

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Stefan Ohm
aus Sondershausen
2007

Algorithmen zur Gamma-Hadron-Separation mit den H.E.S.S.-Teleskopen

Die Diplomarbeit wurde von Stefan Ohm ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Prof. W. Hofmann

Kurzfassung

H.E.S.S. ist ein Experiment zur Untersuchung der Quellen kosmischer Strahlung. Es besteht aus vier abbildenden Čerenkov-Teleskopen, die hochenergetische Gammastrahlung im Energiebereich von etwa 100 GeV bis ca. 100 TeV detektieren. Eine Hauptschwierigkeit bei der Analyse besteht in der Unterdrückung des sehr großen Anteils hadronischer Untergrundereignisse in den Daten.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden neue Parameter eingeführt, mit deren Hilfe die Trennung von Signal und Untergrund verbessert werden soll. Verglichen mit der H.E.S.S.-Standardanalyse ergibt ein Schnitt auf diese Parameter eine bessere Gamma-Hadron-Separation. Im zweiten Teil der Arbeit werden die neu definierten Größen in einem alternativen Klassifikationsalgorithmus mit Schnittparametern der H.E.S.S.-Standardanalyse kombiniert. Die Methode dieses sogenannten Random Forest zeigt bei Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Untergrunddaten eine gute Leistungsfähigkeit. Analysen von Beobachtungsdaten aus der Richtung des Galaktischen Zentrums und des Aktiven Galaktischen Kerns PKS 2155-304 unter Benutzung des Random Forest ergeben eine deutlich höhere statistische Signifikanz als die H.E.S.S.-Standardanalyse.

Abstract

H.E.S.S. is a system of four imaging atmospheric Čerenkov telescopes, operating in the Khomas Highland in Namibia. It explores the origin of Galactic cosmic rays by means of gamma-rays in the energy range from 100 GeV to 100 TeV. One main difficulty in the analysis is the suppression of the vast number of cosmic-ray background events, whilst keeping a large fraction of the gamma-rays.

The first part of this work defines a new set of parameters designed to increase the separation power between signal and background. They show a better gamma-hadron separation compared to the cuts used in the H.E.S.S. standard analysis. Using a classification algorithm, the so-called Random Forest, the combination of these new parameters with variables used in the H.E.S.S. standard analysis is investigated in the second part of this work. Tests with Monte Carlo simulations and real data show good separation power and enhanced background suppression compared to the H.E.S.S. standard analysis.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
Einleitung	1
1 Beobachtung von TeV-γ-Strahlung mit H.E.S.S.	5
1.1 Luftschauber	5
1.1.1 Elektromagnetische Luftschauber	5
1.1.2 Hadronische Luftschauber	7
1.2 Detektion der Luftschauber	7
1.3 Die H.E.S.S.-Teleskope	8
2 H.E.S.S.-Standardanalyse	11
2.1 Schauerrekonstruktion	11
2.1.1 Kalibration	11
2.1.2 Hillas-Parameter	11
2.1.3 Richtungs- und Energierekonstruktion	12
2.1.4 Eigenschaften der Schauerbilder	13
2.1.5 Schauerparameter	14
2.2 Gamma-Hadron-Separation in der H.E.S.S.-Standardanalyse	15
3 Gamma-Hadron-Separation	19
3.1 Messung des Separationspotenzials am Beispiel der MSCW und MSCL	19
3.2 „Qualitat“ von Schauerbildern	22
3.2.1 $\Delta\chi^2$ -Messung	22
3.2.2 Event Quality	25
3.3 Korrelation zwischen MSCW und Event Quality	26
3.3.1 Erzeugung des Ω -Parameters	27
3.3.2 Eigenschaften von Ω	28
3.4 Vergleich von MSCW, $\Delta\chi^2$ und Ω	29
4 Klassifikation mit Hilfe des Random Forest	33
4.1 Die Methode	33
4.2 Das Training des Random Forest	35

4.2.1	Eigenschaften des Trainingssets	35
4.2.2	Verteilung der Trainingsparameter	36
4.3	Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Off-Daten	38
4.4	Tests mit Simulationen und Punktquellen	44
4.4.1	ζ -Verteilung von HESS J1745-290	47
4.4.2	ζ -Verteilung von PKS 2155-304	48
4.5	Vergleich mit der H.E.S.S.-Standardanalyse	48
5	Zusammenfassung und Ausblick	59
A	Definition der Hillas-Parameter	61
B	Listen der in der Analyse verwendeten Runs	63
C	Relative Bedeutung der Trainingsparameter für den Random Forest	71
	Literaturverzeichnis	73
	Danksagung	75
	Erklärung	77

Abbildungsverzeichnis

1	Spektrum der kosmischen Strahlung	2
1.1	Schauermodell nach Heitler	6
1.2	Vergleich elektromagnetischer und hadronischer Schauer	8
1.3	Čerenkov-Strahlung eines Monte-Carlo-Gammas und -Protons	9
1.4	Die H.E.S.S.-Teleskope	10
2.1	Hillas-Parameter	12
2.2	Kamerabild simulierter Schauer	13
2.3	zweidimensionale Profile zur Erzeugung der MSCW und MSCL	15
2.4	Verteilung der MSCW und MSCL	16
3.1	Effizienzen bei einem Schnitt auf die skalierten Parameter, Verteilung von MSCW und MSCL	21
3.2	Schauerbildbreite als Funktion der Intensität	23
3.3	Effizienz bei einem Schnitt auf $\Delta\chi^2$, die $\Delta\chi^2$ -Verteilung	24
3.4	Energieschwelle bei verschiedenen $\Delta\chi^2$ -Schnitten	25
3.5	Verteilung der Event Quality bei verschiedenen Multiplizitäten	26
3.6	Korrelation zwischen MSCW und Event Quality	27
3.7	Ω -Profil	28
3.8	Effizienz bei einem Schnitt auf Ω , die Ω -Verteilung	30
3.9	Energieschwelle bei der Variation des Ω -Schnittes	31
3.10	Vergleich der Effizienzen von MSCW, Ω und $\Delta\chi^2$	32
4.1	Klassifikation mit dem Random Forest	34
4.2	Arbeitsweise des Random Forest	35
4.3	Verteilung der Trainingsparameter für Gamma-Simulationen und Off-Daten	39
4.4	ζ -Verteilung von Monte-Carlo-Gammas und -Protonen	40
4.5	Relevanz der Trainingsparameter in den Energiebändern	41
4.6	ζ -Verteilung schwerer Elemente und Vergleich zwischen Untergrundsimulationen und Off-Daten	42
4.7	Effizienz bei einem Schnitt auf ζ , die ζ -Verteilung	43
4.8	Energieschwelle unter Variation des ζ -Schnittes	44
4.9	Vergleich der Effizienz bei einem Schnitt auf ζ und die MSCW	45
4.10	Methode zur Untergrundbestimmung	46
4.11	ζ von HESS J1745-290 für On- und Off-Regionen, berechneter Gamma-Überschuss bei $\vartheta = 10^\circ$ und 20°	52

4.12	Energieabhängigkeit des Random Forest	53
4.13	Einfluss der Multiplizität auf den Random Forest	54
4.14	ζ -Verteilung des Gamma-Überschusses von PKS 2155-304, Vergleich mit Simulationen bei zwei Zenitwinkeln	55
4.15	Signifikanz und Gamma-Überschuss bei der H.E.S.S.-Standardanalyse und einem ζ -Schnitt für HESS J1745-290	55
4.16	Signifikanz und Gamma-Überschuss bei der H.E.S.S.-Standardanalyse und einem ζ -Schnitt für PKS 2155-304	56

Tabellenverzeichnis

2.1	Schnittkonfigurationen in der H.E.S.S.-Standardanalyse	17
2.2	Schnitteffizienzen in der H.E.S.S.-Standardanalyse	17
3.1	Leistungsfähigkeit verschiedener Schnittkonfigurationen	31
4.1	Eigenschaften des Trainingssets	36
4.2	Trainingsparameter des Random Forest	38
4.3	Vergleich der Leistungsfähigkeit von MSCW und ζ	43
4.4	Vergleich der H.E.S.S.-Standardanalyse mit einem ζ -Schnitt im Fall von HESS J1745-290	49
4.5	Vergleich der H.E.S.S.-Standardanalyse mit einem ζ -Schnitt im Fall von PKS 2155-304	50
4.6	Übersicht zu verschiedenen Schnittkonfigurationen bei der Ana- lyse von HESS J1745-290	57
4.7	Übersicht zu verschiedenen Schnittkonfigurationen bei der Ana- lyse von PKS 2155-304	58

Einleitung

Bei Ballonfahrten im Jahr 1912 beobachtete Victor Hess, dass sich Elektroskope in einer Höhe von 5300 m doppelt so schnell entladen wie Elektroskope am Boden. Er führte dies auf ionisierende Strahlung mit kosmischem Ursprung und sehr großer Durchdringungskraft zurück [1]. Etwa 1000 Teilchen pro m^2 treffen jede Sekunde isotrop auf die Erdatmosphäre. Der Anteil an geladenen Teilchen in dieser kosmischen Strahlung beträgt 99.8%, wobei ein Großteil aus Protonen (85%) und α -Teilchen (12%) besteht. Hinzu kommen schwerere Kerne (1%), sowie Positronen und Elektronen (zusammen 1.8%) [2]. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über mehr als 10 Größenordnungen, von ca. 10^9 eV am unteren Ende bis hin zu etwa $3 \cdot 10^{20}$ eV bei den höchsten Energien [3]. Es folgt weitgehend einem Potenzgesetz $dN/dE \sim E^{-\Gamma}$ mit Index $\Gamma = 2.7$ und hat zwei markante Punkte: am „Knie“, bei ca. 10^{15} eV wird das Spektrum steiler und ändert seinen Index auf 3.1; am „Knöchel“, bei ca. 10^{18} eV flacht es wieder ab und ändert den Index zurück auf 2.7. Das Spektrum ist in Abbildung 1 dargestellt.

Auch fast 100 Jahre nach ihrer Entdeckung ist der Ursprung der kosmischen Strahlung nicht geklärt. Es wird vermutet, dass für den spektralen Verlauf bis zum Knie galaktische Quellen verantwortlich sind. Dagegen ist die Strahlung oberhalb von $10^{18} - 10^{19}$ eV wahrscheinlich extragalaktischen Ursprungs, da das Magnetfeld der Milchstraße zu schwach ist, um Teilchen so hoher Energie in unserer Galaxie zu binden und sie isotrop zu verteilen.

Alle geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden nach ihrer Erzeugung in interstellaren Magnetfeldern abgelenkt. Dadurch verlieren sie jegliche Ortsinformation und können nicht mehr zur Analyse der Quellen benutzt werden. Nur ein kleiner Bruchteil von 0.2% besteht aus ungeladenen Teilchen, die direkt Auskunft über ihren Entstehungsort geben können: den Photonen und den Neutrinos. Photonen mit Energien größer 1 MeV bezeichnet man dabei als Gammastrahlen.

Diese Gammastrahlung kann auf zwei Wegen erzeugt werden. Bei der Produktion über den leptonischen Kanal wechselwirken Elektronen¹ mit einem am Entstehungsort vorhandenen Magnet- oder Strahlungsfeld. Werden sie in einem Magnetfeld abgelenkt, so emittieren sie Synchrotron-Strahlung. Wechselwirken Elektronen mit einem Strahlungsfeld (z.B. dem Mikrowellenhintergrund) über den inversen Compton-Effekt führt das ebenfalls zur Produktion hochenergie-

¹Positronen werden nicht separat genannt und als Elektronen bezeichnet.

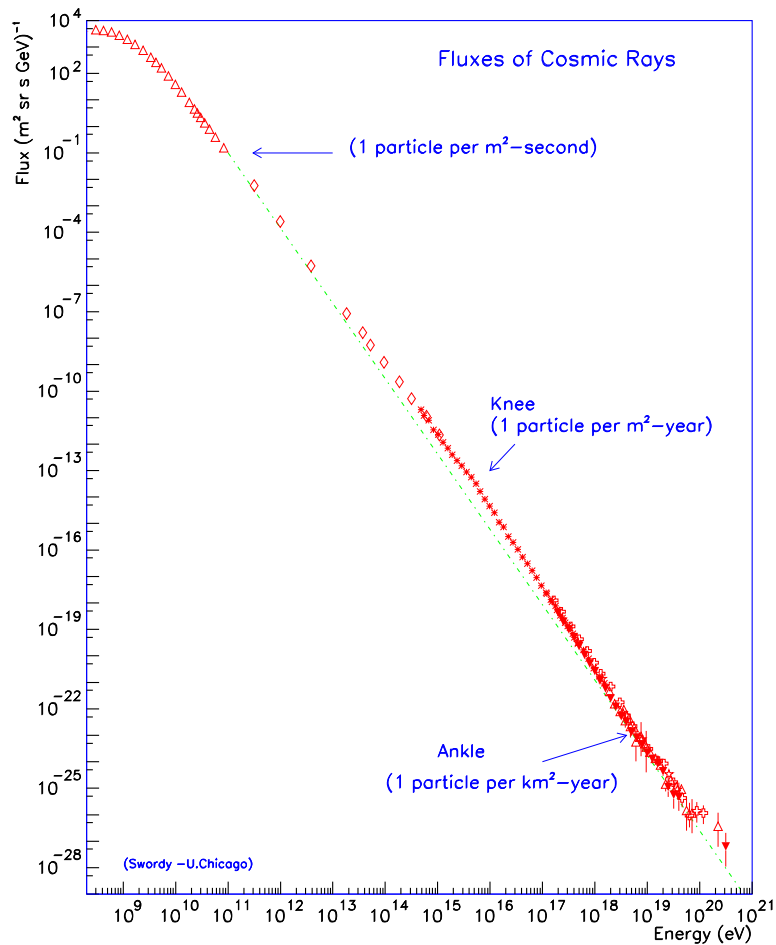


Abbildung 1: Das Spektrum der kosmischen Strahlung [4].

tischer Gammas. Im hadronischen Kanal dagegen erzeugen Protonen bei der Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium unter anderem π^0 -Mesonen, welche dann in zwei Photonen zerfallen.

Die sehr kleine effektive Nachweisfläche satellitengebundener Experimente macht es notwendig, Gammastrahlung mit Energien größer 100 GeV vom Erdboden aus zu beobachten und zu analysieren. Ein solches bodengebundenes Experiment zur Untersuchung der Quellen kosmischer Strahlung bei Energien zwischen etwa 100 GeV und ca. 100 TeV ist das **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem (H.E.S.S.). Die bei Absorptionsprozessen der Teilchen der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugten Luftschauer werden von den H.E.S.S.-Teleskopen abgebildet und die Art sowie die Eigenschaften des Primärteilchens aus den Luftschauerbildern rekonstruiert. Der sehr große Anteil geladener Teil-

chen in der kosmischen Strahlung erfordert ein Verfahren, dass die dominante, hadronische Komponente von der Gammastrahlung einer potentiellen Quelle trennt. In der H.E.S.S.-Standardanalyse werden die isotrope Herkunft der geladenen Teilchen und die Bildeigenschaften von Luftschauern zur Separation verwendet.

In dieser Arbeit sollen H.E.S.S.-Daten benutzt werden, um eine alternative Methode zur Gamma-Hadron-Separation zu entwickeln und zu untersuchen: der sogenannte Random Forest der, ähnlich einem neuronalen Netzwerk, Ereignisse verschiedener Gattungen anhand der erlernten Unterschiede zwischen ihnen klassifiziert. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Das 1. Kapitel erläutert die Physik der Luftschauer und stellt das H.E.S.S.-Experiment vor. Im 2. Kapitel wird die Datenanalyse und die Rekonstruktion der Schauer durch die abbildende Čerenkov-Technik thematisiert. Das 3. Kapitel befasst sich mit der Definition neuer Parameter und einem Vergleich ihres Separationspotenzials mit den Schnitten der H.E.S.S.-Standardanalyse. Im 4. Kapitel wird schließlich der alternative Klassifikationsalgorithmus des Random Forest vorgestellt und dessen Leistungsfähigkeit sowohl im Hinblick auf Simulationen wie auch auf Daten demonstriert. Es wird gezeigt, dass eine signifikant bessere Trennung der Gammas von den Hadronen mit Hilfe des Random Forest im Vergleich zur H.E.S.S.-Standardanalyse erreicht wird.

Kapitel 1

Beobachtung von TeV- γ -Strahlung mit H.E.S.S.

H.E.S.S. ist ein System von vier abbildenden Čerenkov-Teleskopen im Khomas-Hochland in Namibia. Es wurde konstruiert, um die Luftschauber, welche durch die Wechselwirkung hochenergetischer Gammastrahlung in der Atmosphäre erzeugt werden, zu messen. Da die Luftschauber-auslösenden Photonen elektrisch neutral sind, wurden sie auf ihrem Weg vom Produktionsort zur Erde nicht in interstellaren Magnetfeldern abgelenkt und können somit Auskunft über den Ort ihrer Entstehung geben. Im Gegensatz dazu haben geladene Teilchen durch die Ablenkung in den Magnetfeldern ihre Ortsinformation verloren und erreichen die Erde isotrop.

1.1 Luftschauber

Die Undurchlässigkeit der Erdatmosphäre für Teilchen mit Energien im keV- bis PeV-Bereich verhindert eine direkte Messung der hochenergetischen Strahlung vom Boden aus. Allerdings erzeugt die eindringende Strahlung bei Wechselwirkungen in der Atmosphäre einen Teilchenschauer. Dessen Erzeugung und seine Eigenschaften sollen in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

1.1.1 Elektromagnetische Luftschauber

Hat man Elektronen und Photonen als auslösende Teilchen, so ist der erzeugte Luftschauber elektromagnetischer Natur. Bei der Entwicklung und Ausbreitung einer elektromagnetischen Teilchenkaskade spielen drei Prozesse eine wesentliche Rolle: Bremsstrahlung, Paarproduktion und Ionisation. Die in die Atmosphäre eindringenden Photonen erzeugen im Coulombfeld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar, welches dann von den Kernen abgelenkt wird und Bremsstrahlung emittiert. Diese sekundär produzierten Photonen bilden dann wieder Elektron-Positron-Paare aus. So entwickelt sich aus dem eindringenden Primärteilchen eine Teilchenkaskade. Fällt die Energie der Elektronen und Positronen unter die kritische Energie $E_c \approx 80$ MeV, so ist der Energieverlust der geladenen Teilchen im Schauer durch Ionisation von Molekülen größer als der

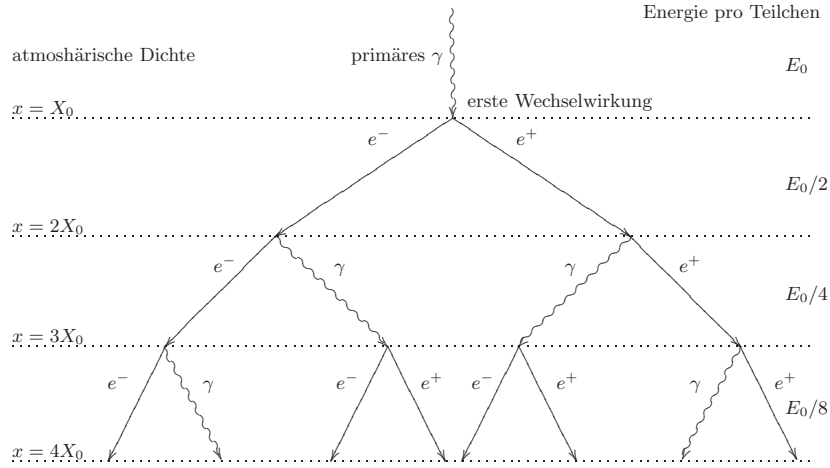


Abbildung 1.1: Einfaches Modell zur elektromagnetischen Schauerentwicklung [6].

Energieverlust durch Paarproduktion und Bremsstrahlung. Ab diesem Punkt werden immer weniger Sekundärteilchen gebildet und der Luftschauer stirbt aus.

Die mittlere Entfernung, nach der die ursprüngliche Energie des Elektrons E_0 auf $1/e$ abgefallen ist, heißt Strahlungslänge X_0 :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E_0}{X_0}. \quad (1.1)$$

Die Strahlungslänge in Luft beträgt $X_0 = 37.2 \text{ g cm}^{-2}$. Für Photonen ist die entsprechende Distanz durch die Paarproduktion bestimmt und beträgt $\frac{7}{9}X_0$ [5].

In einem vereinfachten Modell beschreibt Heitler die grundlegenden Eigenschaften der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers [6]. Diese sind in Abbildung 1.1 exemplarisch dargestellt. Es wird angenommen, dass nur Bremsstrahlung und Paarproduktion die Sekundärteilchen erzeugen und dass diese jeweils die Hälfte der Energie des erzeugenden Teilchens erhalten. Außerdem wird als weitere Vereinfachung die charakteristische Weglänge der Photonen und Elektronen gleichgesetzt. Nachdem die Wegstrecke x , gemessen in g cm^{-2} , zurückgelegt wurde, besteht der Schauer aus $N(x) = 2^{x/X_0}$ Teilchen mit der Energie $E(x) = E_0 \cdot 2^{-x/X_0}$. Durch Umformen lässt sich die Tiefe des Schauermaximums in der Atmosphäre X_{max} angeben:

$$X_{\text{max}} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2} \cdot X_0 \quad (1.2)$$

Die Anzahl der Sekundärteilchen am Schauermaximum ergibt sich zu:

$$N_{\text{max}} = 2^{X_{\text{max}}/X_0} = \frac{E_0}{E_c}. \quad (1.3)$$

In dem vereinfachten Modell nach Heitler werden die wesentlichen Eigenschaften elektromagnetischer Luftschauer deutlich:

- Die Teilchenzahl im Luftschauer wächst bis zum Erreichen des Schauermaximums exponentiell an.
- Die Tiefe des Schauermaximums ist proportional zum Logarithmus der Energie des ursprünglichen Teilchens und beträgt für ein Gamma mit einer Energie von 1 TeV ungefähr 300 g cm^{-2} . Das entspricht einer Höhe von etwa 10 km.
- Die maximale Anzahl an Teilchen im Luftschauer ist proportional zur Energie des Luftschauer-auslösenden Teilchens.

1.1.2 Hadronische Luftschauer

Teilchenkaskaden, die durch die Wechselwirkung von Protonen und schweren ionisierten Kernen mit der Atmosphäre erzeugt werden, besitzen neben der Elektromagnetischen noch eine hadronische Komponente. Die Entwicklung solcher Luftschauer unterscheidet sich in aller Regel stark von der Schauerentwicklung für Elektronen und Photonen. Hadronen wechselwirken fast ausschließlich über die starke Wechselwirkung. Wenn ein Nukleon in die Atmosphäre eindringt, produziert es bei der inelastischen Streuung an den Kernen der Luftmoleküle Mesonen wie z.B. Pionen und Kaonen. Aber auch Protonen, Neutronen und andere Kerne können generiert werden. Diese Sekundärprodukte erzeugen über die starke Wechselwirkung einen hadronischen Subschauer.

Der Produktion neutraler Pionen (π^0) kommt eine besondere Bedeutung zu. Da diese nur eine mittlere Lebensdauer von 10^{-16} s haben und in zwei Gammas zerfallen, bilden sie elektromagnetische Subschauer aus, welche sich dann wie in Kapitel 1.1.1 beschrieben entwickeln. Im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten die über die starke Wechselwirkung produzierten Teilchen mehr Transversalimpuls, was zu einem breiteren und unregelmäßigeren lateralen Profil des Schauers führt (siehe Abbildung 1.2).

1.2 Detektion der Luftschauer

Die H.E.S.S.-Teleskope nutzen den Čerenkov-Effekt, um hochenergetische Gammas indirekt nachzuweisen. Bewegen sich die Sekundärteilchen in Luftschauern mit einer Geschwindigkeit, welche die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in Luft überschreitet, emittieren diese Čerenkov-Licht. Es wird dann in einem schmalen Kegel mit Öffnungswinkel Θ_c um die Ausbreitungsrichtung des primären Teilchens emittiert. Der Winkel Θ_c , unter dem das Licht ausgesendet wird, hängt von der Geschwindigkeit des Teilchens v , der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und dem Brechungsindex n ab:

$$\cos(\Theta_c) = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (1.4)$$

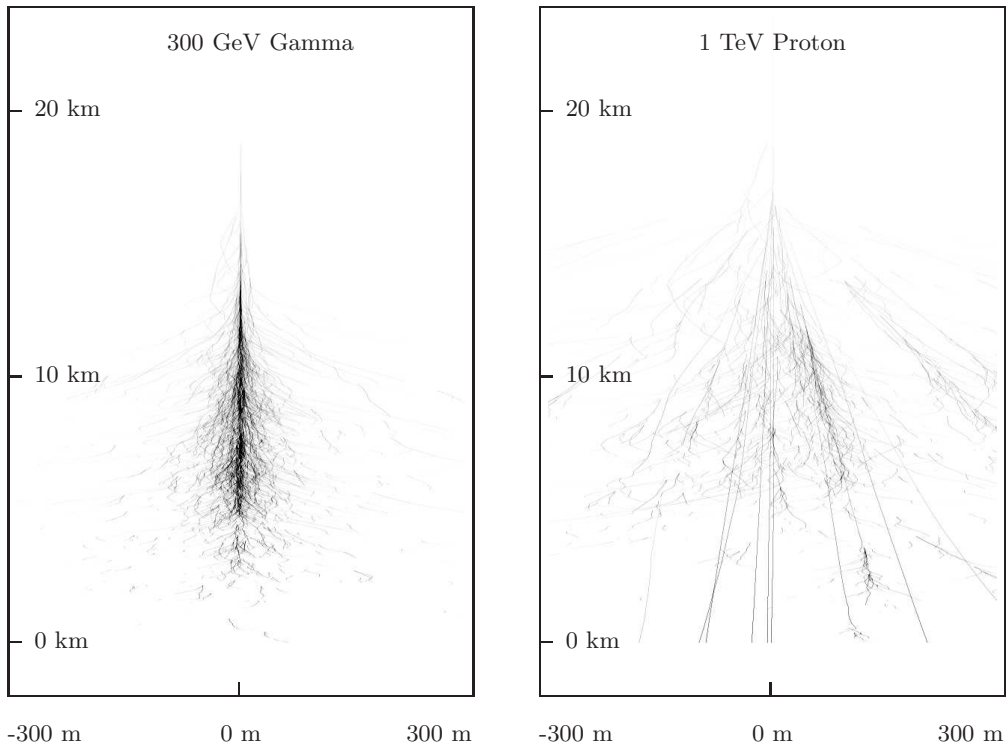


Abbildung 1.2: longitudinale Schauerentwicklung für ein simuliertes Gamma (**links**) und ein simuliertes Proton (**rechts**) [7].

Da die Dichte der Atmosphäre exponentiell mit der Höhe abnimmt, wird auch der Öffnungswinkel, unter dem das Čerenkov-Licht emittiert wird, kleiner. Auf Meereshöhe ist der maximale Čerenkov-Winkel $\Theta_{c,\max} = 1.38^\circ$. Wird Čerenkov-Licht in einer Höhe h emittiert, so erleuchtet dies am Boden einen Ring mit Radius

$$r = h \cdot \tan(\Theta_c/2) \approx h \cdot \Theta_c/2 \quad (1.5)$$

Dieser Radius liegt für ein Gamma zwischen etwa 80 m und 120 m. Aufgrund von Vielfachstreuung der geladenen Sekundärteilchen kommt auch außerhalb des maximalen Čerenkov-Radius' Licht am Boden an und führt zu einem Ausschmieren der Lichtverteilung (siehe Abbildung 1.3).

1.3 Die H.E.S.S.-Teleskope

Die vier H.E.S.S.-Teleskope sind in einem Quadrat angeordnet, dessen Seitenlängen mit 120 m so gewählt wurden, dass man sich im Idealfall mit allen vier Teleskopen innerhalb der Fläche befindet, welche von der Čerenkov-Strahlung am Boden erleuchtet wird (siehe Abbildung 1.3). Die Beobachtung des Luftschauers mit zwei oder mehr Teleskopen macht es möglich, die Richtung des Primärteilchens dreidimensional zu rekonstruieren (Abschnitt 2.1.3). Ein größtmöglicher Abstand zwischen jeweils zwei Teleskopen erlaubt eine einfachere Rekonstruktion einzelner Schauer und eine größere effektive Nachweis-

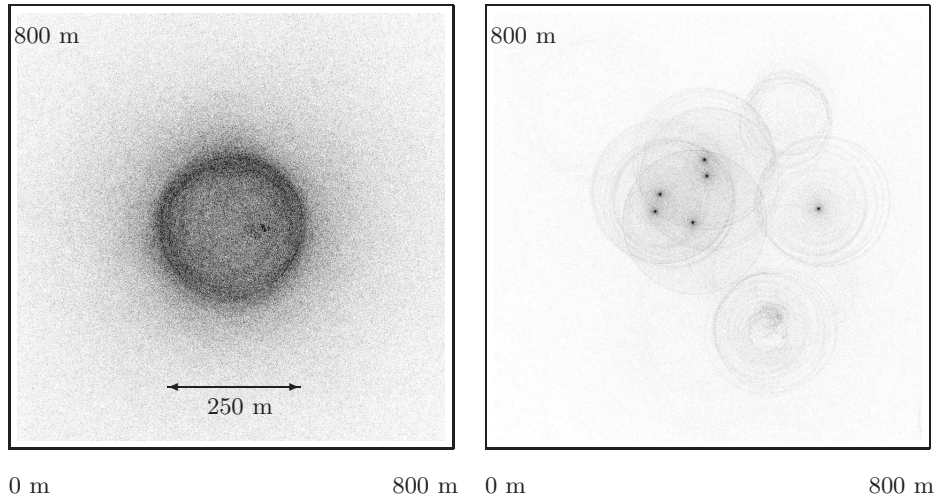


Abbildung 1.3: laterale Verteilung der Čerenkov-Strahlung am Boden für ein simuliertes Gamma (**links**) und ein simuliertes Proton (**rechts**) [8]

fläche des Gesamtsystems.

Die Spiegel, die das am Boden ankommende Čerenkov-Licht reflektieren, bestehen aus 382 einzelnen Segmenten, welche jeweils einen Durchmesser von 60 cm haben. Sie sind auf einer Kugeloberfläche mit einem Radius von 15 m angeordnet. Dieser Radius entspricht auch der Brennweite des Teleskops. Die totale Spiegelfläche ergibt sich zu 107 m^2 pro Teleskop. Das einfallende Čerenkov-Licht wird von den Spiegeln in die Kamera in ihrem Fokus reflektiert. Diese besteht aus 960 Photomultiplier-Pixeln, deren Größe 0.16° beträgt. Sogenannte Winston-Cones sammeln das Licht, das zwischen die einzelnen Photomultiplier fallen würde, und schirmen diese gegen Streulicht und Hintergrundstrahlung ab. Das Gesichtsfeld der Kamera beträgt 5° im Durchmesser und ermöglicht eine räumliche Auflösung ausgedehnter Quellen. Ein zentraler Trigger selektiert Schauer, die von mindestens zwei Teleskopen gleichzeitig gesehen wurden. Dadurch verringert sich die Totzeit des Systems und die Energieschwelle für die H.E.S.S.-Teleskope kann bis auf ca. 100 GeV gesenkt werden [9]. Abbildung 1.4 zeigt alle vier H.E.S.S.-Teleskope nach dem Einbau der letzten Kamera im Dezember 2003.

Nachdem in diesem Teil der Arbeit die Detektion von TeV-Gammastrahlung mit den H.E.S.S.-Teleskopen beschrieben wurde, soll im nächsten Kapitel die H.E.S.S.-Standardanalyse besprochen werden. Diese beinhaltet die Verarbeitung der mit den Teleskopen gemessenen Schauerbilder und die Unterscheidung zwischen Gammas und Hadronen als den Luftschauer-auslösenden Teilchen.



Abbildung 1.4: Das H.E.S.S.-Experiment mit den vier Teleskopen

Kapitel 2

H.E.S.S.-Standardanalyse

Bevor man die Quellen der kosmischen Strahlung analysieren kann, müssen die gemessenen Daten kalibriert und die abgebildeten Schauer parametrisiert werden. Durch die Beobachtung mit mehr als einem Teleskop kann die Richtung und Energie des Primärteilchens stereoskopisch rekonstruiert werden. Die Definition von Parametern, welche die Eigenschaften von Luftschauern beschreiben, erlaubt eine Unterscheidung zwischen dem hadronischen Untergrund und den Richtungsinformation-tragenden Photonen.

2.1 Schauerrekonstruktion

2.1.1 Kalibration

Die 960 Photomultiplier-Pixel in jeder H.E.S.S.-Kamera haben eine unterschiedliche Empfindlichkeit und Signalverstärkung. Diese Unterschiede zwischen den einzelnen Pixeln werden im ersten Schritt korrigiert. Dazu gehört unter anderem eine Skalierung des gemessenen Signals mit der Empfindlichkeit des Pixels und der Reflektivität des jeweiligen Winston-Cones. Diese Kalibration der Verteilung der Lichtintensität in der Kamera wird in [10] detailliert beschrieben. Im zweiten Schritt werden die Kamerabilder von Rauschen bereinigt. Dabei werden nur Pixel selektiert, die eine Intensität von mindestens 5 (10) Photoelektronen und ein benachbartes Pixel mit mehr als 10 (5) Photoelektronen besitzen. Pixel mit einem zu großen Rauschen werden abgeschaltet und in der Analyse nicht weiter berücksichtigt. Dann erfolgt eine Parametrisierung der bereinigten Bilder. Eine der Standardmethoden ist die von Hillas eingeführte Beschreibung der Intensitätsverteilung im Kamerabild [11].

2.1.2 Hillas-Parameter

Aufgrund der viel größeren longitudinalen als lateralen Ausdehnung eines Gamma-induzierten Luftschauers ergibt sich in erster Ordnung ein elliptisches Bild in der Kamera. Diese Intensitätsverteilung wird durch eine Ellipse beschrieben. Die Parameter, die diese Ellipse charakterisieren, nennt man Hillas-Parameter. Zu ihnen gehört der Schwerpunkt der Ellipse in der Kamera (auch center of gravity - *COG* - genannt), die große und kleine Halbachse (*Width* und *Length*) und der

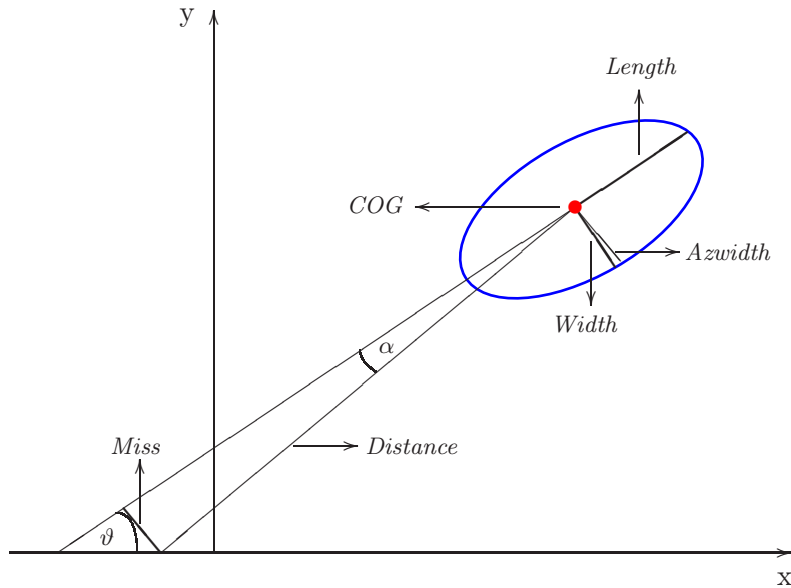


Abbildung 2.1: Skizze der Hillas-Ellipse. Die für die Schauerrekonstruktion verwendeten Hillas-Parameter sind ebenfalls dargestellt.

Winkel ϑ zwischen der großen Halbachse und der *COG* und Kamerazentrum verbindenden Linie. Der fünfte Hillas-Parameter ist die Gesamtintensität im Schauerbild (*Size*). Alle Hillas-Parameter sind in Abbildung 2.1 exemplarisch dargestellt und in Anhang A definiert.

2.1.3 Richtungs- und Energierekonstruktion

Um die Richtung des Schauers zu bestimmen, nutzt man die stereoskopische Beobachtung mit mehreren Teleskopen. Wie in [12] beschrieben, wird die Schauerachse auf die große Halbachse der Hillas-Ellipse abgebildet. Dadurch zeigt die Hauptachse auf das Bild der Quelle im System der Kamera und auf den Punkt, wo sich Schauerachse und Spiegelebene des Teleskops schneiden. Durch Superpositionierung mehrerer Hauptachsen im Kamerasystem kann dann das Bild der Quelle rekonstruiert werden. Geht man bei der Überlagerung der großen Halbachsen von den Positionen der einzelnen Teleskope aus, so kann man die Richtung des Schauers und die Entfernung zum Teleskop bestimmen. In der H.E.S.S.-Standardanalyse wird die Richtungsrekonstruktion - und damit letztlich auch die Winkelauflösung des Experiments - durch die Berücksichtigung zweier Faktoren verbessert: Bilder hoher Intensität und lange, schmale Bilder lassen sich durch eine genauere Bestimmung der Schauereigenschaften besser rekonstruieren. Ist des Weiteren der Winkel zwischen den Hauptachsen zweier Hillas-Ellipsen groß, so lässt sich die Richtung bzw. die Entfernung des Schauers mit einer höheren Genauigkeit angeben¹.

¹Die Schauerrekonstruktion folgt damit dem Algorithmus 2 in [12].

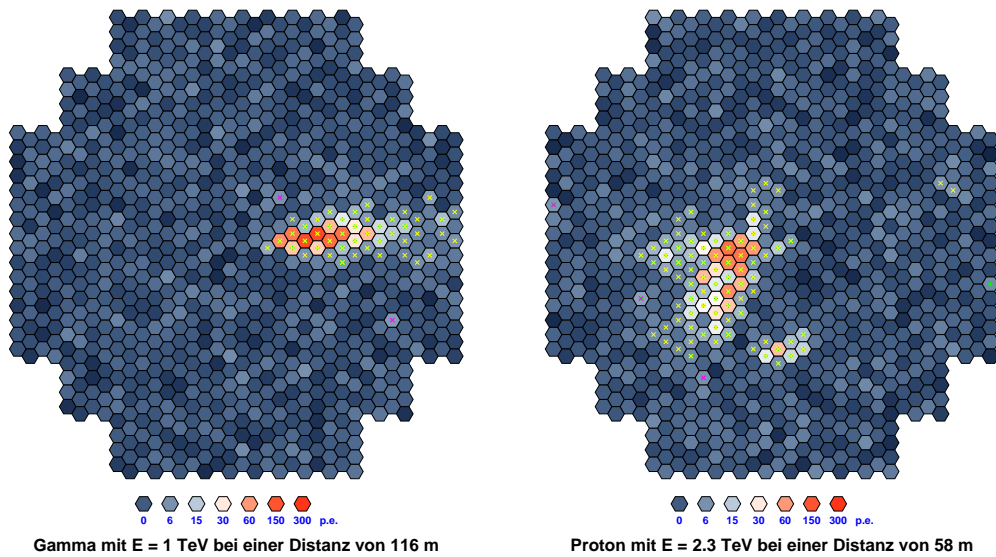


Abbildung 2.2: Das Kamerabild für ein simuliertes Gamma (**links**) und ein simuliertes Proton (**rechts**) vor der Bereinigung auf Rauschen. Die Pixel haben Intensitäten zwischen 0 und 300 Photoelektronen.

Die Energie des Primärteilchens ist für einen konstanten Zenitwinkel und Abstand des Kamerazentrums zur rekonstruierten Schauerrichtung², sowie für eine feste Entfernung des Teleskops zum Auftreffpunkt des Schauers auf dem Boden (*Core-Distance*) in erster Ordnung linear zur gemessenen Intensität im Bild. Für eine gemessene *Core-Distance* und *Size* bei festem Zenit und Offset liefern dreidimensionale Tabellen den Erwartungswert der Energie³. Die Energieauflösung des H.E.S.S.-Experiments liegt dabei im Bereich von 15% und wird mit steigender Energie aufgrund kleinerer statistischer Fluktuationen besser.

2.1.4 Eigenschaften der Schauerbilder

Um bei der Gamma-Hadron-Separation die größtmögliche Information aus den Schauerbildern zu extrahieren, muss man die Eigenschaften der Hillas-Parameter *Width* und *Length* näher untersuchen. Die Breite des Schauerbildes hängt maßgeblich von der Art des Primärteilchens ab. Wie in Abbildung 1.2 dargestellt, haben elektromagnetische Schauer ein sehr schmales laterales Profil, was in der Kamera zu schmalen Bildern führt. Hadronische Schauer haben im Gegensatz dazu im Mittel ein breiteres, unregelmäßigeres laterales Profil und erzeugen somit auch eine breitere, stärker fluktuierende Intensitätsverteilung in der Kamera. Abbildung 2.2 illustriert dies anhand der Schauerbilder eines simulierten Protons bzw. Gammas.

Die Form der Schauerbilder variiert außerdem stark mit der Entfernung des Schauers zum Teleskop. Weiter entfernte Schauer erzeugen schmalere und länge-

²Der Abstand soll im Folgenden als Offset bezeichnet werden.

³Diese Tabellen wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Gamma-Simulationen erstellt.

re Bilder, da sich der Öffnungswinkel, unter dem der Schauer beobachtet wird, verkleinert. Des Weiteren muss man die Energie des Primärteilchens berücksichtigen. Höherenergetische Schauer erzeugen mehr Sekundärteilchen und sorgen damit für eine größere Intensität im Kamerabild. Das Bild wird dadurch gleichzeitig breiter und länger. Darüber hinaus hängen die Hillas-Parameter *Width*, *Length* und *Size* zusätzlich vom Zenitwinkel und vom Offset ab [8].

2.1.5 Schauerparameter

Um auf Größen schneiden zu können, die unabhängig vom Zenitwinkel und Offset sind, wird für jedes Ereignis die skalierte Breite (SCW) und -Länge (SCL) berechnet. Diese beiden Variablen sind definiert als die Differenz zwischen der gemessenen Breite (Länge) des Bildes und der Breite (Länge), welche man von Monte-Carlo-Gamma-Simulationen erwarten würde. Sie wird für jedes Teleskop mit dem Verhältnis aus erwarteter Breite und dazugehörigem erwartetem Fehler gewichtet. Gemessen werden die skalierten Parameter in Einheiten der Standardabweichung σ . Wie im vorigen Abschnitt erläutert, hängt die erwartete Breite (Länge) von der gemessenen *Size*, der *Core-Distance*, dem Zenitwinkel und dem Offset ab. Definiert man die skalierte Breite für ein Teleskop i durch:

$$\text{SCW}_i = \frac{\text{Width}_i - \langle \text{Width}_i \rangle}{\sigma_i} \quad (2.1)$$

und die entsprechende Gewichtung als:

$$\omega_i = \frac{\langle \text{Width}_i \rangle^2}{\sigma_i^2}, \quad (2.2)$$

kann man über alle Teleskope, die auf dieses Ereignis getriggert haben, mitteln und erhält letztendlich die mittlere skalierte Breite (MSCW):

$$\text{MSCW} = \frac{\sum_{i \in N_{tel}} (\text{SCW}_i \cdot \omega_i)}{\sum_{i \in N_{tel}} \omega_i}. \quad (2.3)$$

Width_i ist hierbei die gemessene Breite in der Kamera; $\langle \text{Width}_i \rangle$ und σ_i sind die erwartete Breite bzw. die entsprechende mittlere quadratische Abweichung für eine gemessene *Core-Distance* und *Size*, bei festem Offset und Zenitwinkel. Die Erwartungswerte werden aus zweidimensionalen Profilen ausgelesen, welche in Abbildung 2.3 dargestellt sind. Analog zur MSCW wird auch die mittlere skalierte Länge (MSCL) berechnet. Die Verteilungen der beiden skalierten Größen MSCW und MSCL sind in Abbildung 2.4 für Monte-Carlo-Gammas und -Protonen sowie für Off-Daten⁴ dargestellt. Der Unterschied zwischen den Verteilungen der Monte-Carlo-Protonen und der Off-Daten lässt sich durch die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung erklären. Schwerere Kerne unterliegen bei der Wechselwirkung in der Atmosphäre stärkeren Fluktuationen, was zu unregelmäßigeren Schauerbildern und somit zu größeren Werten in den skalierten Parameter führt.

⁴Off-Daten werden aus Beobachtungen von Himmelsregionen ohne Gamma-Signal gewonnen und können somit zur Untergrundabschätzung benutzt werden.

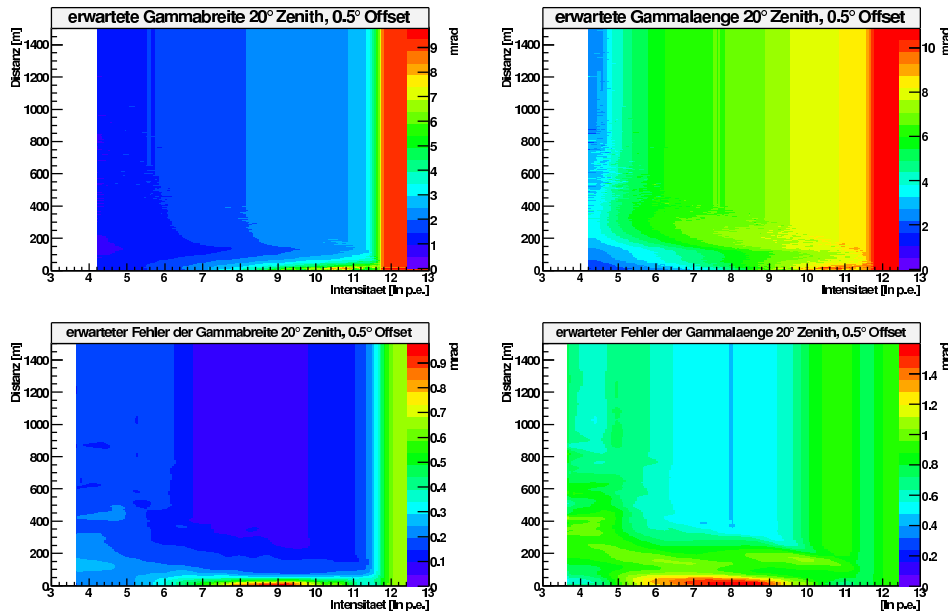


Abbildung 2.3: zweidimensionale Profile, aus denen bei einer gegebenen *Core-Distance* und *Size* sowie bei festem Zenit und Offset die erwartete Breite bzw. Länge für ein Gamma ausgelesen wird. Sie werden aus Monte-Carlo-Gamma-Simulationen gewonnen. Simuliert ist eine Punktquelle bei einem Zenitwinkel von 20° und einem Offset von 0.5° . In der oberen Reihe sind die erwartete Breite (**links**) und erwartete Länge (**rechts**), in der unteren Reihe ihre erwarteten Fehler dargestellt.

2.2 Gamma-Hadron-Separation in der H.E.S.S.-Standardanalyse

Nachdem der Schauer rekonstruiert und seine Eigenschaften parametrisiert wurden, kann man durch geeignete Schnitte das Signal vom Untergrund trennen. Dabei hängt die Wahl der Schnittparameter vom Quellspektrum und von der Stärke der Quelle ab. Die Schnitte der H.E.S.S.-Standardanalyse, die in Tabelle 2.1 zusammengefasst sind, wurden auf zwei verschiedene Quelltypen optimiert und werden in zwei aufeinanderfolgenden Stufen angewendet:

- In der Vorselektion werden nur Ereignisse, die von zwei oder mehr Teleskopen gesehen wurden, ausgewählt. Darüber hinaus soll ein Schnitt auf die *Size* den Anteil an schlecht rekonstruierbaren Schauern reduzieren. Ein Schauerbild, dessen *COG* sich zu nah am Kamerarand befindet, kann abgeschnitten werden. Seine Rekonstruktion resultiert in einer niedrigeren *Size* und damit in einer falschen Berechnung der Teilchenenergie. Dies betrifft vor allem Bilder hoher Intensität, so dass das Quellspektrum verzerrt wird. Überdies wird bei solchen Bildern die Hillas-Ellipse falsch parametrisiert,

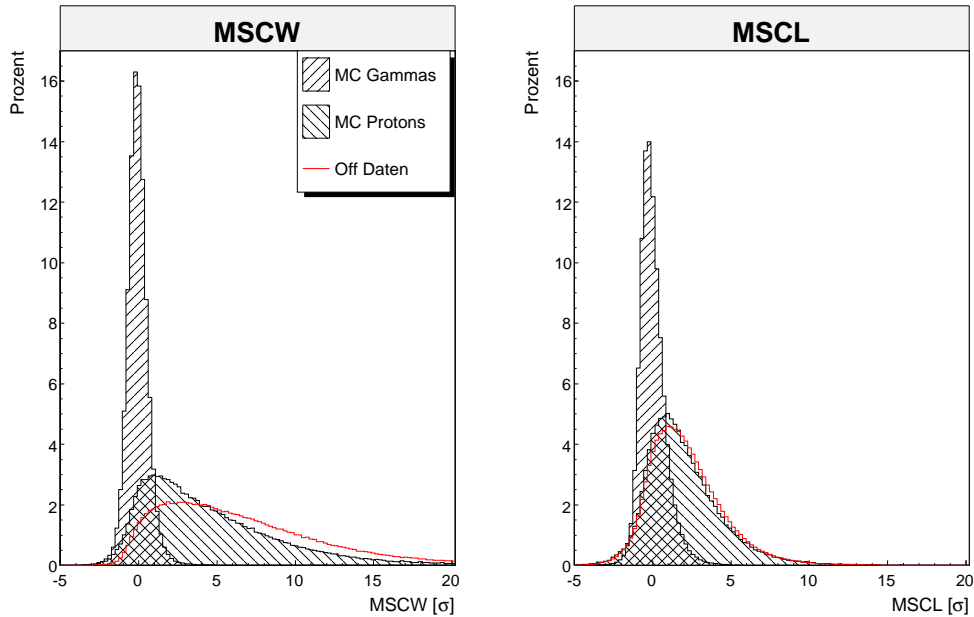


Abbildung 2.4: Die mittlere skalierte Breite (**links**) und Länge (**rechts**) für Monte-Carlo-Gammas im Vergleich zu simulierten Protonen und Off-Daten. Gezeigt sind alle Ereignisse, welche die Vorselektion der Konfiguration Standard passieren (siehe Text und Tabelle 2.1).

und infolgedessen die Richtung des Primärteilchens ungenau rekonstruiert.

- Für alle Ereignisse, welche die Vorselektion passieren, werden die Schauerparameter MSCW und MSCL berechnet, um danach auf diese zu schneiden.

Bei dem θ^2 -Schnitt⁵ wird ein Kreis mit Radius θ um die Quellposition gelegt und alle Ereignisse außerhalb weggeschnitten. Aufgrund der isotropen Ankunft der kosmischen Strahlung kann man durch dieses Selektionskriterium insbesondere bei Punktquellenanalysen den diffusen Untergrund deutlich reduzieren.

Die Effizienz der zwei verwendeten Schnittkonfigurationen ist in Tabelle 2.2 aufgelistet. In der H.E.S.S.-Standardanalyse nutzt man vor allem die isotrope Natur des geladenen Anteils der kosmischen Strahlung und die stärkeren Schauerfluktuationen in hadronischen Luftschauern zur Separation von Signal und Untergrund. Dabei stellt die Kombination verschiedener Schnitte ein wirkungsvolles Werkzeug dar, um die zu untersuchenden Gammas von den Hadronen zu trennen und so die Quellen der kosmischen Strahlung zu analysieren. Weitere Analysemethoden sind z.B. die Verwendung von neuronalen Netzwerken und

⁵ θ ist hier der Winkelabstand zwischen der angenommenen Quellposition und der rekonstruierten Schauerrichtung.

2.2. GAMMA-HADRON-SEPARATION IN DER
H.E.S.S.-STANDARDANALYSE

Konfiguration	MSCW	MSCW	MSCL	MSCL	<i>Size</i>	θ^2
	Min	Max	Min	Max	Min	Max
	σ	σ	σ	σ	(p.e.)	(Grad ²)
Standard	-2.0	0.9	-2.0	2.0	80	0.0125
Hard	-2.0	0.7	-2.0	2.0	200	0.01

Tabelle 2.1: Übersicht der verschiedenen Analyseschritte. In allen Konfigurationen sind die MSCL- und unteren MSCW-Schnitte identisch. Optimiert wurde auf die maximale Signifikanz S (definiert nach [13]) für verschiedene Quelltypen. Die Konfiguration Standard ist optimiert auf eine Punktquelle mit Photonindex 2.6 und einem Fluss von 10% des Krebsnebels. Die Konfiguration Hard ist optimiert auf schwache Punktquellen (1% Krebsnebel) mit einem Spektrum von 2.0 [14]. Je nach Ausdehnung der Quelle wird der θ^2 -Schnitt angepasst.

Konfiguration	Kein θ^2 -Schnitt		θ^2 -Schnitt	
	γ	CR	γ	CR
	%	%	%	%
Standard	49	2.40	35	$9.4 \cdot 10^{-3}$
Hard	15	0.23	13	$7.5 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2.2: Effizienz der verschiedenen Konfigurationen. Angegeben ist der Anteil an Ereignissen in Prozent, welche die jeweiligen Schnitte überstehen [15].

Entscheidungsbäumen [16]. Sie werden insbesondere dann verwendet, wenn die Separation eine gleichzeitige Optimierung vieler unterschiedlicher Schnittparameter erfordert.

Im folgenden Kapitel soll das Verhalten neuer Schnittparameter untersucht und mit einem MSCW-Schnitt verglichen werden. Im 4. Kapitel wird dann eine alternative Analyseverfahren vorgestellt, welche die skalierten Größen mit den neu definierten Schnittparametern kombiniert und eine Aussage trifft, wie groß die Ähnlichkeit eines Ereignisses mit einem Gamma ist. Diese Analyseverfahren wird als Random Forest bezeichnet und basiert auf der Verwendung von Entscheidungsbäumen.

Kapitel 3

Gamma-Hadron-Separation

Die Gamma-Hadron-Separation spielt bei der Datenanalyse eine wesentliche Rolle: je besser Signal und Untergrund getrennt werden können, desto weniger Zeit wird für die Detektion einer Quelle benötigt. In Abschnitt 3.1 wird eine Größe definiert, die beschreibt, wie gut sich Gammas und Hadronen bei einem Schnitt auf einen bestimmten Parameter trennen lassen. In Abschnitt 3.2 und 3.3 werden neue Schnittparameter eingeführt und ihr Separationspotenzial untersucht. Abschließend wird in Abschnitt 3.4 gezeigt, dass die neuen Parameter besser als die MSCW Gammas vom hadronischen Untergrund trennen.

3.1 Messung des Separationspotenzials am Beispiel der MSCW und MSCL

Um Aussagen über das Separationspotenzial eines Parameters treffen zu können, bedarf es der Einführung einer Größe, welche die Qualität eines Schnittes misst. Dieser Parameter sollte weitestgehend unabhängig von der Beobachtungsdauer und der Quellstärke sein. Dadurch wird vermieden, dass die Analyse ausschließlich auf einen bestimmten Quelltyp optimiert wird.

Die Signifikanz einer Quelle ist definiert als Verhältnis des Gammaüberschusses aus der Quellregion N_γ zu dessen Standardabweichung σ_{N_γ} [13]. Es entspricht einer Messung, wie wahrscheinlich es ist, dass ein detektiertes Signal von einer Untergrundfluktuation hervorgerufen wurde¹:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sigma_{N_\gamma}} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_\gamma + 2N_{CR}}} \stackrel{N_\gamma \ll N_{CR}}{\approx} \frac{N_\gamma}{\sqrt{2N_{CR}}} . \quad (3.1)$$

N_{CR} ist hierbei die Anzahl an Untergrundereignissen aus einer Region ohne Gamma-Signal. Wendet man einen Schnitt auf einen Parameter an, so ändert sich die Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen und damit auch die Signifikanz. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon oder Hadron das Selektionskriterium erfüllt, kann durch die Effizienz des Schnittes ausgedrückt werden:

$$\epsilon_i = \frac{\hat{N}_i}{N_i} \quad (i = \gamma \text{ oder } CR) . \quad (3.2)$$

¹Gleichung (3.1) ist eine Näherung der Gleichung (17) in [13] für den Fall, dass die Beobachtungszeit von Signal- und Untergrundregion und ihre geometrischen Flächen gleich sind.

Die Schnitteffizienz ϵ_i ist definiert als Verhältnis der Ereignisse \hat{N}_i , die den Schnitt passieren zu den Ereignissen N_i vor Anwendung des Selektionskriteriums. Die Signifikanz \hat{S} nach dem Schnitt kann durch ϵ_γ und ϵ_{CR} wie folgt ausgedrückt werden:

$$\hat{S} = \frac{\hat{N}_\gamma}{\sqrt{2\hat{N}_{CR}}} = \frac{\epsilon_\gamma N_\gamma}{\sqrt{2\epsilon_{CR}N_{CR}}} = \eta \cdot S . \quad (3.3)$$

Mit dem in [17] beschriebenen η -Faktor:

$$\eta = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{CR}}} . \quad (3.4)$$

η hängt also nur vom Anteil an Signal- und Untergründereignissen ab, die bei einem Schnitt das Selektionskriterium erfüllen und ist, wie eingangs erwähnt, unabhängig von der Zählrate.

Für den Fall einer schwachen Quelle wird der Messfehler hauptsächlich durch statistische Fluktuationen des Untergrundes verursacht, weshalb die Optimierung eines Schnittes auf den maximalen η -Wert erstrebenswert ist. Analysiert man dagegen Quellen, bei denen $N_{CR} \ll N_\gamma$ ist, so wird die Messung durch den Fehler von N_γ dominiert. Ein Schnitt sollte in diesem Fall auf ein maximales $\epsilon_\gamma/\epsilon_{CR}$ optimiert werden. Bei der Analyse diffuser Emission haben dagegen systematische Effekte bei der Untergrundsubtraktion den größten Einfluss auf die Messung. Auch hier sollte ein Schnitt auf den größten Wert von $\epsilon_\gamma/\epsilon_{CR}$ angepasst werden.

Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der MSCW und MSCL, sowie den Verlauf von ϵ_γ , ϵ_{CR} und η bei der Variation des Schnittes auf diese Größen². Man kann deutlich erkennen, dass das größte Trennungspotenzial in der MSCW-Verteilung liegt. Die in der H.E.S.S.-Standardanalyse verwendete Selektion auf die MSCW passieren 95% der Gammas und 12% des Untergrundes (nach Anwendung der Schnitte der Vorselektion in der Konfiguration Standard - siehe Tabelle 2.1 und Abschnitt 2.2). Dies entspricht einem η von 2.7. Ein zusätzlicher Schnitt auf die MSCL erhöht diesen Wert auf 2.9.

Schnitte auf die skalierten Parameter separieren aufgrund der Schauergeometrie wirkungsvoll Gammas und Hadronen. Dabei wird die breitere, unregelmäßigere laterale Ausdehnung hadronischer Schauer zur Trennung verwendet. Im Gegensatz dazu nutzt das in Abschnitt 2.2 eingeführte θ^2 die isotrope Verteilung der kosmischen Strahlung, um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden. In den nächsten Abschnitten sollen weitere Parameter eingeführt werden, die abgesehen von der Schauergeometrie und dem isotropen Charakter der kosmischen Strahlung eine zusätzliche Eigenschaft zur Separation heranziehen: die sogenannte „Qualität“ des Schauerbildes.

²Die Verteilungen in diesem Kapitel wurden mit Off-Daten und Monte-Carlo-Gamma-Simulationen einer Punktquelle bei einem Zenitwinkel von 20° und einem Offset von 0.5° erstellt. Ihr spektraler Index wurde zu 2.7 gewählt.

3.1. MESSUNG DES SEPARATIONSPOTENZIALS AM BEISPIEL DER MSCW UND MSCL

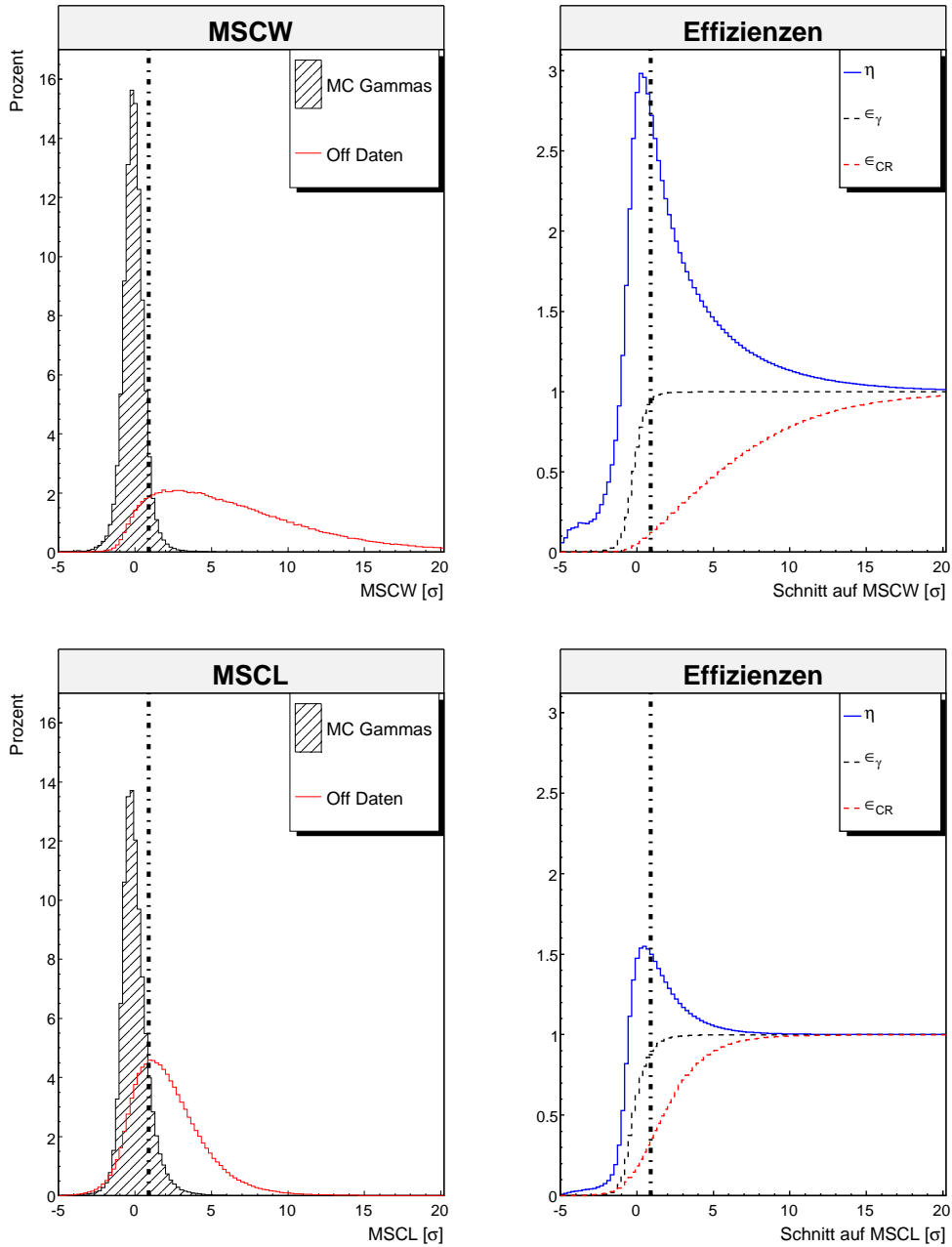


Abbildung 3.1: Verteilung der skalierten Parameter (**links**) mit den dazugehörigen Effizienzen und dem entsprechenden η -Wert für den jeweiligen Schnitt (**rechts**) auf die MSCW (**oben**) bzw. die MSCL (**unten**). Die Verteilungen enthalten alle Ereignisse mit einer $Size > 80$ Photoelektronen und einem $\theta^2 < (1.5^\circ)^2$. Senkrechte Linien markieren die in der H.E.S.S.-Standardanalyse verwendeten Schnittwerte in der Konfiguration Standard - optimiert auf Quellen mit einem Photonindex von 2.6 und einem Fluss von 10% des Krebsnebels.

3.2 „Qualität“ von Schauerbildern

In der H.E.S.S.-Standardanalyse wird die erwartete Breite Gamma-induzierter Schauer benutzt, um die mittlere Abweichung einer gemessenen Schauerbreite zu berechnen und anschließend auf diese Größe zu schneiden. Betrachtet man für dasselbe Ereignis die erwartete Breite eines Hadrons, so kann man eine Aussage treffen, wie gut sich Signal und Untergrund trennen lassen und besitzt somit ein Maß für die Qualität eines Schauerbildes. Die starke Abhängigkeit der Qualität von der Intensität im Schauerbild soll nun näher untersucht werden.

Abbildung 3.2 zeigt die Schauerbreite als Funktion der Intensität für Proton- und Gamma-Simulationen. Mit steigender Energie des Primärteilchens werden mehr Sekundärteilchen im Luftschauer erzeugt und demzufolge mehr Čerenkov-Licht emittiert. Die gemessene Intensität steigt, wodurch die Bilder breiter und länger werden. Die Breite der Bilder nimmt mit größer werdender Intensität für hadronische Schauer jedoch stärker zu als für elektromagnetische Schauer, was bedeutet, dass sich für Bilder mit einer höheren Intensität Gammas und Hadronen besser trennen lassen.

Um diese Eigenschaft zu quantifizieren, werden in den folgenden Abschnitten zwei Parameter definiert, welche die Qualität von Schauerbildern auf zwei unterschiedliche Arten bestimmen sollen. Durch einen Schnitt auf obengenannte Größen kann man später Ereignisse selektieren, die eine gute Trennung zulassen.

Der erste Parameter, $\Delta\chi^2$, stellt ein Maß für die Gamma-Hypothese dar und kann genau wie die MSCW genutzt werden, um direkt zwischen Gammas und Hadronen zu unterscheiden.

Im Gegensatz dazu beschreibt der zweite Parameter, die sogenannte Event Quality, die Qualität eines Ereignisses unabhängig davon, ob der Schauer von einem Gamma oder einem Hadron ausgelöst wurde. In Verbindung mit einer Größe, die zwischen Signal und Untergrund unterscheiden kann, kann man die zusätzliche Qualitätsinformation bei der Separation nutzen.

3.2.1 $\Delta\chi^2$ -Messung

In die Berechnung von $\Delta\chi^2$ fließt die gemessene Schauerbreite explizit mit ein. In Analogie zur Definition der MSCW in Abschnitt 2.1 berechnet man die skalierte Breite sowohl unter der Annahme eines Gammas als auslösendem Teilchen als auch unter der Annahme, dass ein Hadron den Schauer erzeugt hat.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte für jedes Teleskop i , dass ein Ereignis einer bestimmten Klasse κ angehört, wird als

$$P_{i,\kappa} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\left(\frac{-\text{scw}_{i,\kappa}^2}{2}\right)} \quad (\kappa = \gamma \text{ oder } CR) \quad (3.5)$$

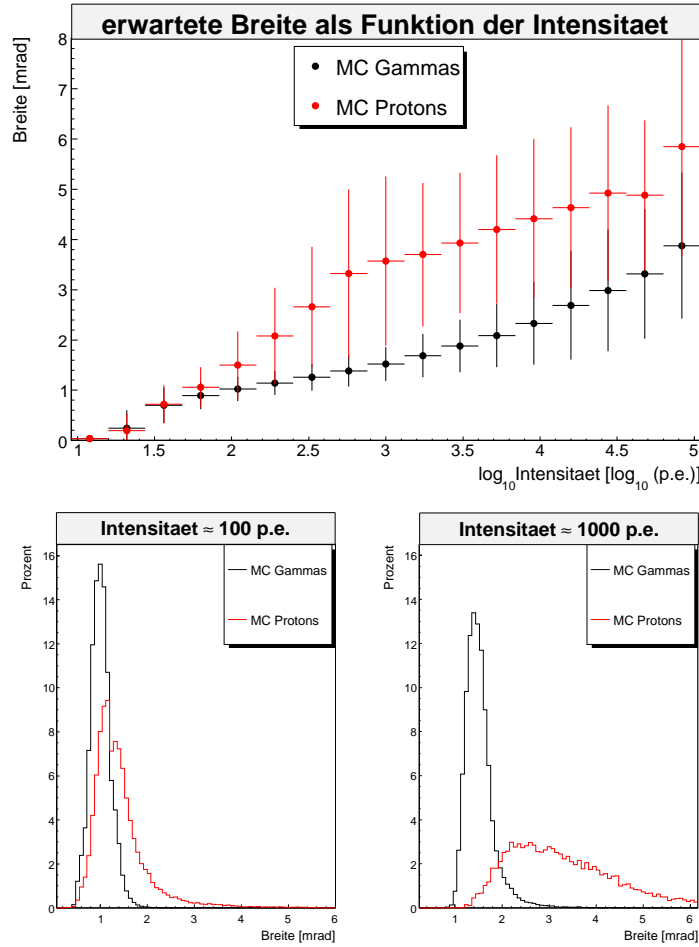


Abbildung 3.2: Erwartete Schauerbreite als Funktion der Intensität für Monte-Carlo-Gammas und -Protonen (**oben**). Breite der Schauer mit Intensitäten von ca. 100 p.e. (**links unten**) und etwa 1000 p.e. (**rechts unten**). Mit steigender Intensität im Bild nimmt das Separationspotenzial zu, bevor es bei ca. 10000 p.e. anfängt zu stagnieren. In den Darstellungen wurde über alle *Core-Distances* gemittelt.

angenommen. Das Produkt der Wahrscheinlichkeiten aller teilnehmenden Teleskope ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für ein Gamma oder ein Hadron. Der Logarithmus dieser Gesamtwahrscheinlichkeit stellt sich wie folgt dar:

$$\ln P_{i,\kappa} = \ln \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \right) + \sum_i \left(\frac{-SCW_{i,\kappa}^2}{2} \right) \quad (\kappa = \gamma \text{ oder } CR). \quad (3.6)$$

Das Verhältnis der Gesamtwahrscheinlichkeiten P_γ und P_{CR} ist eine Messung der Gamma-Hypothese unter Berücksichtigung der Proton-Hypothese. Mit

$$\ln \left(\frac{P_{CR}}{P_\gamma} \right) = \ln P_{CR} - \ln P_\gamma \quad (3.7)$$

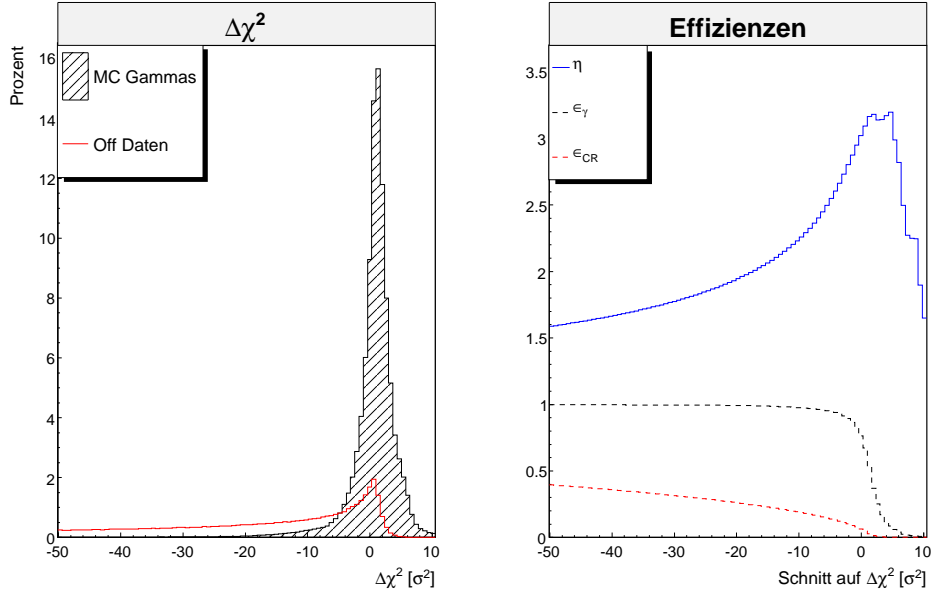


Abbildung 3.3: Verteilung von $\Delta\chi^2$ für Monte-Carlo-Gammas und Off-Daten (**links**) und die entsprechenden Effizienzen sowie der η -Wert (**rechts**).

ergibt sich $\Delta\chi^2$ als die Differenz der einzelnen χ^2 -Messungen:

$$\Delta\chi^2 = \sum_i \text{SCW}_{i,CR}^2 - \sum_i \text{SCW}_{i,\gamma}^2. \quad (3.8)$$

Wie in Abbildung 2.3 erklärt, wird die erwartete Breite für ein Untergrundereignis aus zweidimensionalen Profilen ausgelesen. Diese Profile wurden allerdings diesmal mit Off-Daten anstelle von Monte-Carlo-Gamma-Simulationen gefüllt.

Abbildung 3.3 zeigt die $\Delta\chi^2$ -Verteilung von Monte-Carlo-Gammas und Off-Daten sowie die Leistungsfähigkeit eines Schnittes auf diesen Parameter. Das Maximum bei 0 in der $\Delta\chi^2$ -Verteilung der Hadronen wird durch den großen Anteil an niederenergetischen Ereignissen verursacht. Bei kleinen Intensitäten in den Schaubildern ist der Unterschied in den erwarteten Breiten der Gammas und des Untergrundes sehr gering, was dann in einem kleinen negativen- bzw. positiven $\Delta\chi^2$ -Wert resultiert. Der Maximalwert $\eta_{\max}^{\Delta\chi^2}$ ist 3.2 und wird bei einer Gammaeffizienz von ca. 35% erreicht. Folglich ist $\eta_{\max}^{\Delta\chi^2}$ größer als bei einem auf η -optimierten MSCW-Schnitt ($\eta_{\max}^{\text{MSCW}} = 3.0$ - siehe Abbildung 3.1)

Der Parameter $\Delta\chi^2$ ist energieabhängig, weshalb dessen Verteilung stark vom spektralen Index einer zu untersuchenden Quelle abhängt. Ein härterer Schnitt auf $\Delta\chi^2$ bedeutet gleichzeitig auch, dass man mehr Ereignisse höherer Energie selektiert und damit die Energieschwelle des Gesamtsystems erhöht³. Abbil-

³Diese ist definiert als das Maximum der differentiellen Rate nach Anwendung eines Schnittes.

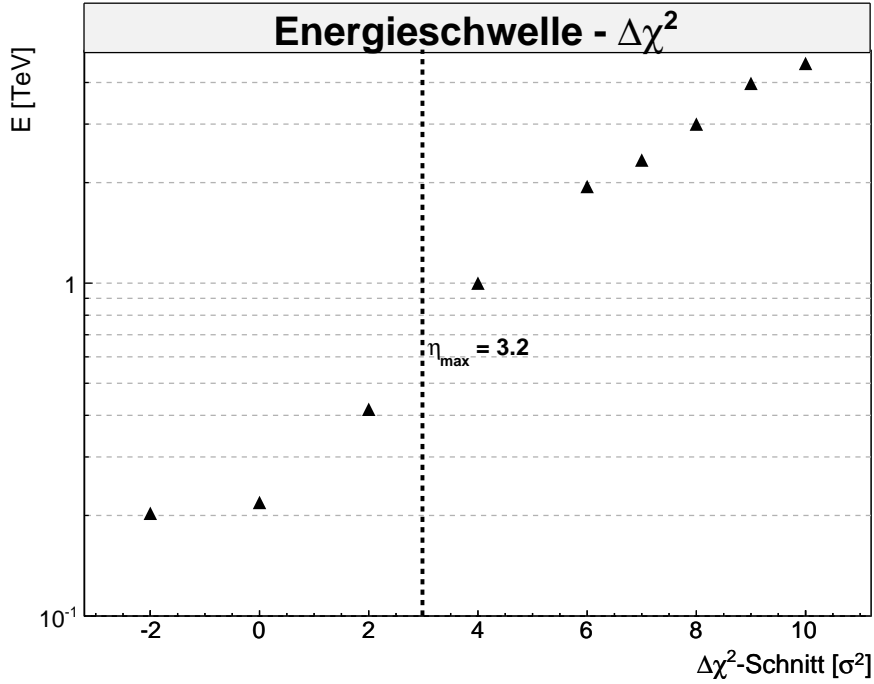


Abbildung 3.4: Energieschwelle des H.E.S.S.-Experiments bei einer Variation des $\Delta\chi^2$ -Schnittes.

Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit der Energieschwelle des H.E.S.S.-Experiments vom $\Delta\chi^2$ -Schnitt. Der Schnitt auf $\eta_{\max}^{\Delta\chi^2}$ entspricht einer Energieschwelle von ca. 0.7 TeV.

3.2.2 Event Quality

Die Qualität eines Schauerbildes hängt im Wesentlichen von der gemessenen Intensität im Bild ab, da sie bestimmt, wie gut sich Signal und Untergrund voneinander trennen lassen. Die Event Quality Q ist die Differenz zwischen der erwarteten Breite für ein Untergrundereignis und für ein Gamma, skaliert mit der Breite der jeweiligen Verteilung und summiert über alle getriggerten Teleskope:

$$Q = \sqrt{\sum_i \frac{(\langle Width_{i,CR} \rangle - \langle Width_{i,\gamma} \rangle)^2}{\sigma_{i,CR}^2 + \sigma_{i,\gamma}^2}}. \quad (3.9)$$

$\langle Width_{i,CR} \rangle$ und $\langle Width_{i,\gamma} \rangle$ sind die erwarteten Breiten bei gegebenem Zenit und Offset sowie bei gemessener *Size* und *Core-Distance*. $\sigma_{i,\gamma}$ und $\sigma_{i,CR}$ entsprechen dem erwarteten Fehler der jeweiligen Breite. Im Gegensatz zur Berechnung von $\Delta\chi^2$ und der MSCW geht die in der Kamera gemessene Schauerbreite nicht mit in die Berechnung von Q ein. Man trifft also eine Aussage, wie gut sich Gammas und Hadronen trennen lassen, nicht aber, ob ein Teilchenschauer mit einer bestimmten Event Quality von einem Gamma oder einem Hadron

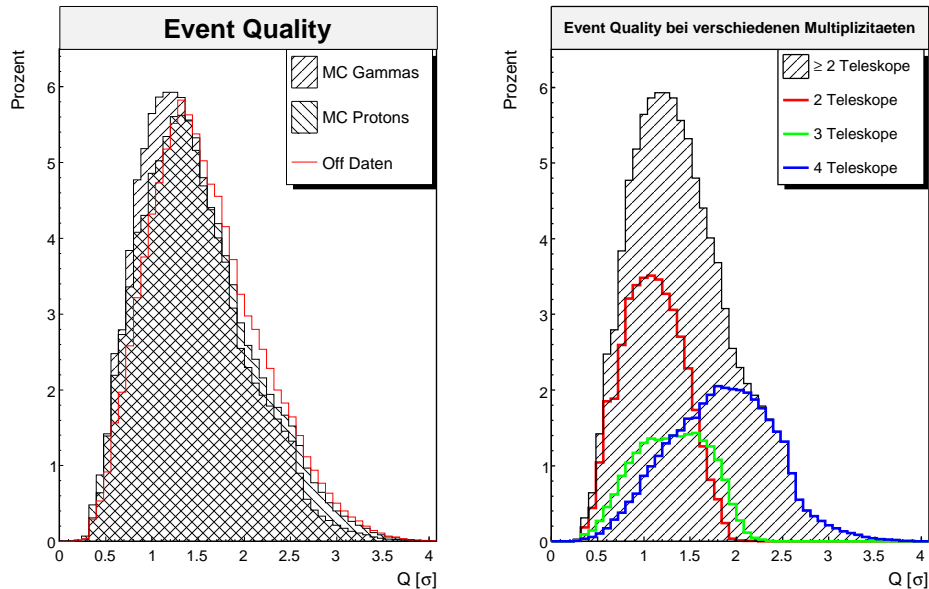


Abbildung 3.5: Verteilung der Event Quality von Monte-Carlo-Gammas und -Protonen sowie von Off-Daten (**links**). Die Event Quality für Monte-Carlo-Gammas und der Anteil an 2-, 3- und 4-Teleskop Ereignissen (**rechts**).

erzeugt wurde. In Verbindung mit einem Parameter zur Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund jedoch, kann die zusätzliche Information über die Qualität eines Ereignisses bei der Gamma-Hadron-Separation genutzt werden.

Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der Event Quality für Simulationen und Off-Daten, sowie den Einfluss der Multiplizität auf Q am Beispiel der Monte-Carlo-Gamma-Simulationen. Je mehr Teleskope auf ein Ereignis triggern, desto mehr Information wird über den Schauer gewonnen. Eine größere Multiplizität bedeutet dementsprechend einen größeren Wert von Q und somit eine bessere Separation zwischen Gamma und Hadron als Primärteilchen. Die Diskrepanz zwischen den Q -Verteilungen der Off-Daten und der Proton-Simulationen wird vermutlich durch die schwereren Kerne in dem geladenen Anteil der kosmischen Strahlung verursacht.

3.3 Korrelation zwischen MSCW und Event Quality

Die MSCW und die Event Quality betrachten zwei verschiedene Aspekte des Schauerbildes. Während in der MSCW die gemessene Schauerbreite mit der für Gammas erwarteten Breite verglichen wird, misst die Event Quality, wie gut sich Gammas und Hadronen voneinander trennen lassen. Die Tatsache, dass die beiden Größen verschiedene Schauereigenschaften betrachten, lässt vermuten, dass man durch Kombination der Parameter zusätzliches Potenzial in der Gamma-Hadron-Separation gewinnen kann.

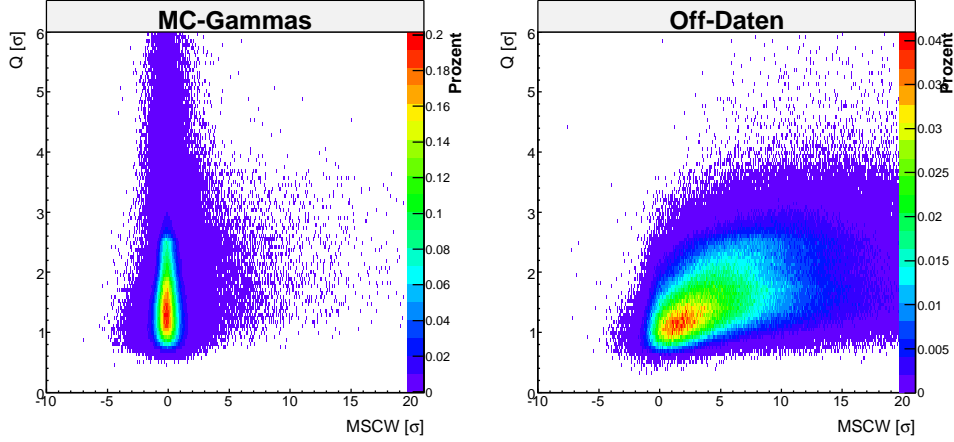


Abbildung 3.6: Korrelation zwischen der MSCW und der Event Quality am Beispiel von Monte-Carlo-Gammas (**links**) und Off-Daten (**rechts**) im Zenitwinkelbereich von 0° bis 40° .

Abbildung 3.6 verdeutlicht die nur schwach ausgeprägte Korrelation zwischen der MSCW und Q anhand von Gamma-Simulationen und Off-Daten. Die MSCW-Verteilung der Gammas ist weitestgehend unabhängig von der Event Quality, wohingegen sich der Schwerpunkt der Off-Daten-Verteilung mit steigendem Q zu größeren MSCW Werten verschiebt. Dies ermöglicht eine bessere Trennung von Ereignissen mit einer hohen Event Quality.

3.3.1 Erzeugung des Ω -Parameters

Vereint man die Informationen, die in der MSCW und der Event Quality enthalten sind, so ist man in der Lage, einen neuen Schnittparameter Ω zu definieren. Dieser Parameter wird aus den Q -MSCW-Verteilungen von Gamma-Simulationen und Untergrundbeobachtungen extrahiert (siehe Abbildung 3.6). Dabei wird jedem Punkt in dieser zweidimensionalen Verteilung ein Wert Ω zugeordnet. Er berechnet sich, analog zu η in Gleichung (3.4), aus dem Anteil an Signal und Untergrundereignissen in diesem Punkt. Eine Konstante η_0 wird in einem Gebiet sehr geringer Hadron- und großer Gammastatistik definiert. Sie dient als Referenzwert und soll Punkten, die nur Gammas bzw. nur Hadronen enthalten einen festen positiven- (kein Untergrund) bzw. negativen Wert (kein Signal) zuordnen. Weiterhin soll die Ω -Verteilung später auf dieses η_0 normiert werden.

Jeder Punkt $P(i, j)$ in Abbildung 3.6 beinhaltet $N_\gamma(i, j)$ bzw. $N_{CR}(i, j)$ Ereig-

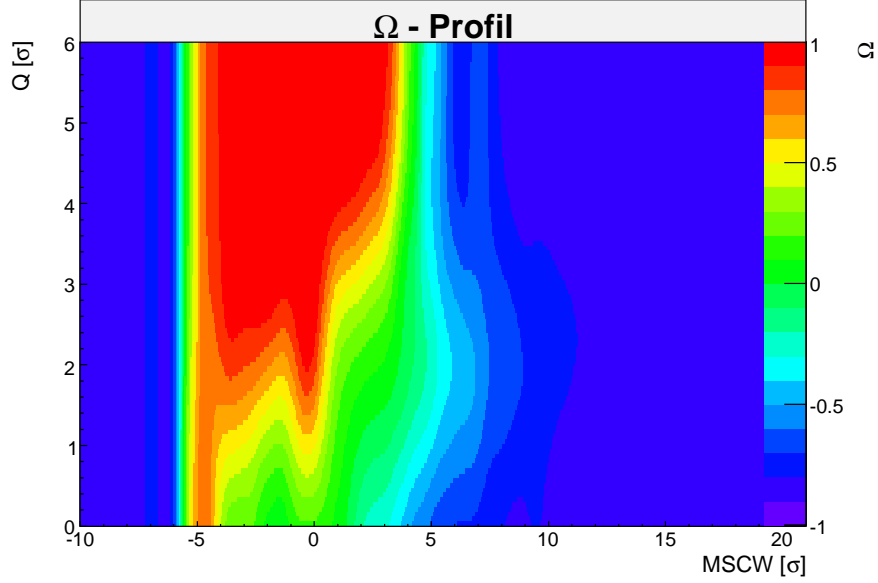


Abbildung 3.7: Ω -Profil für die in Abbildung 3.6 verwendeten Off-Daten und Monte-Carlo-Gamma-Simulationen. Die Farbskala ist ein Indikator für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis mit einer bestimmten MSCW und einer bestimmten Q ein Gamma ist.

nisse. $\Omega(i, j)$ wird dann wie folgt erzeugt:

$$\Omega(i, j) = \frac{1}{\eta_0} \cdot \begin{cases} \frac{\epsilon_\gamma(i, j)}{\sqrt{\epsilon_{CR}(i, j)}} & \forall P(i, j) \text{ mit } N_{CR}(i, j) \neq 0 \neq N_\gamma(i, j) \\ -\eta_0 & \forall P(i, j) \text{ mit } N_\gamma(i, j) = 0 \\ \eta_0 & \forall P(i, j) \text{ mit } N_{CR}(i, j) = 0 \\ 0 & \forall P(i, j) \text{ mit } N_{CR}(i, j) = N_\gamma(i, j) = 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

Für alle Bins (i, j) , die in der Signal- und Untergrund-Verteilung nicht leer sind, wird $\eta(i, j)$ nach Gleichung (3.4) berechnet. Punkte, die in einer der Verteilungen ohne Inhalt sind, werden auf $-\eta_0$ (für $N_\gamma(i, j) = 0$) bzw. $+\eta_0$ (für $N_{CR}(i, j) = 0$) gesetzt. Bins, die in beiden Verteilungen leer sind, werden auf 0 gesetzt. $\Omega(i, j)$ wird so für alle Punkte berechnet und in eine zweidimensionale Tabelle eingetragen. Diese wird dann auf η_0 normiert, womit sich der Wertebereich von Ω auf $-1 \leq \Omega \leq 1$ erstreckt. Um statistische Fluktuationen zu minimieren, wurde eine Prozedur zum Glätten dieses zweidimensionalen Profils angewendet.

3.3.2 Eigenschaften von Ω

Das in Abbildung 3.7 dargestellte Profil zeigt den Zusammenhang zwischen MSCW, Q und Ω . Ereignissen mit einer kleinen positiven oder negativen MSCW und einer großen Event Quality wird ein hoher Ω -Wert zugeordnet, Ereignissen mit einer großen skalierten Breite wird dagegen ein großer negativer Wert

von Ω zugeordnet. Dadurch wird eine Aussage getroffen, wie sehr ein Schauer mit einer berechneten MSCW und Event Quality einem Gamma ähnelt. Der so generierte Ω -Parameter enthält die Information der Schauergeometrie und der Qualität des Schauers und kann im Folgenden genutzt werden, um zwischen Gammas und Hadronen zu unterscheiden.

Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung von Ω sowie die Leistungsfähigkeit eines Ω -Schnittes anhand von Simulationen und Off-Daten. Es ist erkennbar, dass die hadronische Ω -Verteilung starken Schwankungen unterliegt. In Abbildung 3.6 wird deutlich, dass ein großer Teil der Off-Daten im Bereich niedriger Gamma-Statistik liegt. Das führt bei der Berechnung von Ω in den Punkten dieser Region zu den beobachteten Fluktuationen. Da man bei Schnitten auf Ω allerdings weit genug entfernt von besagten Fluktuationen ist, soll hier nicht weiter auf sie eingegangen werden.

Der Maximalwert η_{\max}^{Ω} ist mit 3.5 noch einmal höher als bei einem auf η optimierten $\Delta\chi^2$ -Schnitt ($\eta_{\max}^{\Delta\chi^2} = 3.2$) und einem MSCW-Schnitt ($\eta_{\max}^{MSCW} = 3.0$). Das größte Trennungspotenzial hat ein Ω -Schnitt bei Gammaeffizienzen von 40% - 45%. Wie $\Delta\chi^2$ ist auch Ω ein energieabhängiger Parameter. Das Spektrum einer Quelle hat also auch hier einen großen Einfluss auf das Separationspotenzial eines Ω -Schnittes. In Abschnitt 3.2.2 wurden die Eigenschaften der Event Quality diskutiert. Ereignisse hoher Energie und großer Teleskop-Multiplizität haben eine große Q . Wie in Abbildung 3.7 dargestellt, verursacht ein härterer Ω -Schnitt einen härteren Schnitt auf die Event Quality, wodurch bevorzugt Ereignisse hoher Energie selektiert werden. Die Energieschwelle ändert sich also bei der Variation des Ω -Schnittes und liegt für einen optimalen η -Schnitt von $\Omega = 0.6$ bei ca. 400 GeV. Dies wird in Abbildung 3.9 deutlich.

3.4 Vergleich von MSCW, $\Delta\chi^2$ und Ω

Um die im letzten Kapitel neu eingeführten Größen mit der MSCW vergleichen zu können, werden, wie in Abbildung 3.10 dargestellt, die Effizienzen von Gammas und Off-Daten bei einer Variation des Schnittparameters gegeneinander aufgetragen. Bei dem in der H.E.S.S.-Standardanalyse verwendeten MSCW-Schnitt von 0.9 passieren $\approx 95\%$ der Gammas und $\approx 12\%$ des Untergrundes die Selektion⁴. Die Ω - und $\Delta\chi^2$ -Schnitte trennen Gammas vom hadronischen Untergrund besser als ein MSCW-Schnitt. Durch Anwendung eines Schnittes auf diese Größen kann folglich die Signifikanz einer Messung erhöht werden.

Die Parameter, die die Qualität eines Schauers beschreiben, arbeiten bei einer kleinen Gammaeffizienz. Wie in den vorigen Abschnitten bereits erklärt, ändert sich bei einer Variation des Schnittwertes dieser Größen auch die Energieschwelle des Systems: bei einem härteren Schnitt (also mit kleiner werdendem ϵ_{γ}) wird implizit auf den *Size*-Parameter geschnitten. Je kleiner dabei ϵ_{γ} ausfällt, desto

⁴Es werden nur Bilder mit einer Intensität > 80 p.e. und einem $\theta^2 < (1.5^\circ)^2$ benutzt. Außerdem sollen zwei oder mehr Teleskope auf ein Ereignis getriggert haben.

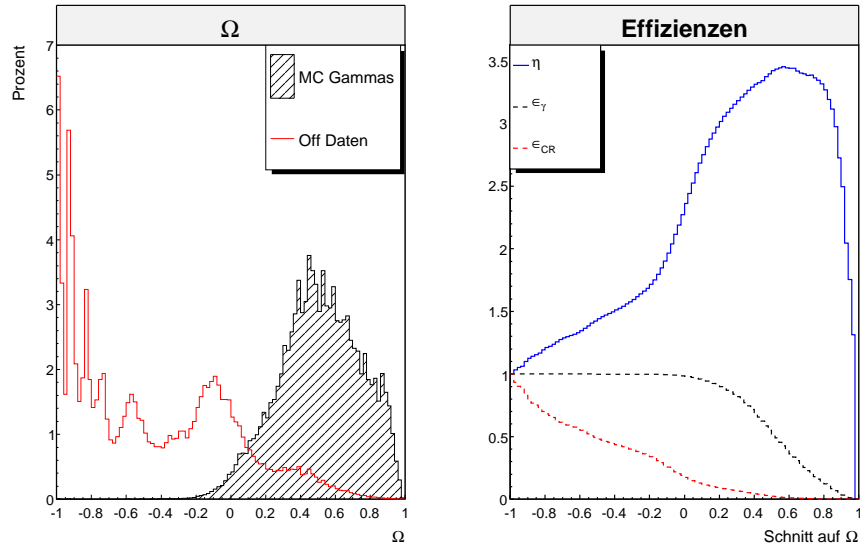


Abbildung 3.8: Verteilung von Ω (links) sowie die Leistungsfähigkeit bei einem Ω -Schnitt (rechts).

größer ist der Einfluss der Qualität des Schauers auf den Schnittparameter. Die zusätzliche Information der Qualität des Schauers macht sich bemerkbar, da zunehmend Schauerbilder selektiert werden, die die klare Signatur eines Gammas besitzen. Betroffen sind vor allem Ereignisse hoher Energie, da bei diesen besser zwischen Gamma und Hadron als auslösendem Teilchen unterschieden werden kann.

Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht zur Leistungsfähigkeit der verschiedenen Schnitte. Dabei wurde im ersten Teil der Tabelle die Gamma- bzw. Hadroneffizienz sowie der Maximalwert von η notiert. Im zweiten Teil der Tabelle ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei verschiedenen Gammaeffizienzen aufgelistet. Es nimmt mit kleiner werdendem ϵ_γ für $\Delta\chi^2$ und Ω immer mehr zu. Schnitte auf diese beiden Parameter eignen sich also, um starke Quellen bzw. Quellen diffuser Gammastrahlung zu analysieren.

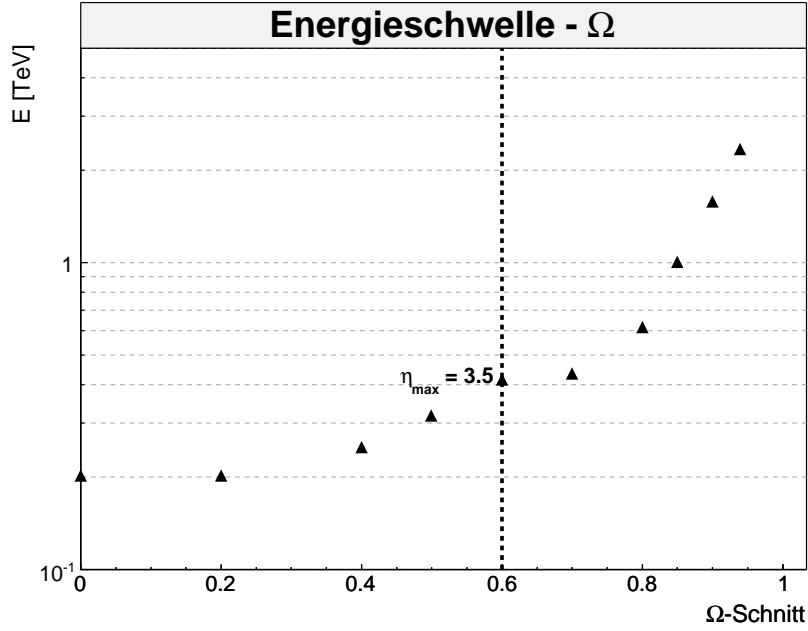


Abbildung 3.9: Energieschwelle des H.E.S.S.-Experiments als Funktion des Ω -Schnittes.

Schnitt	ϵ_γ	ϵ_{CR}	η_{\max}	S/B	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.2}$	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.3}$	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.4}$
	%	%					
MSCW	78	7.0	3.0	11.1	14.8	14.7	14.6
$\Delta\chi^2$	36	1.3	3.2	27.7	30.8	24.2	19.1
Ω	43	1.5	3.5	28.7	44.4	33.6	26.5

Tabelle 3.1: Leistungsfähigkeit verschiedener Schnittkonfigurationen und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (S/B) bei verschiedenen ϵ_γ . Angegeben ist außerdem der Anteil an Ereignissen in Prozent, welche die Schnitte bei η_{\max} überstehen [15].

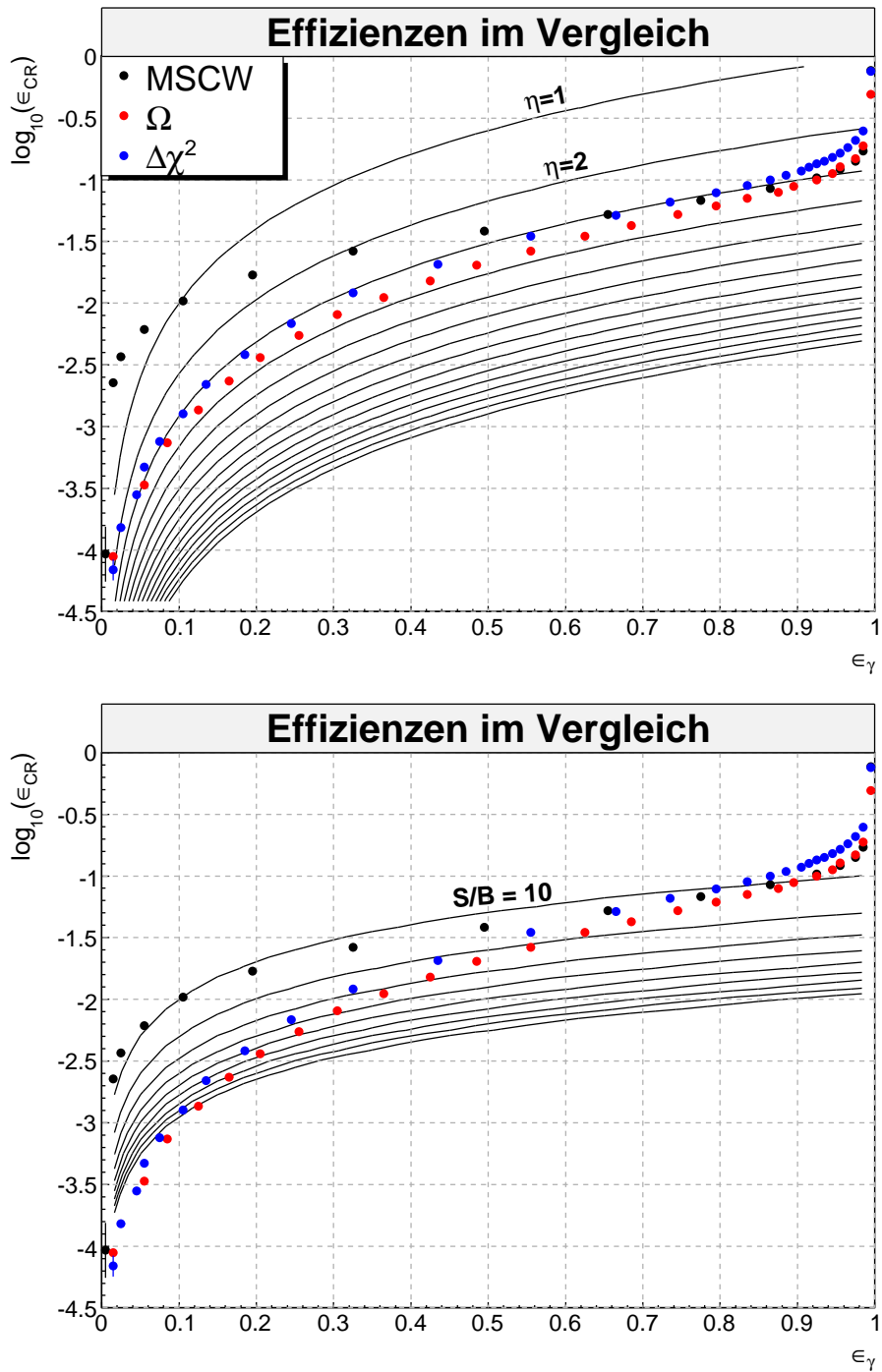


Abbildung 3.10: Vergleich der Effizienzen verschiedener Selektionen. Die Kontur entspricht dabei η -Werten von 1 bis 15 (oben) bzw. S/B -Werten von 10 bis 100 (unten).

Kapitel 4

Klassifikation mit Hilfe des Random Forest

Im vorigen Kapitel wurden neue Schnittparameter eingeführt und ihr Separationspotenzial analysiert. In diesem Teil der Arbeit soll nun eine alternative Methode der Gamma-Hadron-Separation untersucht werden. Im ersten Abschnitt wird der Random Forest als Klassifikationsalgorithmus vorgestellt und seine Arbeitsweise erläutert. Nachdem in Abschnitt 4.2 das sogenannte Training des Random Forest dargestellt wird, folgen in Abschnitt 4.3 Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Off-Daten. Systematische Tests anhand von Beobachtungsdaten aus Richtung des Galaktischen Zentrums und von dem Aktiven Galaktischen Kern PKS 2155 sollen in Abschnitt 4.4 besprochen werden, bevor dann der Vergleich mit der H.E.S.S.-Standardanalyse im letzten Abschnitt angestellt wird. Es zeigt sich, dass die Analyse mit dem Random Forest eine signifikant bessere Trennung von Signal und Untergrund ermöglicht.

4.1 Die Methode

Random Forest wurde von Leo Breiman und Adele Cutler entwickelt und klassifiziert Ereignisse verschiedener Gattungen [18]. Ähnlich einem neuronalen Netzwerk werden dem Random Forest mit einem unabhängigen Trainingssatz Unterschiede zwischen verschiedenen Klassen beigebracht. Dazu benötigt man einen Parameter-Satz, der die Ereignisse der entsprechenden Klassen beschreibt. Anhand der erlernten Unterschiede kann der Random Forest anschließend unklassifizierte Daten separieren. Die Ausgabe ist eine Zahl $\zeta[0;1]$, auf die dann in einer Analyse geschnitten werden kann. Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch die Ausgabe eines Random Forest der, nach seinem Training, Ereignisse zweier Klassen zugeordnet hat.

In [16] wird beschrieben, wie ein Random Forest zur Klassifikation von Luftschauerbildern und somit zur Separation von Signal und Untergrund in der abbildenden Čerenkov-Technik genutzt werden kann.

Ein Random Forest besteht aus sehr vielen Entscheidungsbäumen, deren Training im Folgenden nachvollzogen werden soll:

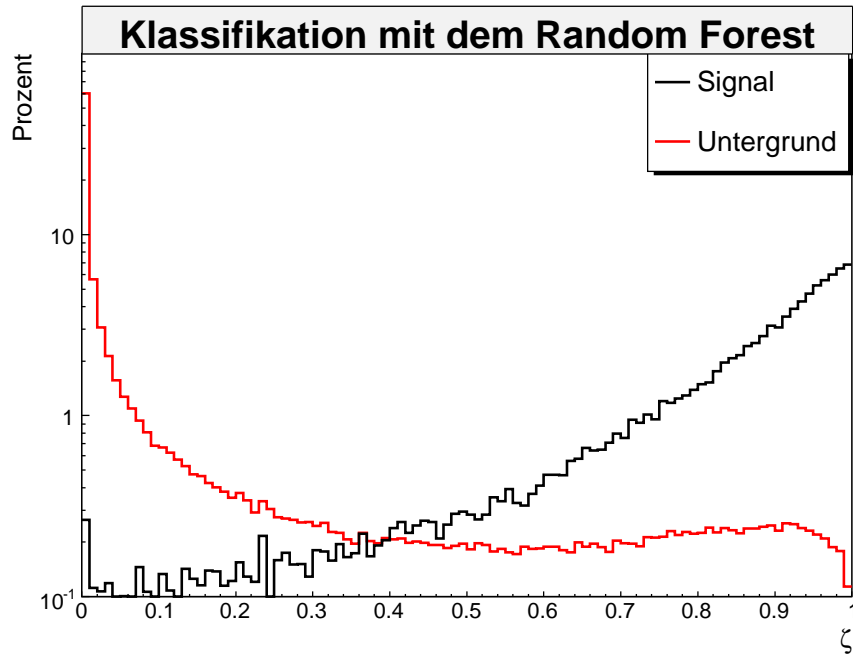


Abbildung 4.1: Ereignisse zweier Klassen, die vom Random Forest zugeordnet wurden. Diese sind als Signal und Untergrund bezeichnet.

- Der Trainingssatz besteht aus N Ereignissen, die von M Parametern beschrieben werden.
- An jedem Knoten eines Baumes werden $m \ll M$ Parameter per Zufall gewählt und die Daten anhand der bestmöglichen Kombination von Schnitten auf m getrennt. Dabei bleibt die Dimension von m an jedem Knoten konstant.
- Die Konstruktion des Baumes ist abgeschlossen, sobald an einem Knoten nur noch Ereignisse einer Klasse übrig sind. Dieser Endknoten wird nun bei der Klassifikation von Daten immer für die Klasse votieren, zu der auch seine Trainingsereignisse gehört haben.

Die zufällig gewählten Parameter m an den Knoten eines jeden Baumes machen den Unterschied zwischen einzelnen Bäumen aus und erlauben die Zusammensetzung vieler einzelner Entscheidungsbäume zu einem Random Forest.

Der so trainierte Random Forest kann nun zur Klassifikation von Daten benutzt werden. Eine schematische Darstellung der Arbeitsweise des trainierten Random Forest findet sich in Abbildung 4.2. Das zu klassifizierende Ereignis mit Parameter-Satz $M = (m_1, \dots, m_6)$ wird in alle Bäume des Random Forest geleitet. An jedem Knoten jedes einzelnen Baumes wird das Ereignis anhand der beim Training festgelegten Schnittwerte in die nächsten Äste geleitet. Die Endknoten liefern eine Aussage, zu welcher der beiden Klassen das Ereignis

Ereignis mit Parameter-Satz $M = (m_1, \dots, m_6)$

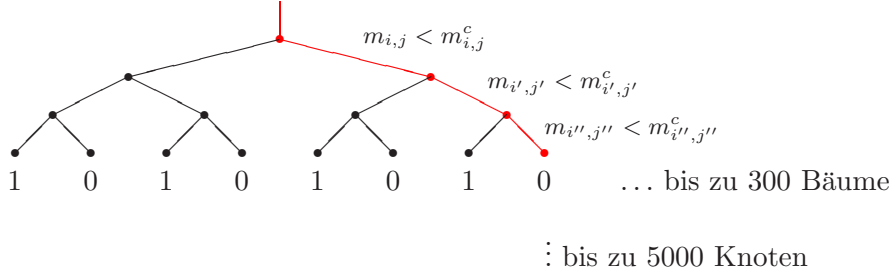


Abbildung 4.2: Arbeitsweise des Random Forest. Ein Ereignis wird in den Baum gespeist und nach den Schnittkriterien bis zum Endknoten geleitet.

gehört. In unserem Fall steht 0 für ein Hadron und 1 für ein Gamma. Eine Mittelung über die Ausgabe der Endknoten aller Entscheidungsbäume ergibt einen Wert ζ zwischen 0 und 1 für das entsprechende Ereignis (siehe Abbildung 4.1).

Der Random Forest klassifiziert Gammas und Hadronen mit Hilfe von Parametern, die Luftschauerbilder beschreiben. Wie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, hängen die Eigenschaften dieser Schauerbilder von der Energie und dem Zenitwinkel ab. Daher ist es erforderlich, Forests in verschiedenen Zenitwinkel- und Energiebereichen zu trainieren.

4.2 Das Training des Random Forest

Um den Forest die Unterschiede zwischen Signal und Untergrund zu lehren, wurden Monte-Carlo-Simulationen diffuser Gammas¹ sowie Off-Beobachtungen der Quelle 1ES1101-232 verwendet. Durch die Verwendung diffuser Gammas kann die Analyse einer Quelle unabhängig vom Abstand zwischen Kamerazentrum und rekonstruierter Bildposition durchgeführt werden.

4.2.1 Eigenschaften des Trainingssets

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Forests mit Gamma-Simulationen in 8 verschiedenen Energiebändern bei einem Zenit von 20° und mit Off-Daten im Zenitwinkelbereich von 15° bis 25° trainiert. Eine Übersicht über die einzelnen Energiebereiche findet sich in Tabelle 4.1. Für die Photonen wurde dabei ein Spektrum mit Index 2.0 zugrunde gelegt; die Untergrundbeobachtungen dagegen besitzen im relevanten Energiebereich von 100 GeV – 100 TeV ein Spektrum mit Index 2.7 und sind homogen über das gesamte Gesichtsfeld verteilt. Der Anteil an Gammas und Hadronen im jeweiligen Energieband sowie die genaue Anzahl an Trainingsereignissen ist in Tabelle 4.1 verzeichnet. Nach dem

¹Die Photonen wurden, ausgehend vom Kamerazentrum, homogen in einem Kreis mit Radius 2.5° simuliert.

Energieband	Energiebereich TeV	γ -CR Verhältnis %	N_γ	N_{CR}	Fehler %
1	0.1 - 0.3	40 : 60	40000	60000	9.9
2	0.3 - 0.5	35 : 65	26000	49000	5.5
3	0.5 - 1.0	30 : 70	26000	59000	5.1
4	1.0 - 2.0	25 : 75	16900	50100	4.6
5	2.0 - 4.0	25 : 75	10100	30400	4.1
6	4.0 - 8.0	20 : 80	5500	21900	3.0
7	8.0 - 16.0	20 : 80	2750	10950	2.1
8	16.0 - 100.0	20 : 80	2200	8800	0.8

Tabelle 4.1: Statistik des Trainingssets. Mischungsverhältnis, Anzahl an Gammas und Hadronen sowie Fehlerquote des Forests in den trainierten Energiebändern.

Training berechnet der Random Forest mit einem unabhängigen Testsatz die Fehlerquote seiner Zuordnung über den Anteil an Ereignissen, die falsch klassifiziert wurden. Diese Fehlerquote ist ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Breite der Energiebänder wurde so gewählt, dass eine ausreichende Statistik in allen Bändern gewährleistet ist. Eine Änderung des Mischungsverhältnisses hin zu einem höheren Gammaanteil bei kleinen Energien lässt sich dadurch begründen, dass Ereignisse niedriger Energie schlechter zu klassifizieren sind, da die Unterschiede zwischen Gammas und Hadronen gering sind. Das Mischungsverhältnis bestimmt dabei direkt, welche Form die ζ -Verteilung hat: je mehr mit Ereignissen einer Klasse trainiert wird, desto spitzer verläuft das Maximum der entsprechenden ζ -Verteilung.

4.2.2 Verteilung der Trainingsparameter

Der Parameter-Satz M , mit dem der in dieser Arbeit verwendete Random Forest trainiert wurde, besteht ausschließlich aus Größen, die Informationen aller Teleskope über den Schauer enthalten. Die Dimension von M ist daher unabhängig von der Zahl der getriggerten Teleskope, was bedeutet, dass man einen einzigen Random Forest für alle Teleskop-Multiplizitäten verwenden kann. Würde man dagegen Trainingsparameter wählen, welche die Eigenschaften der einzelnen Schauerbilder beschreiben, müsste man für jede Teleskop-Multiplizität einen eigenen Random Forest trainieren, da sich die Dimension von M mit der Anzahl an getriggerten Teleskopen ändert.

Eine Übersicht über alle Trainingsparameter findet sich in Tabelle 4.2. Es handelt sich dabei um die im 2. Kapitel definierten skalierten Hillas-Parameter MSCW und MSCL, die im vorigen Kapitel eingeführten Größen Event Quality und $\Delta\chi^2$ sowie die Tiefe des Schauermaximums und die Intensität im zweithellsten Schauerbild. Im Folgenden sollen die beiden Letzteren vorgestellt werden.

Tiefe des Schauermaximums - X_{\max}

Wie im 1. Kapitel bereits erläutert, ist am Schauermaximum die Anzahl an Sekundärteilchen und damit auch die Čerenkov-Lichtemission maximal. Je nachdem, ob das Primärteilchen ein Gamma oder ein Hadron war, fällt die Verteilung der rekonstruierten Tiefe des Schauermaximums unterschiedlich aus. Um X_{\max} trigonometrisch aus den Schauerbildern zu rekonstruieren, benötigt man zwei Größen: den Winkelabstand α zwischen *COG* und der rekonstruierten Quellposition sowie den Abstand R zwischen Schauerauftreffpunkt und Teleskopposition. Für jedes Teleskop i ergibt sich die Höhe des Schauermaximums h_i , unter der Annahme kleiner Winkel zu:

$$h_i = \frac{R_i}{\tan \alpha_i} \approx \frac{R_i}{\alpha_i} . \quad (4.1)$$

Danach wird die Höhe des Teleskops über Normalnull addiert und über alle getriggerten Teleskope gemittelt. Schließlich wird der so rekonstruierten und gemittelten Höhe \bar{h} durch Nachschlagen in einer Tabelle die Säulendichte X_{\max} , die der Schauer bis \bar{h} durchlaufen hat, zugeordnet.

zweithellstes Schauerbild - $\text{size2}^{\text{nd}}_{\max}$

Die gemessene Intensität im Schauerbild ist eine teleskopspezifische Größe und eignet sich nicht als Trainingsparameter für den hier verwendeten Random Forest. Da dieser allerdings gerade auf die Intensität von Schauerbildern trainiert werden soll, nutzt man die Intensität im zweithellsten Schauerbild als Trainingsparameter. Alternativ besteht die Möglichkeit, eine Mittelung der Gesamtintensität aller Bilder über die Anzahl der getriggerten Teleskope vorzunehmen.

Nur Ereignisse, die folgende Schnitte passieren, werden zum Training des Forests benutzt:

1. Intensität im Bild > 80 p.e.,
2. Entfernung des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum $< 1.5^\circ$,
3. sowie eine minimale Teleskop-Multiplizität von 2.

In Abbildung 4.3 sind die Verteilungen der Trainingsparameter des Random Forest für einen Testsatz von Monte-Carlo-Simulationen diffuser Gammas und Off-Daten im relevanten Energie- und Zenitwinkelbereich dargestellt. Anhand dieser Parameter wird der Forest später Gammas von Hadronen separieren. Da die Verteilungen von MSCW, MSCL, Event Quality und $\Delta\chi^2$ schon in den vorangegangenen Kapiteln erklärt wurden, soll hier nur auf die X_{\max} - und $\text{size2}^{\text{nd}}_{\max}$ -Verteilungen eingegangen werden.

Bereits in Abschnitt 2.1.3 wurde erläutert, dass die Energie eines Schauers in erster Ordnung linear zur gemessenen Intensität im Bild ist. Das wird auch in der Verteilung des zweithellsten Schauerbildes deutlich. Die Gültigkeit dieser Annahme vorausgesetzt, wird das Spektrum der Gammas bzw. das der Off-Daten

MSCW	mittlere skalierte Schauerbreite
MSCL	mittlere skalierte Schauerlänge
$\Delta\chi^2$	Log-Likelihood-Messung
Q	Qualität des Schauerbildes
X_{\max}	maximale Schauertiefe
size2 nd max	zweitgrößte Intensität

Tabelle 4.2: Die für das Training des Random Forests und für die Klassifikation von Beobachtungsdaten verwendeten Parameter.

durch den Verlauf der size2ndmax-Verteilung widergespiegelt. Die scharfe Kante bei size2ndmax = 80 p.e. wird dabei durch den *Size*-Schnitt in der Vorselektion verursacht.

Die X_{\max} -Verteilung der Off-Daten ist sehr viel ausgeschmierter als die der Gamma-Simulationen. Darüber hinaus wird ein signifikanter Anteil an Off-Ereignissen zu $X_{\max} = 0 \text{ g cm}^{-2}$ rekonstruiert. Ursache für die breitere Verteilung der Off-Daten sind die stärkeren Fluktuationen hadronischer Schauer. Ihre Richtung lässt sich schlechter rekonstruieren, was direkten Einfluss auf die Bestimmung der Tiefe des Schauermaximums hat (siehe Gleichung 4.1). Der exponentielle Abfall der atmosphärischen Dichte mit steigender Höhe führt dazu, dass Fehler in der Rekonstruktion bei größeren Höhen einen stärkeren Einfluss haben. Dies verursacht das Maximum bei 0 in der Verteilung von X_{\max} in den Off-Daten.

Nach dem Training des Random Forest mit den eben beschriebenen Trainingsparametern in den verschiedenen Energiebereichen sollen im folgenden Kapitel verschiedene Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Untergrunddaten durchgeführt werden.

4.3 Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Off-Daten

Bevor man den Random Forest zur Gamma-Hadron-Separation in der Datenanalyse benutzen kann, muss gezeigt werden, dass er Signal und Untergrund richtig klassifiziert. Dazu wird er in diesem Abschnitt mit Monte-Carlo-Gamma-Simulationen und Off-Daten getestet.

Klassifikation von Simulationen

In die trainierten Forests werden nun Monte-Carlo-Gammas und -Protonen geleitet und eine Klassifikation durch sie vorgenommen. Die so erzeugten ζ -Verteilungen der Simulationen sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Diese beinhaltet sowohl eine eindimensionale, energieunabhängige Form als auch eine zweidimensionale Darstellung als Funktion der Energie. Das Maximum der Vertei-

4.3. TESTS MIT MONTE-CARLO-SIMULATIONEN UND OFF-DATEN

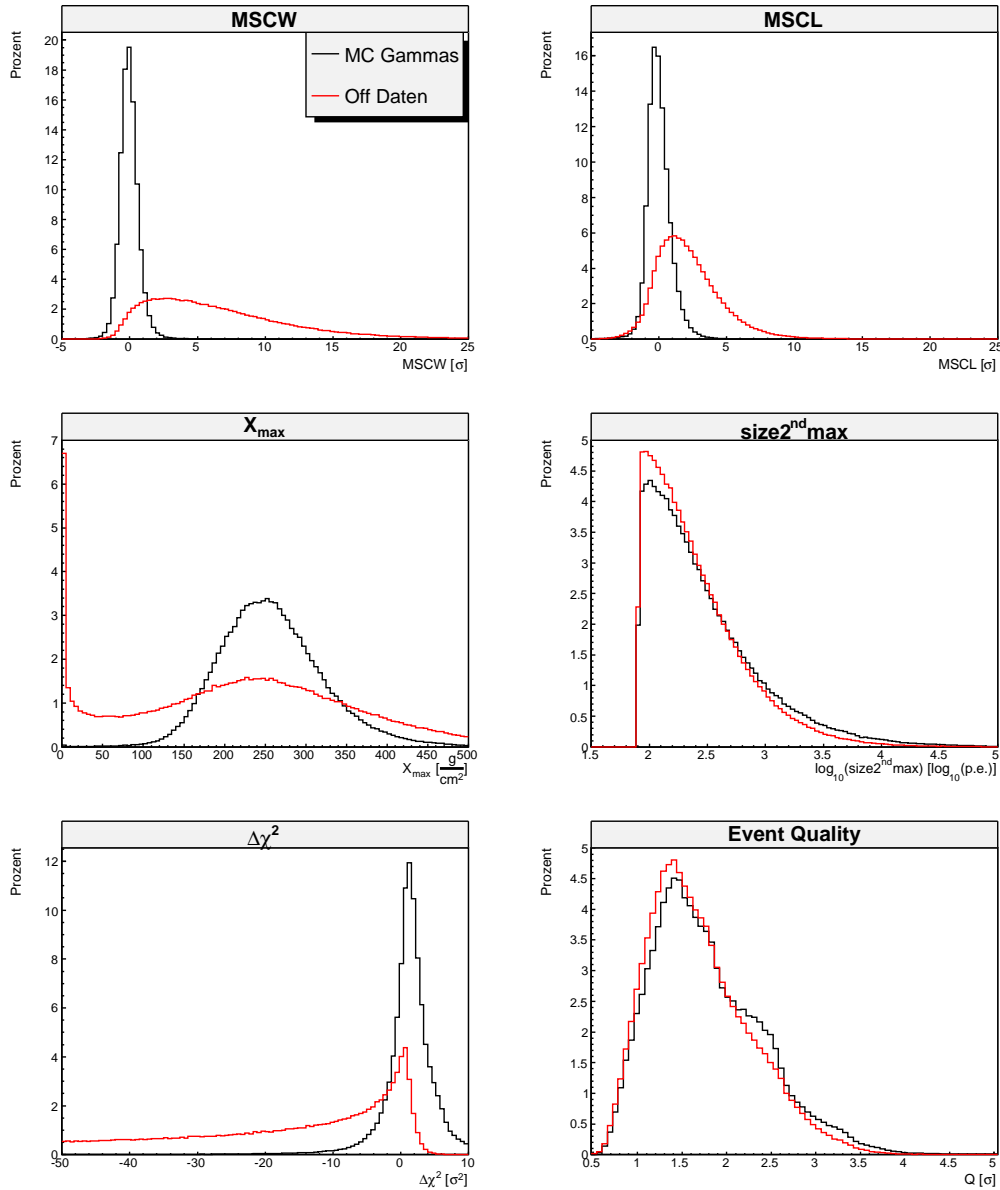


Abbildung 4.3: Verteilung der Trainingsparameter MSCW, MSCL, X_{max}, size2ndmax, Δχ² und der Event Quality (**von links oben nach rechts unten**) für diffuse Monte-Carlo-Gamma-Simulationen und Off-Daten bei einem Zenit von ≈ 20°. Nur Ereignisse, welche die im Text erklärten Schnitte der Vorselektion passieren, wurden in die Histogramme gefüllt.

lungen liegt bei $\zeta = 0$ (Protonen) und $\zeta = 1$ (Gammas). Eine Trennung von Gammas und Hadronen mit Hilfe des Random Forest ist also möglich. Wie ausgeprägt das Maximum in den einzelnen Verteilungen ist, hängt maßgeblich von der Energie des Schauers ab. Bilder niedriger Intensität und damit niedriger Energie lassen sich schwer zuordnen; eine Trennung von Gammas und Hadronen

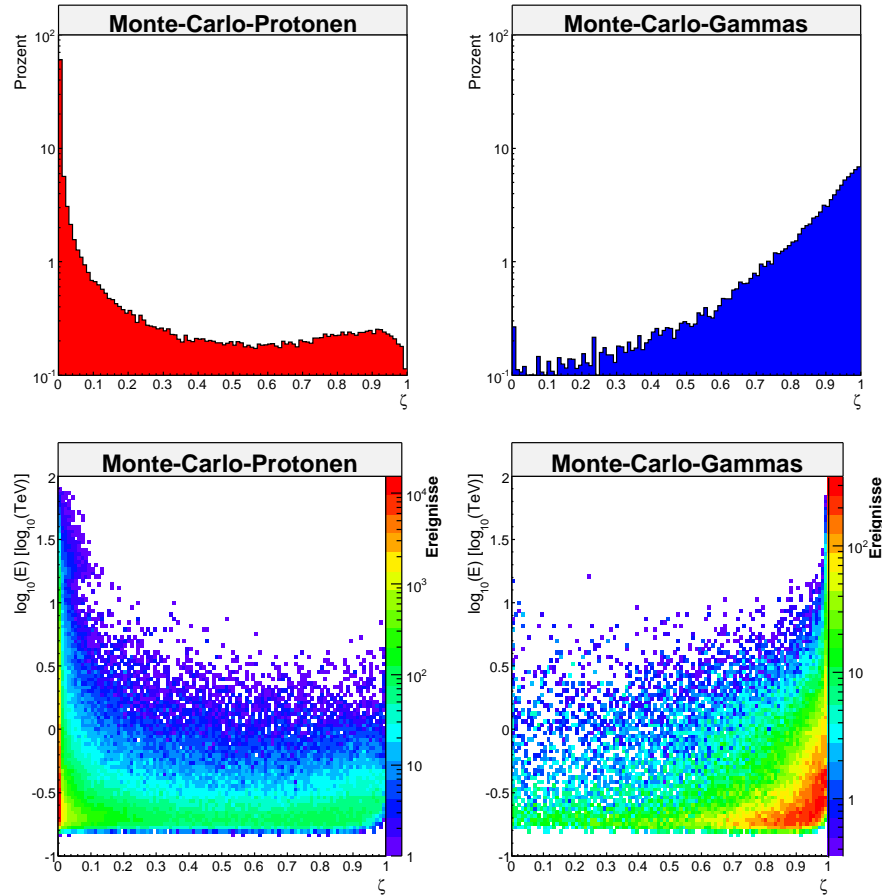


Abbildung 4.4: ζ -Verteilung von Monte-Carlo-Protonen (**links**) und diffusen Gamma-Simulationen (**rechts**) für alle Energien (**oben**) und in der zweidimensionalen Darstellung als Funktion der Energie (**unten**).

funktioniert also nur eingeschränkt. Mit steigender Energie lassen sich Ereignisse dagegen zunehmend leichter klassifizieren, was eine bessere Separation durch den Random Forest zur Folge hat (siehe Abschnitt 3.2).

Das Training in Energiebändern ist für das Auftreten von Kanten in den zweidimensionalen Verteilungen verantwortlich. In jedem Band haben die einzelnen Trainingsparameter einen unterschiedlichen Einfluss, was in einer leicht veränderten ζ -Verteilung resultiert. Eine Übersicht über die Bedeutung der Parameter in den jeweiligen Energiebändern findet sich in Abbildung 4.5 sowie in tabellarischer Form in Anhang C. Die beiden einflussreichsten Parameter sind $\Delta\chi^2$ und die MSCW. Während die Bedeutsamkeit der MSCW und von X_{\max} mit größer werdender Energie immer kleiner wird, nimmt die Event Quality und das zweithellste Schauerbild einen immer größeren Einfluss auf die Klassifikation. Dies ist so zu verstehen, dass Bilder hoher Intensität leichter zuzuordnen und infolgedessen Primärteilchen hoher Energie besser zu separieren sind.

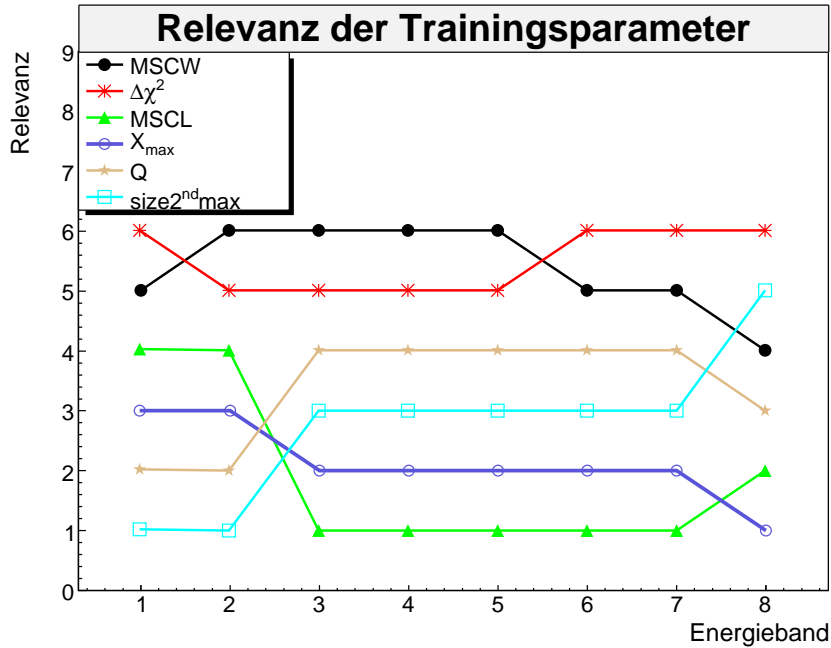


Abbildung 4.5: Relevanz der Trainingsparameter in den einzelnen Energiebändern.

Beschreibung des Untergrundes durch Simulationen

Damit man den Random Forest für eine spätere Quellanalyse nutzen kann, müssen die Untergrundbeobachtungen durch Monte-Carlo-Simulationen richtig wiedergegeben werden. Abbildung 4.6 zeigt auf der linken Seite die ζ -Verteilung von Simulationen schwerer Kerne am Beispiel von Helium, Silizium und Eisen². Mit steigender Massenzahl nimmt die laterale Ausdehnung des erzeugten Luftschauers zu, was zu stärkeren Fluktuationen im Schauerbild führt, die wiederum zur besseren Unterscheidung zwischen Gamma und Hadron genutzt werden können. Atomkerne lassen sich also umso besser als Untergrund identifizieren, je schwerer sie sind.

Auf der rechten Seite von Abbildung 4.6 ist die ζ -Verteilung für Off-Daten sowie für eine Mischung aus Monte-Carlo-Protonen und -Helium dargestellt. Die Zusammensetzung in den Simulationen wurde mit 85% Protonen und 15% Helium so gewählt, dass sie in etwa der Komposition der kosmischen Strahlung entspricht. Schwerere Kerne werden dabei durch einen künstlich um 3% erhöhten Heliumanteil repräsentiert. Die Untergrunddaten werden durch die Monte-Carlo-Simulationen gut wiedergegeben. Würde man den Untergrund allerdings nur durch Monte-Carlo-Protonen beschreiben, so würde man ein leicht ausgeschmiertes Maximum in der ζ -Verteilung sehen. Dies wird durch die einfachere Klassifikation von schweren Kernen als Untergrund verursacht.

²Wenn nicht anders erwähnt, werden die ζ -Verteilungen immer für Ereignisse im trainierten Energiebereich zwischen 100 GeV und 100 TeV gezeigt.

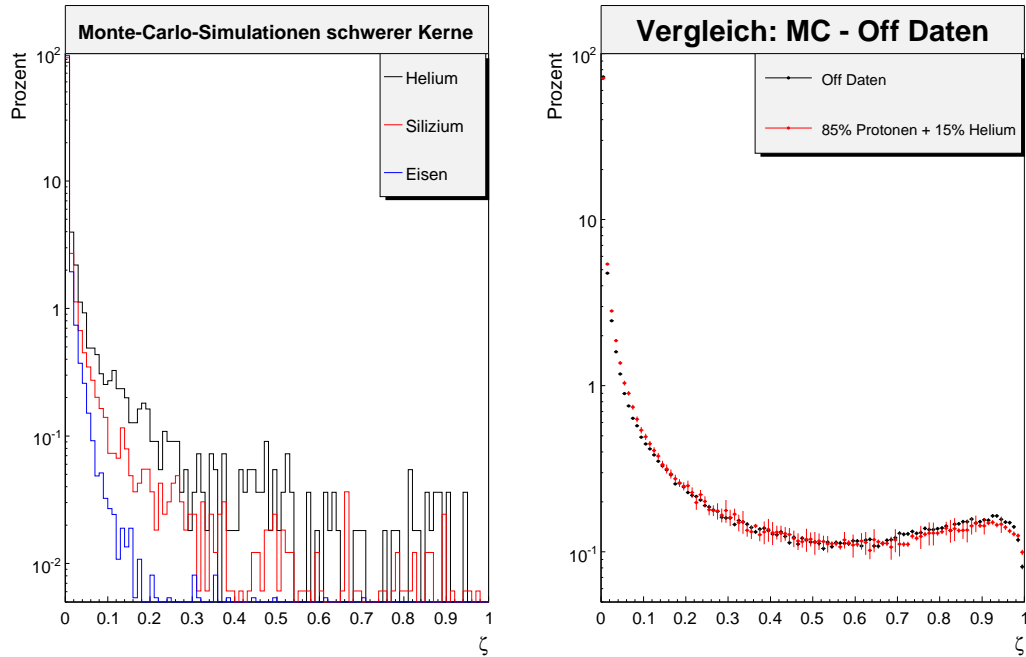


Abbildung 4.6: ζ -Verteilung für Monte-Carlo-Helium, -Silizium und -Eisen (**links**), sowie ein Vergleich zwischen Off-Daten und einer Mischung aus Monte-Carlo-Protonen und -Helium (**rechts**). Die Zusammensetzung wurde nach [2] gewählt.

Leistungsfähigkeit eines ζ -Schnittes

Nachdem in den vorigen Abschnitten nachgewiesen wurde, dass der Random Forest Signal und Untergrund richtig klassifiziert, soll nun die Leistungsfähigkeit eines ζ -Schnittes untersucht und mit einem Schnitt auf die im vorigen Kapitel untersuchten Größen MSCW, Event Quality und $\Delta\chi^2$ verglichen werden. In Abbildung 4.7 ist die ζ -Verteilung von Monte-Carlo-Gammas und Off-Daten, als auch die Leistungsfähigkeit eines ζ -Schnittes dargestellt.

Analog zur Analyse der Schnittparameter in Kapitel 3 wurden die Effizienzen ϵ_γ und ϵ_{CR} sowie der η -Wert als Funktion des ζ -Schnittes aufgetragen. Das maximale η von 4.2 wird bei ca. $\zeta = 0.85$ erreicht, was einer Gammaeffizienz von $\epsilon_\gamma = 67\%$ und einem $\epsilon_{CR} = 2.5\%$ entspricht. Im Vergleich mit der MSCW, wie auch mit $\Delta\chi^2$ und Ω separiert der ζ -Schnitt Signal und Untergrund am besten. Abbildung 4.9 verdeutlicht dies anhand der Gamma- und Hadroneffizienzen bei der Variation des Schnittes auf ζ - bzw. die MSCW. In Tabelle 4.3 ist das η_{\max} , die entsprechenden Effizienzen und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei 20-, 30- und 40% Gammaeffizienz für einen ζ - bzw. MSCW-Schnitt aufgelistet. Man erkennt eine deutliche Verbesserung im maximal erreichbaren η und S/B-Verhältnis bei verschiedenen ϵ_γ . Anders als ein Schnitt auf $\Delta\chi^2$ und Ω separiert ein ζ -Schnitt schon bei relativ hohen Gammaeffizienzen besser als ein MSCW-Schnitt (zum Vergleich: Abbildungen 3.10 und 4.9, sowie Tabelle 3.1).

Schnitt	ϵ_γ %	ϵ_{CR} %	η_{\max}	S/B	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.2}$	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.3}$	$(S/B)_{\epsilon_\gamma=0.4}$
MSCW	78	7.0	3.0	11.1	14.8	14.7	14.6
ζ	67	2.5	4.2	26.8	40.0	47.0	56.8

Tabelle 4.3: Angegeben ist der Anteil an Ereignissen in Prozent, welche die optimalen MSCW- und ζ -Schnitte bei η_{\max} überstehen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (S/B) bei verschiedenen ϵ_γ ist ebenfalls aufgetragen.

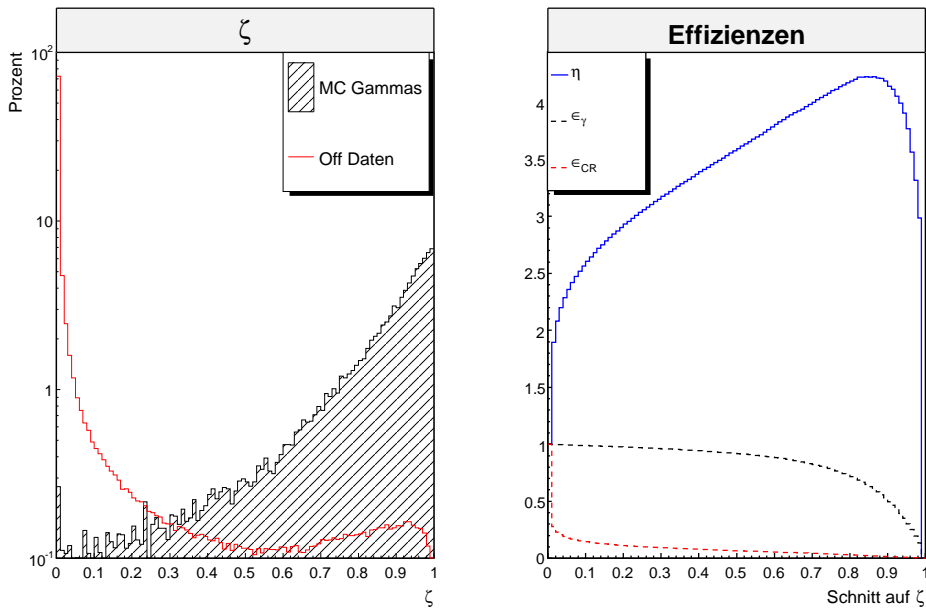
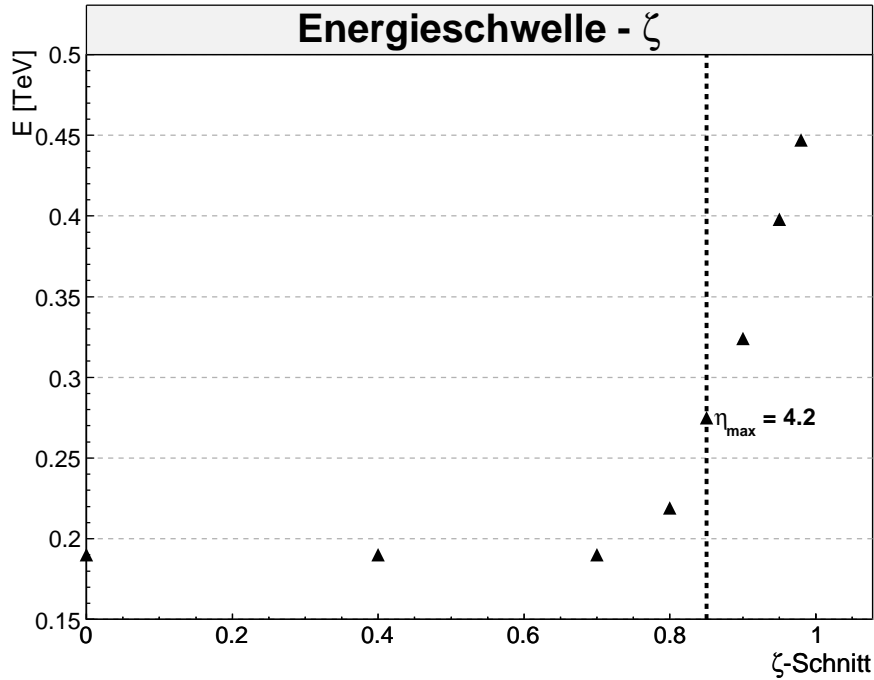


Abbildung 4.7: ζ -Verteilung von MC-Gammas und Off-Daten (**links**) sowie die Leistungsfähigkeit bei einem ζ -Schnitt (**rechts**).

Einfluss eines ζ -Schnittes auf die Energieschwelle

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, ändert der Schnitt auf einen energieabhängigen Parameter die Energieschwelle des Gesamtsystems. Da die Trainingsparameter des Random Forest diese Energieabhängigkeit zum Teil aufweisen, führt eine Variation des ζ -Schnittwertes folglich zu einer sich ändernden Energieschwelle. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Mit härteren ζ -Schnitten steigt die Energieschwelle leicht an und beträgt bei $\eta_{\max}^\zeta \sim 280$ GeV. Für alle Werte bleibt sie jedoch unter 500 GeV. Die MSCW dagegen ist eine energieunabhängige Größe und ein variabler Schnittwert ändert die Energieschwelle nicht. Bei Beobachtungen mit $\vartheta = 20^\circ$ in der Konfiguration Standard liegt diese bei ca. 200 GeV [15].


 Abbildung 4.8: Energieschwelle als Funktion des ζ -Schnittes.

4.4 Tests mit Simulationen und Punktquellen

Nachdem im letzten Abschnitt der Random Forest mit Monte-Carlo-Simulationen und Untergrunddaten getestet wurde, wird in diesem Abschnitt die Konsistenz zwischen Simulationen und Beobachtungsdaten gezeigt. Hierfür werden Observierungen hochenergetischer Gammastrahlung aus Richtung des Galaktischen Zentrums (HESS J1745-290) benutzt. Die Daten wurden von April bis August 2004 sowie von April bis Juli 2005 aufgezeichnet. Die effektive Beobachtungszeit³ beträgt 64 Stunden. In dieser Zeit wurde die Quelle im Zenitwinkelbereich von 0° bis 25° beobachtet. Um eine größtmögliche Übereinstimmung mit den Simulationen zu gewährleisten, wurden die Daten in zwei Zenitbänder unterteilt: Beobachtungen bei einem Zenitwinkel von bis zu 15° wurden mit Gamma-Simulationen bei 10° ; Observierungen bei einem größeren Zenitwinkel mit Simulationen bei 20° verglichen. Der mittlere Offset der Beobachtungen lag bei etwa 0.95° , weshalb Simulationen mit einem Offset von 1° zum Vergleich herangezogen wurden. Eine Übersicht über die verwendeten Runs findet sich in Anhang B.

Um ζ für die Ereignisse zu erhalten, werden sie nach der Vorselektion und der Schauerrekonstruktion (siehe Kapitel 2) in den Random Forest eingespeist und das dazugehörige ζ berechnet. Bevor man die ζ -Verteilung von Simula-

³Diese ergibt sich aus der totalen Beobachtungszeit, korrigiert auf die Totzeit des Triggers. Sie soll im Weiteren als Livetime bezeichnet werden.

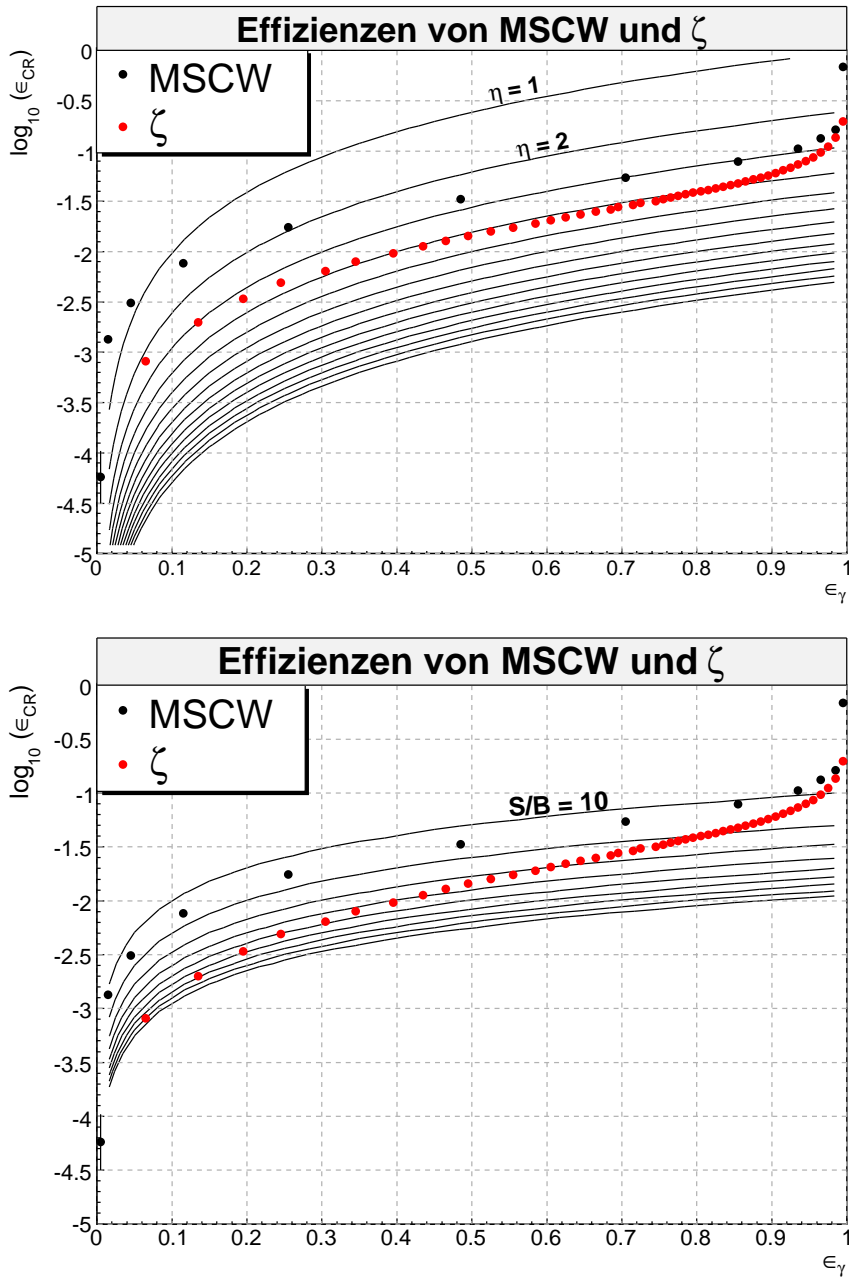


Abbildung 4.9: Effizienzen der Gammas und Off-Daten bei einem Schnitt auf die MSCW und ζ für Ereignisse aller Energien. Die Konturen entsprechen η -Werten von 1 bis 15 (**oben**) und Signal-zu-Untergrund-Verhältnissen (S/B) von 10 bis 100 (**unten**).

tionen mit dem Gamma-Überschuss der zu untersuchenden Quelle vergleichen kann, muss zunächst eine Untergrundabschätzung vorgenommen werden. Eine Methode, die auch bei der Datenanalyse in dieser Arbeit benutzt wurde, soll im Folgenden vorgestellt werden [19]:

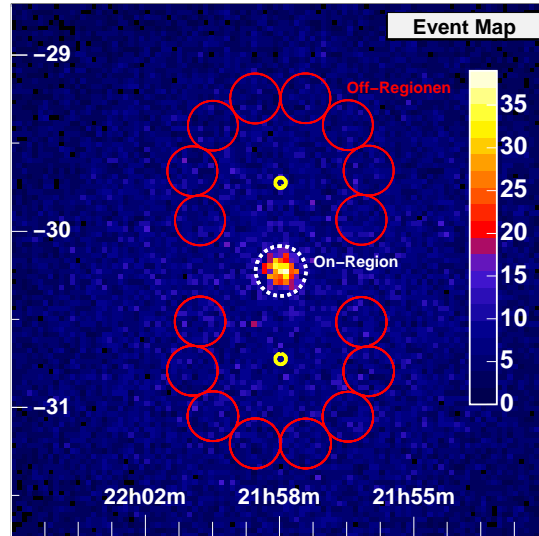


Abbildung 4.10: Gamma-Überschuss aus 5 Stunden Beobachtung des Aktiven Galaktischen Kerns PKS 2155-304. Die gelben Kreise kennzeichnen die Beobachtungspositionen des Teleskops sowie im Abstand des Wobble-Offset die Quellregion (gestrichelter Kreis) und die Off-Regionen (rote Kreise) [19].

- Beobachtungen werden im sogenannten Wobble-Modus durchgeführt, wobei gleichzeitig Signal- und Untergrunddaten aufgezeichnet werden. Dieses Prinzip ist in Abbildung 4.10 exemplarisch für zwei verschiedene Beobachtungspositionen dargestellt.
- Um die vermutete Quellposition wird ein Kreis gezogen, der die sogenannte On-Region definiert. In dieser Region wird nach einem Signal gesucht. Der Radius des Kreises hängt hierbei von der erwarteten Ausdehnung der Quelle ab.
- Abseits der Quelle werden weitere Kreise mit der gleichen Fläche wie die der On-Region definiert. Aus diesen Off-Regionen wird kein Signal erwartet. Es empfiehlt sich, mehr als nur eine Off-Region zu wählen, um den Einfluss statistischer Fluktuationen zu reduzieren. Die On- und Off-Regionen befinden sich dabei im gleichen Abstand zur Beobachtungsposition. Dieser Abstand wird als Wobble-Offset bezeichnet.
- Der Gamma-Überschuss der Quelle berechnet sich nun zu:

$$N_{\gamma} = N_{\text{On}} - \alpha \cdot N_{\text{Off}} . \quad (4.2)$$

N_{On} ist die Anzahl an Ereignissen der Quellregion, N_{Off} die Anzahl an Untergrundereignissen aus den Referenzregionen. α ist ein Normalisierungsfaktor, der auf die geometrische Fläche der jeweiligen Regionen normiert. Bei dieser Art der Untergrundabschätzung müssen aufgrund der radialen Verteilung der Off-Regionen um die Beobachtungsposition keine Akzeptanzkorrekturen berücksichtigt werden.

4.4.1 ζ -Verteilung von HESS J1745-290

Die Beobachtungsdaten der Quelle HESS J1745-290 werden wie eingangs beschrieben analysiert. Die On-Region befindet sich dabei an der Position des Galaktischen Zentrums in der nach einem Signal gesucht wird. Nach Gleichung (4.2) wird nun der Gamma-Überschuss aus der Quellregion berechnet und mit Gamma-Simulationen verglichen. Wie bereits erwähnt, sollten der untersuchte Energiebereich, die Zenitwinkelverteilung sowie der Offset bei Simulationen und Daten gleich sein. Für Energien von $0.3 \text{ TeV} \leq E \leq 10 \text{ TeV}$ folgt das Spektrum von HESS J1745-290 einem Potenzgesetz mit Index 2.2 [20]. In diesem Bereich wird der Gamma-Überschuss mit Monte-Carlo-Gammas des gleichen spektralen Index' bei einem Zenit von 10° und 20° und einem Offset von 1° verglichen. Simulationen und Gamma-Überschuss werden auf die Zählrate im Bereich $0.3 \leq \zeta \leq 1.0$ normiert. Nur wenn beide ζ -Verteilungen übereinstimmen und somit die realen Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen korrekt beschrieben werden, kann man mit Hilfe der Simulationen Vorhersagen über die Gammaeffizienz eines ζ -Schnittes machen. Die ζ -Verteilung der On-Region und der Off-Regionen wird in Abbildung 4.11 gezeigt.

Bei beiden Zenitwinkeln stimmt die ζ -Verteilung des Signals und der Gamma-Simulationen im Rahmen des Fehlers überein. Der nach (4.2) berechnete Gamma-Überschuss von HESS J1745-290 lässt sich also durch Monte-Carlo-Gammas beschreiben. Im Folgenden sollen unter Verwendung der Beobachtungen von HESS J1745-290 bei kleinen Zenitwinkeln weitere systematische Tests mit dem Random Forest durchgeführt werden.

Energieabhängigkeit

Abbildung 4.12 zeigt die Leistungsfähigkeit des Forests in zwei verschiedenen Energiebereichen. Ereignisse mit kleinen Energien lassen sich nicht so gut trennen und schmieren die ζ -Verteilung aus. Bei höheren Energien lassen sich Gammas und Hadronen besser separieren und das Maximum bei $\zeta \approx 1$ wird schmaler. In beiden Energiebändern findet man eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulationen.

Multiplizitätsabhängigkeit

Der Forest wurde mit Ereignissen trainiert, die von zwei oder mehr Teleskopen detektiert wurden. In einem weiteren Test soll der Verlauf der ζ -Verteilung bei verschiedenen Multiplizitäten untersucht werden. Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich zwischen Simulationen und Daten für alle Ereignisse, welche die Vorselektion passieren (siehe Tabelle 2.1) sowie für Ereignisse, die nach der Vorselektion nur von 2, 3 oder 4 Teleskopen gesehen wurden. Bei allen Multiplizitäten stimmen Monte-Carlo-Simulationen und Daten im Rahmen des Fehlers überein.

Die Form der ζ -Verteilung ist abhängig von der Anzahl an Teleskopen, die auf ein Ereignis getriggert haben: mit steigender Multiplizität lässt sich der Schauer besser rekonstruieren und das Separationspotenzial des Forests wird größer. Besonders deutlich wird der Unterschied zwischen den 4-Teleskop-Ereignissen und Ereignissen mit niedrigeren Multiplizitäten. Das liegt neben der verbesserten

Rekonstruktion auch an der Tatsache, dass das Trainingsset mit einem spektralen Index von 2.0 in den Forest gespeist wurde. Bei einem kleineren spektralen Index handelt es sich um ein hartes Spektrum, da mehr Ereignisse mit hohen Energien gemessen werden. Dies impliziert einen größeren Anteil an hochenergetischen Schauern, die im Mittel von mehr Teleskopen gesehen werden. Das Spektrum des Trainingssets bestimmt somit die Zusammensetzung der Multiplizitäten der Trainingsereignisse und nimmt auf diese Weise Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Random Forest.

4.4.2 ζ -Verteilung von PKS 2155-304

Der Einfluss des Spektrums auf die Arbeitsweise und damit auf die Leistungsfähigkeit des Random Forest legt die Analyse einer Quelle mit einem großen spektralen Index nahe. Eine solche Quelle ist PKS 2155-304, ein Aktiver Galaktischer Kern, der einen größeren spektralen Index hat und dessen Datensatz dementsprechend mehr niederenergetische Ereignisse enthält. Die Leistungsfähigkeit des Random Forest in Bezug auf diese Quelle soll im nachfolgenden Abschnitt getestet werden.

Die Observationen von PKS 2155-304 wurden von Juli bis November 2004 sowie im August/September 2005 durchgeführt und resultieren in einer Livetime von 32 Stunden. Die Zenitwinkel der Beobachtungen variieren zwischen 0° und 35° bei einem mittleren Offset von 0.53° . Eine komplette Liste der verwendeten Runs findet sich in Anhang B. Das Spektrum von PKS 2155-304 folgt im Energiebereich von $0.3 \text{ TeV} \leq E \leq 2.0 \text{ TeV}$ einem Potenzgesetz mit Index 3.3 [21].

Die ζ -Verteilung des Gamma-Überschusses von PKS 2155-304 im obengenannten Energiebereich ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Der Verlauf dieser Verteilungen ist in Simulationen und Daten ähnlich, zeigt jedoch Abweichungen in beiden Zenitwinkelbereichen. Die Unterschiede sind noch nicht vollkommen verstanden und benötigen weitere Tests. Eine mögliche Ursache für die Abweichung könnte in den unterschiedlichen Zenitwinkelverteilungen in Daten und Simulationen begründet liegen: während Monte-Carlo-Simulationen für einen festen Zenitwinkel generiert werden, erstrecken sich die Daten über einen ganzen Zenitwinkelbereich.

4.5 Vergleich mit der H.E.S.S.-Standardanalyse

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt systematische Tests mit dem Random Forest durchgeführt wurden und die Konsistenz zwischen Daten und Simulationen unter Variation verschiedener Parameter gezeigt wurde, soll nun ein Vergleich mit der H.E.S.S.-Standardanalyse angestellt werden. Dazu werden die in der Analyse verwendeten Schnitte in den Konfigurationen Standard und Hard auf die Quellen HESS J1745-290 und PKS 2155-304 angewendet und mit unterschiedlichen ζ -Schnitten verglichen. Um eine gute Rekonstruktion der detektierten Schauer zu gewährleisten, wurden bei der ζ -Analyse nur Ereignisse

HESS J1745-290: $0^\circ < \vartheta < 15^\circ$					
Schnitt	N_{On}	$\alpha \cdot N_{\text{Off}}$	N_γ	σ	S/B
Standard	5185	3067	2118	32.12	0.69
Hard	1272	290	982	37.82	3.40
$\zeta > 0.7$	3650	1558	2092	41.20	1.34

Tabelle 4.4: Vergleich zwischen den verschiedenen Analysen der Quelle HESS J1745-290 im Zenitwinkelbereich $0^\circ < \vartheta < 15^\circ$. Die Signifikanz und der Gamma-Überschuss wurden aus der Gesamtzahl an Ereignissen aus der Quellregion bzw. den Referenzregionen bestimmt. Für die Untergrundabschätzung wurden jeweils 7 Off-Regionen radial um die Beobachtungsposition verteilt. Unter der Annahme der Rotationssymmetrie der Akzeptanzfunktion ergibt sich α zu $1/7$.

prozessiert, welche die Vorselektion in der Konfiguration Standard passiert haben (siehe Tabelle 2.1). Bei den Standard- und ζ -Cuts wurde ein θ^2 -Schnitt von $(0.112^\circ)^2$ angewendet, wohingegen in der Konfiguration Hard der θ^2 -Schnitt mit $(0.1^\circ)^2$ etwas härter gewählt wurde. In den Random-Forest-Analysen ersetzte ein ζ -Schnitt die MSCW- und MSCL-Schnitte.

Abbildung 4.15 zeigt die Signifikanz und den Gamma-Überschuss der Quelle HESS J1745-290 nach Anwendung der verschiedenen Schnitte. Neben den unterschiedlichen Schnittkonfigurationen der H.E.S.S.-Standardanalyse ist auch das Ergebnis eines Schnittes auf $\zeta > 0.7$ dargestellt⁴. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Konfigurationen sind klar erkennbar. Der Schnitt auf ζ kombiniert die Vorzüge der Standard- und Hard-Cuts. Er verbindet die hohe Gammaeffizienz der Standard-Cuts mit der erhöhten Signifikanz der Hard-Cuts. Tabelle 4.4 fasst die Zahl an On- und Off-Ereignissen sowie den Gamma-Überschuss und die Signifikanz der jeweiligen Schnitten zusammen. Im Vergleich zu den Standard-Cuts wurde mit dem ζ -Schnitt bei gleichbleibender Gammaeffizienz die Zahl der Untergrundereignisse um die Hälfte reduziert und damit das S/B-Verhältnis verdoppelt. Darüber hinaus wurde die Signifikanz um fast 30% gesteigert. Die Hard-Cuts arbeiten bei einer sehr viel niedrigeren Gammaeffizienz und erreichen ebenfalls nicht die Leistungsfähigkeit der ζ -Analyse. Sie erzielen zwar ein deutlich höheres S/B-Verhältnis, aber ihre Signifikanz liegt immer noch 10% unter der des ζ -Schnittes.

Alternativ zur Analyse von HESS J1745-290 soll nun ein ζ -Schnitt auf den PKS 2155-304-Datensatz angewendet und mit den Ergebnissen der H.E.S.S.-Standardanalyse verglichen werden.

Abbildung 4.16 zeigt den Gamma-Überschuss und die Signifikanz, die aus der

⁴Der optimale ζ -Schnitt verschiebt sich für Beobachtungen bei kleinen Zenitwinkeln von $\zeta \approx 0.85$ zu $\zeta \approx 0.7$ (siehe Tabelle 4.6)

PKS 2155-304: $0^\circ < \vartheta < 15^\circ$					
Schnitt	N_{On}	$\alpha \cdot N_{\text{Off}}$	N_γ	σ	S/B
Standard	4211	1075	3136	64.82	2.92
Hard	987	98	889	44.98	9.08
$\zeta > 0.7$	3044	463	2581	69.42	5.57

Tabelle 4.5: Vergleich zwischen den verschiedenen Analysen der Quelle PKS 2155-304 im Zenitwinkelbereich $0^\circ < \vartheta < 15^\circ$. Aus der Zahl der Signal- und Untergrundereignisse in den On- und Off-Regionen berechnen sich die Signifikanz und der Gamma-Überschuss. Die Anzahl an Referenzregionen beträgt 7.

Anwendung obengenannter Schnitte resultiert. PKS 2155-304 hat ein steiles Spektrum und liefert deshalb in der Konfiguration Standard den größten Gamma-Überschuss. Ein ζ -Schnitt von 0.7 ergibt eine etwa 7% höhere Signifikanz als die Standard-Cuts (siehe Tabelle 4.5). Der Random Forest nutzt also auch bei diesem Quelltyp die zusätzlichen Bild- und Schauerinformationen, um Signal- und Untergrundereignisse besser zu trennen. Die Hard-Cuts sind zur Analyse ungeeignet, da sie auf schwache Quellen mit einem harten Spektrum optimiert wurden. Folglich ist die Signifikanz hier deutlich niedriger als bei einem ζ -Schnitt.

HESS J1745-290

Abgesehen von den in Abbildung 4.15 und 4.16 exemplarisch vorgestellten Analysen wurden noch weitere ζ -Schnitte bei anderen Zenitwinkeln und in verschiedenen Energiebändern untersucht. Eine zusammenfassende Übersicht über die Signifikanzen und den Gamma-Überschuss von HESS J1745-290 in drei verschiedenen Energie- und zwei verschiedenen Zenitwinkelbereichen findet sich in Tabelle 4.6.

Im gesamten Energiebereich von 100 GeV bis 100 TeV liefern alle getesteten ζ -Schnitte für den bei $\vartheta = 20^\circ$ trainierten Random Forest eine höhere Signifikanz als die beiden Konfigurationen der H.E.S.S.-Standardanalyse. Im Fall von HESS J1745-290 ist zum Teil eine 20% höhere Signifikanz zu verzeichnen (bei $15^\circ \leq \vartheta \leq 25^\circ$ und $\zeta > 0.9$).

Auch für Energien unterhalb von 1 TeV resultiert eine Analyse mit dem Random Forest in einer höheren statistischen Signifikanz als die H.E.S.S.-Standardanalyse. Der Zugewinn ist sogar noch größer als bei der Anwendung von ζ -Schnitten im gesamten Energiebereich. Bei diesen niedrigen Energien erreicht ein ζ -Schnitt eine fast 30% höhere Signifikanz als die Standard- bzw. Hard-Cuts.

Bei Energien oberhalb von 1 TeV ist erkennbar, dass die Hard-Cuts eine geringfügig schlechtere (große Zenitwinkel) oder sogar eine bessere (kleine Zenitwinkel) Leistungsfähigkeit als die gewählten ζ -Schnitte zeigen. Dieser Sachverhalt lässt sich folgendermaßen erklären: Ereignisse hoher Energie erlauben eine

bessere Richtungsrekonstruktion, weshalb ein härterer θ^2 -Schnitt aufgrund der diffusen Natur des Untergrundes mehr hadronische Ereignisse als Gammas weg-schneidet. Die Tatsache, dass dieser θ^2 -Schnitt in der Konfiguration Hard härter gewählt wurde als bei den ζ -Schnitten, schlägt sich in einer höheren Signifikanz bei den Hard-Cuts nieder.

Der Gamma-Überschuss, welcher sich aus den verschiedenen ζ -Schnitten ergibt, liegt - ebenso wie das S/B-Verhältnis - im Bereich der Standard- und Hard-Cuts. Die höheren Werte der ζ -Analysen im Vergleich zu den Standard-Cuts lassen sich durch eine bessere Gamma-Hadron-Separation bei gleichen Schnitten der Vorselektion begründen. Im Vergleich mit den Hard-Cuts erreichen die meisten ζ -Schnitte ein kleineres S/B-Verhältnis, was wiederum auf den härteren θ^2 -Schnitt der Standardanalyse zurückzuführen ist.

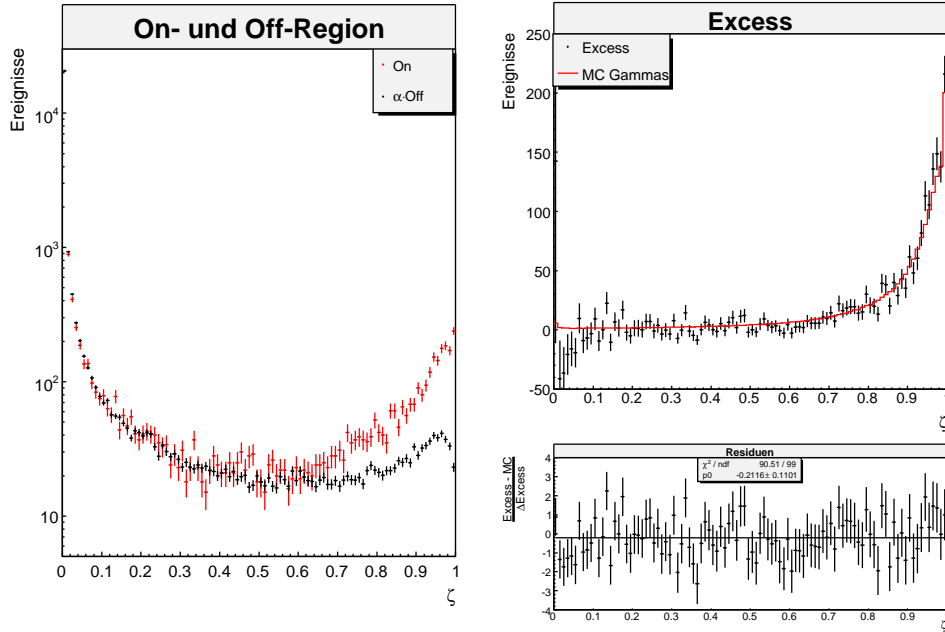
PKS 2155-304

Auch für den Aktiven Galaktischen Kern PKS 2155-304 wurden die ζ -Schnitte in verschiedenen Zenitwinkel- und Energiebereichen variiert und die Separation von Signal und Untergrund mit den Ergebnissen der H.E.S.S.-Standardanalyse verglichen. Eine zusammenfassende Übersicht findet sich in Tabelle 4.7.

Die Analysen im gesamten Energiebereich liefern für ζ -Schnitte von 0.6, 0.7 und 0.8 eine 5% – 10% höhere statistische Signifikanz als die H.E.S.S.-Standardanalyse. Im Vergleich zu den anderen ζ -Schnitten ist der Schnittwert von 0.9 zu hart, um Quellen mit einem so steilen Spektrum zu analysieren, was auch die damit verbundene, deutlich niedrigere Signifikanz erklärt.

Das PKS 2155-304-Spektrum wird größtenteils von Ereignissen bei Energien kleiner als 1 TeV bestimmt, weshalb die eben getroffenen Aussagen über den gesamten Energiebereich für das Energieband von 0.1 TeV bis 1 TeV zutreffen. Bei Energien oberhalb von 1 TeV separiert der Random Forest zwar besser als die Standard-Cuts, allerdings schlechter als die Hard-Cuts. Hierfür ist wiederum der härtere θ^2 -Schnitt in der Konfiguration Hard verantwortlich. Wie auch schon bei HESS J1745-290, liegt der Gamma-Überschuss nach der Anwendung der verschiedenen ζ -Schnitte im Bereich der Standard- bzw. Hard-Cuts. Auch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis lässt sich unter den obengenannten Gesichtspunkten der besseren Gamma-Hadron-Separation und der Abhängigkeit vom gewählten θ^2 -Schnitt verstehen.

10° - Zenit



20° - Zenit

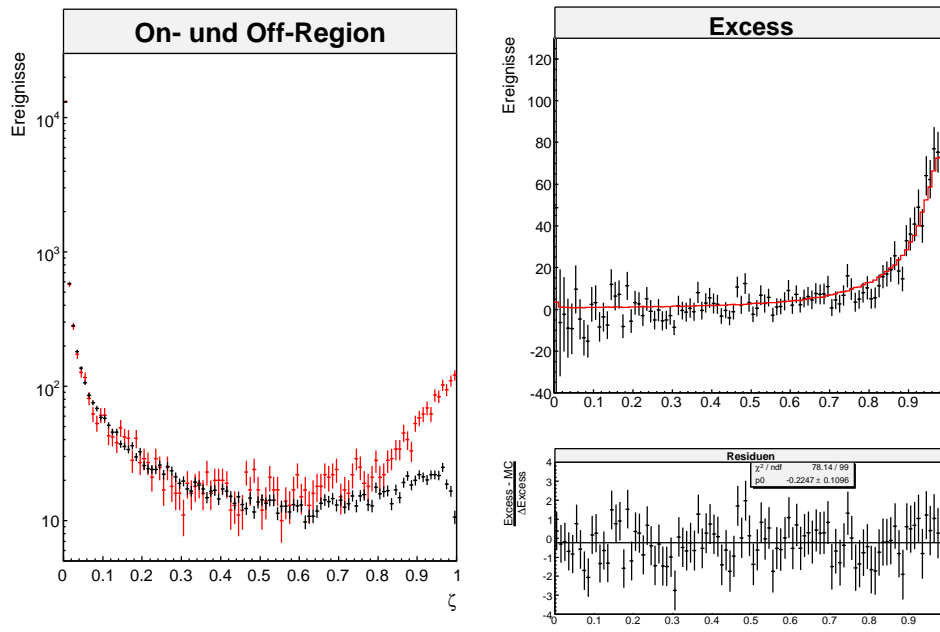


Abbildung 4.11: ζ -Verteilung der On- und Off-Regionen (**links**) und der Vergleich zwischen Gamma-Simulationen und dem Gamma-Überschuss der Quelle HESS J1745-290 (**rechts**) bei Beobachtungen im Zenitbereich von $\approx 10^\circ$ (**oben**) und 20° (**unten**). Beschreibung siehe Text.

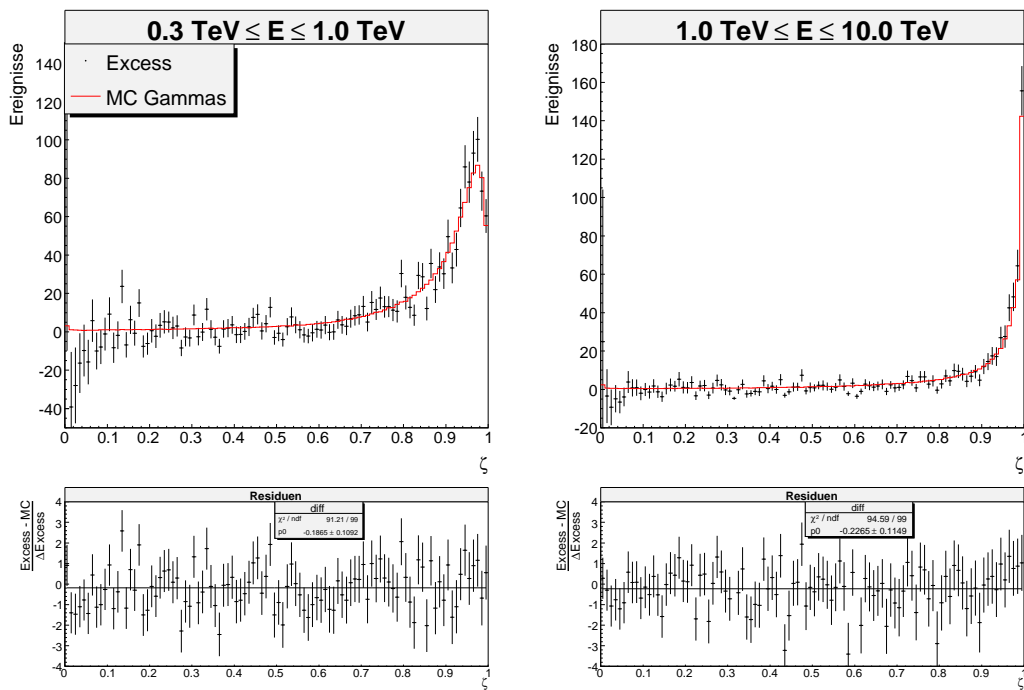


Abbildung 4.12: ζ -Verteilung von Gamma-Simulationen bei 10° und der Gamma-Überschuss der Quelle HESS J1745-290 von Beobachtungen bei Zenitwinkeln von $\approx 10^\circ$ für Energien < 1.0 TeV (**links**) und für Energien > 1.0 TeV (**rechts**).

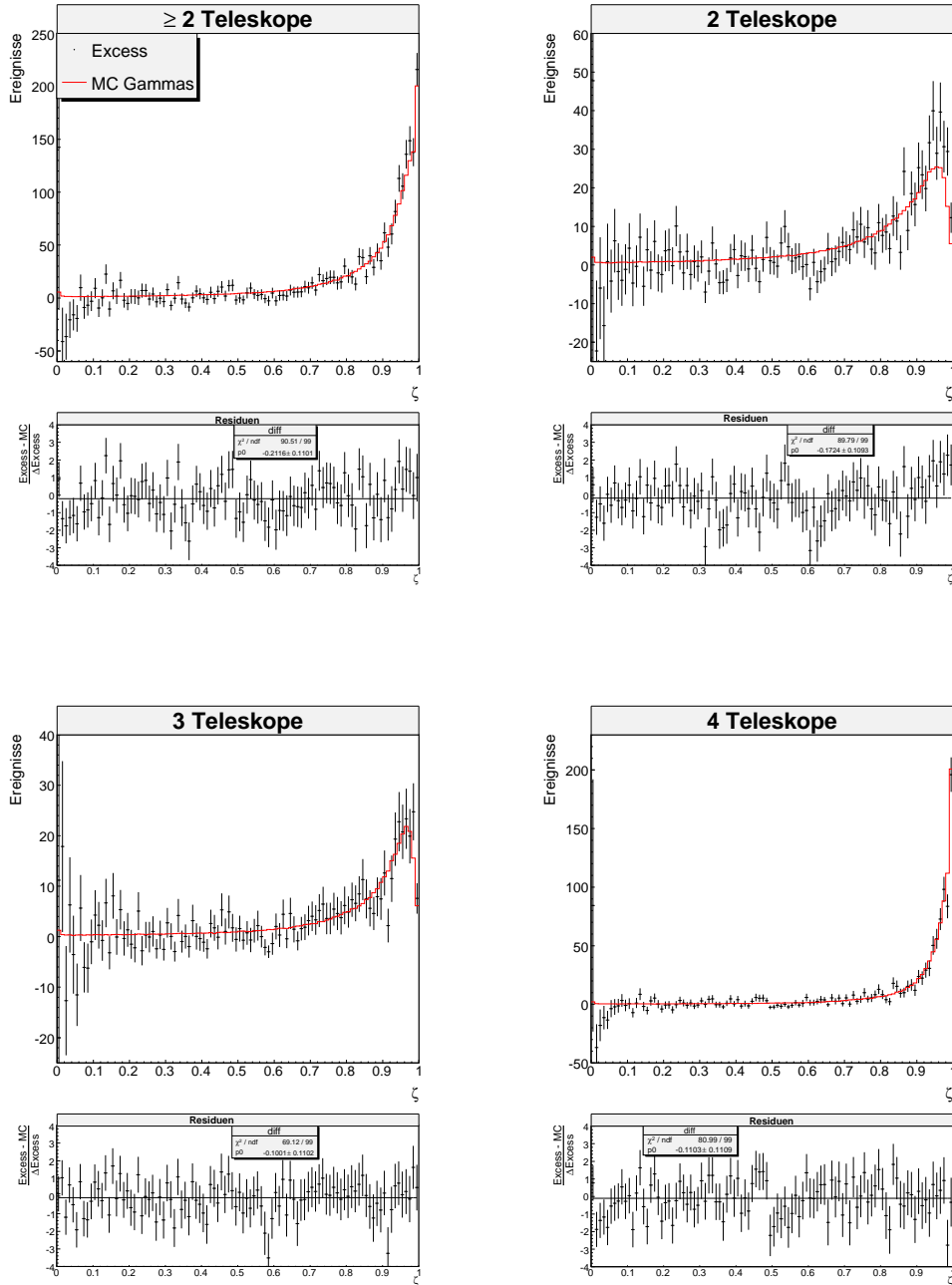


Abbildung 4.13: ζ -Verteilung von Gamma-Simulationen bei 10° und der Gamma-Überschuss der Quelle HESS J1745-290 von Beobachtungen bei Zenitwinkeln von $\approx 10^\circ$ für Ereignisse, welche die Vorselektion passieren sowie für Ereignisse, die nach der Vorselektion von 2, 3 oder 4 Teleskopen detektiert wurden (von links oben nach rechts unten).

4.5. VERGLEICH MIT DER H.E.S.S.-STANDARDANALYSE

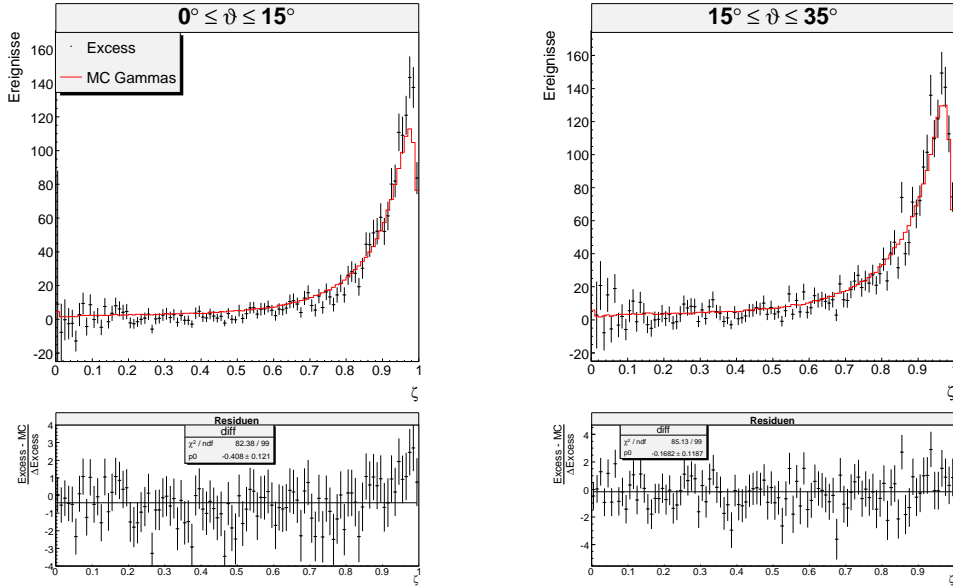


Abbildung 4.14: ζ -Verteilung des Gamma-Überschusses der Quelle PKS 2155-304 bei Zenitwinkeln von $\approx 10^\circ$ und $\approx 20^\circ$ im Vergleich mit Gamma-Simulationen bei 10° und 20° und einem Offset von 0.5° .

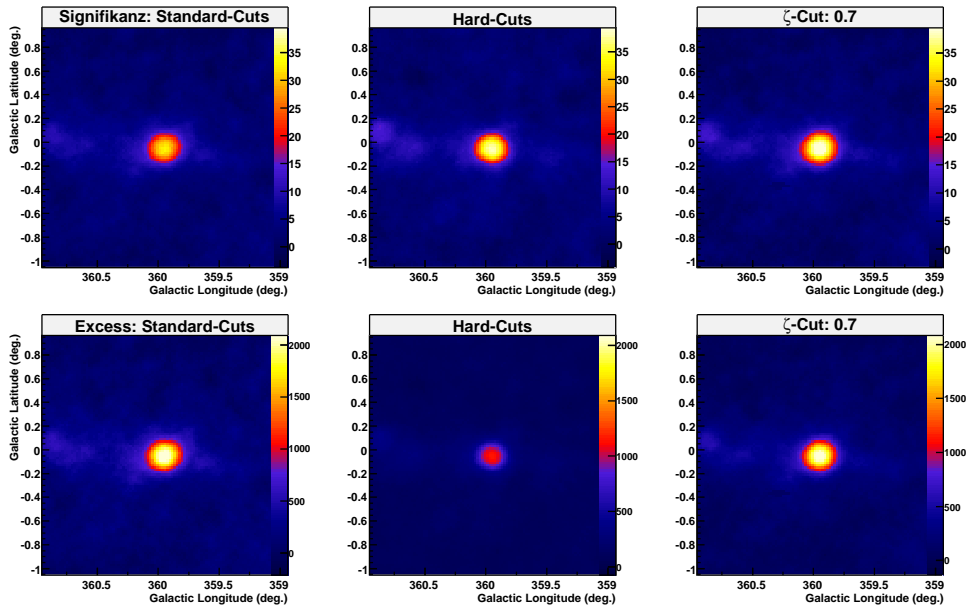


Abbildung 4.15: Signifikanz (**oben**) und Gamma-Überschuss (**unten**) der Quelle HESS J1745-290 nach Anwendung verschiedener Schnitte. Es wurden Beobachtungen bei Zenitwinkeln von $\approx 10^\circ$ verwendet. Gezeigt wird die Signifikanz bzw. der Gamma-Überschuss pro Bin (0.02° Kantenlänge), wobei in allen Darstellungen dieselbe Farbskala verwendet wurde. Die genauen Werte finden sich in Tabelle 4.4.

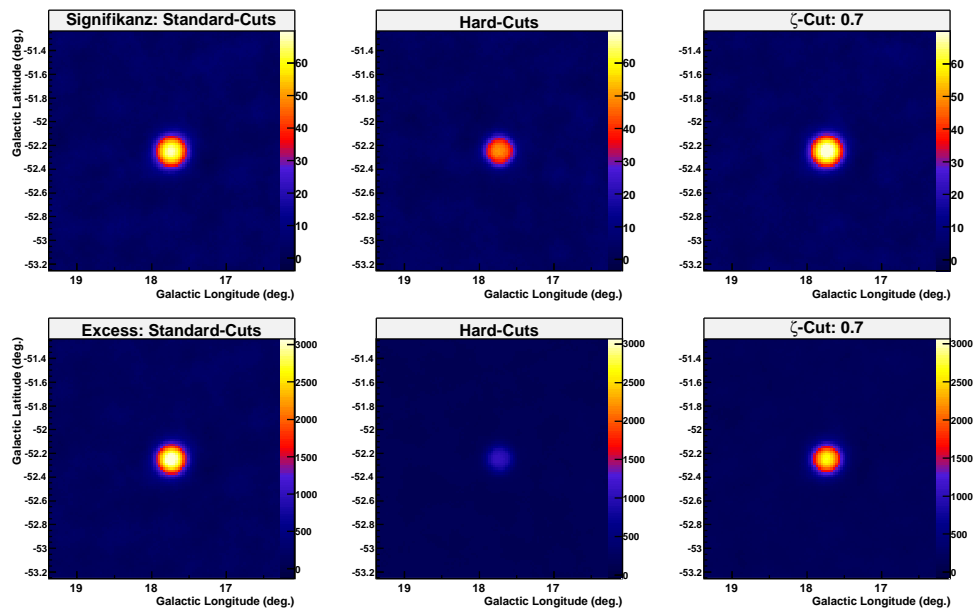


Abbildung 4.16: Signifikanz (**oben**) und Gamma-Überschuss (**unten**) der Quelle PKS 2155-304 nach Anwendung verschiedener Schnitte. Für die Analyse wurden Beobachtungen bei Zenitwinkeln von $\approx 10^\circ$ verwendet. Gezeigt wird wiederum die Signifikanz bzw. der Gamma-Überschuss pro Bin, mit gleicher Bingröße wie in Abbildung 4.15. Die Farbskala ist in allen Darstellungen dieselbe. Die dazugehörigen Werte sind in Tabelle 4.7 aufgelistet.

HESS J1745-290

Schnitt	0.1 TeV $\leq E \leq$ 100.0 TeV					
	0° < ϑ < 15°			15° < ϑ < 25°		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	2118	32.12	0.69	1150	24.13	0.72
Hard	982	37.82	3.40	468	25.40	3.06
$\zeta > 0.6$	2178	39.05	1.10	1105	27.60	1.08
$\zeta > 0.7$	2092	41.20	1.34	1046	28.49	1.26
$\zeta > 0.8$	1817	41.27	1.64	953	29.96	1.71
$\zeta > 0.9$	1338	39.87	2.38	745	30.80	2.67

Schnitt	0.1 TeV $\leq E \leq$ 1.0 TeV					
	0° < ϑ < 15°			15° < ϑ < 25°		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	1579	25.18	0.55	806	18.00	0.55
Hard	523	24.29	2.19	208	14.40	1.81
$\zeta > 0.6$	1625	31.02	0.88	765	20.50	0.80
$\zeta > 0.7$	1548	32.57	1.07	709	21.01	0.94
$\zeta > 0.8$	1308	32.14	1.29	648	22.38	1.26
$\zeta > 0.9$	901	29.83	1.78	486	22.72	1.99

Schnitt	1.0 TeV $\leq E \leq$ 100.0 TeV					
	0° < ϑ < 15°			15° < ϑ < 25°		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	539	26.82	2.89	344	21.45	2.91
Hard	459	32.34	9.08	260	23.04	6.80
$\zeta > 0.6$	553	28.92	3.63	350	23.34	3.84
$\zeta > 0.7$	541	30.29	4.55	337	23.82	4.48
$\zeta > 0.8$	509	30.94	5.64	304	23.67	5.40
$\zeta > 0.9$	437	30.54	7.67	259	23.35	7.40

Tabelle 4.6: Vergleich zwischen dem Gamma-Überschuss und der Signifikanz von HESS J1745-290 bei den in der H.E.S.S.-Standardanalyse verwendeten Schnitten sowie verschiedenen ζ -Schnitten in jeweils zwei Zenitwinkel- und drei Energiebereichen. Die Zahlen entsprechen der Signifikanz bzw. dem Gamma-Überschuss im gewählten θ^2 -Bereich.

PKS 2155-304

Schnitt	$0.1 \text{ TeV} \leq E \leq 100.0 \text{ TeV}$					
	$0^\circ < \vartheta < 15^\circ$			$15^\circ < \vartheta < 35^\circ$		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	3136	64.82	2.92	3007	62.29	2.73
Hard	889	44.98	9.08	749	39.83	7.50
$\zeta > 0.6$	2768	69.13	4.71	2643	66.89	4.36
$\zeta > 0.7$	2581	69.42	5.57	2505	67.19	5.16
$\zeta > 0.8$	2264	68.41	7.06	2161	65.69	6.51
$\zeta > 0.9$	1526	59.31	9.39	1452	56.86	8.55

Schnitt	$0.1 \text{ TeV} \leq E \leq 1.0 \text{ TeV}$					
	$0^\circ < \vartheta < 15^\circ$			$15^\circ < \vartheta < 35^\circ$		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	2979	63.32	2.94	2849	60.96	2.78
Hard	745	41.26	9.18	621	36.51	7.74
$\zeta > 0.6$	2627	67.68	4.81	2544	65.20	4.41
$\zeta > 0.7$	2434	67.52	5.62	2373	65.55	5.21
$\zeta > 0.8$	2131	66.39	7.08	2021	63.38	6.43
$\zeta > 0.9$	1419	57.33	9.51	1335	54.71	8.72

Schnitt	$1.0 \text{ TeV} \leq E \leq 100.0 \text{ TeV}$					
	$0^\circ < \vartheta < 15^\circ$			$15^\circ < \vartheta < 35^\circ$		
	N_γ	σ	S/B	N_γ	σ	S/B
Standard	156	13.90	2.54	158	13.09	2.06
Hard	144	17.96	8.65	127	15.96	6.51
$\zeta > 0.6$	148	14.89	3.56	163	14.90	3.01
$\zeta > 0.7$	145	15.76	4.66	155	15.43	3.73
$\zeta > 0.8$	135	16.38	6.43	137	15.41	4.70
$\zeta > 0.9$	106	15.23	8.02	117	15.55	7.00

Tabelle 4.7: Vergleich zwischen dem Gamma-Überschuss und der Signifikanz von PKS 2155-304 bei den in der H.E.S.S.-Standardanalyse verwendeten Schnitten sowie verschiedenen ζ -Schnitten in jeweils zwei Zenitwinkel- und drei Energiebereichen. Die Zahlen entsprechen der Signifikanz bzw. dem Gamma-Überschuss im gewählten θ^2 -Bereich.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

H.E.S.S. ist ein System von vier abbildenden Čerenkov-Teleskopen im Khomas-Hochland in Namibia. Um die Quellen der kosmischen Strahlung zu untersuchen, misst es hochenergetische Gammastrahlung im Energiebereich von ca. 100 GeV bis etwa 100 TeV. Diese Strahlung erzeugt bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre eine Kaskade von Sekundärteilchen, welche von den Teleskopen über ihr Čerenkov-Licht abgebildet wird. Die stereoskopische Beobachtung des Luftschauers mit mehreren Teleskopen erlaubt eine dreidimensionale Richtungsrekonstruktion und eine Abschätzung der Energie des Luftschauer-auslösenden Teilchens. Je nach Art des Primärteilchens weisen die Schauerbilder strukturelle Unterschiede auf, die zur Trennung des Signals vom hadronischen Untergrund verwendet werden.

In dieser Arbeit wurden neue Parameter definiert, welche anhand der Unterschiede in den erwarteten Breiten der Schauerbilder eine Trennung von Gamma- und Hadron-induzierten Schauern ermöglichen. Optimiert man die Schnitte auf die maximale Signifikanz im Grenzfall schwacher Signale, also auf ein maximales $\eta = \epsilon_\gamma / \sqrt{\epsilon_{CR}}$, so zeigen die neuen Parameter beim Vergleich mit der H.E.S.S.-Standardanalyse ein um 8% bzw. 17% verbessertes Trennungspotenzial. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verdoppelt sich sogar. Eine Eigenschaft der neu eingeführten Größen ist ihr Einfluss auf die Energieschwelle des Systems. Diese steigt mit härter gewählten Schnitten immer weiter an. Dem Schnitt auf das optimale η entsprechen Energieschwellen von ca. 0.7 TeV bei $\Delta\chi^2$ und etwa 0.4 TeV bei Ω . Eine Variation des MSCW-Schnittes hat dagegen keinen Einfluss auf die Energieschwelle des Systems, welche bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten bei ca. 0.2 TeV liegt.

Der zweite Teil der Arbeit untersucht die Kombination der neu definierten Variablen mit Größen der H.E.S.S.-Standardanalyse im sogenannten Random Forest. Die Arbeitsweise dieses Klassifikationsalgorithmus' basiert auf der Verwendung von Entscheidungsbäumen und ist der eines neuronalen Netzwerks sehr ähnlich. Die Ausgabe ist ein einzelner Parameter ζ , der eine Aussage trifft,

inwieweit ein Luftschauer auf ein Photon oder ein Hadron zurückgeführt werden kann. Tests mit Monte-Carlo-Simulationen und Untergrundbeobachtungen haben eine gute Leistungsfähigkeit des Random Forest bei der Separation gezeigt. Ein auf η optimierter ζ -Schnitt liefert einen 40% größeren η -Wert als die Schnitte der Standardanalyse. Die Energieschwelle hängt dabei nur leicht vom gewählten ζ -Schnitt ab und liegt für den optimalen Schnittwert bei etwa 0.27 TeV.

Analysen der hochenergetischen Gammastrahlung aus Richtung des Galaktischen Zentrums und des Aktiven Galaktischen Kerns PKS 2155-304 ergaben unter Benutzung des Random Forest eine zum Teil 30% größere statistische Signifikanz als die H.E.S.S.-Standardanalyse. Vor allem im Energiebereich unterhalb von 1 TeV ist eine stark verbesserte Gamma-Hadron-Separation zu verzeichnen.

Der Random Forest hat im Rahmen dieser Arbeit ein signifikant besseres Trennungspotenzial als die Standardanalyse gezeigt. Um ihn zu einem vollständigen Analysewerkzeug auszubauen, sind allerdings noch weitere Tests und Verbesserungen nötig:

- Die Winkelauflösung des Experiments ist bei der Positionsbestimmung von Quellen und bei Morphologiestudien ausgedehnter Quellen wichtig. Deshalb ist es interessant, die Winkelauflösung bei verschiedenen ζ -Schnitten zu untersuchen.
- Der hier benutzte Random Forest wurde in Energiebändern trainiert. Dadurch wird die Abhängigkeit einzelner Trainingsparameter von der Energie berücksichtigt. Die Form der ζ -Verteilungen ändert sich in den jeweiligen Energiebereichen weshalb ein optimaler ζ -Schnitt energieabhängig zu wählen wäre.
- Das Training mehrerer Forests in Energiebändern könnte man umgehen, indem man die Trainingsparameter energieunabhängig definiert. Systematische Unterschiede zwischen Forests hätten somit keinen Einfluss mehr auf die Klassifikation.
- Um detektierte Quellen mit dem Random Forest spektral zu analysieren, muss geprüft werden, ob eine ζ -Analyse die Ergebnisse der H.E.S.S.-Standardanalyse korrekt wiedergibt.

Anhang A

Definition der Hillas-Parameter

Die Intensitätsverteilung im Schauerbild $I(x, y)$ wird gemessen in Pixelamplituden s_i . Dabei ist (x_i, y_i) die Koordinate des i -ten Photomultipliers im Koordinatensystem der Kamera, mit dem Kamerazentrum im Ursprung. Die Intensitätsverteilung wird durch die Hillas-Ellipse beschrieben und die Hillas-Parameter werden anschließend relativ zu einem beliebigen Punkt (x_0, y_0) berechnet. Die Gesamtintensität im Schauerbild ergibt sich zu:

$$Size = \sum_i s_i, \quad (\text{A.1})$$

wobei über alle Pixel innerhalb der Hillas-Ellipse summiert wird. Mit den folgenden Definitionen

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \frac{\sum s_i (x_i - x_0)}{\sum s_i}, \\ \langle y \rangle &= \frac{\sum s_i (y_i - y_0)}{\sum s_i}, \\ \langle x^2 \rangle &= \frac{\sum s_i (x_i - x_0)^2}{\sum s_i}, \\ \langle y^2 \rangle &= \frac{\sum s_i (y_i - y_0)^2}{\sum s_i}, \\ \langle xy \rangle &= \frac{\sum s_i (x_i - x_0)(y_i - y_0)}{\sum s_i}, \\ \sigma_{x^2} &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \\ \sigma_{y^2} &= \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \\ \sigma_{xy} &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

und

$$\begin{aligned} k &= \langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle, \\ l &= \sqrt{k^2 + 4\sigma_{xy}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 m &= \langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle, \\
 n &= \sqrt{m^2 + 4\langle xy \rangle^2}, \\
 u &= 1 + \frac{k}{l}, \\
 v &= 2 - u
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

lassen sich jetzt die Hillas-Parameter bestimmen:

$$\begin{aligned}
 Width &= \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - l}{2}}, \\
 Length &= \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + l}{2}}, \\
 Distance &= \langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2, \\
 Miss &= \sqrt{\frac{u\langle x \rangle^2 + v\langle y \rangle^2}{2} - \frac{2\langle xy \rangle \sigma_{xy}}{l}}, \\
 Azwidth &= \sqrt{\frac{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle - n}{2}}.
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Anhang B

Listen der in der Analyse verwendeten Runs

ANHANG B. LISTEN DER IN DER ANALYSE VERWENDETEN RUNS

Sgr A*: 0° – 15°

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
20551	0.50	11.03	1667
20568	0.50	10.32	1667
20572	0.50	7.30	1667
20573	0.50	13.23	1666
20584	0.70	13.88	1658
20598	0.70	9.25	1657
20608	0.70	13.58	1658
20609	0.70	8.71	1657
20922	0.70	10.94	1658
20923	0.70	5.68	1657
20924	0.70	8.35	1657
20925	0.70	12.68	1658
20978	1.95	10.14	1063
20979	0.86	5.50	1643
20991	0.16	10.40	1669
20992	1.55	5.34	1392
20994	3.64	10.52	7
21006	0.70	5.41	1658
21007	0.70	10.04	1658
21016	0.70	8.05	1658
21017	0.70	12.37	1658
21146	0.70	6.11	1657
21147	0.70	7.62	1657
21148	0.70	11.39	1658
21165	0.70	6.45	1658
21166	0.70	6.71	1657
21167	0.70	12.39	1657
21190	1.28	6.49	1537
21215	2.81	9.70	236
21216	3.48	14.64	17
21238	1.06	5.43	1608
21270	1.18	7.24	1573
21323	1.35	8.34	1505
21345	3.75	3.60	3
21372	0.70	6.07	1657
21373	0.70	7.58	1658
21389	0.70	6.73	1658
21390	0.70	7.87	1657
21407	3.13	3.24	82
21420	3.53	8.64	13

Sgr A*: 0° – 15° (Fortsetzung)

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
21508	0.70	10.58	1657
21583	3.64	13.23	7
21895	0.70	13.27	1657
21896	0.70	8.47	1303
21897	0.70	6.02	1303
21909	0.70	14.10	1658
21910	0.70	9.07	1658
22258	0.50	5.67	796
22266	1.00	10.13	1108
22270	1.11	7.22	1591
22271	1.00	12.48	1618
22277	1.00	7.65	1618
22278	1.11	14.04	1592
22290	1.11	8.72	1592
22291	1.00	14.26	1619
22384	1.11	13.99	1592
25331	0.70	12.42	648
25353	0.70	6.01	1510
25379	0.70	6.71	1653
25380	0.70	6.51	1653
25402	0.70	8.88	1653
25403	0.70	14.94	1652
26084	0.70	9.65	1677
26085	0.70	6.19	1676
26086	0.70	9.63	1675
26109	0.70	10.06	1675
26110	0.70	5.56	1675
26111	0.70	9.84	1678
26811	0.70	14.84	1665
26812	0.70	8.92	1668
26813	0.70	5.45	1665
27377	0.70	12.64	918
27378	0.70	10.57	758
27501	0.70	11.19	1666
27502	0.70	6.63	1666
27503	0.70	8.17	1668
27504	0.70	13.01	1667
27539	0.70	7.51	1666
27540	0.70	6.34	1669
27541	0.70	12.70	1669

ANHANG B. LISTEN DER IN DER ANALYSE VERWENDETEN RUNS

Sgr A*: $0^\circ - 15^\circ$ (Fortsetzung)

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
27568	0.70	10.82	1665
27569	0.70	6.08	1668
27570	0.70	7.65	1664
27571	0.70	14.40	1669
27594	0.70	13.53	1666
27595	0.70	7.20	1668
27599	0.70	14.55	851
27627	0.70	13.36	1676
27628	0.70	8.49	1669
27629	0.70	6.11	1678
27630	0.70	11.01	1664
27662	0.70	9.10	1665
27663	0.70	5.42	1665
27664	0.70	10.16	1666
28127	0.70	7.36	1666
28128	0.70	6.93	1667
28129	0.70	10.00	1670
28167	0.70	6.67	1669
28168	0.70	7.00	1669
28169	0.70	13.52	1666

	\langle Offset (Grad)	\langle Zenitwinkel (Grad)	totale Livetime (Stunden)
	0.95	9.32	41.00

Sgr A*: 15° – 25°

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
20567	0.50	15.95	1667
20583	0.70	21.17	1657
20596	0.70	22.38	1657
20597	0.70	16.48	1657
20977	3.36	15.35	31
20989	1.25	22.47	1548
20990	0.55	16.33	1666
20995	2.95	17.66	158
21027	0.70	23.47	1659
21149	0.70	18.92	1658
21150	0.97	23.92	1625
21168	0.70	18.16	1657
21169	1.57	24.95	1383
21272	1.63	19.40	1340
21298	2.86	16.72	207
21347	0.70	17.06	1658
21348	0.70	24.92	1657
21497	0.50	20.14	1122
21582	2.95	19.92	158
21894	0.70	19.24	1658
22272	1.11	19.67	1592
22279	1.00	19.81	1619
22292	1.11	21.48	1592
22385	1.00	19.55	1503
25330	0.70	15.43	1500
25349	0.70	21.02	1653
25350	0.70	15.45	1653
25404	0.70	22.47	1654
26082	0.70	22.52	1676
26083	0.70	15.76	1676
26087	0.70	16.77	1675
26088	0.70	22.85	1675
26107	0.70	24.59	1675
26108	0.70	18.00	1675
26112	0.70	15.24	1675
26113	0.70	23.03	1393
26789	0.70	22.03	1666
26790	0.70	16.25	1665
26810	0.70	20.01	1665
27376	0.70	18.32	1665

ANHANG B. LISTEN DER IN DER ANALYSE VERWENDETEN RUNS

Sgr A*: $15^\circ - 25^\circ$ (Fortsetzung)

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
27499	0.70	23.03	1666
27500	0.70	16.91	1668
27505	0.70	19.91	1670
27536	0.70	22.70	1666
27537	0.70	15.55	1665
27542	0.70	17.80	1666
27566	0.70	22.91	1665
27567	0.70	16.61	1665
27572	0.70	20.00	1666
27600	0.70	18.35	1666
27626	0.70	19.38	1666
27631	0.70	16.45	1665
27632	0.70	23.38	1669
27665	0.70	15.00	1665
27666	0.70	22.40	1665
28130	0.70	16.16	887

	\langle Offset (Grad)	\langle Zenitwinkel (Grad)	totale Livetime (Stunden)
	0.93	19.50	23.40

PKS 2155-304 Zenitwinkel: $0^\circ - 15^\circ$

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
21631	0.50	7.9	1548
21723	0.50	7.9	1543
21724	0.50	8.3	1545
21933	0.50	13.9	1949
21934	0.50	8.1	1559
21938	0.50	8.5	893
22003	0.50	10.8	2062
22004	0.60	7.2	1560
22005	0.60	10.4	1560
22025	0.60	8.9	1551
22026	0.60	7.6	1551
22027	0.50	12.2	1768
22066	0.50	9.8	1495
22067	0.50	7.9	1944
22068	0.60	10.7	1510
22090	0.60	8.5	2058
22091	0.60	7.8	1503
22092	0.60	12.9	1504
22171	0.50	6.9	1934
22172	0.50	10.4	1545
22183	0.50	7.8	1870
22184	0.50	7.5	1537
22185	0.50	12.6	1541
22374	0.50	7.8	3083
22388	0.50	9.5	3391
28426	0.58	13.3	1559
28783	0.50	10.2	1560
28785	0.50	7.9	1552
28786	0.58	11.1	1553
28805	0.50	7.4	1550
28806	0.50	8.5	1538
28807	0.58	12.3	1546

	\langle Offset (Grad)	\langle Zenitwinkel (Grad)	totale Livetime (Stunden)
	0.53	9.45	15.24

ANHANG B. LISTEN DER IN DER ANALYSE VERWENDETEN RUNS

PKS 2155-304 Zenitwinkel: $15^\circ - 35^\circ$

Run-Nummer	Offset (Grad)	Zenitwinkel (Grad)	Dauer des Runs (Sekunden)
21596	0.50	21.3	1394
21707	0.50	27.3	1559
21901	0.50	25.5	2245
21916	0.60	25.1	1552
21917	0.60	17.8	1549
21931	0.60	22.3	723
21932	0.60	19.0	799
22001	0.50	22.5	1456
22002	0.50	16.8	1452
22006	0.50	15.5	1671
22007	0.50	22.0	1566
22024	0.50	15.0	2495
22028	0.50	18.0	1556
22029	0.50	24.7	1560
22064	0.50	21.8	2217
22069	0.60	17.3	1502
22070	0.50	23.1	1674
22087	0.50	25.4	1671
22088	0.50	19.0	1443
22093	0.50	18.9	1952
22094	0.50	26.1	1563
22173	0.50	16.6	1528
22174	0.60	22.9	1932
22186	0.50	19.2	1924
22187	0.60	24.8	1103
22328	0.58	20.5	1074
22329	0.58	26.2	1173
22362	0.50	25.8	3187
22376	0.50	21.7	3210
22386	0.50	26.9	3538
23256	0.58	26.9	1385
23271	0.50	25.2	1453
28427	0.50	20.3	1560
28787	0.58	18.0	1560
28808	0.58	19.5	1553
28809	0.50	25.5	1560

	\langle Offset (Grad)	\langle Zenitwinkel (Grad)	totale Livetime (Stunden)
	0.53	21.8	17.04

Anhang C

Relative Bedeutung der Trainingsparameter für den Random Forest

Der Random Forest kann die relative Bedeutung der einzelnen Parameter bei der Separation speichern. Hier sollen die Parameter, ihrer Wichtigkeit nach sortiert, für alle Energiebänder aufgelistet werden. Es werden folgende Abkürzungen benutzt:

MSCW		mittlere skalierte Schauerbreite
MSCL		mittlere skalierte Schauerlänge
$\Delta\chi^2$		$\Delta\chi^2$ -Messung
Q		Event Quality
X_{\max}		Tiefe des Schauermaximums
size2 nd max		Intensität im zweithellsten Schauerbild

(0.1 - 0.3) TeV	(0.3 - 0.5) TeV	(0.5 - 1.0) TeV	(1.0 - 2.0) TeV
$\Delta\chi^2$	MSCW	MSCW	MSCW
MSCW	$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi^2$
MSCL	MSCL	Q	Q
X_{\max}	X_{\max}	size2 nd max	size2 nd max
Q	Q	X_{\max}	X_{\max}
size2 nd max	size2 nd max	MSCL	MSCL

(2.0 - 4.0) TeV	(4.0 - 8.0) TeV	(8.0 - 16.0) TeV	(16.0 - 100.0) TeV
MSCW	$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi^2$
$\Delta\chi^2$	MSCW	MSCW	size2 nd max
Q	Q	Q	MSCW
size2 nd max	size2 nd max	size2 nd max	Q
X_{\max}	X_{\max}	X_{\max}	MSCL
MSCL	MSCL	MSCL	X_{\max}

Literaturverzeichnis

- [1] Viktor Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift* 13, 1912.
- [2] K. Zuber H.V. Klapdor-Kleingrothaus. *Particle Astrophysics*. IoP Publishing, 2000.
- [3] B. M. Connolly, S. Y. Benzvi, C. B. Finley, A. C. O'Neill, and S. Westerhoff. Comparison of the ultrahigh energy cosmic ray flux observed by AGASA, HiRes, and Auger. *Physical Review D*, 74(4):043001–+, August 2006.
- [4] S. Swordy. <http://astroparticle.uchicago.edu/announce.htm>.
- [5] Particle Data Group. Particle data booklet. *The European Physical Journal*, 2000.
- [6] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. 3rd edn. (Dover Press), 1954.
- [7] K. Bernlöhr. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/~bernlrohr/HESS/>.
- [8] D. Berge. The gamma-ray supernova remnant RX J1713.73946 with H.E.S.S. *Dissertation*, 2006.
- [9] S. Funk, G. Hermann, J. Hinton, D. Berge, K. Bernlöhr, W. Hofmann, P. Nayman, F. Toussenel, and P. Vincent. The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, 22:285–296, November 2004.
- [10] F. A. Aharonian et al. 2004a. *Astroparticle Physics*, 22,109.
- [11] A.M. Hillas. *Proceedings 19th ICRC La Jolla*, pages 445–448, 1985.
- [12] Werner Hofmann et al. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, 12:135–143, November 1999.
- [13] Ti-Pei Li and Yu-Qian Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophysical Journal*, 272:317–314, 1983.
- [14] F. A. Aharonian et al. Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S. *Astron.Astrophys.*, 457:899–915, 2006.

- [15] W. Benbow. The H.E.S.S. standard analysis technique. *Proc. Conf. Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII, Palaiseau, France*, pages 163–172, 2005.
- [16] R. K. Bock et al. Methods for multidimensional event classification: a case study using images from a Cherenkov gamma-ray telescope. *Nucl. Instrum. Meth.*, A516:511–528, 2004.
- [17] V. V. Bugayov, A. V. Plyasheshnikov, V. V. Vassiliev, and T. C. Weekes. On the application of differences in intrinsic fluctuations of Cherenkov light images for separation of showers. *Astroparticle Physics*, 17:41–50, 2002.
- [18] L. Breiman and A. Cutler. <http://www.stat.berkeley.edu/users/breiman/RandomForests/>.
- [19] D. Berge, S. Funk, and J. Hinton. Background Modelling in Very-High-Energy gamma-ray Astronomy. *ArXiv Astrophysics e-prints*, October 2006.
- [20] F. A. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration). Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*. *Astron.Astrophys.*, 425:L13–L17, October 2004.
- [21] F. A. Aharonian et al. H.E.S.S. observations of PKS 2155-304. *Astron.Astrophys.*, 430:865–875, 2005.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die auf die ein oder andere Art zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

- Meinen Eltern Desdemona und Klaus-Peter, sowie meinem Bruder Christoph, für die Unterstützung all die Jahre und für den Rückhalt, den sie mir geben.
- Jim Hinton für die Betreuung, die unzähligen Hilfestellungen und seine Unterstützung vor allem am Beginn dieser Arbeit.
- Herrn Hofmann, für den gewährten Freiraum, die konstruktive Kritik und die angenehme Arbeitsatmosphäre.
- Stefan Hoppe für die Antworten auf die vielen, vielen Fragen aller Art.
- Kathrin Egberts und Christopher van Eldik für ihre Hilfestellungen beim Random Forest und das Korrekturlesen. Rolf Bühler für seine Anregungen bei den zahllosen untersuchten Parametern.
- Karl Kosack, Wystan Benbow, Conor Masterson und Konrad Bernlöhr für ihre Hilfe bei den Simulationen und der Datenanalyse.
- Der gesamten Heidelberger H.E.S.S.-Gruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre.
- Nicole, Marian, Rainer, Daniil, Bene und all den anderen.

Mein besonderer Dank gilt dir, Jenni. Du warst immer für mich da und hast mich aufgebaut. Du warst diejenige, die mir in einer schweren Zeit wieder Kraft gegeben hat. Du machst mich glücklich.

Erklärung

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

Heidelberg, den _____

(Stefan Ohm)

