführt. Zur Simulation des Hintergrunds durch kosmische Strahlung wurden Schauer von Protonen bei einem Zenitwinkel von 20° verwendet.

Es wurden zwei verschiedene Optimierungen durchgeführt. Die erste Optimierung erfolgte auf die Signifikanz einer Gammastrahlungsquelle nach 1 h Beobachtungszeit. Das Spektrum der Quelle wurde festgelegt auf ein Potenzgesetz mit E^{-2} und einen Fluß von 10% des Krebsnebels bei 1 TeV (Absoluter Fluss des Krebsnebels bei 1 TeV: $3.45 \cdot 10^{-7} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ s. [17]). Für den Hintergrund wurde ein Spektrum von $E^{-2.71}$ und ein Fluß von $8.73 \cdot 10^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ bei 1 TeV der Protonen angenommen [1]. Das Gesichtsfeld für den Fluss der Protonen wird bestimmt aus der Kameraakzeptanz

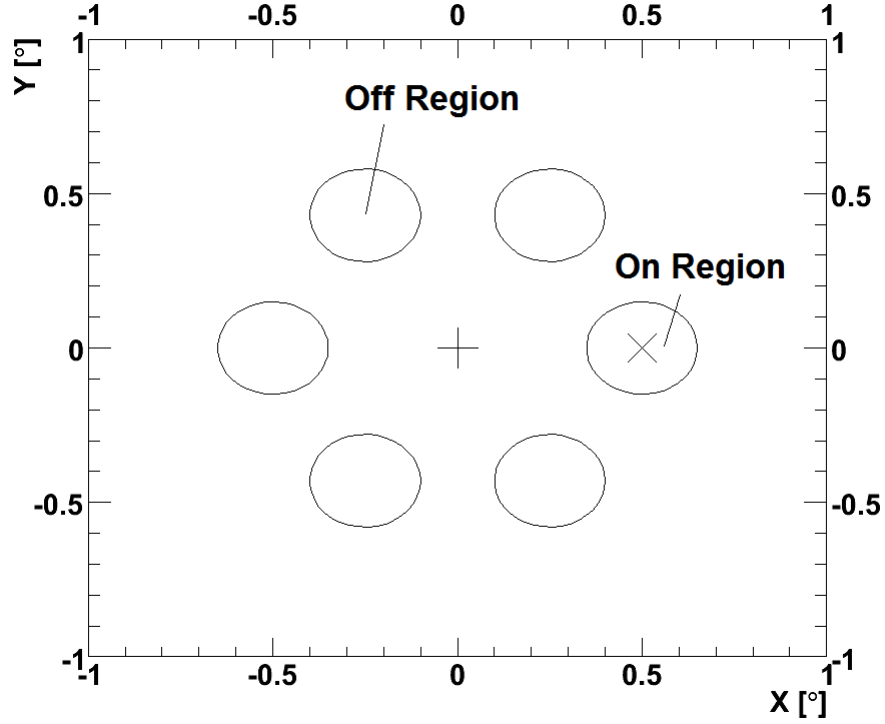


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Hintergrundregion und Beobachtungsregion, wie sie für das Reflektierte Region Hintergrund Modell verwendet wird. "+" bezeichnet dabei die Beobachtungsposition und "x" die Quellposition.

in Abhängigkeit von Θ^2 ohne Anwendung von Schnitten. Dieses wird bestimmt aus dem Wert von Θ^2 bei dem das Integral einer Kamerakzeptanz mit einem Wert von 1, dem Integral der Kamerakzeptanz entspricht (s. Abbildung 4.2). Das Ergebnis ist ein Θ^2 von $\approx 4.33 \text{ Grad}^2$ und somit einen Öffnungswinkel des Gesichtsfelds von $\approx 4.16^\circ$. Dieser Optimierungsansatz soll dem Optimierungsansatz für die H.E.S.S. Phase I - Hard Schnitten entsprechen (s. Tabelle 4.1) und soll vergleichbare Resultate liefern. Der Unterschied ist, dass die Quelle bei der Optimierung der H.E.S.S. Phase I - Hard Konfiguration nur 1% des Krebsnebels Flusses hatte, den die HEGRA Collaboration (ein bodengestütztes Gammastrahlungsexperiment) gemessen hat. Der Grund für die Optimierung auf 10% des Flusses des Krebsnebels ist, dass niedrige Statistik es nicht erlaubte den Hintergrund auf 10 h Beobachtungszeit umzugewichten, bei der eine Unterscheidung von Schnittkonfigurationen für eine Quellstärke von 1% des Krebsnebels möglich gewesen wäre. Um doch eine Unterscheidung zu finden, wurde eine Quellfluss von 10% des Krebsnebels verwendet, bei der eine bessere Statistik zur Abschätzung des Hintergrunds vorhanden war. Ein weiterer Unterschied ist, dass der Hintergrund damals nicht modelliert werden musste, da es bereits Daten des Hintergrunds von einem kleinen Teleskop (CT1) gab. Dies führt dazu dass die Ergebnisse der Schnitte und die Rekonstruktion mit diesen nicht zwangs-

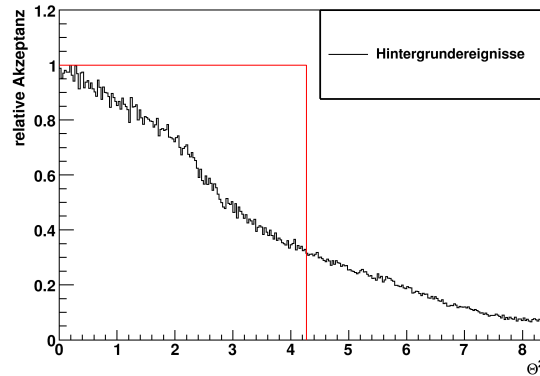


Abbildung 4.2: Θ^2 Verteilung der Protonen ohne Anwendung von Schnitten. Die rote Linie stellt die Umverteilung dar, um das Gesichtsfeld bei maximaler Kameraakzeptanz zu bestimmen.

läufig vergleichbare Ergebnisse liefern.

Die zweite Optimierung erfolgte für einen anderen Quelltyp und mit einem unterschiedlichen Optimierungskriterium. Zuerst wurde auch hier die Schnittkonfigurationen auf die Signifikanz einer Quelle nach 1 h Beobachtungszeit optimiert und im Anschluß aus den zehn besten Signifikanzen die Schnittkonfiguration mit den meisten Überschussereignissen gewählt. Diese soll helfen Spektren gut rekonstruieren zu können. Der Quelltyp für diese Optimierung war der Krebsnebel mit 10% seines Flusses und einem Spektrum von $E^{-2.63}$ aus [17]. Diese Konfiguration soll mit den H.E.S.S. Phase I - Std Schnitten vergleichbar sein. Der Unterschied zur Optimierung der H.E.S.S. Phase I - Std Schnitten ist auch hier das Benutzen von Simulationsdaten zur Abschätzung des Hintergrunds, sowie dass damals der Fluß und das Spektrum der HEGRA Veröffentlichung zum Krebsnebel verwendet wurde.

Konfiguration	Bildintensität	Local Distance	MRSL		MRSW		Θ^2
	Min. [p.e.]	Max. [m]	Min.	Max.	Min.	Max.	Max. [Grad ²]
Standard	80	0.525	-2.0	2.0	-2.0	0.9	0.0125
Hard	200	0.525	-2.0	2.0	-2.0	0.7	0.01
Loose	40	0.525	-2.0	2.0	-2.0	1.2	0.04

Tabelle 4.1: Schnittkonfigurationen die bei H.E.S.S. Phase I verwendet wurden.

Zur Optimierung der Schnitte für die Analyse von H.E.S.S. Phase II wurden die Verteilungen der Ereignisse umgewichtet um dem jeweiligen Fluss nach 1 h zu entsprechen. Davor wurden zu verschiedenen Konfigurationen (s. Tabelle 4.2) Lookup Tables für die Scaled Parameter mit einem Spektralindex von -2 erstellt. Man beachte, dass für die

H.E.S.S. Phase II Optimierung ein zusätzlicher Schnitt auf die Local Distance Verteilung von CT5 verwendet wird, da diese nicht mit CT1-4 vergleichbar ist (s. Verteilungen der Local Distance aus dem Abschnitt 3.4.2). Es existiert damit ein zusätzlicher Parameter auf den optimiert werden musste im Vergleich mit H.E.S.S. Phase I.

Local Distance von CT1-4 (in m)	0.475, 0.500, 0.525, 0.550
Local Distance von CT5 (in m)	0.1 - 1.2 in Schritten von 0.1
Size (in p.e.)	0, 40, 60, 80, 100, 120, 200
MRSW	$[-2.5 - 2.5]$ in Schritten von 0.05
MDSL	$[-2.5 - 2.5]$ in Schritten von 0.05
Θ^2	0.01, 0.0125, 0.015, 0.02, 0.03, 0.04

Tabelle 4.2: Schnitt Konfigurationen, die zur Optimierung der Signifikanz verwendet wurden.

Das Verfahren der Optimierung erfolgte in zwei Schritten. Zuerst wurden 2D Histogramme der MRSW in Abhängigkeit der MDSL mit den Ereignissen nach Anwendung des Preselection und des Θ^2 Schnittes für die ≈ 2000 Konfigurationsmöglichkeiten der Local Distance von CT1-4 und CT5, der Bildintensität und Θ^2 gefüllt. Je ein Histogramm der On-Region für Ereignisse aus Simulationen der Quelle, sowie für den Hintergrund durch Protonen. Ein zweites Histogramm der Scaled Parameter wurde für die Hintergrundsimulationen der Off-Regionen gefüllt. Im zweiten Schritt wurden die Anzahl der Ereignisse nach Anwendung von *Box* Schnitten (Unter- und Obergrenze für 2 Parameter in einem 2D Histogramm) auf die Scaled Parameter (schematische Skizze s. Abbildung 4.3) von jeder Region ausgelesen. Die Anzahl der Ereignisse in der On-Region setzt sich zusammen aus den übriggebliebenen Quellereignissen als auch aus den Hintergrundereignissen die nicht weggefiltert wurden.

$$N_{on} = N_{on}^{\gamma} + N_{on}^p \quad (4.5)$$

Die Anzahl der Ereignisse in der Off-Region N_{off} ist gegeben durch die Ereignisse des Hintergrunds in der Off-Region N_{off}^p . Damit lässt sich die Signifikanz nach Formel 4.4 bestimmen. Die besten Ergebnisse für die zwei verschiedenen Optimierungen ist in den Tabellen 4.3 und 4.4 dargestellt, sowie in Fettdruck die jeweils gewählte Schnittkonfiguration.

Aufgrund der Ergebnisse der Schnittoptimierung kann die Zeit bestimmt werden bis eine Quelle als entdeckt gilt (eine Signifikanz von 5 oder mehr besitzt). In Abbildung 4.4 ist die Zeit für eine Entdeckung einer Quelle in Abhängigkeit der Quellstärke für die H.E.S.S. Phase II Konfigurationen mit der Zusatzbedingung, dass mindestens 10 Überschussereignisse detektiert wurden, dargestellt. Für eine Quelle mit dem Fluss und Spektrum des Krebsnebels bei 20° Zenitwinkel ist dies nach 24s für die

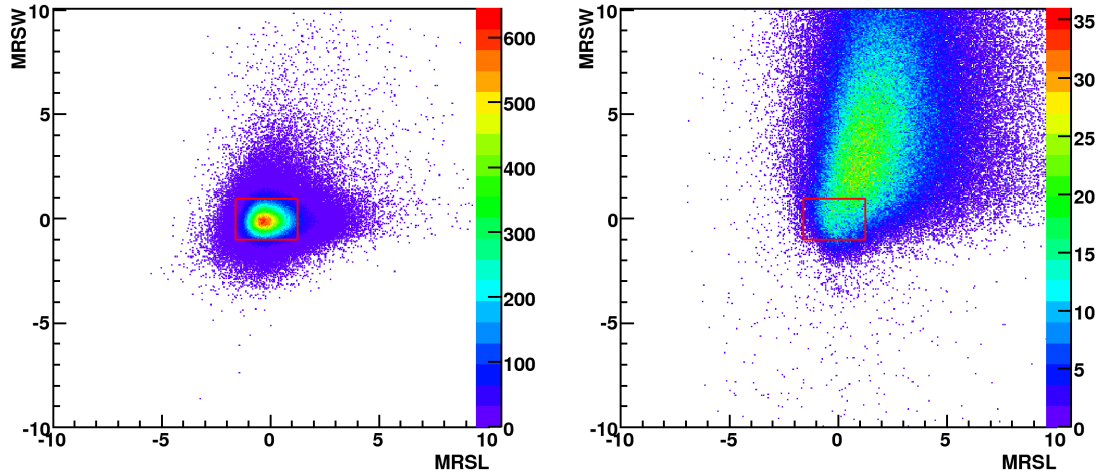


Abbildung 4.3: Illustration der Schnitte die auf die MRSW-MRSL-Verteilungen angewendet werden. Links auf die Verteilung der Quellereignisse in der On-Region und rechts auf die Verteilung Hintergrundereignisse in der Off-Region.

H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration der Fall. Das H.E.S.S. Phase I Systems ist in der Lage die Quelle in 30s zu entdecken (s. [17]). Insgesamt ist zu sehen, dass die H.E.S.S. Phase II - Hard Konfiguration im Bereich geringer Flüsse bessere Signifikanzen bei gleicher Zeit erreicht als die H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration.

Ein weiterer Parameter, neben der Signifikanz, der etwas zur Güte der Schnitte aussagt ist der *Quality Factor*. Er ist definiert als:

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_p}} \text{ mit } \epsilon_i = \frac{N_i^S}{N_i}. \quad (4.6)$$

ϵ_i ist die Schnitteffizienz und stellt das Verhältnis der Ereignisse nach Schnitten N_i^S zu denen vor den Schnitten N_i dar. In Tabelle 4.5 sind die Effizienzen zu den stereoskopischen Ereignissen des H.E.S.S. Phase II Systems nach den einzelnen Schnitten der Ereignisse einer Punktquelle mit Spektrum $E^{-2.63}$, sowie dem Hintergrund dargestellt und den daraus berechneten Quality Factor.

Prinzipiell sieht man, dass H.E.S.S. Phase I nach der Preselection mehr Ereignisse der Quelle behält, aber auch mehr Hintergrund. Der Grund hierfür ist der Schnitt der Local Distance auf CT5 bei 0.6 m für H.E.S.S. Phase II - Std bzw. 0.8 m für H.E.S.S. Phase II - Hard. Aus Abbildung 3.8 ist ersichtlich, dass dies einen Verlust von $\approx 50\%$ der Ereignisse aus der Quelle für die H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration bedeutet. Für die H.E.S.S. Phase II - Hard Konfigurationen liegt der Verlust bei $\approx 25\%$. Diese sind damit

Size	d CT1-4	d CT 5	MRSL		MRSW		Θ^2	N_γ^{on}	N_p^{on}	N_p^{off}	S	N_E
Min. [p.e.]	Max. [m]	Max. [m]	Min.	Max.	Min.	Max.	Max. [Grad ²]				[σ]	
120	0.475	0.6	-1.25	1.65	-1.1	-0.8	0.015	95	30	84	14.03	108
80	0.525	0.6	-1.55	1.25	-1.0	0.95	0.01	117	59	200	13.56	136
80	0.550	0.6	-1.55	1.45	-1.0	0.95	0.01	121	61	214	13.56	140
80	0.500	0.6	-1.6	1.45	-1.0	0.95	0.01	119	61	210	13.54	138
80	0.525	0.6	-1.6	1.25	-1.0	0.95	0.02	151	109	417	13.51	177
80	0.550	0.6	-1.66	1.25	-1.0	0.95	0.0125	129	73	264	13.51	149
120	0.550	0.6	-1.35	1.65	-0.95	0.95	0.0125	94	19	74	13.5	98
80	0.550	0.6	-1.55	1.25	-1	0.95	0.02	152	109	420	13.49	177
80	0.525	0.6	-1.55	1.4	-1	0.95	0.0125	131	75	275	13.48	151
80	0.500	0.6	-1.55	1.25	-1	0.95	0.0125	128	72	261	13.45	148

Tabelle 4.3: Ergebnisse nach Schnitten für ein Spektrum der Quelle von $E^{-2.63}$. In Fettdruck ist die gewählte Schnittkonfiguration für die H.E.S.S. Phase II - Std Rekonstruktion.

höher als die Verluste durch den Schnitt auf die Local Distance Verteilung für CT1-4, allerdings wird auch mehr Hintergrund herausgefiltert.

Weiterhin bleibt zu vermerken, dass in der H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration die MRSP nicht den gleich starken Separationscharakter aufweisen wie in der H.E.S.S. Phase I - Std Konfiguration. Dies könnte ein statistisches Problem sein, denn die Abschätzung des Hintergrunds in der Schnittoptimierung erfolgte mit einer niedrigen Anzahl an simulierten Hintergrundereignissen.

Der Schnitt auf Θ^2 ist im Hinblick auf die niedrige Statistik vergleichbar für die verschiedenen Konfigurationen. Ein Vergleich der Quality Factors zeigt, dass die Separation von Gammas und Hadronen mit H.E.S.S. Phase I Konfigurationen besser ist als mit den optimierten Schnitten für H.E.S.S. Phase II. Es ist dabei jedoch zu beachten, dass die Anzahl der Ereignisse mit stereoskopischer Triggerbedingung mehr als doppelt so groß ist für H.E.S.S. Phase II als für H.E.S.S. Phase I und sich die Signifikanzen daher unterscheiden. Ein Vergleich der Schnittkonfigurationen Standard zu Hard zeigt, dass die Hard Konfigurationen einen Faktor 2 höheren Quality Factor hat. Daraus ist ersichtlich, dass diese besser für morphologische Studien der Quellen geeignet sind, bei der es wichtig ist das Quellsignal vom Hintergrund zu trennen.

Die Auswirkungen der einzelnen Schnitte auf die Ereignisverteilung einer Punktquelle in Abhängigkeit der Energie ist in Abbildung 4.5 und 4.6 für H.E.S.S. Phase II - Std und H.E.S.S. Phase I - Std zu sehen. Es ist dabei ersichtlich, dass der Preselection Schnitt einen Großteil der Ereignisse bei niedrigen Energien wegschneidet, welches durch den Schnitt auf die Bildintensität erklärbar ist. Bei der Postselection und dem Θ^2 Schnitt ist hingegen kaum eine Reduktion der Ereignisse einer Punktquelle erkennbar. Es werden damit also hauptsächlich Protonen herausgefiltert, wie es auch aus Tabelle 4.5 zu

Size	d CT1-4	d CT 5	MRSL		MRSW		Θ^2	N_γ^{on}	N_p^{on}	N_p^{off}	S	N_E
Min. [p.e.]	Max. [m]	Max. [m]	Min.	Max.	Min.	Max.	Max. [Grad ²]				[σ]	
200	0.500	0.8	0.01	-1.7	2.1	-2.05	0.08	47	2	8	11.5	47
200	0.500	0.9	0.01	-1.3	1.8	-2.05	0.85	47	2	9	11.35	47
200	0.475	0.8	0.01	-1.4	2.1	-1.55	1.1	47	3	10	11.35	48
200	0.500	0.7	0.01	-1.5	1.35	-2.15	0.8	43	2	6	11.25	43
200	0.500	0.9	0.01	-1.3	2.05	-1.2	0.85	50	3	14	11.24	50

Tabelle 4.4: Ergebnisse nach Schnitten für ein Spektrum der Quelle von E^{-2} . In Fettdruck ist die gewählte Schnittkonfiguration für die H.E.S.S. Phase II - Hard Rekonstruktion.

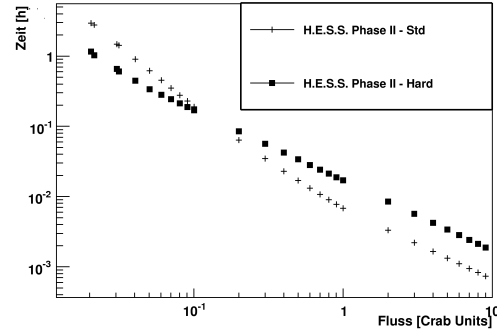


Abbildung 4.4: Funktionen der Beobachtungszeit für H.E.S.S. Phase II - Std und Hard bei der eine Punktquelle bei 20° Zenitwinkel entdeckt wird in Abhängigkeit des Krebsnebel Flusses mit der Zusatzbedingung von mindestens zehn Überschussereignissen.

entnehmen ist. Ein Vergleich der beiden Verteilungen zeigt, dass sich beide Konfigurationen nach den verschiedenen Schnitten ähnlich verhalten. Der Unterschied ist, dass H.E.S.S. Phase II mehr Ereignisse bei niedrigeren Energien detektiert als H.E.S.S. Phase I.

Schnitt Konfiguration	Preselection		Postselection		Θ^2		Quality Factor
	ϵ_γ [%]	ϵ_p [%]	ϵ_γ [%]	ϵ_p [%]	ϵ_γ [%]	ϵ_p [%]	
H.E.S.S. Phase II - Std	38.1	23.5	30.6	3.9	21.8	0.036	11.5
H.E.S.S. Phase I - Std	57.1	32.2	51.4	2.6	33.7	0.01	33.7
H.E.S.S. Phase II - Hard	14.0	8.6	12.3	0.2	8.4	0.0014	22.5
H.E.S.S. Phase I - Hard	19.1	13.2	16.6	0.2	13.3	0.0004	66.5

Tabelle 4.5: Effizienzen und Quality Factor für verschiedene Konfigurationen aus Simulationen für den Hintergrund und einer Quelle bei einem Zenitwinkel von 20° und 0.5° Offset mit einem Spektrum von $E^{-2.63}$.

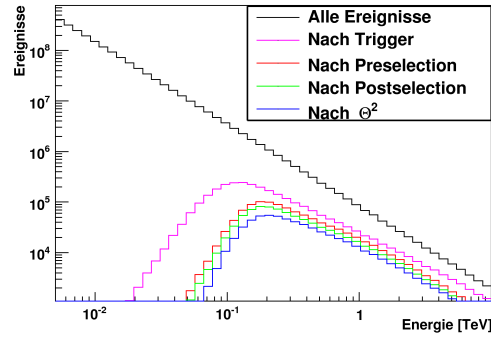


Abbildung 4.5: Ereignisse nach den einzelnen Schnitten, ohne Schnitte, Trigger, Preselection, Postselection und nach Θ^2 .

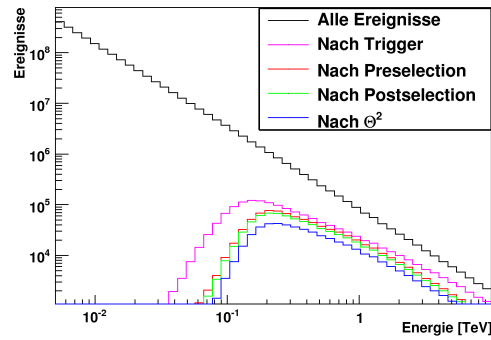


Abbildung 4.6: Ereignisse nach den einzelnen Schnitten, ohne Schnitte, Trigger, Preselection, Postselection und nach Θ^2 .

5 Analyse einer krebsähnlichen simulierten Punktquelle und ihre Ergebnisse

In diesem Kapitel, wird anhand einer simulierten Punktquelle bei 20° Zenit und einem Offset von 0.5° eine Rekonstruktion mit den optimierten Schnitte für H.E.S.S. Phase II und I bei 100% und 50% Spiegelreflektivität der Teleskope CT1-4 durchgeführt und ihre Ergebnisse diskutiert.

5.1 Richtungsrekonstruktion

Aus Kapitel 3 ist bekannt, wie die Richtung rekonstruiert wird und die Abweichung von der tatsächlichen Quellposition in Abhängigkeit von Θ^2 dargestellt wird. Der Fehler der Winkelrekonstruktion einer Punktquelle ist gegeben durch die Breite der Θ^2 Verteilung. Die Breite ist definiert, als der Abstand von der wahren zur rekonstruierten Richtung in dem 68% der Ereignisse liegen. Eine Funktion zur Beschreibung der Verteilung (PSF = Point Spread Function) kann durch einen doppelten exponentiellen Abfall genähert werden.

$$PSF = A * \exp\left(\frac{-x}{2 * B * B}\right) + C * \exp\left(\frac{-x}{2 * D * D}\right) \quad (5.1)$$

In Abbildung 5.1 und 5.2 ist die Winkelrekonstruktion einer Punktquelle und die dazugehörige PSF für H.E.S.S. Phase II - Std und H.E.S.S. Phase I - Std gezeigt. Die Struktur der Verteilung zeigt keine Unterschiede und ist repräsentativ für andere Schnittkonfigurationen, sowie bei reduzierter Spiegelreflektivität.

Die Punktauflösung der H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration ist bei 100% Spiegelreflektivität dieselbe wie bei H.E.S.S. Phase I - Std $\Theta = 0.1^\circ$. Ein Vergleich des 68% Radius der Konfigurationen bei 100% Spiegelreflektivität mit den jeweiligen Konfigurationen bei 50% zeigt, dass die Werte jeweils im Bereich des Fehlers der Fitfunktion liegen und die Punktauflösung damit identisch ist. Dies trifft auch bei dem Vergleich der Konfigurationen zwischen H.E.S.S. Phase II und H.E.S.S. Phase I zu. Die Ergebnisse des 68% Radius aus dem besten Fit der PSF für verschiedene Konfigurationen sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Die Auflösung des Schauerauftreffpunktes ist in den Abbildung 5.3 und 5.4 für die H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration bzw. für die H.E.S.S. Phase I - Std Konfiguration dargestellt. Dieser ist für die Berechnung der MRSP und der Energie wichtig, da der

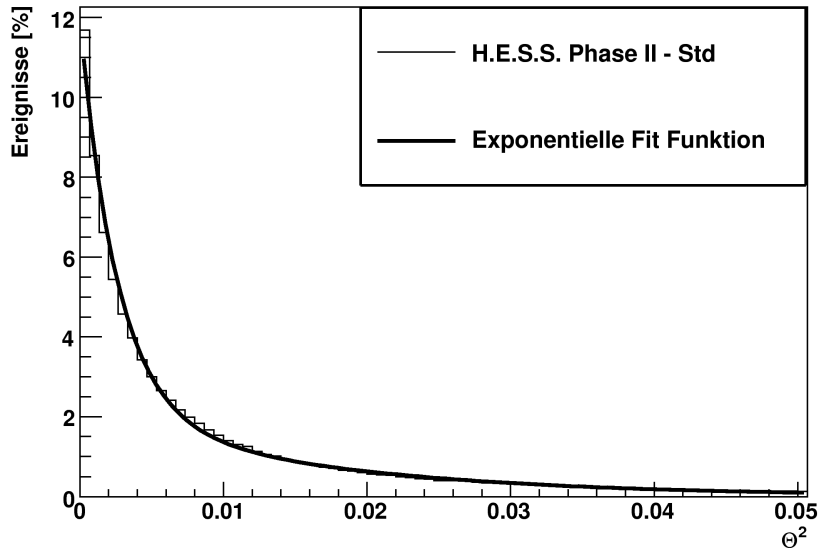


Abbildung 5.1: PSF einer rekonstruierten Punktquelle mit der H.E.S.S. Phase I Standard Analyse.

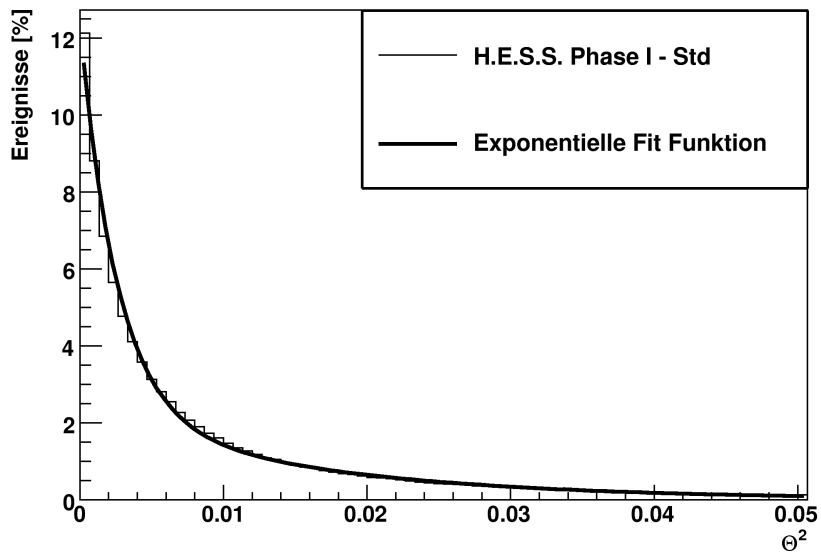


Abbildung 5.2: PSF einer rekonstruierten Punktquelle mit der H.E.S.S. Phase I Standard Analyse.

Konfiguration	$\Theta [^\circ]$	Konfiguration	$\Theta [^\circ]$
H.E.S.S. Phase II - Std	0.1	H.E.S.S. Phase I - Std	0.1
H.E.S.S. Phase II - Hard	0.07	H.E.S.S. Phase I - Hard	0.07
H.E.S.S. Phase IIa50 - Std	0.09	H.E.S.S. Phase Ia50 - Std	0.08
H.E.S.S. Phase IIa50 - Hard	0.07	H.E.S.S. Phase Ia50 - Hard	0.06

Tabelle 5.1: Vergleich des 68% Radius der jeweils besten Fitfunktion an der Θ^2 Verteilung für verschiedene Konfigurationen.

Konfiguration	$\sigma_r [m]$	Konfiguration	$\sigma_r [m]$
H.E.S.S. Phase II - Std	15	H.E.S.S. Phase I - Std	15
H.E.S.S. Phase II - Hard	12	H.E.S.S. Phase I - Hard	11
H.E.S.S. Phase IIa50 - Std	13	H.E.S.S. Phase Ia50 - Std	13
H.E.S.S. Phase IIa50 - Hard	10	H.E.S.S. Phase Ia50 - Hard	9

Tabelle 5.2: Vergleich des 68% Radius der jeweils besten Fitfunktion an der Verteilung des Schauerauftreffpunktes für verschiedene Konfigurationen.

Abstand vom Auftreffpunkt zu einem Teleskop der Impact Parameter ist und die MRSP in Abhängigkeit des Impact Parameters berechnet werden. Die Auflösung ist auch hier durch den 68% Radius der Fitfunktion 5.1 gegeben. Der Schauerauftreffpunkt wird auf $\sigma_r \approx 15$ m bei beiden Std Konfigurationen aufgelöst. Ein Vergleich der Konfigurationen mit unterschiedlicher Spiegelreflektivität zeigt, dass die Werte innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Die Ergebnisse von R der Fitfunktion für verschiedene Konfigurationen sind in Tabelle 5.2 zu finden.

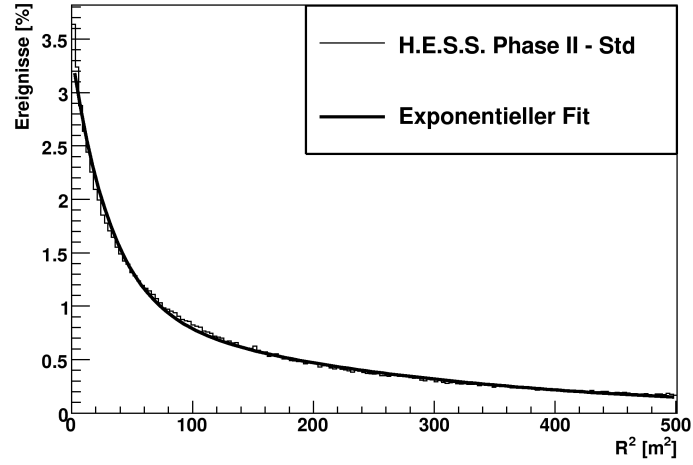


Abbildung 5.3: Auflösung des Schauerauftreffpunktes $R^2 = (X_{rec} - X_{mc})^2$ mit der H.E.S.S. Phase II Standard Analyse mit der Fitfunktion.

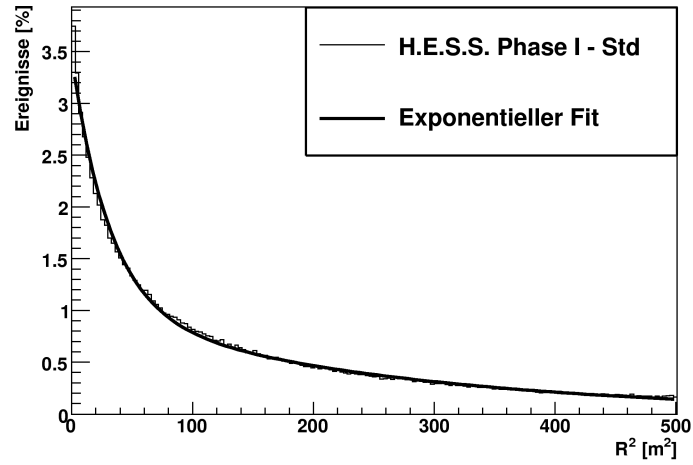


Abbildung 5.4: Auflösung des Schauerauftreffpunktes $R^2 = (X_{rec} - X_{mc})^2$ mit der H.E.S.S. Phase I Standard Analyse mit der Fitfunktion.

5.2 Energierekonstruktion

Die Energierekonstruktion beruht auf der Annahme, dass alle Ereignisse Quellereignisse sind. Außerdem, dass die Lichtmenge eines Schauers für einen gegebenen Zenitwinkel, Offset und bei gleichbleibendem Impact Parameter in einer festen Beziehung zur Energie des Primärteilchens stehen. Das Prinzip der Rekonstruktion ist ähnlich wie das der MRSP. Es werden auch hier Lookup Tables gefüllt, jedoch mit der mittleren Energie eines Ereignisses in Abhängigkeit von der Bildintensität und des wahren Impact Parameters. Die mittlere Energie ist viel stärker von dem Impact Parameter abhängig und es hat sich für die Standard Rekonstruktion von H.E.S.S. Phase I gezeigt, dass der wahre Wert eine bessere Rekonstruktion als der rekonstruierte Wert liefert [8]. Doch nicht nur die mittlere Energie wird in die Lookup Tables gefüllt, sondern wie auch bei den MRSP wird ein zweiter Satz an Tabellen mit dem RMS Wert dieser Energien erzeugt. Im Anschluß wurden die Lookup Tables mit denselben Algorithmen zum Smoothing und Auffüllen bearbeitet wie bei den MRSP. Ein Beispiel für Lookup Tables ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Die Energie bleibt bis zu der aus Kapitel 2 schon bekannten Tscherenkov-Schulter bei einem Impact Parameter von etwa 130 m nahezu konstant unter der Zunahme des Impact Parameters bei festgehaltener Bildintensität. Daraufhin ist eine starke Abhängigkeit der Energie vom Impact Parameter zu sehen. Die Energie nimmt grundsätzlich bei gleichbleibendem Impact Parameter aber wachsender Bildintensität zu. Ein Vergleich der Energie Lookup Tables zwischen CT1 und CT5 zeigt, dass die Strukturen dieselben sind. Allerdings ist zu erkennen, dass CT5 Ereignisse mit niedrigerer Energie detektieren kann. Dies ist durch die bessere Lichtsensitivität des neuen Teleskops erklärbar. Gleichzeitig bedeutet dies auch, dass Ereignisse der gleichen Energie und bei gleichem Impact Parameter eine größere Bildintensität besitzen. Dies ist auch in 5.5 zu sehen.

Die Energie wird rekonstruiert indem für jedes Teleskop die Energie aus den Lookup Tables für den rekonstruierten Zenitwinkel, rekonstruierten Offset, rekonstruiertem Impact Parameter und Bildamplitude ausgelesen wird. Im Anschluß werden die Energien gemittelt und mit dem Quadrat des RMS Wertes σ_E^2 gewichtet.

$$E_{rec} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Tel}} \frac{E_i}{(\sigma_E)_i^2}}{\sum_{i=1}^{N_{Tel}} (\sigma_E)_i^2} \quad (5.2)$$

Der Fehler der Energierekonstruktion $\Delta E/E = \frac{E_{rec} - E_{mc}}{E_{mc}}$ ist in den Abbildungen 5.6 für H.E.S.S. Phase II - Std und 5.7 für H.E.S.S. Phase I - Std dargestellt. Die Verteilung ist leicht asymmetrisch um den Nullpunkt zentriert mit mehr Ereignissen bei positiven Werten. Die Näherung der Verteilung durch eine Gauss-Funktion ist annehmbar (s. [8]). Der Fit liefert eine Auflösung von $\sigma_E = 15\%$ für H.E.S.S. Phase II - Std und eine ähnliche Auflösung im Fehlerbereich des Fits für H.E.S.S. Phase I - Std. Ein Vergleich zwischen Phase I und Phase II zeigt keine Unterschiede innerhalb der Fehlergrenzen. Auch ein Vergleich der Ergebnisse zu denen aus Phase Ia50 und IIa50 (50% Spiegelreflektivität von CT1-4) zeigt keine Einbußen der Energieauflösung. Eine Auflistung der Ergebnisse ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

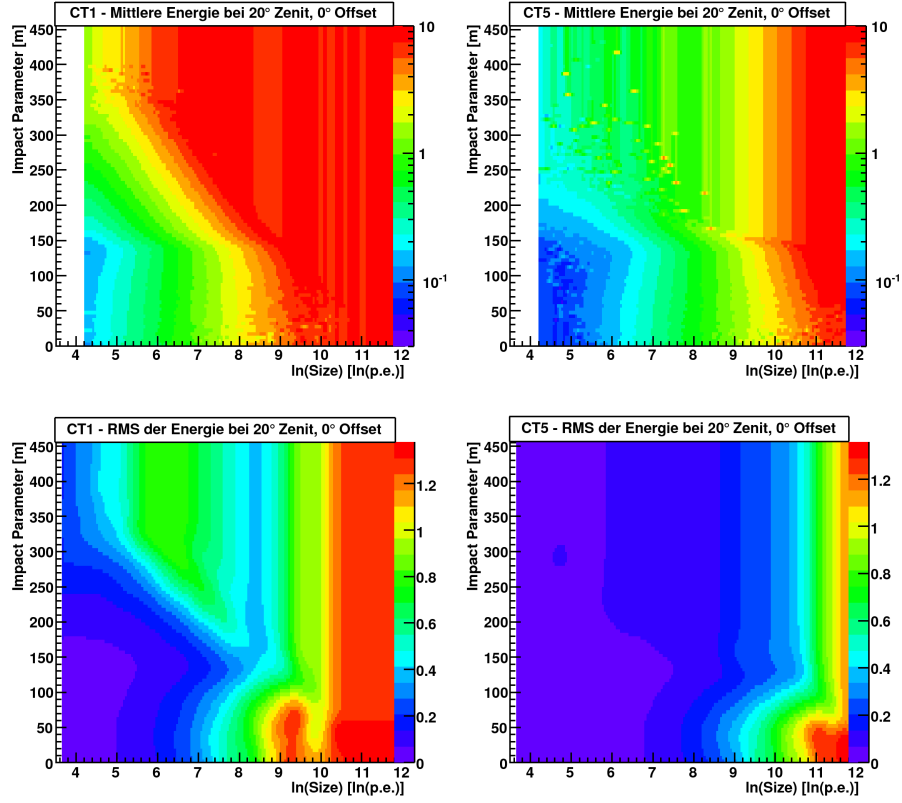


Abbildung 5.5: obere Zeile: Energie Lookup Tables (in TeV) aus Simulationen für einen Zenitwinkel von 20° und 0.0° Offset für CT1 links und CT5 rechts; untere Zeile: RMS Lookup Tables der Energie (in TeV) für CT1 links und CT5 rechts.

Konfiguration	σ_E [%]	Konfiguration	σ_E [%]
H.E.S.S. Phase II - Std	15	H.E.S.S. Phase I - Std	14
H.E.S.S. Phase II - Hard	13	H.E.S.S. Phase I - Hard	13
H.E.S.S. Phase IIa50 - Std	15	H.E.S.S. Phase Ia50 - Std	14
H.E.S.S. Phase IIa50 - Hard	13	H.E.S.S. Phase Ia50 - Hard	12

Tabelle 5.3: Vergleich der Energieauflösung von der Verteilung des Energiefehlers für verschiedene Konfigurationen.

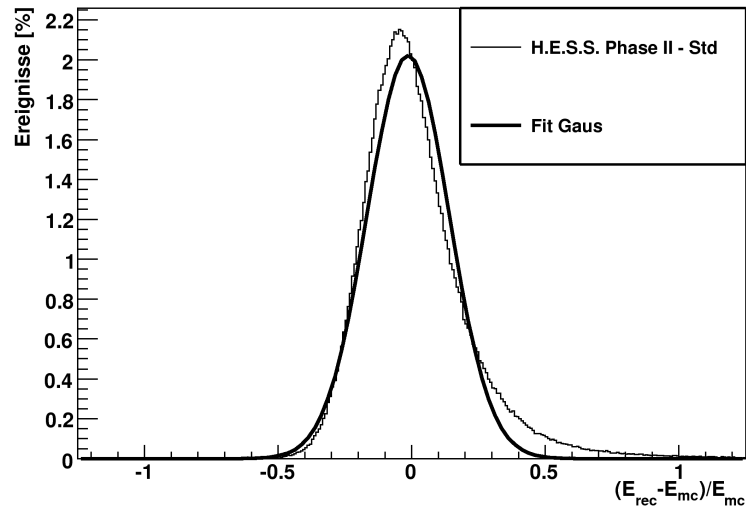


Abbildung 5.6: Fehlerverteilung der Energierekonstruktion bei der Analyse mit der H.E.S.S. Phase II - Std Konfiguration.

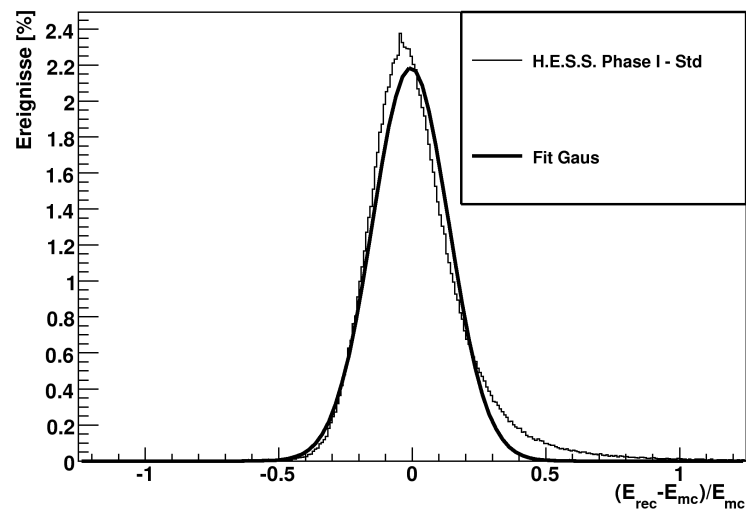


Abbildung 5.7: Fehlerverteilung der Energierekonstruktion bei der Analyse mit der H.E.S.S. Phase I - Std Konfiguration.

Konfiguration	E_{th} [GeV]	Konfiguration	E_{th} [GeV]
H.E.S.S. Phase II - Std	180	H.E.S.S. Phase I - Std	195
H.E.S.S. Phase II - Hard	325	H.E.S.S. Phase I - Hard	355
H.E.S.S. Phase IIa50 - Std	355	H.E.S.S. Phase Ia50 - Std	355
H.E.S.S. Phase IIa50 - Hard	630	H.E.S.S. Phase Ia50 - Hard	630

Tabelle 5.4: Vergleich der Energieschwellen E_{th} aus den Abbildungen 5.8 und 5.9 für verschiedene Konfigurationen.

Die Energieverzerrungskurve (Energy Bias Curve) ist definiert als der Fehler der Energie-rekonstruktion $\Delta E/E$ in Abhängigkeit von der wahren Energie. Ein Vergleich der Kurven für 100% Spiegelreflektivität und 50% Spiegelreflektivität (CT1-CT4) der einzelnen Konfigurationen ist in Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt. Allen Graphen ist gemein, dass eine Verzerrung zu positiven Werten bei niedrigen Energien und zu negativen für Ereignisse nahe der Obergrenze der simulierten Energie zu sehen ist. Dies ist dadurch erklärbar, dass die Bildintensität von niederenergetischen Ereignissen zu größeren Werten fluktuieren kann und dadurch ein Teil den Schnitt auf die Bildintensität passieren. Diese Ereignisse werden aufgrund der im Mittel nun größeren Bildintensitäten mit einer größeren Energie rekonstruiert als der, die sie ursprünglich hätten. Der umgekehrte Effekt ist bei der Obergrenze der simulierten Energie gegeben, dort können Ereignisse nur zu niedrigen Werten fluktuieren und verursachen daher die negative Verzerrung [8].

Die Linie, die in den Abbildungen 5.8 und 5.9 bei einem positiven Energiefehler von 10% zu sehen ist, definiert die Energieschwelle E_{th} der Spektrumsrekonstruktion. Es deutlich zu sehen, dass man für die jeweiligen Std - Konfiguration eine niedrigere Energieschwelle erhält als für die korrespondierende Hard - Konfiguration. Die Energieschwellen für die Konfigurationen bei 50% Spiegelreflektivität liegt bei größeren Werten der Energie. Ein Vergleich der Konfigurationen (s. Tabelle 5.4) zeigt, dass die Energieschwelle der Std - Konfigurationen für 50% Reflektivität gleich dem Schwellwert der Hard - Konfigurationen bei 100% Reflektivität ist.

Der Vergleich zwischen H.E.S.S. Phase II und H.E.S.S. Phase I liefert das Ergebnis, dass unter idealen Bedingungen (100% Spiegelreflektivität) eine um 15 GeV niedrigere Energieschwelle von 180 GeV erreicht werden kann. Bei niedrigerer Reflektivität ist kein Unterschied in der Energieschwelle erkennbar.

5.3 Spektrumsrekonstruktion

Das differentielle Energiespektrum einer Quelle ist definiert als die Anzahl der detektierten Ereignisse N_γ der Quelle pro Zeit, Fläche und Energieintervall.

$$\frac{dF}{dE} = \frac{1}{t_{live} A_{eff}(E)} \frac{dN_\gamma}{dE} \quad (5.3)$$

A_{eff} bezeichnet die Effektive Fläche des Experiments und t_{live} die Beobachtungszeit.

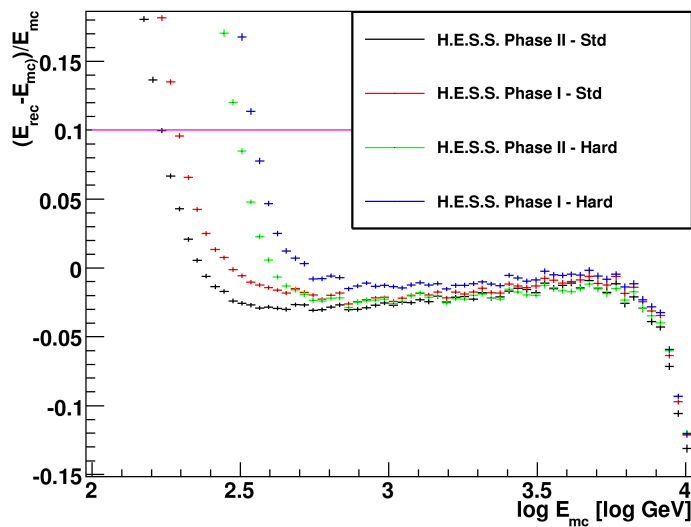


Abbildung 5.8: Vergleich der Verzerrungen der Energie bei verschiedenen Konfigurationen mit 100% Spiegelreflektivität. Bei 10% ist die Energieschwelle des Systems definiert für eine Spektrumsrekonstruktion.

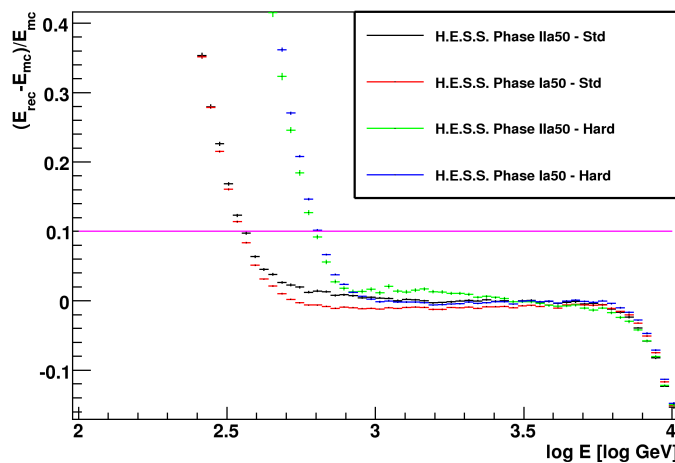


Abbildung 5.9: Vergleich der Verzerrungen der Energie bei verschiedenen Konfigurationen mit 50% Spiegelreflektivität. Bei 10% ist die Energieschwelle des Systems definiert für eine Spektrumsrekonstruktion.

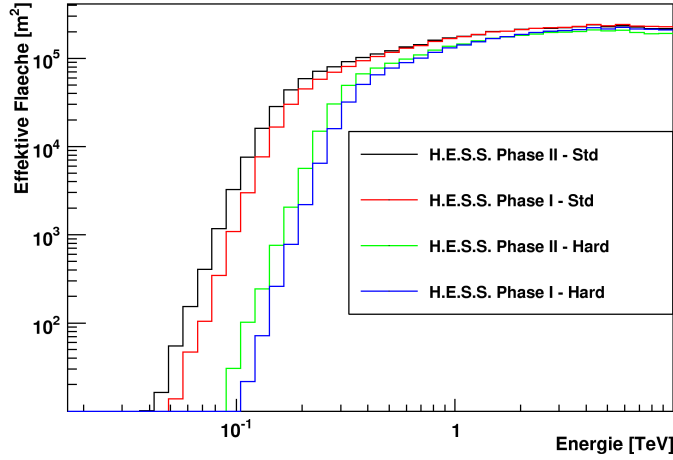


Abbildung 5.10: Effektive Fläche für verschiedene Konfigurationen.

5.3.1 Effektive Fläche

Die Effektive Fläche des H.E.S.S. Experiments ist definiert als die Fläche in der es mit 100% Wahrscheinlichkeit Ereignisse detektieren könnte. Sie ist abhängig von der Energie E , dem Zenitwinkel Φ , dem Offset Winkel Ψ und θ_{az} dem Azimut Winkel bei der Beobachtung. Die azimutale Ausrichtung ist wichtig, da das Magnetfeld Einfluss auf die Schauerentwicklung hat. In dieser Arbeit werden ausschließlich Simulationen verwendet die eine südliche Ausrichtung hatten. Die Effektive Fläche wird aus Simulationen mit der Beziehung 5.4 erzeugt.

$$A_{eff}(E, \Phi, \Psi, \theta_{az}) = \frac{N_{\gamma}^{sel}(E, \Phi, \Psi, \theta_{az})}{N_{\gamma}^{mc}(E, \Phi, \Psi, \theta_{az})} A_{mc}(E, \Phi, \Psi, \theta_{az}) \quad (5.4)$$

N_{γ}^{sel} bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse, welche die Selektionskriterien bestehen, N_{γ}^{mc} die Anzahl der simulierten Ereignisse und A_{mc} die Fläche für die die Simulationen berechnet wurden.

Beispiele der Effektiven Fläche des H.E.S.S. Experiments für verschiedene Konfigurationen sind in Abbildung 5.10 zu sehen.

5.3.2 Flussrekonstruktion

In H.E.S.S Phase I wird zur Rekonstruktion des Flusses F einer Quelle alle Ereignisse der On- und Off-Region verwendet, sowie der Normalisierungsfaktor α . In jedem Energiebin über der Energieschwelle E_{th} (s. 5.2) wird der differentielle Fluss ausgerechnet, indem man über die Anzahl der On-Ereignisse summiert. Die On-Ereignisse werden jeweils gewichtet mit der Effektiven Fläche (A_{eff}^{rec}) als Funktion der rekonstruierten Energie. Die

Konfiguration	γ	Konfiguration	γ
H.E.S.S. Phase II - Std	-1.01	H.E.S.S. Phase I - Std	-1.00
H.E.S.S. Phase II - Hard	-1.00	H.E.S.S. Phase I - Hard	-1.00
H.E.S.S. Phase IIa50 - Std	-1.01	H.E.S.S. Phase Ia50 - Std	-1.02
H.E.S.S. Phase IIa50 - Hard	-1.01	H.E.S.S. Phase Ia50 - Hard	-1.01

Tabelle 5.5: Vergleich des rekonstruierten Spektrumindex γ für Simulationen mit simulierten Spektrumindex von -1 bei der Ereignisverteilung in Abhängigkeit der Energie.

Summe der mit der Effektiven Fläche und dem Normalisierungsfaktor gewichteten Off-Ereignisse werden von den gewichteten On-Ereignissen abgezogen. Anschließend wird jedes Energiebin mit der Beobachtungszeit t und der Breite des Energiebins ΔE_i gewichtet:

$$\frac{dF_i}{dE} = \frac{1}{t \cdot \Delta E_i} \left(\sum_{j=0}^{N_{on}} \frac{1}{A_{eff}^{rec}} - \alpha \sum_{k=0}^{N_{off}} \frac{1}{A_{eff}^{rec}} \right) \quad (5.5)$$

5.3.3 Ergebnisse der Spektrumsrekonstruktion

Der Spektralindex des differentiellen Flusses der Quelle soll auf seine Richtigkeit für H.E.S.S. Phase II und Phase I überprüft werden. In dieser Arbeit wird der Hintergrund aufgrund seiner niedrigen Statistik vernachlässigt. Die Simulationen wurden mit einem differentiellen Flussspektrum von E^{-2} erzeugt und besitzen folglich einen Spektralindex von -1 bei der Ereignisverteilung in Abhängigkeit der Energie. Zur Überprüfung einer richtigen Rekonstruktion reicht es aus diesen Spektralindex der Verteilung zu rekonstruieren. Dazu kann die Formel 5.5 reduziert werden zu:

$$X(E) = \sum_{i=1}^{N_{on}} \frac{1}{A_{eff}^{rec}}. \quad (5.6)$$

Hierbei wurde zusätzlich die Beobachtungszeit vernachlässigt, da sie lediglich einen globalen Faktor darstellt und folglich keinen Einfluss auf die Rekonstruktion des Spektralindex besitzt. Die Rekonstruktion des Spektralindex liefert konsistente Ergebnisse mit den simulierten Werten wie in Abbildungen 5.11 und 5.12 für die Standard Rekonstruktion von H.E.S.S. Phase II und I zu sehen ist. Eine Übersicht der besten Fit Ergebnisse für verschiedene Konfigurationen ist in Tabelle 5.5 zu finden. Es zeigen sich für alle Konfigurationen konsistente Ergebnisse bei der Rekonstruktion des Spektralindex.

Insgesamt bleibt zu vermerken, dass ein Vergleich von H.E.S.S. Phase II mit H.E.S.S. Phase I bei der Spektrumsrekonstruktion nahezu gleiche Ergebnisse liefert.

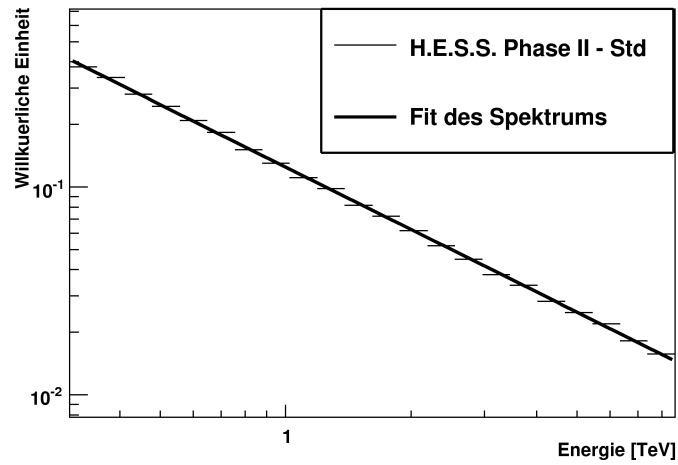


Abbildung 5.11: Verteilung des rekonstruierten Spektrums mit dem Fit eines Potenzgesetzes für H.E.S.S. Phase II - Std.

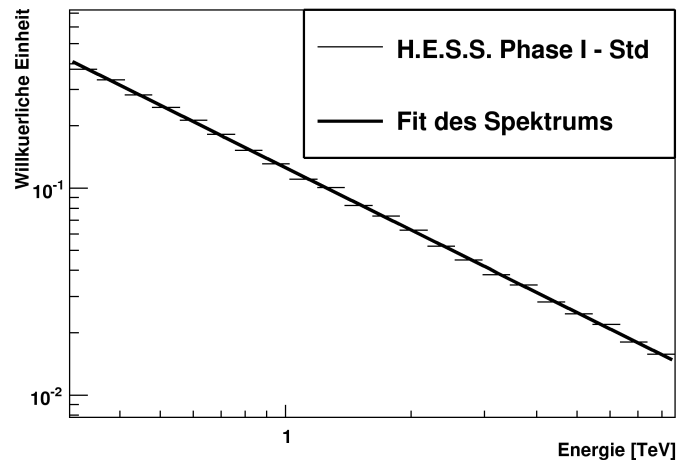


Abbildung 5.12: Verteilung des rekonstruierten Spektrums mit dem Fit eines Potenzgesetzes für H.E.S.S. Phase I - Std.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Schnittkriterien für H.E.S.S. Phase I vorgestellt und nach ihrem Vorbild eine Optimierung der Schnitte für H.E.S.S. Phase II durchgeführt, sowie ihre Ergebnisse präsentiert. Im Anschluß wurden die Schnitte auf eine stereoskopische Standardrekonstruktion einer Punktquelle aus simulierten Daten angewandt und mit einer H.E.S.S. Phase I Rekonstruktion der gleichen Daten verglichen. Die Rekonstruktion wurde zusätzlich für das H.E.S.S. Experiment durchgeführt, bei der die Spiegelreflektivität der kleinen Teleskope auf 50% abgesunken war.

Es ist festzustellen, dass sich einige Schnittparameter bei dem neuen Teleskop anders verhalten als sie es für die alten Teleskope taten, was vermutlich auf das unterschiedliche Design des Teleskops im Vergleich mit den alten Teleskopen zurückzuführen ist. Die Schnittoptimierung zeigte leichte Verbesserungen in der Signifikanzgewinnung von H.E.S.S. Phase II durch die größere Anzahl an Ereignissen, jedoch mit einer schlechteren Gamma-Hadron Separation. Dies sollte Gegenstand weiterer Untersuchungen sein für die höhere Statistik nötig ist, speziell bei der Abschätzung des Hintergrunds. Es ist nicht auszuschließen, dass eine erneute Optimierung mit noch mehr Daten andere Schnittkonfigurationen liefert.

Bei der Analyse einer Punktquelle konnte man kaum Unterschiede bei den Auflösungen der Richtung und der Energie, sowie der Rekonstruktion des Spektrums zwischen H.E.S.S. Phase II und Phase I feststellen. Lediglich die Energieschwelle wurde um 15 GeV verbessert. Das Ergebnis der Analyse bei geringerer Spiegelreflektivität zeigte, dass die Auflösungen ähnlich gut sind und auch das Spektrum richtig rekonstruiert wird. Allerdings mit der Einschränkung, dass sich die Energieschwelle verdoppelt für die jeweiligen Konfigurationen. Auch die Rekonstruktion sollte in weiterführenden Arbeiten noch einmal untersucht werden unter der Hinzunahme eines simulierten oder echten Hintergrunds.

Insgesamt bleibt zu vermerken, dass eine stereoskopische Standard Rekonstruktion einer Punktquelle mit H.E.S.S. Phase II keine besseren Ergebnisse liefert als die Standard Rekonstruktion mit H.E.S.S. Phase I. Lediglich die Energieschwelle lies sich um ein paar GeV zu niedrigeren Energien verschieben.

Literaturverzeichnis

- [1] Horandel J.R. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 19:193–220(28), May 2003.
- [2] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72(3):689–732, Jul 2000.
- [3] H. A. Bethe. Molière’s theory of multiple scattering. *Phys. Rev.*, 89(6):1256–1266, Mar 1953.
- [4] W. Heitler. *Quantum Theory of Radiation*. Dover Press, 3rd edition, 1954.
- [5] D. Heck. Corsika: A monte carlo code to simulate extensive air showers, 1998.
- [6] M. Ulrich. . PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- [7] T. Kyle. Atmospheric Transmission and Scattering. *Pergamon Press, Oxford*, 1991.
- [8] D. Berge. *The gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with H.E.S.S.* PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, February 2006.
- [9] K. Heinzelmann G. Hofmann W. Panter M. for the H.E.S.S. Collaboration Cornils, R. Bernlöhr, editor. *The optical system of the H.E.S.S. II telescope*, 2005.
- [10] K. et al. Bernlöhr. The optical system of the h.e.s.s. imaging atmospheric cherenkov telescopes. part i: layout and components of the system. *Astroparticle Physics*, 20:111–128, November 2003.
- [11] P. Vincent for the H.E.S.S. Collaboration, editor. *H.E.S.S. Phase II*, 2005.
- [12] Gerard Fontaine Martin Tluczykont. A second level trigger for h.e.s.s. phase 2, 2005.
- [13] S. Funk, G. Hermann, J. Hinton, et al. The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, 22:285–296, November 2004.
- [14] K. Bernlöhr. CORSIKA and sim_ hessarray – Simulation of the Imaging Atmospheric Cerenkov Technique for the H.E.S.S. Experiment. *H.E.S.S. Internal Notes (unpubl.)*, April 2002.
- [15] D. Berge. Development of an Algorithm for the Shower Reconstruction with the H.E.S.S. Telescope System. Master’s thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, November 2002.
- [16] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophysical Journal*, 272:317–324, September 1983.
- [17] The H.E.S.S. Collaboration: F. Aharonian. Observations of the Crab Nebula with

H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 457:899, 2006.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Leuten herzlich bedanken die mich bei der Erstellung der Arbeit unterstützt haben.

Insbesondere möchte ich mich bei meinem Betreuer Prof. Christian Stegmann für seine Unterstützung bedanken und dass er mir diese Arbeit ermöglicht hat.

Weiterhin gilt ein großer Dank Ira Jung, die mir immer geholfen hat, wenn es mal wieder nicht wirklich vorangehen wollte mit der Arbeit.

Ich danke der ganzen H.E.S.S. Gruppe in Erlangen für eine schöne und angenehme Arbeitsatmosphäre.

Des weiteren danke ich meiner Freundin und meiner Familie für ihre großartige Unterstützung und die Geduld die sie mit mir hatten.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen,

Author