Untersuchungen zur Rekonstruktion der Richtung photoninduzierter Luftschauer mit dem stereoskopischen System abbildender Cherenkovteleskope des HEGRA-Experimentes

Diplomarbeit
vorgelegt von

Joachim Ripken

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Februar 2002

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Physik der Luftschauer **3**
2.1 Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie 3
2.1.1 Elektromagnetische Reaktionen 3
2.1.2 Hadronische Reaktionen 5
2.2 Luftschauerentwicklung 6
2.2.1 Elektromagnetische Schauer 6
2.2.2 Hadronische Schauer 7
2.3 Cherenkovlichtausbreitung 8

3 Luftschauerdetektion mit abbildenden Cherenkovteleskopen **13**
3.1 Die Hillas-Parameter 13
3.2 Abbildungsgeometrie 15
3.3 Abbildung eines Rotationsellipsoids 17
3.4 Berechnung der Richtung aus dem Fluchtpunkt 20
3.5 Aufbau eines HEGRA-Cherenkovteleskops 21
3.6 Datennahme 21

4 Simulation **25**
4.1 Das Programm CORSIKA 25
4.1.1 Teilchenverfolgung 27
4.1.2 Wechselwirkungsmodelle 27
4.1.3 Atmosphärenmodelle 28
4.1.4 Zufallszahlengenerator 29
4.1.5 Zusammenarbeit mit SIM_TELARRAY 29
4.2 Das Programm SIM_TELARRAY 29

5 Bestehende Richtungsrekonstruktionen **31**
5.1 Die Standardmethode (Methode 1) 32
5.2 Die Methoden 2 und 3 33
5.3 Weitere Methoden 36

6 Abschätzung des Fluchtpunktabstandes D **39**
6.1 Optimierungsbedingungen 40
6.1.1 Die verwendeten Datensätze 40
6.1.2 Verwendete Luftschauerbilder 40

6.1.3 Rekonstruktion des Stoßparameters 42
6.2 Eigenschaften einer Schätzfunktion D_g 43
6.3 Verfeinerung der Abschätzung D_g 43
6.3.1 Abhängigkeit von der Bildamplitude 45
6.3.2 Abhängigkeit vom Stoßparameter 48
6.4 Statistische und systematische Fehler 48
6.4.1 Fehler der Abstandsabschätzung 48
6.4.2 Fehler der Bildausrichtung 50
6.4.3 Vergleich der Fehler 51
6.5 Zusammenfassen der Einzelteleskopergebnisse 51

7 Vergleich der Algorithmen zur Richtungsrekonstruktion 55
7.1 Vergleich für verschiedene Energieintervalle, Teleskopmultiplizitäten und Beobachtungsmodi 56
7.1.1 ON-Beobachtung 56
7.1.2 Wobble-Beobachtung 56
7.1.3 SuperWobble-Beobachtung 57
7.1.4 Allgemein 58
7.2 Vergleich an einem Spektrum $dN/dE \sim E^{-2.5}$ 63
7.3 Vergleich an HEGRA-Messdaten 64

8 Zusammenfassung 71

A ξ in verschiedenen Stoßparameterintervallen 73

Kapitel 1

Einleitung

Der interstellare Raum ist unter anderem erfüllt mit hochenergetischen Teilchen verschiedener Art. Bei der Wechselwirkung eines hochenergetischen Teilchens mit Materie (z.B. der Erdatmosphäre) können neue Teilchen entstehen. Besitzen diese ebenfalls eine genügend große Energie, finden weitere teilchenerzeugende Reaktionen statt. Es bildet sich dadurch eine Kaskade aus Sekundärteilchen aus. In Experimenten auf Ballonflügen wurde 1912 von Victor Hess die ionisierende Wirkung dieser Sekundärteilchen auf die Atmosphäre nachgewiesen und damit die oben erwähnte sogenannte Kosmische Strahlung entdeckt.

Die Teilchenastrophysik beschäftigt sich unter anderem mit dem Ursprung dieser kosmischen Strahlung. Sie besteht zu einem Großteil aus Protonen und Atomkernen. Diese geladenen Teilchen werden durch interstellare Magnetfelder abgelenkt, so dass sich die Quelle gar nicht ermitteln lässt, es sei denn, die Energie ist genügend groß, dass die Bahnkrümmung tolerabel ist. Solche Teilchen mit extrem hoher Energie werden jedoch aufgrund ihres geringen Flusses sehr selten registriert. An den Quellen der geladenen Kosmischen Strahlung können jedoch ebenfalls hochenergetische Photonen, Neutronen und Neutrinos entstehen, die ihre Richtung nicht verändern.

In der Hochenergie-γ-Astrophysik wird nach Quellen hochenergetischer Photonen am Himmel gesucht. Für Photonenenergien bis zu etwa 30 GeV ist dieses mit Satellitenobservatorien (z.B. CGRO) möglich. Der Fluss der Photonen in diesem Energiebereich ist groß genug, um mit Nachweisflächen von typischerweise weniger als $1\,\mathrm{m}^2$ nachgewiesen zu werden.

Im Energiebereich von 30 GeV bis etwa 300 GeV ist die Beobachtung noch nicht gelungen. Für größere Energien werden Experimente auf dem Erdboden verwendet. Die Atmosphäre ist für γ-Photonen undurchlässig. Es wird vielmehr die Atmosphäre als Detektormedium verwendet und die Kaskaden sekundärer Teilchen, sogenannte ausgedehnte Luftschauer, beobachtet. Dieses geschieht zum Beispiel mit abbildenden Cherenkovteleskopen, die das Cherenkovlicht der Luftschauer beobachten und damit ein Abbild des jeweiligen Luftschauers liefern.

Die HEGRA-Kollaboration betreibt auf dem Roque de los Muchachos (17.9° W, 28.8° N) auf der kanarischen Insel La Palma ein System aus fünf abbildenden Cherenkovteleskopen. Sie beobachten gleichzeitig die gleiche Region der Atmosphäre, so dass dieselben Luftschauer oft von mehreren Teleskopen registriert werden. Vergleichbar mit der dreidimensionalen Wahrnehmung der Menschen mit Hilfe ihrer zwei Augen, lassen sich dadurch räumliche Informationen über den Luftschauer gewinnen: Die Richtung der Schauerachse, die der Richtung des primären Teilchens entspricht, und der Schnittpunkt der Schauerachse mit der Beobachtungsebene. Anhand der Messdaten ist es möglich, photoninduzierte Luftschauerereignisse effektiv vom stärkeren Untergrund hadroninduzierter Luftschauerereignisse zu trennen. Ebenso kann die Energie eines primären Photons ermittelt werden, so dass auch Spektren in diesem Energiebereich bestimmt werden können.

Die Bestimmung der Schauerrichtung ist essentiell notwendig, um Quellen hochenergetischer Photonen am Himmel nachzuweisen. Je genauer die Richtungsrekonstruktion ist, desto klarer erhebt sich das Signal über den Untergrund.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, die Richtungsrekonstruktion des HEGRA-Experiments für photoninduzierte Luftschauer zu verfeinern. Dabei wurde hauptsächlich mit am Computer simulierten Luftschauerereignissen gearbeitet, da sich hierbei die Schauerparameter steuern lassen.

Die Gliederung dieser Arbeit wird im Folgenden dargelegt. In Kapitel 2 wird die Physik der Luftschauer, d.h. die Reaktionen, die zur Ausbildung einer Kaskade führen, die Emission von Cherenkovlicht und der Unterschied zwischen photoninduzierten und hadroninduzierten Luftschauern erläutert.

In Kapitel 3 werden zunächst die sogenannten Hillas-Parameter vorgestellt, die zur Beschreibung der Luftschauerbilder dienen, die ein Cherenkovteleskop liefert. Als nächstes werden einige geometrische Überlegungen über den Nachweis von Luftschauern mit abbildenden Cherenkovteleskopen und die daraus resultierenden Luftschauerbilder dargelegt. Als Letztes wird das System abbildender Cherenkovteleskope des HEGRA-Experiments genauer beschrieben.

Das Kapitel 4 beschreibt die Programme zur Simulation der Luftschauer und zur Nachbildung der Teleskope, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Es wird außerdem kurz auf die Analyseprogramme eingegangen.

Schließlich werden im Kapitel 5 verschiedene bestehende Algorithmen zur Abschätzung der Schauerrichtung erklärt. Eine grobe Abschätzung der Richtung ist schon mit den Daten eines Teleskops möglich, was in einigen dieser Methoden ausgenutzt wird.

In Kapitel 6 wird empirisch die Abschätzung der Richtung aus den Hillas-Parametern, die ein Teleskop liefert, verfeinert. Außerdem wird eine Verschärfung der Qualitätskriterien an ein Luftschauerbild dargelegt.

Kapitel 7 zeigt schließlich ein Vergleich der neu entwickelten Methoden mit einigen anderen bereits vorgestellten. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Physik der Luftschauer

Hochenergetische Teilchen in der kosmischen Strahlung werden im allgemeinen dadurch nachgewiesen, dass sie in Materie Teilchenkaskaden auslösen, oder anders Energie in Materie deponieren. In der Hochenergie-Astronomie sind vor allem Photonen interessant, da diese durch interstellare Magnetfelder nicht abgelenkt werden, und somit ihre Quelle bestimmt werden kann. Photonenergien bis zu 10 GeV können mit Satellitenobservatorien mit Detektionsflächen von oftmals weniger als 1m^2 beobachtet werden. Für Teilchenenergien im TeV-Bereich reichen die Detektionsflächen von Satelliten nicht aus.

Verwendet man die Luft der Erdatmosphäre als Detektormedium und beobachtet die Teilchenkaskaden, sogenannte ausgedehnte Luftschauer, vom Erdboden aus, erreicht die effektive Detektionsfläche mehrere Hektar ($10^4\,\text{m}^2$) bis zu einigen Quadratkilometern.

Es ist notwendig, die Luftschauer, die durch Photonen ausgelöst wurden, von denen, die durch Hadronen induziert wurden, zu unterscheiden, sowie die Richtung des Primärteilchens zu bestimmen.

In diesem Kapitel werden zunächst die Wechselwirkungen, die Photonen und geladene Teilchen wie Elektronen mit Materie eingehen, beschrieben. Einige dieser Reaktionen führen zur Ausbildung eines Luftschauers. Danach wird die Entwicklung eines Luftschauers und die Emission von Cherenkovlicht, mit dem u.a. ein Luftschauer nachgewiesen werden kann, diskutiert. Zusätzlich wird auf die Unterschiede zwischen photon- und hadroninduzierten Luftschauern eingegangen.

2.1 Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie

2.1.1 Elektromagnetische Reaktionen

In einer elektromagnetischen Kaskade treten hauptsächlich Elektronen, Positronen und Photonen auf. Durch deren Wechselwirkung mit der umliegenden Materie entsteht der Teilchenschauer.

Geladene Teilchen, wie Elektronen, können folgende Reaktionen in Materie auslösen:

Ionisation von Atomen: Beim Durchqueren einer Elektronenhülle übt ein

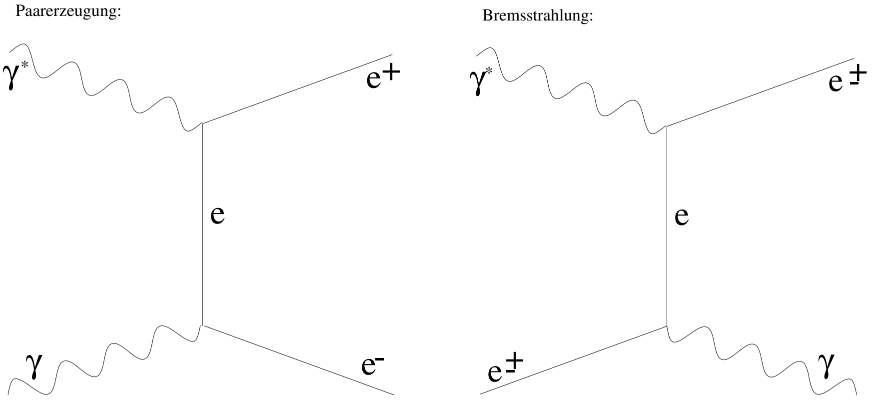


Abbildung 2.1: Feynmangraphen der Paarerzeugung (links) und der Bremsstrahlungsemission (rechts).

geladenes Teilchen einen Kraftstoß auf die Hüllenelektronen aus. Ist der Energieübertrag auf eines der Elektronen größer als seine Bindungsenergie, verlässt dieses die Hülle, und das Atom ist ionisiert. Die mittlere Energie, die ein Elektron mit der Geschwindigkeit v in Materie mit der mittleren Kernladungszahl Z, der Elektronendichte n_e und der mittleren Elektronenbindungsenergie $\langle E_b \rangle$ verliert, beträgt in etwa:

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{Z^2 e^4 n_e}{4\pi\varepsilon_0 m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2\langle E_b \rangle}$$

Dabei bezeichnet e die Elementarladung, ε_0 die Dielektrizitätskonstante und m_e die Masse eines Elektrons.

Bremsstrahlung:

$$e^{\pm} + \gamma^{\star} \longrightarrow e^{\pm} + \gamma$$

Ein geladenes Teilchen wird im Coulombfeld eines Atomkerns, welches durch ein virtuelles Photon $\gamma^{\star}$ dargestellt ist, abgelenkt und abgebremst. Dadurch wird ein Photon emittiert (siehe Abbildung 2.1 rechts). Durch Bremsstrahlung verliert ein Elektron im Durchschnitt

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4 n_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2 E}{m_e^2 c^4} \ln \frac{a(E)}{Z^{1/3}}$$

Dabei ist n_a die Anzahldichte der Atomkerne und α die Feinstrukturkonstante. Der Faktor $a(E)$ besitzt nur eine geringe Energieabhängigkeit, so dass sich die Gleichung näherungsweise einfach integrieren lässt zu

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_R}$$

X_R bezeichnet hier die sogenannte Strahlungslänge. Sie beträgt in Luft $X_R \approx 36.66\,\mathrm{g/cm^2}$.

Cherenkovstrahlung: Geladene Teilchen, die sich in einem dielektrischen Medium schneller als das Licht in diesem Medium bewegen, emittieren Licht. Dieser Effekt wird in Abschnitt 2.3 eingehend erläutert.

Bei hohen Energien überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Die kritische Energie E_c bezeichnet die Energie, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich sind. In Luft ist $E_c \approx 86\,\mathrm{MeV}$.

Photonen lösen folgende Reaktionen in Materie aus:

Photoeffekt: Ein Hüllenelektron absorbiert das Photon und wird dadurch aus der Hülle gelöst oder in ein höheres Energieniveau gehoben. Dieser Prozess ist für kleine Photonenenergien bis zu einigen 100 eV der wahrscheinlichste.

Comptoneffekt: Das Photon wird hierbei elastisch an einem Elektron gestreut. Dabei wird Energie und Impuls übertragen. Diese Reaktion dominiert bei Photonenenergien im keV-Bereich.

Paarbildung:

$$\gamma + \gamma^\star \longrightarrow e^+ + e^-$$

Ein Photon kann im Coulombfeld z.B. eines Atomkerns in ein Teilchen-Antiteilchen-Paar zerfallen (s. Abbildung 2.1 links). Damit der Impuls und die Energie erhalten bleiben, kann diese Reaktion nur mit einem beteiligten geladenen Teilchen stattfinden, das Impuls aufnimmt. Eine Paarbildung kann nur stattfinden, wenn $E_\gamma > 2m$ gilt, wobei m die Masse des entstehenden Teilchentyps ist. Elektronen sind die leichtesten geladenen Teilchen. Daher werden diese stark bevorzugt produziert. Für hohe Energien ist der Wirkungsquerschnitt für eine Paarbildung größer als der für Comptonstreuung. Die sogenannte Konversionslänge X_P bezeichnet die mittlere freie Weglänge eines hochenergetischen Photons in Materie bevor eine Paarbildung stattfindet. Es gilt die Beziehung zwischen der Strahlungslänge und der Konversionslänge:

$$X_P = \frac{9}{7} X_R$$

Eine ausführlichere Beschreibung dieser Reaktionen ist in [Dem98] zu finden.

2.1.2 Hadronische Reaktionen

Hadronen gehen mit Materie neben den schon erwähnten elektromagnetischen Reaktionen, sofern sie elektrisch geladen sind, auch inelastische Prozesse, die der starken und schwachen Wechselwirkung unterliegen, ein. Häufig werden dabei unter anderem Pionen erzeugt:

$$X + Y \longrightarrow \pi^{\pm,0} + Z$$

Dabei bezeichnen X und Y einzelne Nukleonen oder auch schwerere Kerne, und Z beinhaltet alle Restprodukte, die nicht vorhersagbar sind. Es können sowohl Mesonen, wie auch Baryonen, Nukleonen und auch schwerere Kerne sein.

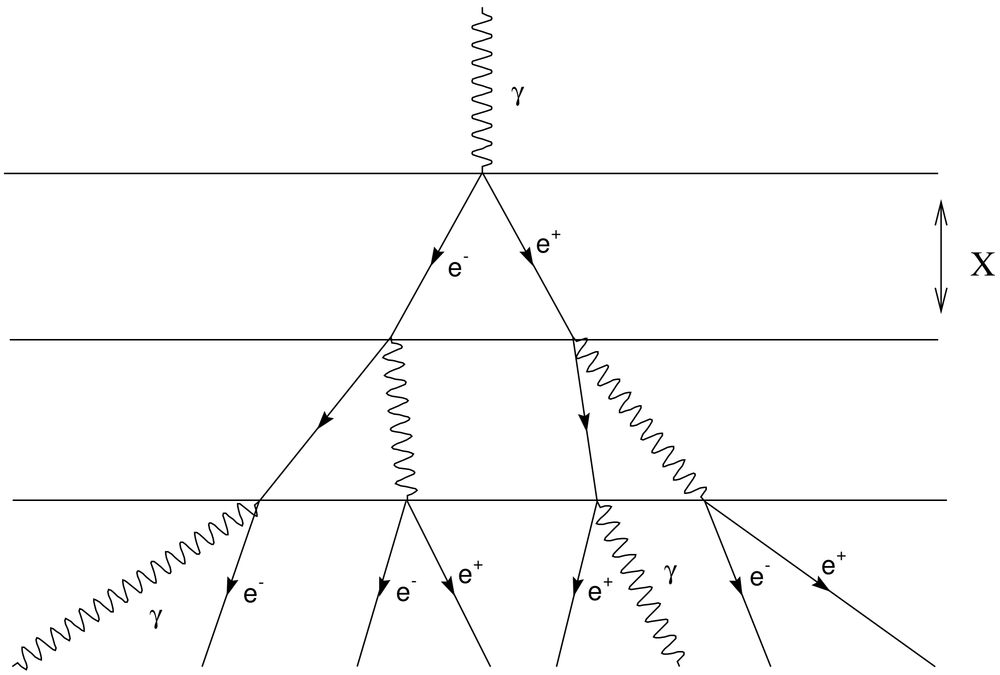


Abbildung 2.2: Darstellung der vereinfachten schematischen Entwicklung des Beginns eines Luftschauers. Die Ablenkwinkel sind stark übertrieben.

Die mittlere freie Weglänge, die ein Nukleon in Materie zurücklegen kann, bevor es reagiert, beträgt etwa $70\,\mathrm{g/cm^2}$. Sie ist damit etwa doppelt so groß wie die Strahlungslänge der Elektronen bei Bremsstrahlungsemission.

Geladene Pionen zerfallen mit einem Verzweigungsverhältnis von über 99.99% und einer mittleren Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$ weiter zu Myonen und Neutrinos:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu \qquad \text{und} \qquad \pi^- \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$$

Einige Myonen erreichen aufgrund ihrer Lebensdauer von etwa $2.2 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{s}$ und der Zeitdilatation die Erdoberfläche, wo sie nachgewiesen werden können. Die neutralen Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{s}$ zu $98,8\%$ in:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma$$

Die Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse sind aus [PDG00] entnommen.

2.2 Luftschauerentwicklung

2.2.1 Elektromagnetische Schauer

Die Schauerentwicklung einer elektromagnetischen Kaskade lässt sich phänomenologisch recht gut mit einem stark vereinfachten Schauermodell verstehen, welches in [Hei54] beschrieben wird, und hier vorgestellt wird.

In diesem Modell (Abbildung 2.2) seien die Konversionslänge und die Strahlungslänge gleich: $X_P \approx X_R = X$. Ein Photon mit einer Energie E_0 größer als einige GeV, welches auf die Erdatmosphäre trifft, löst nach durchschnittlich einer durchflogenen Säulendichte X eine Paarbildung aus. Das entstandene Elektron-Positron-Paar emittiert jeweils nach einer Strecke X je ein Bremsstrahlungsphoton, welche wiederum nach einer Konversionslänge eine Paarbildung auslöst. Dieser Prozess wiederholt sich. Die mittlere Energie pro Teilchen nimmt dabei ab. Solange die mittlere Energie der Bremsstrahlungsphotonen ausreicht, eine Paarerzeugung auszulösen, und die Energie der Elektronen und Positronen größer als die kritische Energie E_c ist, so dass die Bremsstrahlungsverluste die Ionisationsverluste überwiegen, vermehrt sich die Teilchenzahl exponentiell. Sei m die Anzahl der vom Schauer durchlaufenen Strahlungslängen X. Dann besteht der Schauer aus 2^m Teilchen mit einer mittleren Energie von $E_m = E_0 \cdot 2^{-m}$.

Die maximale Teilchenzahl ist erreicht, wenn $E_m \approx E_c$. Für die Anzahl $N_{\max}$ der Teilchen und die Anzahl der Strahlungslängen $m_{\max}$ bis zum Schauermaximum gilt:

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \qquad m_{\max} = \log_2 \frac{E_0}{E_c}$$

Ab jetzt verlieren die Elektronen mehr Energie durch Ionisation als durch Emission von Bremsstrahlung. Zusätzlich wird für Photonen der Prozess der Comptonstreuung wahrscheinlicher. Der Schauer stirbt aus.

In Abbildung 2.3 sind vier photoninduzierte Luftschauer mit verschiedener Primärenergie dargestellt, die mit dem Programmpaket CORSIKA (s. Abschnitt 4.1) simuliert wurden. Die Grauschattierung stellt die projizierte Emissionsdichte von Cherenkovphotonen dar. Man erkennt hier deutlich, dass die Eindringtiefe, die Breite und die Anzahl der emittierten Cherenkovphotonen sowie der Teilchen gesamt einer solchen Kaskade mit der Energie zunimmt. Mit der Anzahl der gemessenen Cherenkovphotonen ist damit auch eine Abschätzung der Energie des primären Photons möglich.

2.2.2 Hadronische Schauer

Für hadronische Schauer existiert kein einfaches Modell, da die Anzahl der wahrscheinlichen Reaktionen sehr groß ist. Ein hochenergetisches Proton, welches stark mit einem Atomkern reagiert, zertrümmert dieses, wobei viele verschiedene Möglichkeiten der Entstehung von Kernbruchstücken existieren. Bei sehr hoher Energie werden zusätzlich noch weitere Teilchen, zumeist Pionen, erzeugt. Neutrale Pionen zerfallen schnell weiter in zwei Photonen, die elektromagnetische Subschauer auslösen, sofern ihre Energie dazu ausreicht. Die Kernbruchstücke oder andere erzeugte Teilchen können wiederum mit anderen Atomkernen stark wechselwirken.

Durch solche Reaktionen können die Teilchen hohe Impulse senkrecht zur Schauerachse aufnehmen, bevor ein Pion elektromagnetische Subkaskaden auslöst. Rein elektromagnetische Schauer verlaufen stark gerichtet entlang der Flugrichtung des Primärteilchens. Die hadronischen Schauer sind im Vergleich damit stärker aufgefächert.

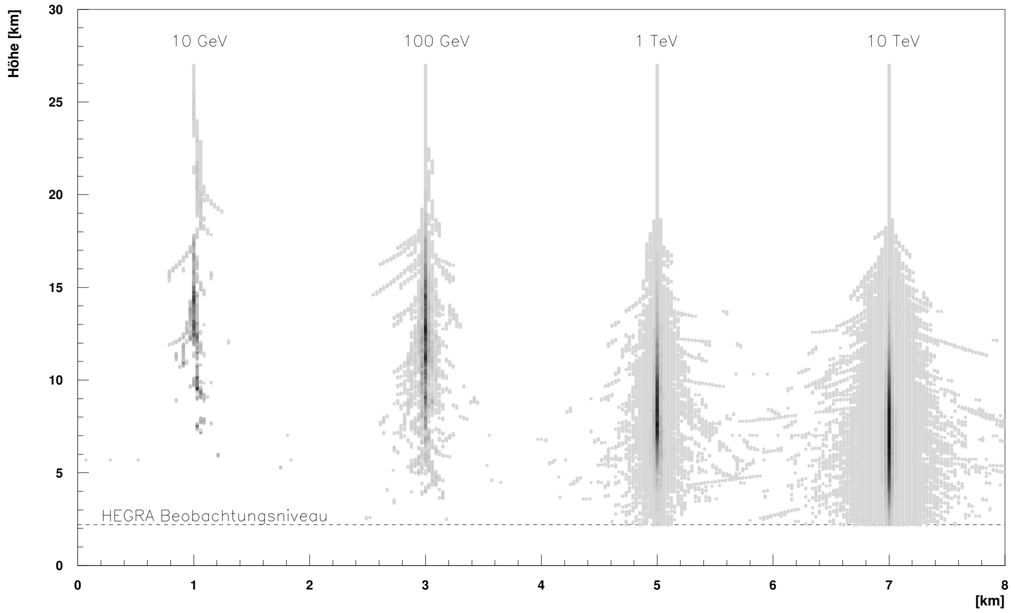


Abbildung 2.3: Projizierte Cherenkovemissionsdichte von elektromagnetischen Kaskaden, die von jeweils einem Photon verschiedener Energie ausgelöst wurden.

Ein weiterer Unterschied ist, dass Hadronen eine größere Wechselwirkungslänge besitzen, und somit die erste Reaktion tiefer in der Atmosphäre stattfindet. Die gesamte Schauereindringtiefe ist damit größer.

Diese Unterschiede werden bei der Trennung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden in Luftschauerbeobachtungen ausgenutzt. In Abbildung 2.4 sind analog zu Abbildung 2.3 zwei hadronische Luftschauer verschiedener Energie dargestellt.

2.3 Cherenkovlichtausbreitung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit v in einem dielektrischen Medium mit dem Brechungsindex n, polarisiert dieses das Medium in seiner Umgebung, und es werden Polarisationswellen ausgestrahlt. Ist $v < c/n$, überlagern sich die Wellen destruktiv. Für $v > c/n$ findet hingegen konstruktive Interferenz statt, und es wird Cherenkovlicht emittiert.

Aus $v > c/n$ folgt für die Mindestenergie für Cherenkovemission eines Teilchens der Masse m:

$$E_{\min} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}}$$

Für den Winkel θ_c zwischen dem emittierten Licht und der Geschwindigkeit des Teilchens, den Cherenkovwinkel, gilt (Abbildung 2.5):

$$\cos\theta_c = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n}$$

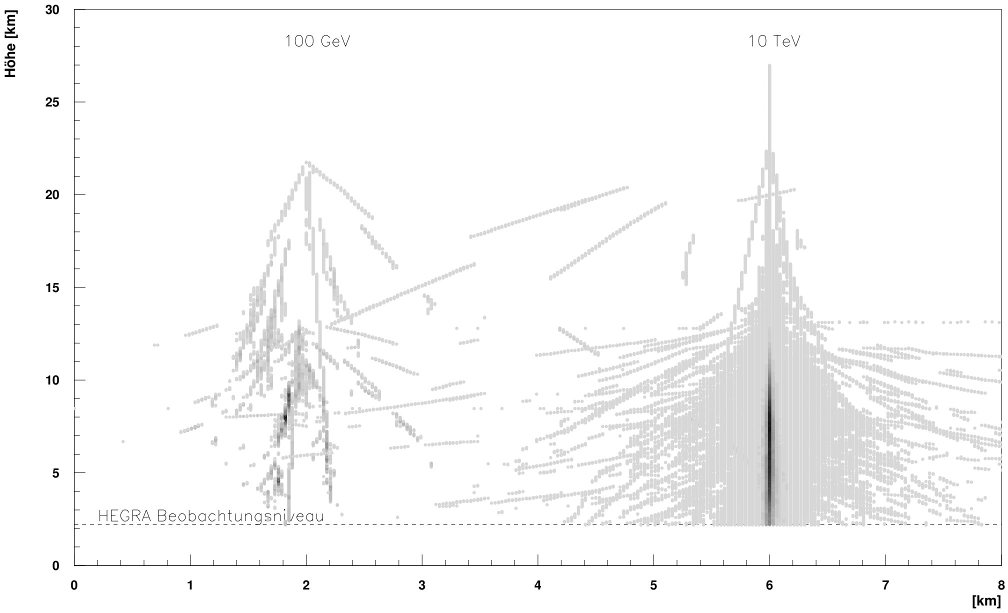


Abbildung 2.4: Projizierte Cherenkovlichtemissionsdichte von hadronischen Luftschauern mit verschiedenen Primärenergien.

Der Energieverlust durch Cherenkovlicht ist für hochenergetische Elektronen klein gegenüber den anderen Wechselwirkungen (etwa 0.1 % des gesamten Energieverlustes), so dass der Effekt für die Luftschauerentwicklung vernachlässigt werden kann.

Der Brechungsindex der Luft nimmt mit der Dichte zu. Daher ist bei Teilchen mit gleicher Energie in großen Höhen der Cherenkovwinkel kleiner als in niedrigeren Schichten. Zusätzlich nimmt die Schwellenergie E_{min} der Cherenkovlichtemission mit zunehmender Höhe zu. Die Obergrenze für den Cherenkovwinkel in Luft auf Meereshöhe ($n = 1.000272$ bei $p = 1013\,\mathrm{hPa}$), und somit insgesamt der größte mögliche Wert, ist gegeben durch

$$\cos\Theta_c > \frac{1}{n} \Longrightarrow \Theta_c < 1.34^\circ$$

Ein Teilchen mit einer Energie größer als E_{min} emittiert Licht auf einem engen Kegelmantel um seine Flugbahn mit einem Öffnungswinkel von $2\Theta_c$. Auf dem Beobachtungsniveau entstünde eine Ellipsenlinie, oder, falls das Teilchen sich senkrecht zur Oberfläche bewegt, sogar eine Kreislinie. Ein elektromagnetischer Schauer besteht hauptsächlich aus vielen Elektronen und Positronen verschiedener Energie und in verschiedenen Höhen, von denen viele einen solchen Lichtkegel aussenden. Die auf dem Beobachtungsniveau ausgeleuchtete Fläche bildet also eine ausgefüllte Ellipse oder Kreis mit einem diffusen Rand.

Die verschiedenen elektromagnetischen Subschauer einer hadronischen Kaskade leuchten ebenfalls jeweils eigene ellipsenförmige Zonen aus, die sich überschneiden können. Die Lichtverteilung auf der Beobachtungsebene eines hadronischen Luftschauers ist weniger strukturiert (siehe Abbildung 2.7).

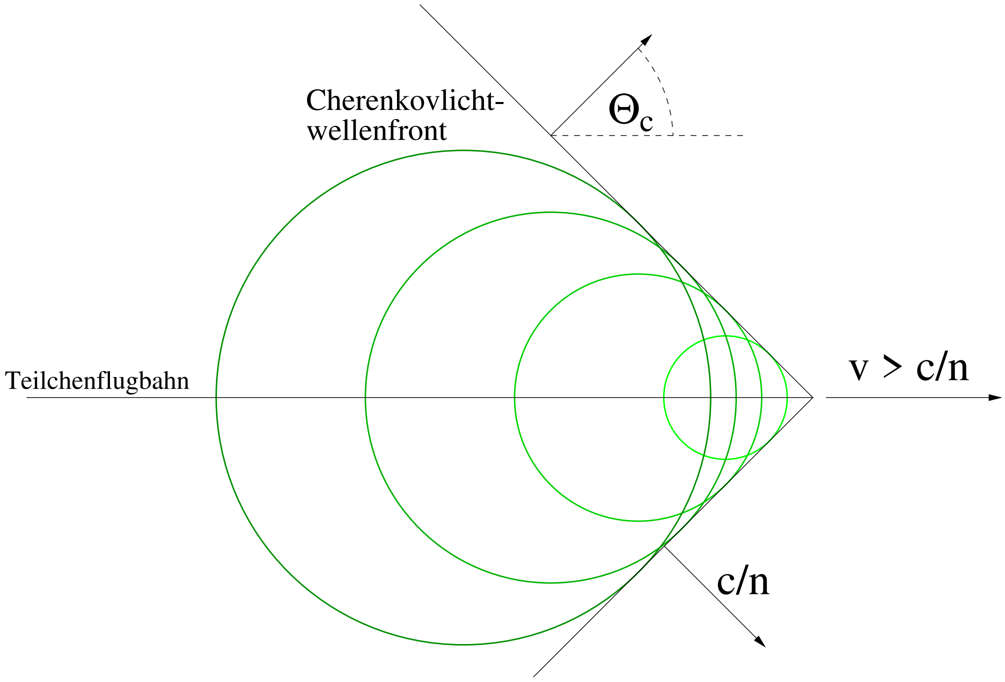


Abbildung 2.5: Polarisationswellenausbreitung in einem dielektrischen Medium, welche durch ein Teilchen hervorgerufen wird, das sich mit der Geschwindigkeit v schneller als das Licht in dem Medium c/n fortbewegt. Die Fronten überlagern sich konstruktiv und sind als Lichtblitz messbar.

Vom Ort der Emission bis zum Beobachter durchquert das Cherenkovlicht eine gewisse Strecke in Luft. Hierbei kann es durch verschiedene Mechanismen abgelenkt oder absorbiert werden. Das Cherenkovlicht bewegt sich in einer Front vorwärts, aus der einzelne Photonen herausgestreut werden. Die Front verliert damit exponentiell an Intensität:

$$I(x) = I_0 e^{\alpha x}$$

wobei α den gesamten Streu- und Absorptionskoeffizienten der Luft bezeichnet.

Das Licht kann zum einen an Aerosolen in der Luft (Wasserdampf, Staub) gestreut werden (Mie-Streuung) oder an einzelnen Lufmolekülen (Rayleigh-Streuung). Dabei sind die einzelnen Streukoeffizienten $\alpha_{\mathrm{Rayleigh}} \sim \lambda^{-4}$ und $\alpha_{\mathrm{Mie}} \sim \lambda^{-1}$.

Absorption wird u.a. durch das in etwa 10 bis 15 km befindliche Ozon O_3 hervorgerufen, welches fast alle Photonen im Wellenlängenbereich von $200 - 300$ nm absorbiert und dabei in O_2 und ein Sauerstoffradikal zerfällt.

Das ursprüngliche Photonenspektrum von Cherenkovlicht besitzt im Bereich des sichtbaren Lichts die Form

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 l \frac{1}{\lambda^2} \sin\Theta_c$$

Dabei ist l die vom emittierenden Teilchen durchflogene Wegstrecke und Z die Ladungszahl des Teilchens. Dieses Spektrum wird durch Rayleigh- und Mie-

Streuung modifiziert. zusätzlich absorbiert das Ozon der Atmosphäre den ultravioletten Anteil. Besonders gut lässt sich das Cherenkovlicht eines Luftschauers demnach im blauen Spektralbereich nachweisen (Abbildung 2.6).

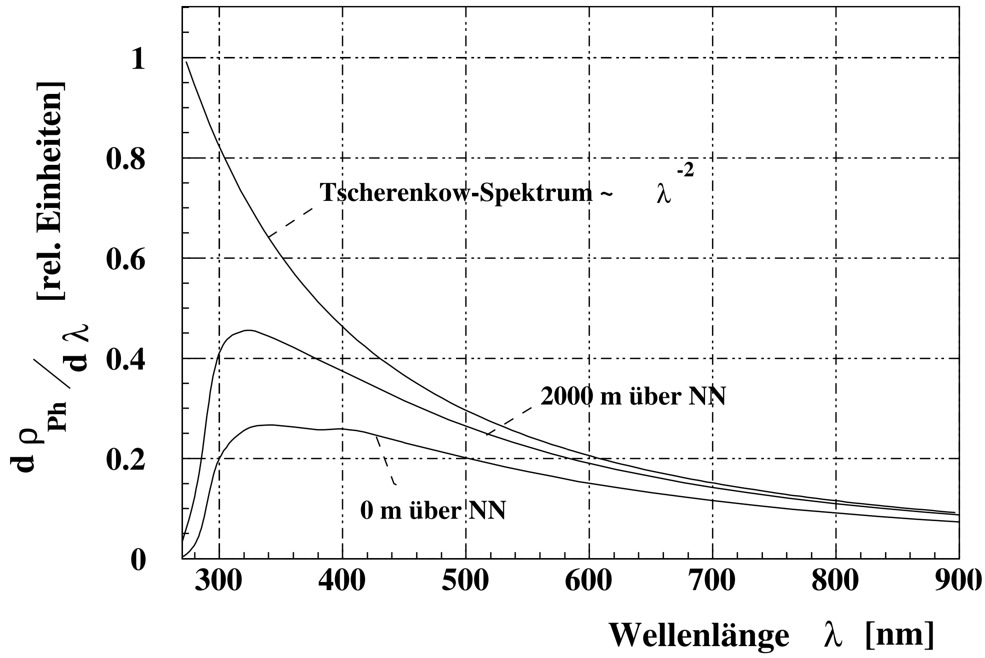


Abbildung 2.6: Ursprüngliches und für zwei verschiedene Beobachtungsniveaus modifiziertes Cherenkovlichtspektrum, für Photonen, die in 7000 m emittiert wurden. Aufgetragen ist die differentielle Photonendichte über der Wellenlänge (siehe [Koe98]).

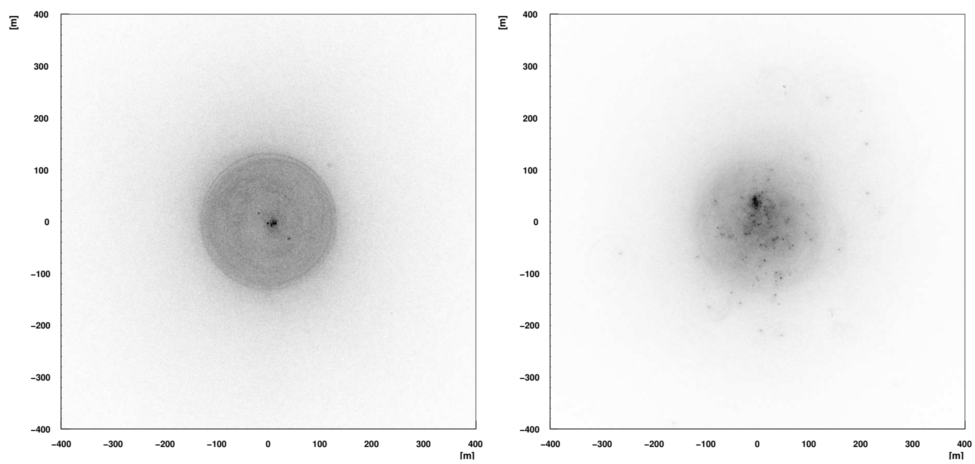


Abbildung 2.7: Cherenkovlichtdichte auf der Beobachtungsebene eines photon- (links) und eines protoninduzierten Luftschauers (rechts), die beide senkrecht zur Bodenebene verlaufen. Die Primärenergie des photoninduzierten Schauers beträgt 1 TeV, die des protoninduzierten 3 TeV. Es ist zu erkennen, dass die Lichtverteilung des protoninduzierten Schauers weniger strukturiert ist.

Kapitel 3

Luftschauerdetektion mit abbildenden Cherenkovteleskopen

Abbildende Cherenkovteleskope (IACT, englisch: Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) bilden das Cherenkovlicht eines Luftschauers in eine Kamera, die zumeist aus einer Matrix schneller Photomultiplierröhren besteht, ab. Durch die verschiedenen Signale der Photomultiplierröhren entsteht so ein grobes Abbild des Luftschauers. Dieses Abbild soll dazu dienen, Information über das Primärteilchen, z.B. die Teilchenart, die Richtung, den Stoßparameter und die Energie, zu erhalten.

Um die Bilder von Luftschauern zu beschreiben, wurde ein Satz von Variablen, die Hillas-Parameter, eingeführt. Diese werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt. Es folgen geometrische Betrachtungen, die der Abschätzung der Schauerrichtung dienen. Als letztes wird das stereoskopische System IACTs des HEGRA-Experiments vorgestellt.

3.1 Die Hillas-Parameter

Die Bilder von photoninduzierten Luftschauern in der Kameraebene sind annähernd ellipsenförmig. Es ist daher sinnvoll, sie durch entsprechende Parameter zu beschreiben ([Hil85]). Dadurch geht zwar Information verloren (siehe Abschnitt 5.3), die verbleibenden Variablen reichen allerdings für eine umfassende Analyse aus.

Es sei q_i die Anzahl an Photoelektronen, die das Pixel i für ein Bild registriert hat. $r_i = (x_i, y_i)$ seien die Koordinaten des Pixelmittelpunktes in der Kamera.

Die Helligkeit A eines Bildes ist die Anzahl aller zugehörigen Photoelektronen:

$$A = \sum_{i \in I} q_i \tag{3.1}$$

Dabei ist I die Menge aller Pixel, die nach gewissen Kriterien (siehe Abschnitt 3.6) zum Bild des Luftschauers gehören.

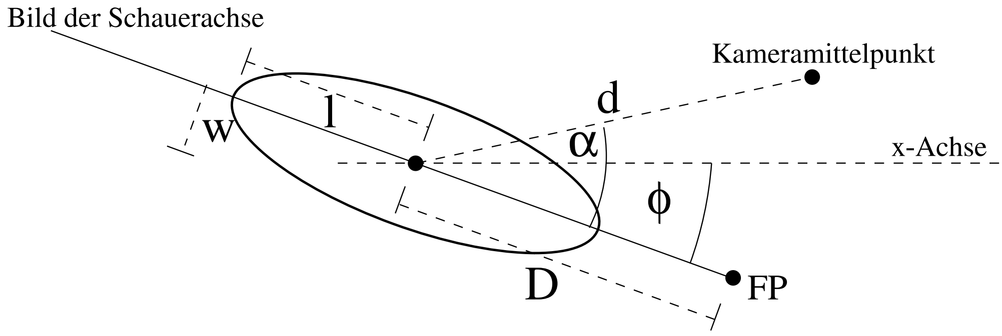


Abbildung 3.1: Erläuterung der Hillas-Parameter, mit denen das Luftschauerbild, welches annähernd eine Ellipse bildet, beschrieben wird.

Den Schwerpunkt des Bildes kann man über die ersten Momente abschätzen:

$$\langle r \rangle = (\langle x \rangle, \langle y \rangle) = \frac{1}{A} \sum_{i \in I} q_i \cdot r_i \tag{3.2}$$

Die Größe der Pixel (Granularität) erlaubt keine genaue Bestimmung des Bildschwerpunktes.

Die weiteren Parameter, Länge l, Breite w und Ausrichtung ϕ, werden man über die zweiten Momente abgeschätzt:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{A} \sum_{i \in I} q_i \cdot (x_i - \langle x \rangle)^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \tag{3.3}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{A} \sum_{i \in I} q_i \cdot (x_i - \langle x \rangle)(y_i - \langle y \rangle) = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \tag{3.4}$$

Damit gilt dann für die Ellipsenparameter (s. Abbildung 3.1):

Ausrichtung ϕ: Für den Winkel der großen Hauptachse zur x-Achse des Teleskops gilt:

$$\tan 2\phi = \frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \tag{3.5}$$

Breite w: Es sei $a = \tan \phi$. Dann ist

$$w^2 = \frac{\sigma_y^2 + a^2 \sigma_x^2 - 2a\sigma_{xy}}{1 + a^2} \tag{3.6}$$

Länge l:

$$l^2 = \frac{\sigma_x^2 + a^2 \sigma_y^2 + 2a\sigma_{xy}}{1 + a^2} \tag{3.7}$$

Vor allem interessant ist die Entfernung D des Bildschwerpunktes zum sogenannten Fluchtpunkt FP. Dieses wird in den nächsten Abschnitten näher erläutert.

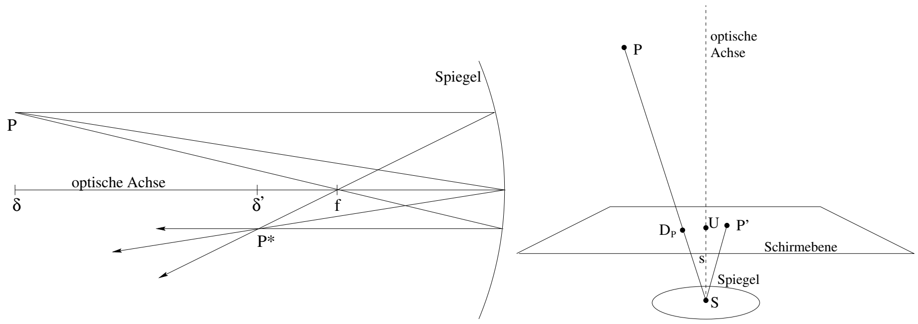


Abbildung 3.2: Links: Abbildung eines Punktes P auf einen Punkte $P^\star$ durch einen Hohlspiegel. Rechts: Der Mittelpunkt P' eines Bildes von einem Punkt P auf einem Schirm ist das achsengespiegelte Bild des Durchstoßpunktes D der Verbindungslinie von P zum Spiegelmittelpunkt S durch den Schirm.

Die Bilder von Luftschauern sind keine perfekten Ellipsen. Die Lichtverteilung längs der großen Bildachse ist zumeist nicht symmetrisch zum Bildschwerpunkt. Das kommt daher, dass die oberen Schauerregionen heller erscheinen, da hier die mittlere Teilchenenergie höher und die Teilchen noch stärker um die Schauerachse konzentriert sind. Man kann dem Bild damit eine zusätzliche Orientierung geben (siehe [Les01]). Die Asymmetrie erhält man über die dritten Momente:

$$\mu_x = \frac{1}{A}\sum_{i\in I} q_i \cdot (x_i - \langle x\rangle)^3 = \langle x^3\rangle - 3\langle x^2\rangle\langle x\rangle + 2\langle x\rangle^3 \tag{3.8}$$

3.2 Abbildungsgeometrie

Durch Hohlspiegel werden alle Lichtstrahlen, die durch irgendeinen Punkt P gehen, in einem anderen Punkt $P^\star$ fokussiert (siehe Abbildung 3.2). Man kann annähernd davon sprechen, dass alle Punkte einer Ebene senkrecht zur optischen Achse des Hohlspiegels mit der Entfernung δ auf eine parallele Ebene mit dem Abstand δ' vom Spiegel abgebildet werden (Abbildung 3.2 links). Dabei gilt:

$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta'} = \frac{1}{f} \tag{3.9}$$

wobei f die Brennweite des Spiegels ist, d.h. die Entfernung, in die parallel einlaufende Strahlen fokussiert werden.

Legt man in eine Entfernung s einen ortsauflösenden Lichtdetektor (im Folgenden wird von Schirm und Schirmebene geschrieben), bekommt man für jedes Lichtstrahlenbündel, das durch einen Punkt P läuft, einen Lichtfleck auf dem Schirm P'. Erfüllen s und die Entfernung zu P die Gleichung 3.9, so ist das Abbild so scharf, wie es die Qualität und Größe des Spiegels erlauben; ansonsten ist das Bild je nach Abweichung zur Gleichung verschwommen. Liegt der Schirm genau in der Brennebene, so spricht man von winkeltreuer Abbildung, da parallele Strahlen auf den gleichen Punkt auf den Schirm reflektiert werden.

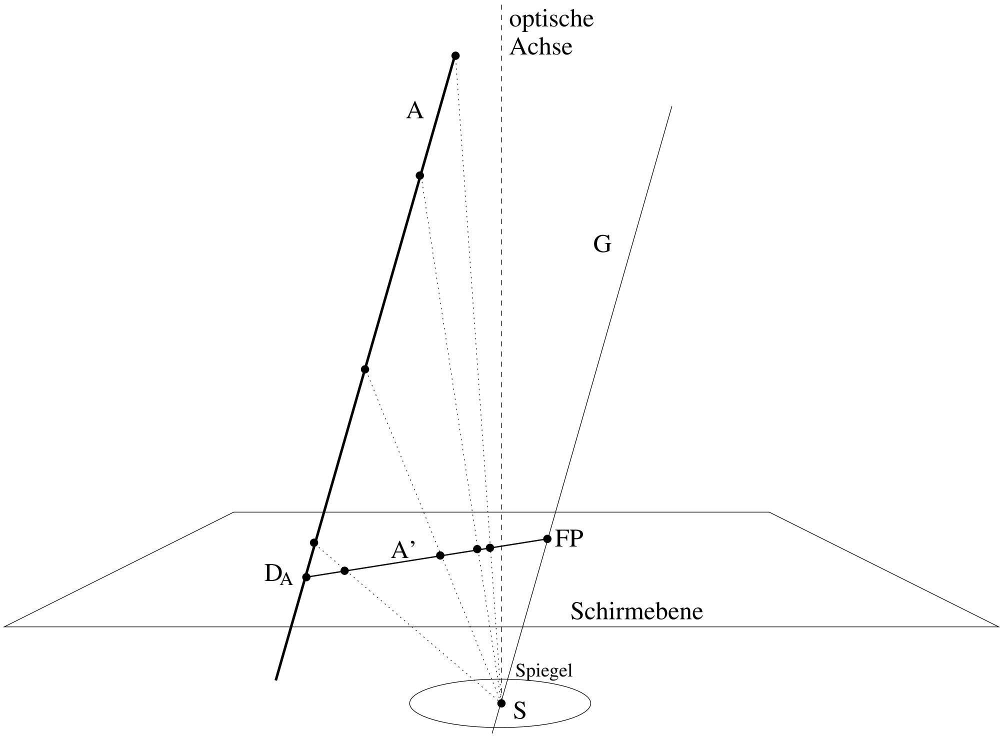


Abbildung 3.3: Das (ungespiegelte) Bild einer Geraden A – auf die Punktspiegelung in der Schirmebene wird aufgrund der Übersichtlichkeit verzichtet– im Raum ist ein Strahl auf der Schirmebene, der vom (ungespiegelten) Fluchtpunkt FP ausgeht. Die Position des Fluchtpunktes hängt nur von der Richtung der Geraden ab. Er ist der Durchstoßpunkt einer zu A parallelen Geraden G, die den Spiegelmittelpunkt S beinhaltet.

Unabhängig davon, wie scharf der Fleck ist, ist die Position seines Mittelpunktes auf dem Schirm gegeben durch

$$x' = -s \cdot \frac{x}{z}$$
$$y' = -s \cdot \frac{y}{z}$$

wobei x, x', y, y' und z sich auf ein Koordinatensystem beziehen, das den Ursprung am Spiegelmittelpunkt hat, und dessen z-Achse parallel zur optischen Achse verläuft (siehe Abbildung 3.2 rechts). Geometrisch ist P' das am Punkt U, dem Schnittpunkt der optischen Achse mit der Schirmebene, gespiegelte Bild des Durchstoßpunktes D_P der Verbindungslinie vom Punkt P zum Spiegelursprung S durch den Schirm. In der weiteren Betrachtung in diesem Abschnitt wird auf diese Spiegelung verzichtet.

Sei A eine Gerade im Raum, die nicht durch den Spiegelursprung S verläuft. Sofern A nicht parallel zur Schirmebene steht, besitzt sie einen Durchstoßpunkt D_A durch die Schirmebene. G sei eine weitere Gerade, die parallel zu A steht und durch den Spiegelmittelpunkt S verläuft. Jeder Punkt von A oberhalb der

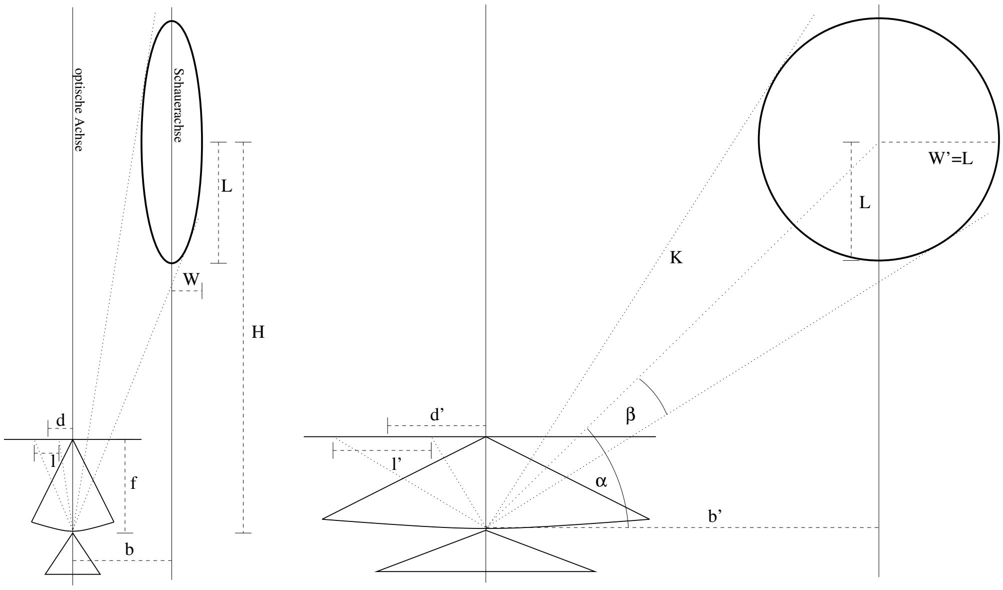


Abbildung 3.4: Vereinfachtes Modell zur Abbildung eines Luftschauers. Der Luftschauer wird als Rotationsellipsoid betrachtet (links). Die Berechnung der Hillas-Parameter des Bildes wird über eine lineare Koordinatentransformation durchgeführt, die den Rotationsellipsoid in eine Kugel abbildet, indem alle horizontalen Längen um den Faktor L/W gestreckt werden (rechts).

Schirmebene wird auf die Verbindungslinie A' von D zu FP, dem Schnittpunkt von G mit der Schirmebene, projiziert (Abbildung 3.3). Der Fluchtpunkt ist nur abhängig von der Richtung der Geraden A. Eine zu A parallele Gerade besitzt den gleichen Fluchtpunkt. Insbesondere werden Geraden, die durch S verlaufen nur auf einen Punkt, ihren Fluchtpunkt, abgebildet. Das Bild eines sehr weit entfernten Punktes ist damit der Fluchtpunkt aller von ihm ausgehenden Geraden, die beim Beobachter annähernd parallel verlaufen. Um die Ankunftsrichtung des Primärteilchens eines Luftschauers zu bestimmen, muss man demnach den Fluchtpunkt der Schauerachse aus den Bildern bestimmen. Insbesondere weisen die Schauerachsen photoninduzierter Schauer immer auf die Quelle, so dass der Fluchtpunkt dieser Achsen auch das Bild der Quelle darstellt.

3.3 Abbildung eines Rotationsellipsoids

Mit einem vereinfachten Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit die Entfernung D des Luftschauerbildes zum Fluchtpunkt der Schauerachse geometrisch abgeschätzt. Diese Rechnung wird in diesem Abschnitt erläutert. Der Luftschauer wird hierbei als Rotationsellipsoid betrachtet. Zuerst werden die Hillas-Parameter eines solchen Schauers, dessen Schauerachse parallel zur optischen Achse des Teleskops verläuft, berechnet. Der Fluchtpunkt ist dabei gleich mit dem Ursprung der Schirmebene. Vereinfacht wird die Berechnung, indem man eine Koordinatentransformation durchführt, die alle horizontalen Längen um den Faktor L/W streckt, so dass das Ellipsoid in eine Kugel abgebildet wird. Hier erkennt man schon, dass das Abbild eine Ellipse ist: Das Bild ist der punktgespiegelte Kegelschnitt der Schirmebene durch den Kegel K , der die Kugel einhüllt, und deren Scheitelpunkt der Spiegelmittelpunkt ist.

In Abbildung 3.4 werden die Größen, die in der folgenden Rechnung verwendet werden, grafisch erläutert:

H	Höhe des Schauermittelpunktes
L	Halbe Länge des Schauers
W	Halbe Breite des Schauers
b	Stoßparameter der Schauerachse
$d = D$	Entfernung des Bildmittelpunktes zum Schirmursprung bzw. zum Fluchtpunkt
w	halbe Bildbreite
l	halbe Bildlänge
$W' = L$, b', d', w', l'	Größen nach der Koordinatentransformation
α	Steigungswinkel des Schauermittelpunktes
β	Halber Öffnungswinkel von K

Es gilt:

$$\begin{aligned} l' &= f \cdot \big(\cot(\alpha-\beta) - \cot(\alpha+\beta)\big) \\ d' &= \frac{1}{2} f \cdot \big(\cot(\alpha-\beta) + \cot(\alpha+\beta)\big) \end{aligned}$$

Dabei gilt nun mit dem Stoßparameter b' und der mittleren Eindringtiefe H

$$\begin{aligned} \cot\alpha &= \frac{b'}{H} \\ \sin\beta &= \frac{L}{\sqrt{H^2 + b'^2}} \end{aligned}$$

Mit den Additionstheoremen für trigonometrische Funktionen und wenigen Umformungen erhält man:

$$\begin{aligned} &\cot(\alpha-\beta) \pm \cot(\alpha+\beta) \\ &= \frac{\sin\alpha\cos\alpha + \sin\beta\cos\beta \pm (\sin\alpha\cos\alpha - \sin\beta\cos\beta)}{\sin^2\alpha\cos^2\beta - \cos^2\alpha\sin^2\beta} \\ &= \frac{\cot\alpha + \sin\beta\cos\beta(\cot^2\alpha + 1) \pm (\cot\alpha - \sin\beta\cos\beta(\cot^2\alpha+1))}{\cos^2\beta - \cot^2\alpha\sin^2\beta} \end{aligned}$$

Mit diesen Relationen erhält man schließlich

$$\frac{l'}{2f} = \frac{L\sqrt{H^2 + b'^2 - L^2}}{H^2 - l^2} \tag{3.10}$$

$$\frac{d'}{f} = \frac{Hb'}{H^2 - L^2} \tag{3.11}$$

Die Bildbreite w' ist unabhängig vom Stoßparameter b'. Dieses erkennt man, indem man die Schauerkugel horizontal verschiebt (siehe Abbildung 3.5). Man

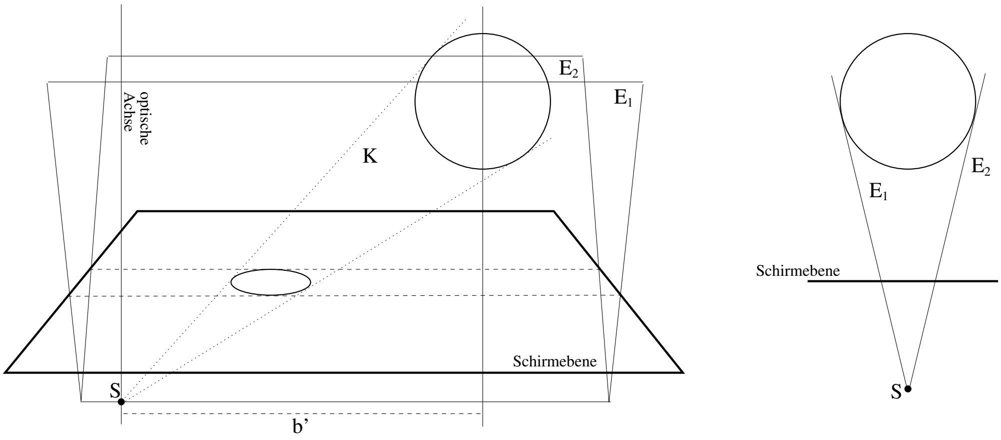


Abbildung 3.5: Die Bildbreite ist unabhängig vom Stoßparameter b'. Das erkennt man, da die beiden Ebenen E_1 und E_2 sowohl die Schauerkugel als auch die Bildellipse tangieren. Auf die Spiegelung wurde in dieser Zeichnung verzichtet.

stelle sich zwei Ebenen vor, deren Schnittgerade auf der Bodenebene durch den Spiegelmittelpunkt S verläuft, und die beide die Kugel auf jeweils einer Seite tangieren. Diese beiden Ebenen schneiden die Schirmebene in zwei parallelen Geraden. Der die Kugel einhüllende Kegel K wird ebenfalls auf beiden Seiten von einer der Ebenen berührt. An dieser Situation ändert sich nichts, wenn man die Kugel wie auf einer Schiene zwischen den Ebenen horizontal verschiebt. Das heißt, dass die Bildellipse immer von beiden Schnittgeraden berührt wird. Insbesondere ist für den Stoßparameter $b' = 0$ das Bild kreisförmig. Es gilt somit für die Bildbreite:

$$\frac{w'}{2f} = \frac{L}{\sqrt{H^2 - L^2}} \tag{3.12}$$

Das nächste Ziel ist es, aus den Bildparametern den Stoßparameter b' und die Entfernung d' abzuschätzen. Aus den Gleichungen 3.10, 3.11 und 3.12 folgt

$$b' = \sqrt{H^2 - L^2}\sqrt{\left(\frac{l'}{w'}\right)^2 - 1}$$

$$\frac{d'}{f} = \frac{H}{\sqrt{H^2 - L^2}}\sqrt{\left(\frac{l'}{w'}\right)^2 - 1}$$

Nimmt man die Koordinatenstreckung zurück, erhält man als Endergebnis:

$$b = \frac{W}{L}\sqrt{H^2 - L^2}\sqrt{\left(\frac{l}{w}\right)^2 - 1} \tag{3.13}$$

$$\frac{D}{f} = \frac{d}{f} = \frac{HW}{L\sqrt{H^2 - L^2}}\sqrt{\left(\frac{l}{w}\right)^2 - 1} \tag{3.14}$$

Ist die Schauerachse nicht ganz parallel zur optischen Achse des Teleskops, fallen der Fluchtpunkt der Schauerachse und der Schirmmittelpunkt nicht mehr

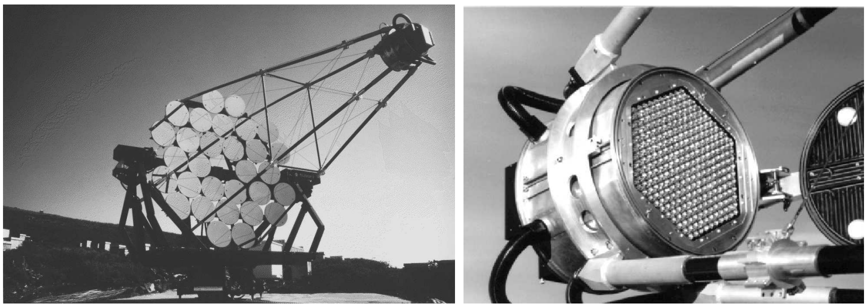


Abbildung 3.6: Links: CT3 des HEGRA-Cherenkovteleskopsystems. Rechts: Geöffnete Kamera. Zu sehen sind die Lichtsammeltrichter vor jedem Photomultiplier.

zusammen. Die Situation lässt sich durch eine Neigung des Teleskops wieder herstellen. Eine kleine Drehung des Teleskops hat in erster Näherung nur eine Verschiebung des Bildes in der Schirmebene zur Folge. Damit ist die Abschätzung der Entfernung D des Fluchtpunktes zum Schauerbild auch bei kleinen Abweichungen zur Parallelität gültig.

In diesem vereinfachten Modell ist es somit möglich, den Abstand des Bildschwerpunktes zum Fluchtpunkt abzuschätzen. Für ein einziges Teleskop ist diese Abschätzung nicht eindeutig, da der Fluchtpunkt auf beiden Seiten der Bildellipse sein könnte. Das Problem kann man lösen, indem man den gleichen Luftschauer mit mindestens zwei Teleskopen betrachtet. Überlagert man die Bilder, ist die Situation die gleiche, als wenn man zwei identische aber parallelverschobene Luftschauer mit einem Teleskop beobachtet. Der Fluchtpunkt kann damit einfach bestimmt werden.

3.4 Berechnung der Richtung aus dem Fluchtpunkt

Ist der Fluchtpunkt in der gemeinsamen Kameraebene bestimmt, lässt sich daraus einfach die dazu gehörende Richtung des Luftschauers berechnen, was hier kurz erläutert werden soll. Zunächst muss der in der Kameraebene ermittelte Fluchtpunkt am Ursprung dieser Ebene gespiegelt werden, da der „gesehene“ Fluchtpunkt das gespiegelte Bild des wahren Fluchtpunktes ist. Der Vektor r vom Spiegelmittelpunkt zum wahren Fluchtpunkt auf der Kameraebene ist ein Richtungsvektor parallel zur Schauerachse. Aus der Teleskopblickrichtung kann r durch eine einfache Koordinatentransformation in geographischen Koordinaten (z-Achse verläuft senkrecht zum Bodenniveau, x-Achse zeigt Richtung Norden) dargestellt werden. Es sei ϕ der Azimutinkel und θ der Altitudwinkel des Luftschauers. Für diese Winkel gilt:

$$\begin{aligned} \phi &= \arg(r_x, r_y) \\ \theta &= \arg(\sqrt{r_x^2 + r_y^2}, r_z) \end{aligned} \tag{3.15}$$

3.5 Aufbau eines HEGRA-Cherenkovteleskops

Die HEGRA-Kollaboration betreibt u.a. ein stereoskopisches System aus fünf IACTs auf dem Roque de los Muchachos in 2200 m Höhe über NN auf der kanarischen Insel La Palma (17.9° W, 28.8° N). Dabei wird jeweils ein Luftschauer von mehreren Teleskopen gleichzeitig beobachtet, so dass eine räumliche Rekonstruktion möglich ist.

Um die Schauerparameter zu bestimmen, ist es nicht notwendig, diesen genau abzubilden und somit individuelle Unterschiede hervorzuheben. Ein grobes Bild ist ausreichend. Es können daher Kompromisse mit den Abbildungseigenschaften der Spiegel sowie der Granularität der Kamera eingegangen werden.

Ein Systemteleskop besteht aus einer segmentierten Spiegelfläche aus 30 Einzelspiegeln mit einer Brennweite von 4.92 m (Abbildung 3.6 links). Die gesamte Spiegelfläche beträgt damit 8.5 m^2. Die Einzelspiegel sind justierbar auf einem sphärischen Träger montiert, dessen Radius der Brennweite eines Spiegels entspricht (Davies-Cotton-Design [Dav57]).

Eine Kamera besteht aus 271 Photomultiplierröhren (Pixel), die hexagonal angeordnet sind. Das gesamte Gesichtsfeld ist sechseckig mit einem effektiven Durchmesser von 4.3°. Der Abstand der Mittelpunkte zweier benachbarter Pixel beträgt 21 mm. Vor jedem Pixel befindet sich ein Lichtsammeltrichter, um auch Photonen, die zwischen zwei Öffnungsfenster gelangen, einem Pixel zuzuführen. Jedes Pixel deckt damit im Gesichtsfeld eine Region mit 0.25° Durchmesser ab. Es wird eine Flächenabdeckung der Kamera von 95 % erreicht. Eine Kamera mit geöffneten Schutzdeckel ist in Abbildung 3.6 rechts zu sehen.

Die von einem senkrecht einfallenden Luftschauer auf dem Beobachtungsniveau ausgeleuchtete Fläche hat einen Radius von etwa 120 m. Zur gleichzeitigen Beobachtung eines Luftschauers von mehreren Standpunkten aus, ist es sinnvoll, die Abstände der Teleskope in dieser Größenordnung zu wählen. Vier der fünf Teleskope stehen in etwa an den Ecken eines Quadrates mit 100 m Seitenlänge. Das weitere Teleskop steht beim Mittelpunkt des Vierecks (siehe Abbildung 3.7).

Die vorverstärkten Signale der einzelnen Pixel einer Kamera werden von Flash-ADCs mit einer Abtastfrequenz von 120 MHz digitalisiert.

Die Teleskope werden mit einer Altitud-Azimut-Montierung während des Messbetriebs der Quellposition am Himmel nachgeführt.

3.6 Datennahme

Verschiedene Triggerstufen trennen effektiv echte Luftschauerereignisse von anderen Effekten ab: Photoninduzierte Luftschauer liefern ein einigermaßen ellipsenförmiges und zusammenhängendes Bild. Besitzen mindestens zwei benachbarte Pixel einer Kamera acht oder mehr Photoelektronen, so wird ein Signal an den Zentralcomputer geschickt. Dadurch werden Ereignisse, die durch das statistische Nachthimmelsleuchten hervorgerufen werden, vereinzelt helle Pixel, unterdrückt. Liefern mehrere Teleskope innerhalb eines bestimmten Zeitfensters Δt solch ein Teleskoptrigger, wird es als Luftschauerereignis anerkannt, und die

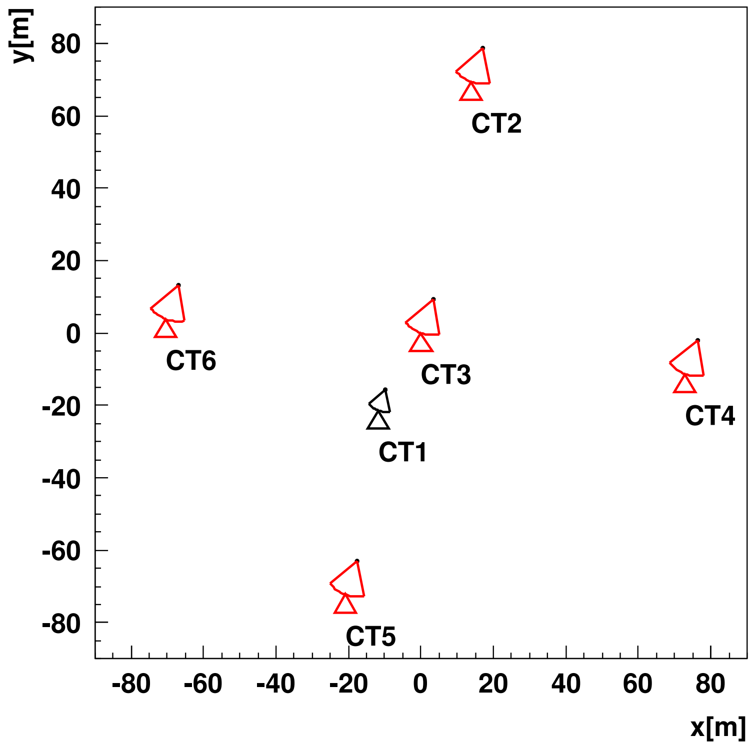


Abbildung 3.7: Lage der Cherenkovteleskope des HEGRA-Experiments relativ zum zentralen Teleskop CT3. Das stereoskopische System wird aus den Geräten CT2 bis CT5 gebildet. Zusätzlich wird ein einzelnes Teleskop CT1 betrieben.

Teleskope werden ausgelesen. Die Länge des Zeitfensters Δt hängt vom Zenitwinkel der Beobachtung ab. Diese letzte Triggerstufe unterdrückt zum einen lokale auf ein Teleskop beschränkte Effekte, wie das Cherenkovlicht von lokalen Myonen. Außerdem sind nur Ereignisse, die sich stereoskopisch analysieren lassen, von Interesse.

Bei der späteren Analyse werden alle Pixel mit mindestens sechs Photoelektronen und alle Pixel mit mindestens drei Photoelektron, die neben einem Pixel der ersten Kategorie liegen, zum Bild gerechnet.

Mögliche Quellen werden untersucht, indem die Anzahl der Ereignisse, deren rekonstruierte Richtung in einer Region um die Objektrichtung liegt mit der Anzahl der Ereignisse in einer quellfreien Referenzregion verglichen wird. Quell- und Referenzregion müssen dabei vergleichbar in der Kamera liegen, um systematische Fehler zu vermeiden. Liegt die Quellregion im Kamerazentrum, können Referenzmessungen nicht zeitgleich stattfinden.

Objekte, deren erwartete Ausdehnung wesentlich kleiner als die Winkelauflösung der Rekonstruktion sind (punktförmige Quellen), werden meistens im sogenannten „Wobble-Modus“ aufgenommen. Die Teleskope sind um $0.5°$ in Deklinationsrichtung neben die nominelle Quellposition gerichtet. Die Quellposition ist damit 0.5° vom Kamerazentrum entfernt. Man kann dadurch Referenzregionen ebenfalls 0.5° vom Kamerazentrum entfernt platzieren. Eine gleichzeitige Quell- und Referenzbeobachtung ist damit möglich.

Die Trennung von photoninduzierten und hadroninduzierten Ereignissen in der Analyse wird in [Aha99] beschrieben und soll auch hier kurz erläutert werden. Die Bilder von photoninduzierten Luftschauern sind im allgemeinen schmaler, als die Bilder hadroninduzierter Luftschauer, die unter dem gleichen Zenitwinkel mit dem gleichen Stoßparameter dieselbe Helligkeit besitzen. Jedes Bild wird zunächst auf die durchschnittliche Breite eines photoninduzierten Luftschauers mit gleichem Zenitwinkel, gleicher Helligkeit und gleichem Stoßparameter skaliert. Diese skalierten Breiten werden schließlich zur mittleren skalierten Breite ($mscw$; mean scaled width) gemittelt. Die mittleren Breiten photoninduzierter Luftschauer werden dabei entweder durch Monte Carlo Simulationen gewonnen, oder anhand gesicherter Punktquellen.

Kapitel 4

Simulation

Detektorsimulationen dienen dazu, Detektionseigenschaften eines Experimentes quantitativ zu verstehen. Die Reaktion des Experimentes auf bestimmte Eingangsparameter wird bestimmt, was mit realen Messungen nicht immer möglich ist. Viele Messgrößen können nur durch den Vergleich der gemessenen Daten mit Datensätzen aus Simulationsrechnungen bestimmt werden. So können Luftschauer mit bestimmter Energie und mit bestimmten Primärteilchen nur in Simulationsrechungen „erzeugt“ werden.

Die Simulation von Luftschauerexperimenten läuft in zwei Stufen ab:

1. Luftschauersimulation
2. Detektorsimulation

Für die Simulation von Luftschauern existieren verschiedene Programmpakete mit verschiedenen Eigenschaften. Zu nennen seien hier ALTAI (siehe [Kon00]), CORSIKA (siehe [Hec98, Hec00]), KASKADE (siehe [Ker94]) und MOCCA (siehe [Hil95]). In dieser Arbeit wurde ausschließlich CORSIKA verwendet.

Die Daten der Cherenkovphotonen, die der simulierte Schauer emittiert, werden abgespeichert, um sie dem Detektorsimulationsprogramm einzuspeisen. Hier wurde SIM_TELARRAY (siehe [Ber98]) verwendet, welches Systeme abbildender Cherenkovteleskope, insbesondere das System des HEGRA-Experiments, simuliert. In Abbildung 4.1 ist schematisch der Ablauf der Simulation und späteren Datenanalyse dargestellt.

Monte Carlo Simulationen mit CORSIKA und SIM_TELARRAY sind in [Hor00] unter anderem beschrieben. Hier wird CORSIKA im ersten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt. Die Funktion von SIM_TELARRAY wird im zweiten Abschnitt erläutert.

4.1 Das Programm CORSIKA

CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) ist ursprünglich am Forschungszentrum Karlsruhe für das Detektorarrayexperiment KASCADE ([Dol90, Kla97]) entwickelt worden, von dem es unterschiedlichen Arbeitsgruppen weltweit freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde. Eine ausführliche

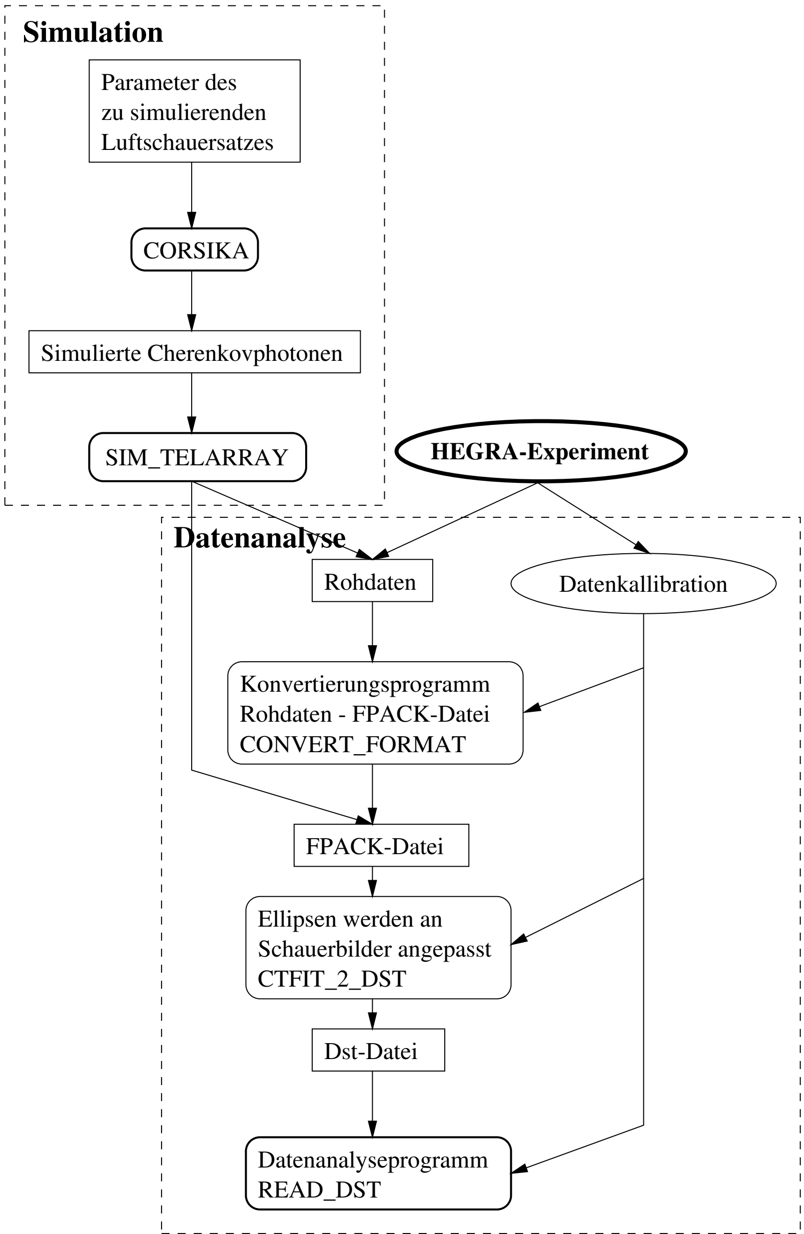


Abbildung 4.1: Programmkette und Datenbehandlung. Simulierte und gemessene Daten können mit den selben Programmpaketen behandelt und ausgewertet werden.

Beschreibung der physikalischen Zusammenhänge liefert [Hec98]. Ein Benutzungshandbuch ist [Hec00].

4.1.1 Teilchenverfolgung

Die Simulation der Luftschauer beruht auf der Verfolgung aller relevanten Teilchen zwischen zwei Wechselwirkungen, und der Bestimmung ihrer Reaktionen mit der sie umgebenden Luft. Relevant sind alle Teilchen, deren Energie genügend groß ist, um Cherenkovlicht zu emittieren, um in Reaktionen mit der Luft weitere Teilchen zu erzeugen, oder um von einem Detektor registriert zu werden. Es werden dabei folgende Teilchensorten berücksichtigt: γ, $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\pi^{0,\pm}$, $K^{\pm}$, $K^0_{\mathrm{S,L}}$, η, p, n, Λ, $\Sigma^{0,\pm}$, $\Xi^{0,-}$, Ω^-, $\rho^{0,\pm}$, $K^{\star 0,\pm}$, $\bar{K}^{\star 0}$, $\Delta^{0,\pm,++}$, sowie (sofern nicht schon erwähnt) die dazugehörigen Antiteilchen und Atomkerne bis $A = 56$. Die Atomkerne werden im Programm durch ihre Protonen- und Neutronenanzahl identifiziert. Optional können Elektron- und Myonneutrinos, sowie deren Antiteilchen explizit generiert werden.

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen, sowie die möglichen Arten der Reaktionen mit den Verzweigungsverhältnissen werden von den verwendeten Reaktionsmodellen (Abschnitt 4.1.2) geliefert. Die tatsächliche freie Weglänge eines Teilchens wird mit einem Zufallszahlengenerator (Abschnitt 4.1.4) und der gegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte festgelegt.

Geladene Teilchen werden im Coulombfeld der Atomkerne gestreut. Aufgrund des Massenverhältnisses zwischen Elektronen und Atomkernen, werden die Elektronen zwar abgelenkt, ändern ihre Energie hingegen kaum. Um diese Vielfachstreuung zu berücksichtigen, werden die freien Wegstrecken von Elektronen unterteilt, damit die Richtung geändert werden kann.

Die Ablenkung der geladenen Teilchen durch das Erdmagnetfeld, wie auch ihr Energieverlust durch z.B. Ionisation werden nach jeder „freien“ Wegstrecke berechnet.

4.1.2 Wechselwirkungsmodelle

Für die Teilchenreaktionen stehen verschiedene Wechselwirkungsmodelle zur Verfügung:

elektromagnetische Wechselwirkungen:

EGS4 (siehe [Nel85]). Diese Routine wurde am SLAC (Stanford Linear Accelarator Center) entwickelt. Für Elektronen und Positronen werden Annihilation, Bremsstrahlung, Bhabha-, Møller-, Compton- und Vielfachstreuung berücksichtigt. Für Photonen sind Comptonstreuung, Paarerzeugung und photoelektrische Effekte enthalten.

NKG (Nishimura-Kamatu-Greisen) (siehe [Gre65]). Mit dieser Option wird der elektromagnetische Anteil eines Schauers nicht durch Verfolgung der Teilchen, sondern durch eine analytische Annäherung, der NKG-Funktion, beschrieben.

In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich photoninduzierte Luftschauer simuliert, die keine hadronischen Reaktionen benötigen. Der Vollständigkeit halber werden hier auch Modelle für hadronische Wechselwirkungen vorgestellt.

hadronische Wechselwirkungen mit Schwerpunktsenergie $< 80\,$GeV:

GEISHA (siehe [Fes85]). Diese Routine ist nicht für Luftschauersimulationen, sondern für Detektorsimulationen entwickelt worden. Die Wechselwirkungen mit Luftbestandteilen (z.B. Stickstoff, Sauerstoff und Argon) sind nicht vorgesehen und müssen extrapoliert werden.

ISOBAR (siehe [Gri70]). Dieses Paket ist im Vergleich zu GEISHA stark vereinfacht, damit aber auch schneller. Die verwendete Parametrisierung ist allerdings nur bis etwa 10 GeV zuverlässig (siehe [Hor00]).

hadronische Wechselwirkungen mit Schwerpunktsenergie $> 80\,$GeV:

HDPM (siehe [Cap89]). In dieser Routine werden phänomenologisch die Wirkungsquerschnitte, die in $p\bar{p}$-Kollisionen gemessen wurden, extrapoliert.

QGSJet (siehe [Kal93]). Diese Routine beruht auf Modellen des Pomeronaustausches im Rahmen von Gribov-Regge-Modellen.

DPMJet (siehe [Ran95]). Ähnlich QGSJet

SIBYLL (siehe [Fle94]). Dieses Modell arbeitet wie HDPM. Zusätzlich werden allerdings Wirkungsquerschnitte aus Messungen der Luftschauerentwicklung eingerechnet.

VENUS (siehe [Wer93]). Funktioniert ähnlich QGSJet und DPMJet. Außerdem wird der Transport einzelner Nukleonen bei Kern-Kern-Streuungen berücksichtigt.

4.1.3 Atmosphärenmodelle

Die Atmosphäre wird durch die Dichte in fünf verschiedenen Höhen parametrisiert. In den vier unteren Schichten wird zwischen diesen Lagen exponentiell interpoliert:

$$T_i(h) = a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} \qquad i \in \{1,2,3,4\}$$

In der obersten Schicht wird ein lineares Dichteprofil angenommen:

$$T_5(h) = a_5 - b_5 \cdot \frac{h}{c_5}$$

Die Werte a_i, b_i und c_i ($i \in \{1,2,3,4,5\}$) werden so gewählt, dass $T(h)$ differenzierbar ist.

Sieben verschiedene Parametersätze für verschiedene Klimabedingungen stehen zur Verfügung. Sechs davon sind dem MODTRAN3-Programm entnommen worden. Zusätzlich wurde ein antarktische Profil aus Ballonmessungen bei 70° südlicher Breite erstellt (siehe auch [Ber00]).

EGS4 verwendet aus historischen Gründen eine etwas andere Parametrisierung. Solange das Dichteprofil näherungsweise einem exponentiellen Abfall gehorcht, was i.a. der Fall ist, ist der Unterschied nicht von belang.

4.1.4 Zufallszahlengenerator

CORSIKA arbeitet mit dem Zufallszahlengenerator RANMAR, der in der „CERN Program Library“ (siehe [Ben89]) enthalten ist. Es werden Pseudozufallszahlen erzeugt, die im Intervall $(0, 1)$ gleichverteilt sind. Die Periode der erzeugten Zahlenfolge ist größer als $2^{144} \approx 10^{43}$ und somit vernachlässigbar. Dem Programm werden die Startwerte, die sogenannte Saat, der Zufallszahlen für verschiedene Programmteile mitgeliefert. So wird gewährleistet, dass für identische Eingabedateien auch identische Ergebnisse erzeugt werden, unabhängig vom System, auf dem das Programm gestartet wird.

4.1.5 Zusammenarbeit mit SIM_TELARRAY

Für die Cherenkovteleskope sind ausschließlich die Cherenkovphotonen von Interesse. Die Informationen der Photonen, die das Beobachtungsniveau erreichen, wird abgespeichert. Es ist dabei nicht notwendig, alle Photonen zu sichern, da nur ein Bruchteil von den Detektoren registriert werden kann. Man kann somit Speicherplatz sparen, indem eine Vorauswahl getroffen wird. Die Cherenkovteleskope werden repräsentiert als Kugeln, deren Radius etwa so groß wie der Spiegelträger des entsprechenden Teleskops ist. Abgespeichert wird die Information aller Photonen, die eine solche „Teleskopkugel“ durchqueren.

Außerdem werden die Cherenkovphotonen nicht einzeln behandelt, sondern in Pakete zusammengefasst. Durch die Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier – bei HEGRA etwa 20% – werden nicht alle Photonen registriert. Mit der Paketgröße wird gewährleistet, dass durchschnittlich ein Photon pro Paket ein Signal auslöst.

Um Rechenzeit zu sparen ist es möglich, einzelne berechnete Luftschauer mehrmals mit verschiedenen Kernorten über der Ebene einzustreuen.

4.2 Das Programm SIM_TELARRAY

Das Programm SIM_TELARRAY dient der Detektorsimulation abbildender Cherenkovteleskope, insbesondere dem stereoskopischen System des HEGRA-Experiments. Eine ausführlichere Beschreibung und Einführung in das Programm liefert [Ber98].

Die Simulation erfolgt in mehreren Schritten:

1. Verfolgung der simulierten Cherenkovphotonen durch die Atmosphäre und den Detektor, sogenanntes „Ray-Traycing“.

2. Simulation der Signale der Photomultiplier

3. Simulation der Ausleseelektronik

4. Simulation der Triggerlogik

CORSIKA simuliert nicht atmosphärische Absorptions- und Streuprozesse. Außerdem ist die Wellenlänge der simulierten Cherenkovphotonen von CORSIKA unbestimmt. Sowohl atmosphärische Effekte als auch die Festlegung der

Wellenlänge werden von SIM_TELARRAY übernommen. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass verschiedene optische Bedingungen der Atmosphäre, wie die Aerosoldichte und der Ozongehalt, schnell simuliert werden können, ohne die langwierige Luftschauersimulation zu wiederholen. Die Wellenlänge der Photonen bleibt so lange unbestimmt, bis sie in der Detektorsimulation benötigt wird.

Die optischen Eigenschaften des Teleskops hängen von der Reflektivität der Spiegel, der Transitivität des Eintrittsfensters der Kamera, der Reflektivität der Eintrittstrichter der Photomultiplier sowie der Quanteneffizienz der Photomultiplier ab. Berücksichtigt werden ebenso Ausrichtungsfehler der Einzelspiegel zur Kamera und Ausrichtungsfehler des Teleskops zur Zielposition (sogenanntes „missalignment“). Die Punktbildfunktion der Spiegel für verschiedene Ausrichtungsfehler der Spiegel wird in [Hor00] unter anderem behandelt. Nicht einbezogen wird die Verbiegung der mechanischen Komponenten, vor allem der Masten, die die Kamera tragen (sogenanntes „bending“),

Die elektronischen Eigenschaften der Photomultiplier und der Ausleseelektronik, FADC-Auslese Diskriminatoren und Triggerlogik, werden komplett simuliert. Es ist möglich, die Digitalisierungsfrequenz, die elektronische Verzögerung, die Pulsamplitude und andere elektronische Größen zu verändern.

Die Ausgabe ist Wahlweise im Rohdatenformat, dem gleichen Datenformat, welches das Experiment liefert, oder im fpack-Format, in das die Experimentdaten auch konvertiert werden. Die Verwendete Datenstrukturen enthalten eine Variable, die beinhaltet, ob die Daten aus dem realen Experiment oder aus Simulationsrechnungen stammen. Ansonsten sind echte und simulierte Daten nicht voneinander zu unterscheiden und können von denselben Programmen behandelt und analysiert werden.

Kapitel 5

Bestehende Richtungsrekonstruktionen

Um Punktquellen, d.h. Quellen hochenergetischer Photonen, deren Ausdehnung am Himmel wesentlich kleiner als das Auflösungsvermögen der Richtungsrekonstruktion ist (sogenannte punktförmige Quellen), nachzuweisen, muss aus deren Richtung ein statistisch signifikanter Überschuss an Ereignissen registriert werden. Die statistische Signifikanz S wird dabei nach [LiM83] berechnet:

$$S = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{\mathrm{ON}} \ln\Big(\frac{1+\alpha}{\alpha} \frac{N_{\mathrm{ON}}}{N_{\mathrm{ON}} + N_{\mathrm{OFF}}}\Big) + N_{\mathrm{OFF}} \ln\Big((1+\alpha) \frac{N_{\mathrm{OFF}}}{N_{\mathrm{ON}} + N_{\mathrm{OFF}}}\Big)}$$

Dabei bezeichnen N_{ON} die Anzahl der Ereignisse, deren Richtung aus einer Region um die Quellrichtung ist, N_{OFF} die Anzahl der gemessenen Ereignisse aus einer quellfreien Referenzregion und α das Größenverhältnis von der Quellregion zur Referenzregion. Die Signifikanz S gibt den Ereignisüberschuss in der Quellregion in Einheiten der statistischen Schwankungen der Untergrundregion wieder.

Für die Datenanalyse werden die verschiedenen Regionen so optimiert, dass für eine gesicherte Quelle, z.B. den Krebs-Nebel, eine möglichst hohe Signifikanz erhalten wird.

Die so optimierte Signifikanz, und damit auch die Sensitivität des Experiments, hängt vor allem von zwei Bedingungen ab:

- Winkelauflösung der Richtungsrekonstruktion
- Güte der Trennung zwischen photoninduzierten und hadroninduzierten Luftschauern.

Um die Richtung eines primären Photons aus dem Bildern seines Luftschauers von mehreren Teleskopen zu bestimmen, werden die Bilder in der sogenannten gemeinsamen Kameraebene überlagert. Die Schirmmittelpunkte kommen dabei aufeinander zu liegen. Außerdem wird diese Ebene so gedreht, dass die x-Achse der Deklinationsrichtung am Himmel und die y-Achse der Rektaszensionsrichtung entsprechen. Damit wird gewährleistet, dass das Bild der Quellposition während der Beobachtung am gleichen Punkt der gemeinsamen Kameraebene verbleibt.

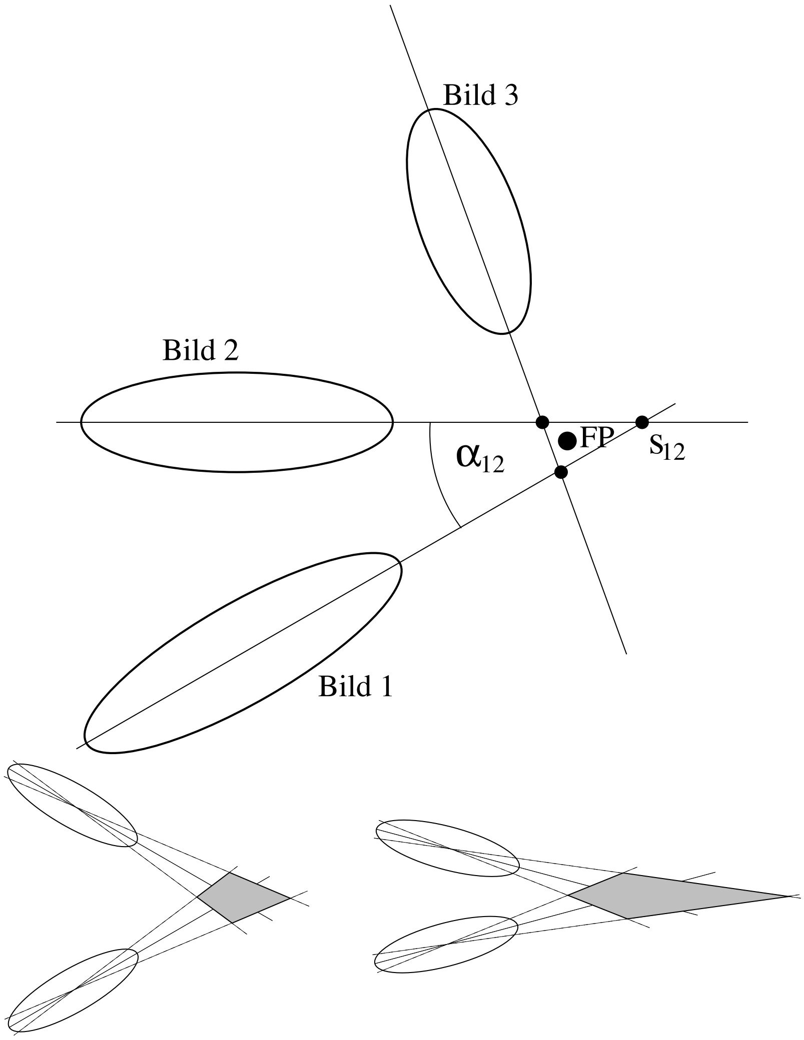


Abbildung 5.1: Oben: Bei Methode 1 wird der Fluchtpunkt durch das gewichtete Mittel der Einzelschnittpunkte abgeschätzt. Unten: Durch das Gewicht $\sin \alpha_{ij}$ wird die Größe der Fehlerregion (schraffierte Flächen) des Schnittpunktes näherungsweise berücksichtigt.

Es existieren verschiedene Algorithmen zur Rekonstruktion der Schauerrichtung, die im folgenden vorgestellt werden.

5.1 Die Standardmethode (Methode 1)

Beobachtet man einen Luftschauer mit mehreren Instrumenten und überlagert die Bilder hinterher, so ergibt sich das gleiche Bild, als wenn man mehrere identische untereinander horizontal verschobene Luftschauer betrachtet. Insbesondere verlaufen die Achsen der Schauer parallel zueinander. Sie besitzen den gleichen Fluchtpunkt. Er kann ermittelt werden, indem man die Hauptachsen der Schauerbilder zum Schnitt bringt.

Für mehr als zwei Schauerbilder ist das Problem überbestimmt. Grundsätzlich sind die gemessenen Bildachsen fehlerbehaftet, so dass die Schnittpunkte im allgemeinen nicht übereinstimmen. Die verschiedenen Schnittpunkte werden gewichtet gemittelt (siehe auch Abbildung 5.1 oben). Es sei I die Menge aller Teleskope, die ein auswertbares Schauerbild liefern. α_{ij} sei der Winkel zwischen den Bildachsen des i. und des j. Bildes $(i, j \in I)$. s_{ij} sei der Schnittpunkt der beiden Bildachsen. Dann wird der Fluchtpunkt abgeschätzt mit

$$\langle FP \rangle = \frac{\sum_{i,j\in I} s_{ij} \sin \alpha_{ij}}{\sum_{i,j\in I} \sin \alpha_{ij}} \tag{5.1}$$

Mit der Gewichtung $\sin \alpha_{ij}$ wird berücksichtigt, dass die Fehlerregion eines Schnittpunktes für fallende Zwischenwinkel α_{ij} größer wird (siehe Abbildung 5.1 unten).

5.2 Die Methoden 2 und 3

Die Methode 2 berücksichtigt den Fehler der Ausrichtung der Bildachse σ_ϕ, der von der Elliptizität l/w und der Bildhelligkeit A abhängt, und den Fehler σ_{cog} der Bildschwerpunktsposition (siehe Abbildung 5.2). Der Fehler der Bildausrichtung ist umso größer, je runder die Bildellipse ist. Außerdem sind beide Fehler von der Bildhelligkeit A abhängig. Nach [Hof99] verwendet man:

$$\sigma_{\text{cog}} = \Big(\frac{0.03}{A} + 8.1 \cdot 10^{-5}\Big)^{0.5} \cdot \max(1, \frac{w}{0.08}) \tag{5.2}$$

$$\sigma_\phi = \Big((\frac{600}{A})^{1.5} + 1.21\Big)^{0.5} + 45\Big(\frac{w}{l} - 0.2\Big)^2 \tag{5.3}$$

Die Methode 3 berücksichtigt zusätzlich eine Abschätzung des Abstands D vom Bildschwerpunkt zum Fluchtpunkt. Verwendet werden dabei die Relationen

$$D = 1.4 - 1.25\frac{w}{l} \tag{5.4}$$

$$\sigma_D = \max(\frac{2.5}{\sqrt{A}}, 0.15) \tag{5.5}$$

Da die angepasste Ellipse symmetrisch ist, sind mit dieser Entfernungsabschätzung zwei Fluchtpunktpositionen möglich. Ausgewählt wird die Möglichkeit, die näher an der mit Methode 1 abgeschätzten Fluchtpunktposition liegt.

Der Fluchtpunkt wird in beiden Methoden folgendermaßen aus den Einzelteleskopdaten bestimmt. I sei wieder die Indexmenge der auswertbaren Schauerbilder. FP_i sei eine Abschätzung des Fluchtpunktes aus den Hillas-Parametern des i. Bildes.

Für den Fehler $\sigma_{p,i}$ von FP_i entlang der Hauptachse gilt:

$$\frac{1}{\sigma_{p,i}} = \begin{cases} 0 & \text{, Methode 2} \\ \frac{1}{\sigma_{D,i}} & \text{, Methode 3} \end{cases} \tag{5.6}$$

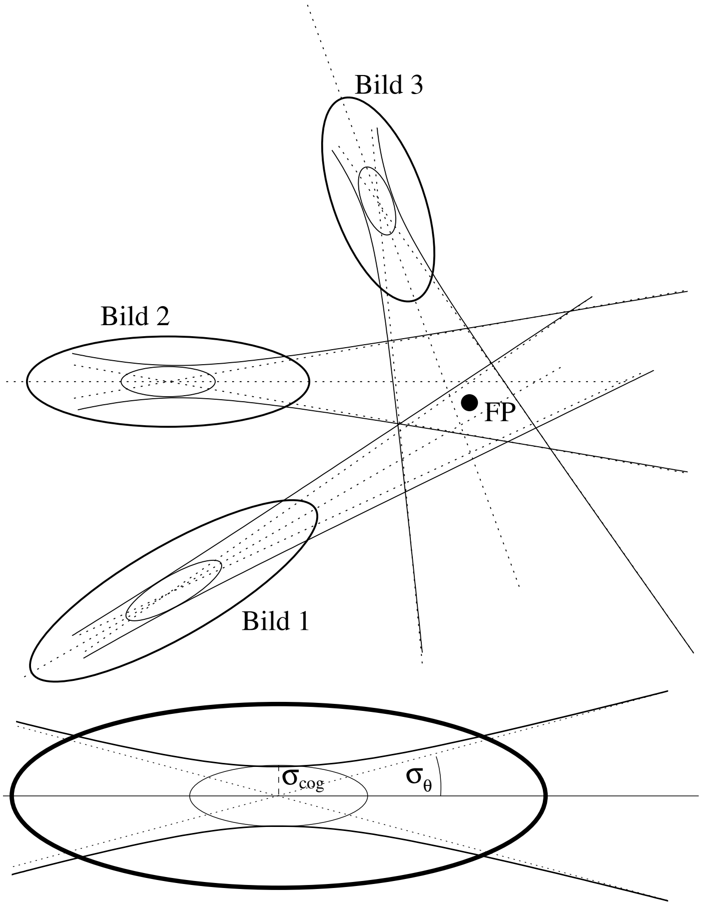


Abbildung 5.2: Methode 2 berücksichtigt bei der Fluchtpunktabschätzung die Fehler σ_ϕ der Winkelausrichtung der Bildachse und den Fehler σ_{cog} der Bildschwerpunktsposition senkrecht zur Bildachse.

Außerdem ist

$$\sigma_{n,i} = \sqrt{\sigma_{\text{cog}}^2 + (D \cdot \sigma_\phi)^2} \tag{5.7}$$

der Fehler senkrecht zur Hauptachse. Im Koordinatensystem der Hauptachsen des Bildes ist damit die Kovarianzmatrix von FP_i gegeben durch:

$$V_i' = \begin{pmatrix} \sigma_{p,i}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{n,i}^2 \end{pmatrix}$$

Von Interesse ist die inverse Kovarianzmatrix V_i für die Koordinaten der gemeinsamen Kameraebene:

$$V_i^{-1} = S_i(\phi) V_i'^{-1} S_i^{\mathrm{T}}(\phi)$$

$S_i(\phi)$ ist dabei die Drehmatrix, die das Koordinatensystem aus den Hauptachsen des Bildes i in das System der gemeinsamen Kameraebene überführt. Eine

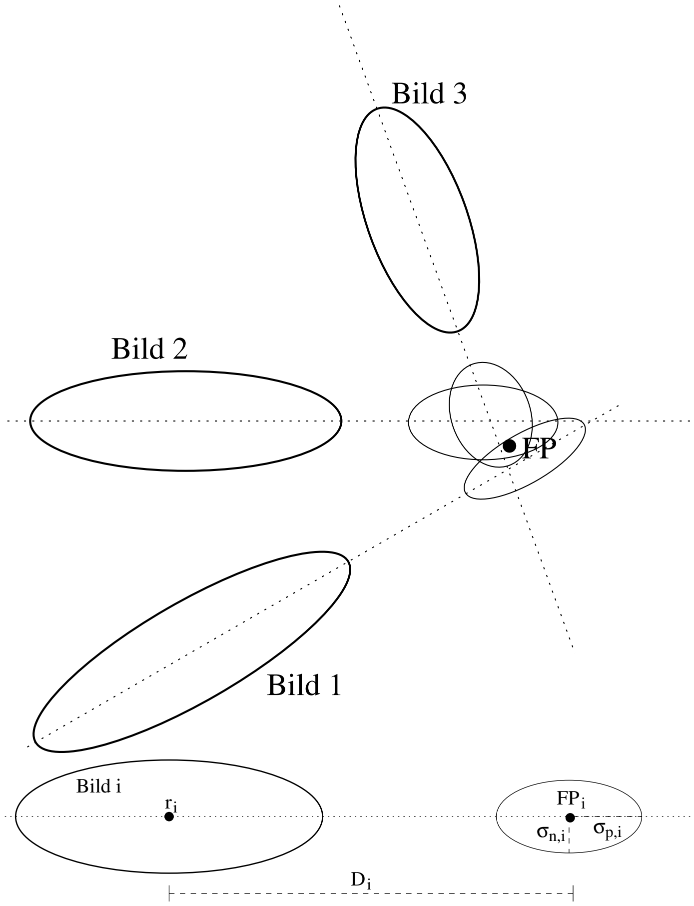


Abbildung 5.3: In Methode 3 wird aus den Hillas-Parametern Länge l und Breite w der Abstand D_i des i. Bildes zum Fluchtpunkt FP abgeschätzt.

erste Mittelung für den Fluchtpunkt ist gegeben durch:

$$\langle FP\rangle = \left(\sum_{i\in I} V_i^{-1}\right)^{-1} \sum_{i\in I} V_i^{-1} FP_i$$

Der Fehler $\sigma_{n,i}$ ist nicht konstant, sondern nimmt mit dem Abstand der Fluchtpunktabschätzung zu. Die Rechnung bisher ist eine lineare Näherung. Um das zu berücksichtigen wird die Rechnung iterativ fortgesetzt. $\langle FP\rangle_j$ sei die Fluchtpunktschätzung des j. Iterationsschrittes. D_i und $\sigma_{p,i}$ bleiben erhalten. In jedem Schritt wird $\sigma_{n,i}$ neu berechnet:

$$\sigma_{n,i,(j+1)} = \sqrt{\sigma_{\mathrm{cog}}^2 + (\|r_i - \langle FP\rangle_j\| \cdot \sigma_\phi)^2}$$

Die Iteration wird fortgeführt bis

$$\|\langle FP\rangle_i - \langle FP\rangle_{i-1}\| < 0.002^\circ$$

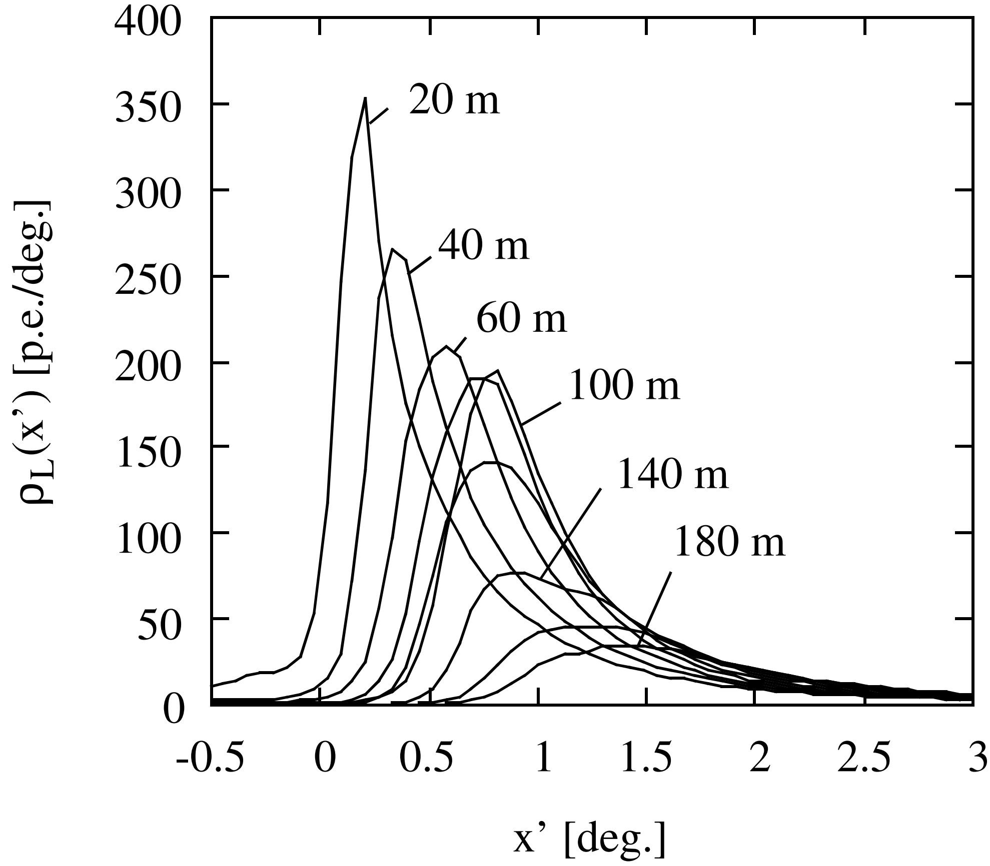


Abbildung 5.4: Longitudinale Helligkeitsverteilung ρ_{L} von photoninduzierten Luftschauern mit 1 TeV Primärenergie für verschiedene Stoßparameter (aus [Ulr97]).

5.3 Weitere Methoden

Die Methoden 1,2 und 3, sowie vier weitere Methoden sind in [Hof99] beschrieben und verglichen. Die meisten weiteren Methoden basieren auf den Prinzipien dieser drei Methoden, schätzen allerdings simultan noch den Kernort des Schauers, den Durchstoßpunkt der Schauerachse durch das Beobachtungsniveau, ab.

In [Ulr96] und [Ulr97] wird eine Technik zur Rekonstruktion der Richtung, des Kernortes, der Höhe des Schauermaximums und der Energie vorgestellt, die keinen Gebrauch von der Bildbeschreibung durch die Hillas-Parameter macht, sondern sämtliche verfügbare Bildinformation verwendet. Die Schauerbilder sind keine perfekten Ellipsen. Das Helligkeitsprofil entlang der großen Hauptachse ist asymmetrisch; der hellste Punkt weist zum Fluchtpunkt hin. Durch die Parametrisierung mit den Hillas-Parametern geht Information verloren. Das Helligkeitsprofil $\rho(x', y')$ eines Luftschauerbildes– x' und y' sind die Koordinaten bezüglich der Hauptachse des Bildes und der Senkrechten dazu– lässt sich beschreiben mit

$$\rho(x', y') = \rho_{\mathrm{L}}(x') \cdot \rho_{\mathrm{T}}(y'|x')$$

wobei

$$\int dy' \, \rho_{\mathrm{T}}(y'|x') = 1$$

Diese Funktionen wurden für verschiedene Energien und Stoßparameter mit Simulationsrechnungen ermittelt (siehe Abbildung 5.4).

Um die Funktionen mit realen Schauerbildern zu vergleichen, müssen sie über jedes beteiligte Pixel integriert werden. Zu minimieren ist die Funktion

$$\chi^2 = \sum_{j \in J} \sum_{i \in I_j} g_{ij} \Big(a_{ij} - \frac{E}{E_0} \int_{\mathrm{Pixel}\, i} dx' \, dy' \, \rho(x', y'|b, D, H) \Big)^2$$

J ist dabei die Indexmenge der Teleskope, die ein Bild liefern, I_j ist die Menge aller Pixel des Teleskops j, a_{ij} ist die vom Pixel i im Teleskop gemessene Photoelektronenzahl, $g_{ij} = 1/\sigma_{ij}^2$ beschreibt die erwartete Helligkeitsfluktuation dieses Pixels. Freie Parameter sind die Richtung der Schauerachse, der Kernort, die Höhe des Schauermaximums und die Primärenergie.

Mit dieser Methode werden sehr gute Ergebnisse erzielt. Sie besitzt allerdings auch einige Nachteile: Sie ist empfindlich gegenüber veränderten Detektoreigenschaften wie die Empfindlichkeit der Photomultiplier, defekte Pixel oder die Reflektivität der Spiegel. Die Anzahl der Freiheitsgrade– die Pixel aller getriggerten Teleskope– ist außerdem sehr hoch. Die Methoden 1,2 und 3 sind hingegen robust gegen die Detektoreigenschaften und schnell.

Kapitel 6

Abschätzung des Fluchtpunktabstandes D

In Abschnitt 3.3 wurde anhand eines vereinfachten Schauermodells eine Gleichung zwischen den Bildparametern und dem Fluchtpunktabstand aufgestellt (Gleichung 3.14). Die Methode 3 zur Richtungsrekonstruktion (Abschnitt 5.2) verwendet eine andere Abschätzung des Fluchtpunktabstandes D_g (siehe auch [Hof99] und Gleichung 5.4). Im Folgenden heißt der wahre Fluchtpunktabstand D und ein aus den Bildparametern abgeschätzter Fluchtpunktabstand D_g. Auch in [Les01] wird eine weitere Schätzfunktion vorgestellt, die für das Whipple-Cherenkovteleskop entwickelt wurde:

$$D_g = \xi \cdot \left(1 - \frac{w}{l}\right) \tag{6.1}$$

Dabei wurde der Faktor ξ mit Daten aus Beobachtungen des Crab-Nebels optimiert.

In diesem Kapitel wird eine weitere verfeinerte Schätzfunktion D_g aufgestellt.

Im ersten Abschnitt werden die Bedingungen der Anpassung dargestellt: Der Datensatz, mit dem die Anpassung vorgenommen wurde, wird vorgestellt, erweiterte Schnittbedingungen werden entwickelt und der verwendete Algorithmus zur Bestimmung des Stoßparameters wird kurz beschrieben.

Im nächsten Abschnitt werden einige Überlegungen über die Eigenschaften einer Schätzfunktion dargelegt, woraufhin im darauf folgenden Unterkapitel Beobachtungen und Optimierungen für D_g beschrieben werden.

Darauf folgt eine Betrachtung über die statistischen und systematischen Fehler der so verfeinerten Fluchtpunktabschätzung im Vergleich zur Funktion 5.4.

Als letztes wird beschrieben, wie die Einzelteleskopergebnisse zusammengefasst werden.

6.1 Optimierungsbedingungen

6.1.1 Die verwendeten Datensätze

Die folgenden Untersuchungen, die der Optimierung einer Schätzfunktion D_g dienen, wurden mit einem Satz mit CORSIKA simulierter photoninduzierter Luftschauer durchgeführt. Es handelt sich dabei um 2000 verschiedene Luftschauer, die jeweils 25 mal in einen Kreis mit einem Radius von 400 m um das zentrale Teleskop CT3 eingestreut wurden. Schauer, die außerhalb dieses Kreises niedergehen, werden ohnehin nicht mehr registriert. Der Zenitwinkel [1] der Schauer beträgt 10°. Der gewählte Azimutwinkel von der Nordrichtung ist nicht von Belang. Es wurden 190° gewählt.

Die Energie der primären Photonen ist zwischen 300 GeV und 10 TeV gleichverteilt. 300 GeV liegt unter der unteren Energieschwelle des HEGRA-Experimentes von etwa 500 GeV. Damit ist die Energie gemeint, welche bei einem Spektrum $dN/dE \sim E^{-2.7}$ die höchste Zählrate besitzt. Schauer unterhalb dieser Schwelle werden auch registriert, allerdings mit einer geringeren Effizienz. Photonen mit einer Energie > 10 TeV werden hier als vernachlässigbar selten angenommen. Die hohen Energien sind damit gegenüber einem realen Spektrum hochenergetischer γ-Quellen deutlich überrepräsentiert. Dieses Spektrum hat allerdings für eine Anpassung den Vorteil, dass ein großer Energiebereich gleichzeitig betrachtet wird.

Dieser simulierte Luftschauersatz wurde dreimal mit verschiedenen „Beobachtungsmodi“ in das Programm SIM_TELARRAY (s. Kapitel 4) eingespeist: Die optischen Achsen der simulierten Teleskope waren einmal direkt auf die Quelle der Luftschauer gerichtet („ON-Beobachtung“), einmal mit einem Versatz von 0.5° („Wobble-Beobachtung“) und einmal mit einem Versatz von 1° („SuperWobble-Beobachtung“).

Der Unterschied zwischen den Datensätzen erklärt sich folgendermaßen: Der Fluchtpunkt wandert mit dem Versatz zum Rand der Kamera hin. Je näher er am Kamerarand liegt, desto größere Fluchtpunktabstände sind theoretisch möglich, da zur anderen Seite die Entfernung zum Rand zunimmt. Zusätzlich nimmt damit der durchschnittliche Stoßparameter der Schauer zu, da Schauer mit einem größeren Stoßparameter so registriert werden können.

6.1.2 Verwendete Luftschauerbilder

Ein Bild eines Luftschauers in der Kamera muss diverse Qualitätskriterien erfüllen, damit es in die Analyse aufgenommen wird. Es werden in der Analysesoftware folgende Kriterien verwendet:

Helligkeitsschnitt: Die Bildhelligkeit muss mehr als 40 p.e. betragen.

[1] Die angepasste Funktion muss eigentlich auch eine Zenitwinkelabhängigkeit besitzen. Aus Zeitgründen wurde das für diese Arbeit nicht berücksichtigt. Die Untersuchungen sollten allerdings mindestens für ein Zenitwinkelintervall von $\Theta \in [0°, 15°]$ gültig sein. Die Höhe des Schauers H entlang der Teleskopachse variiert für kleine Zenitwinkel mit $\sim 1/\cos(\Theta)$. Im angegebenen Intervall ist $\cos\Theta \in [0.966, 1]$. Der Winkel von 10° nimmt etwa die Mittelposition ein. Der gemachte Fehler ist innerhalb dieses Intervalls tolerabel.

Abstandsschnitt: Der Bildschwerpunkt muss innerhalb einer bestimmten Grenze um den Kameramittelpunkt liegen (s. Abbildung 6.1). Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Programm verwendet hierfür ein Sechseck, dessen Seiten parallel zum Rand verlaufen. Der Mittelpunkt dieses Sechsecks fällt mit dem Kameramittelpunkt zusammen. Die Entfernung des Mittelpunktes zu einer Kante entspricht 80% der Entfernung des Mittelpunktes zum Kamerarand.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei weitere Kriterien eingeführt, die im Weiteren beschrieben und erläutert werden.

Bildbreitenschnitt: Bilder, deren ermittelte Breite $w < 0.01°$ ist, werden aussortiert.

Bildrandschnitt: Die vier Schnittpunkte von den Hauptachsen mit dem Rand der angepassten Ellipsen müssen sich innerhalb eines Kreisen von $1.9°$ um das Kamerazentrum befinden (siehe Abbildung 6.1).

Vom Kamerarand angeschnittene Luftschauerbilder sind für eine Abschätzung des Fluchtpunktabstandes ungeeignet, da die Ellipsenparameter verfälscht sind. Sind die Bilder nicht stark angeschnitten, so können sie jedoch noch Informationen über die Richtung im Sinne von Methode 2 liefern (s. Abschnitt 5.2).

Der Abstandsschnitt reicht nicht aus, um alle angeschnittenen Bilder zu erkennen. Große Luftschauerbilder können immer noch ihren Schwerpunkt innerhalb der Grenze haben und trotzdem den Kamerarand überschreiten. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine zusätzliche Bedingung, der Bildrandschnitt, entwickelt, (siehe auch Abbildung 6.1), welche im Folgenden erläutert wird.

Die Parameter l (Länge) und w (Breite) beschreiben die Standardabweichung der Verteilung der Photonen in der Kameraebene, wie sie durch die Photomultipliersignale registriert werden, d.h. den 1σ-Bereich im Luftschauerbild. Diese Ellipse enthält im Durchschnitt etwa 39% der Gesamthelligkeit. Die 2σ Umgebung, die etwa 86% beinhaltet, kann hingegen gut als Umrandung des Bildes dienen. Überschreitet einer der Schnittpunkte der Hauptachsen mit der Ellipsenumrandung eine Grenze mit $1.9°$ Radius um des Zentrum der Kamera, so wird das Bild für eine Abstandsabschätzung ausgeschlossen. Damit werden Bilder aussortiert, die einen signifikanten Anteil im äußersten Photomultiplierring besitzen.

Ein weiterer Schnitt bezieht sich auf die Bildbreite. Durch die Pixelgranularität erhalten Bilder, die schmaler als der Pixelabstand sind, oftmals die Breite $0°$. Ihr Winkel zur x-Achse der Kameraebene kann nur die diskreten Winkel $0°$, $60°$ und $120°$ annehmen, da diese Bilder aus 2 oder 3 Pixel bestehen, die in einer Reihe stehen. Somit liefern diese Bilder kaum auswertbare Ausrichtungsinformation. Für eine Abstandsabschätzung sind sie auch wertlos. Bilder, für deren angepasste Ellipsenbreite $w < 0.01°$ gilt, werden aussortiert.

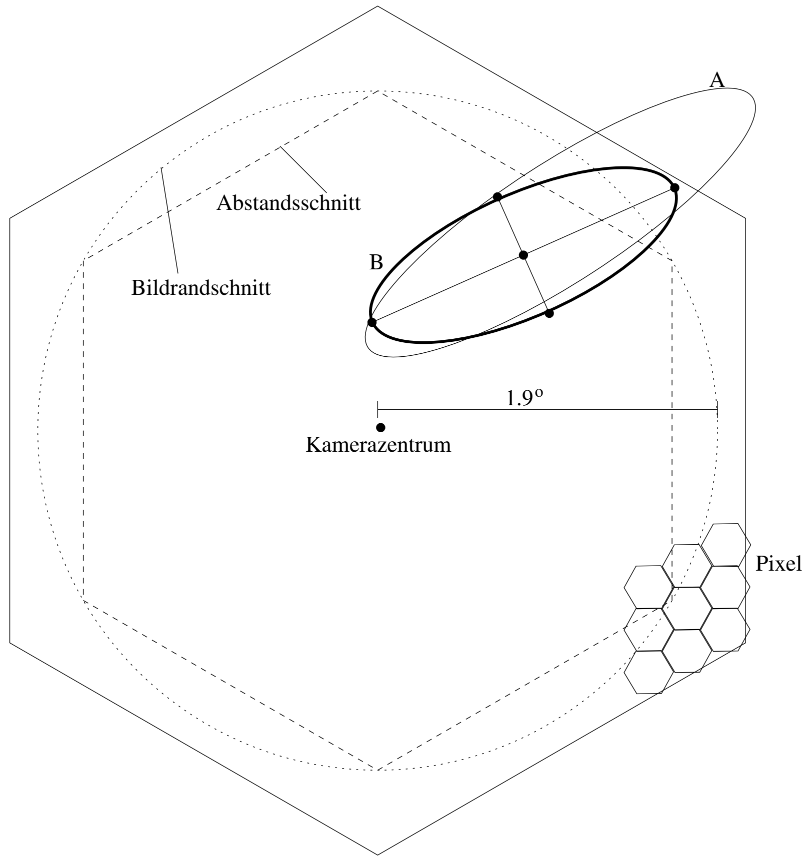


Abbildung 6.1: Kamera mit Schnittgrenzen. Es werden die Bilder aussortiert, deren Schwerpunkt die gestrichelte Grenze überschreitet (Abstandsschnitt), oder bei denen mindestens einer der vier Schnittpunkte von den Hauptachsen und dem 2σ-Rand die gestrichelte Grenze überschreitet (Bildrandschnitt). Große Schauerbilder (Ellipse A), die vom Kamerarand angeschnitten sind, werden kleiner Rekonstruiert (Ellipse B). Der Schwerpunkt der rekonstruierten Ellipse kann sich noch immer innerhalb der gestrichelten Grenze befinden. Der Rand der Ellipse reicht allerdings fast bis zum Rand und überschreitet damit die gestrichelte Grenze (Bildrandschnitt).

6.1.3 Rekonstruktion des Stoßparameters

In die Optimierung geht auch der Abstand der Schauerachse zum Spiegel, der Stoßparameter b, ein. Dieser wird ebenfalls bei der Energierekonstruktion und der Trennung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Luftschauerereignissen gebraucht. Er wird aus dem rekonstruierten Schauerkernort, dem Punkt, an dem die Schauerachse das Beobachtungsniveau durchstößt, ermittelt.

Alle in Kapitel 5 vorgestellten Prinzipien lassen sich auch zur Rekonstruktion des Kernortes des Schauers, dem Durchstoßpunkt der Schauerachse durch das Beobachtungsniveau, verwenden. In dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Analyseprogramm wird allerdings nur ein Algorithmus analog zur Methode 1 der Richtungsrekontruktion verwirklicht, welcher hier kurz erläutert werden soll. Wenn die Schauerachse nicht genau auf ein Teleskop gerichtet ist, wird durch sie und dem Spiegelmittelpunkt des Teleskops eine Ebene aufgespannt. Die Schnittlinie dieser Ebene mit dem Beobachtungsniveau ist die Menge aller mit der Einzelteleskopanalyse verträglichen Schauerkernorte (sofern man aus den Bildparametern keine Abstandsinformation entnimmt). Diese Schnittlinie erhält man aus der Bildausrichtung im Teleskop und dem Teleskopstandort. Die Schnittpunkte je zweier dieser Geraden werden ebenfalls analog zur Methode 1 der Richtungsrekonstruktion mit dem Sinus ihres Zwischenwinkels gemittelt.

Als Stoßparameter wird als Näherung die Entfernung x des Spiegelmittelpunktes zum Durchstoßpunkt der Schauerachse durch die Ebene senkrecht zur Teleskopachse, die den Spiegelmittelpunkt beinhaltet, verwendet. Dieses liefert nur den genauen Wert b, falls Schauerachse und Teleskopachse parallel verlaufen. Ist das nicht der Fall, und die Richtungsvektoren der Schauerachse und der Teleskopachse schließen einen von $0°$ verschiedenen Winkel $\Delta\vartheta$ ein, liegt der wahre Stoßparameter im Intervall $b \in [x, x/\cos(\Delta\vartheta)]$. Der maximale Winkel zwischen einem registrierten Luftschauer und der Teleskopachse beträgt wenige Grad (Größenordnung $3°$), so dass $1/\cos(\Delta\vartheta) \leq 1.0014$ ist. Der relative Fehler ist damit akzeptabel.

6.2 Eigenschaften einer Schätzfunktion D_g

Im Idealfall hat eine Schätzfunktion zur Bestimmung des Fluchtpunktabstandes D_g folgende Eigenschaften:

1. Kreisförmige Bilder, d.h. $w = l$, rühren von Luftschauern mit dem Stoßparameter $b = 0$ her. Das bedeutet auch, dass der Fluchtpunkt und der Bildmittelpunkt zusammenfallen. Also sollte auch $D_g = 0$ sein.

2. Der Stoßparameter b und der Fluchtpunktabstand D_g wachsen monoton bei fester Schauerenergie und Eindringtiefe mit der Elliptizität l/w an.

3. $D_g \geq 0$

w und l sind statistischen und systematischen Fehlern unterworfen. Der geschätzte Wert D_g streut um den wahren Fluchtpunktabstand D. Für annähernd runde Bilder ist daher zumeist $D_g > D$. Schätzfunktionen, die die Forderung 1 erfüllen, überschätzen daher den Fluchtpunktabstand für annähernd runde Bilder systematisch, es sei denn, dieser Effekt wird herauskorrigiert.

Da nur beschränkte Fluchtpunktabstände möglich sind, darf eine Schätzfunktion eine obere Schranke besitzen.

6.3 Verfeinerung der Abschätzung D_g

In diesem Abschnitt wird empirisch eine Funktion D_g mit Hilfe der in Abschnitt 6.1.1 vorgestellten Luftschauerdatensätzen entwickelt.

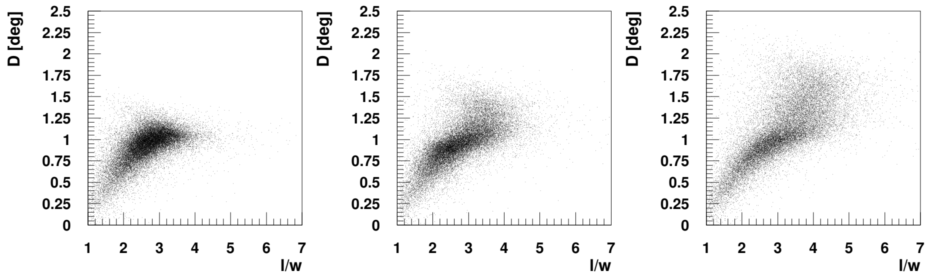


Abbildung 6.2: Fluchtpunktabstand D über l/w für ON-Beobachtungen (links), Wobble-Beobachtungen (Mitte) und SuperWobble-Beobachtungen (rechts). Für größere Abstände D wird eine Schätzung sehr ungenau. Der Stoßparameter b ist eine zusätzlichen Größe, die in einer Abschätzung berücksichtigt werden kann.

Motiviert durch die hergeleitete Gleichung 3.14 wird eine Schätzfunktion im Folgenden aufgeteilt in einen Faktor ξ, der die Geometrie des Luftschauers repräsentiert und einem Faktor $f(w,l)$, der abhängig von den Ellipsenparametern ist:

$$D_g = \xi \cdot f(w,l) \tag{6.2}$$

Bisher wurde für ξ eine Konstante verwendet.

Je größer die Energie eines Luftschauers ist, desto tiefer dringt er in die Atmosphäre ein, und desto mehr Cherenkovphotonen werden emittiert. Die Eindringtiefe ist damit für einen festen Stoßparameter korreliert mit der Bildhelligkeit A. Im Faktor ξ ist daher eine Abhängigkeit von A sinnvoll.

Man sieht von keinem Punkt des Beobachtungsniveaus den ganzen Luftschauer. Vielmehr werden unter verschiedenen Stoßparametern b verschiedene Schauerregionen im Cherenkovlicht gemessen.

In Abbildung 6.2 ist für alle drei Datensätze für jedes Bild, welches die Qualitätskriterien bestanden hat, der Fluchtpunktabstand D über l/w aufgetragen. Für kleine Abstände und kleine l/w verhalten sich die Verteilungen gleich. Für große l/w wächst der mittlere Fluchtpunktabstand D mit steigenden Versatz des Fluchtpunktes an. Außerdem wird die Abstandsverteilung für große l/w breiter, je größer der Versatz ist. Je stärker die Teleskopblickrichtung von der Quellrichtung abweicht, desto mehr Schauer mit großem Stoßparameter werden registriert. Dieses sind die Schauer, die mit zunehmendem Versatz hinzukommen, während die Elliptizität l/w nicht stark weiter ansteigt. Um diesen Effekt auszugleichen, ist es sinnvoll, den Stoßparameter b im Faktor ξ zu berücksichtigen.

Es wurden bereits in dieser Arbeit drei Funktionen $f(w,l)$ vorgestellt, die der Abschätzung von D dienen:

$$\begin{aligned}
f_1(w,l) &= \sqrt{\left(\frac{l}{w}\right)^2 - 1} \qquad \text{s. Gleichung 3.14} \\
f_2(w,l) &= 1.4 - 1.25 \cdot \frac{w}{l} \qquad \text{s. Gleichung 5.4} \\
f_3(w,l) &= 1 - \frac{w}{l} \qquad \text{s. Gleichung 6.1}
\end{aligned} \tag{6.3}$$

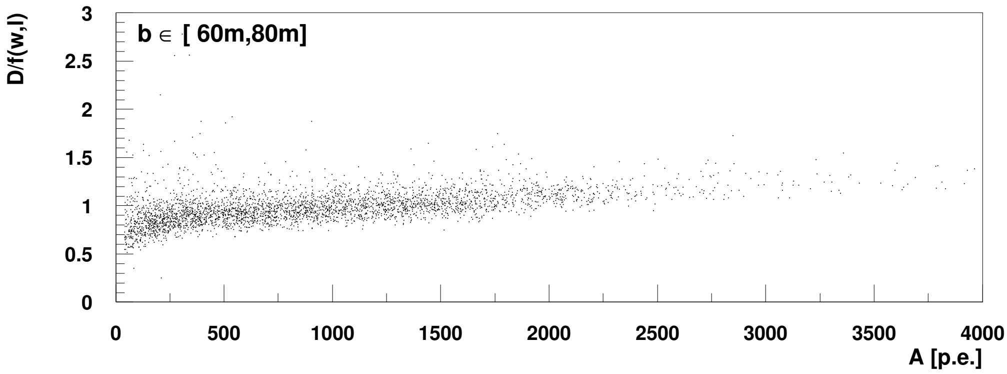


Abbildung 6.3: $\xi = D/f(w,l)$ aufgetragen über der Bildhelligkeit A für alle Luftschauerbilder von Luftschauern mit Stoßparametern zum jeweiligen Teleskop zwischen 60 m und 80 m.

Welche dieser Funktionen verwendet wird, ist irrelevant, da systematische Fehler mit $\xi(A,b)$ korrigiert werden können. f_1 hätte den Vorteil, dass eine geometrische Deutung für den von der Position beobachtbaren Schauerbereich vorliegt (geometrische Herleitung in Abschnitt 3.3). Allerdings werden die statistischen Fehler für Schauer mit kleiner Breite sehr groß. Aufgrund der erfolgreichen Anwendung bisher wird in dieser Arbeit f_2 verwendet.

Die folgenden Betrachtungen und Anpassungen werden ausschließlich am Datensatz der Wobble-Beobachtungen getätigt, da dieses der bevorzugte Beobachtungsmodus für Punktquellen ist.

6.3.1 Abhängigkeit von der Bildamplitude

Als erstes wird die Amplitudenabhängigkeit der Funktion $\xi(A,b)$ behandelt. Hierzu wird der Datensatz in Untermengen aufgeteilt, deren wahrer Stoßparameter– der ist in den Monte Carlo Simulationen bekannt– innerhalb eines 20 m breiten Intervalls liegt. Das ist etwa die mittlere Abweichung des rekonstruierten Stoßparameters zum wahren.

In Abbildung 6.3 ist für das Stoßparameterintervall $b \in [60\,\mathrm{m}, 80\,\mathrm{m}]$ für jedes registrierte Schauerbild aller Teleskope $\xi = D/f_2(w,l)$ über der Bildhelligkeit A für den Datensatz der Wobble-Beobachtung aufgetragen. Für alle verwendeten Stoßparameterintervalle ist jeweils dieses Diagramm im Anhang zu finden (Abbildungen A.1, A.2 und A.3). Als Ansatz zur Beschreibung wird hier $\xi(A) = p \cdot A + q$ gewählt. Eine genauere Beschreibung wurde in dieser Arbeit nicht vorgenommen.

Um die für eine Richtungsrekonstruktion idealen Werte für die Steigung p und den Achsenabschnitt q in der Richtungsrekonstruktion festzustellen, wird die Funktion

$$S(p,q) = \sum_{i \in I} (D_i - (p \cdot A_i + q) \cdot f_2(w_i, l_i))^2 \tag{6.4}$$

für jedes Stoßparameterintervall minimiert. I ist hierbei die Indexmenge aller verwendeten Luftschauerbilder.

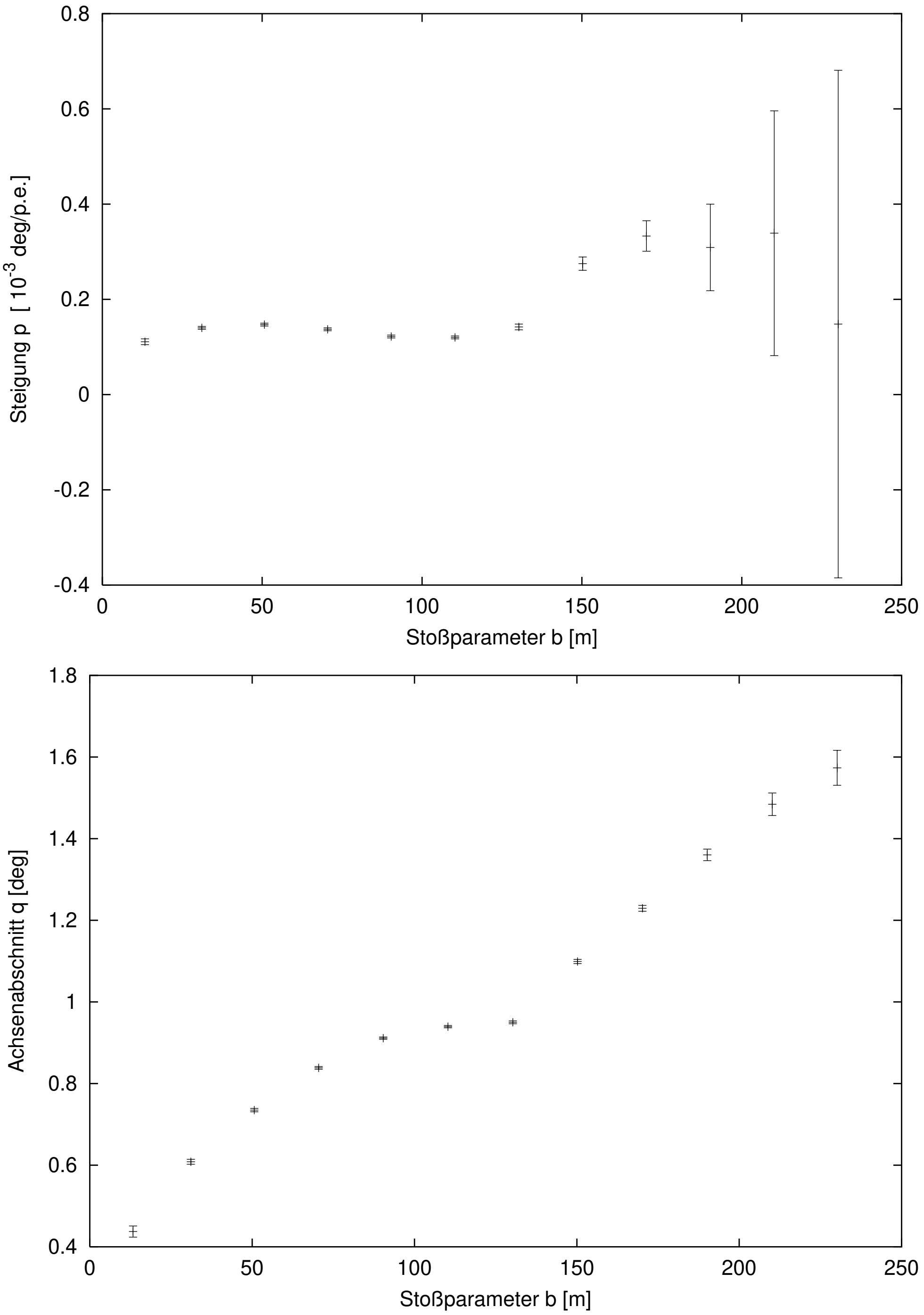


Abbildung 6.4: Steigung p und Achsenabschnitt q der Funktion $\xi(A)$ für verschiedene Stoßparameterintervalle. Verwendet wurde hierbei der wahre Stoßparameter.

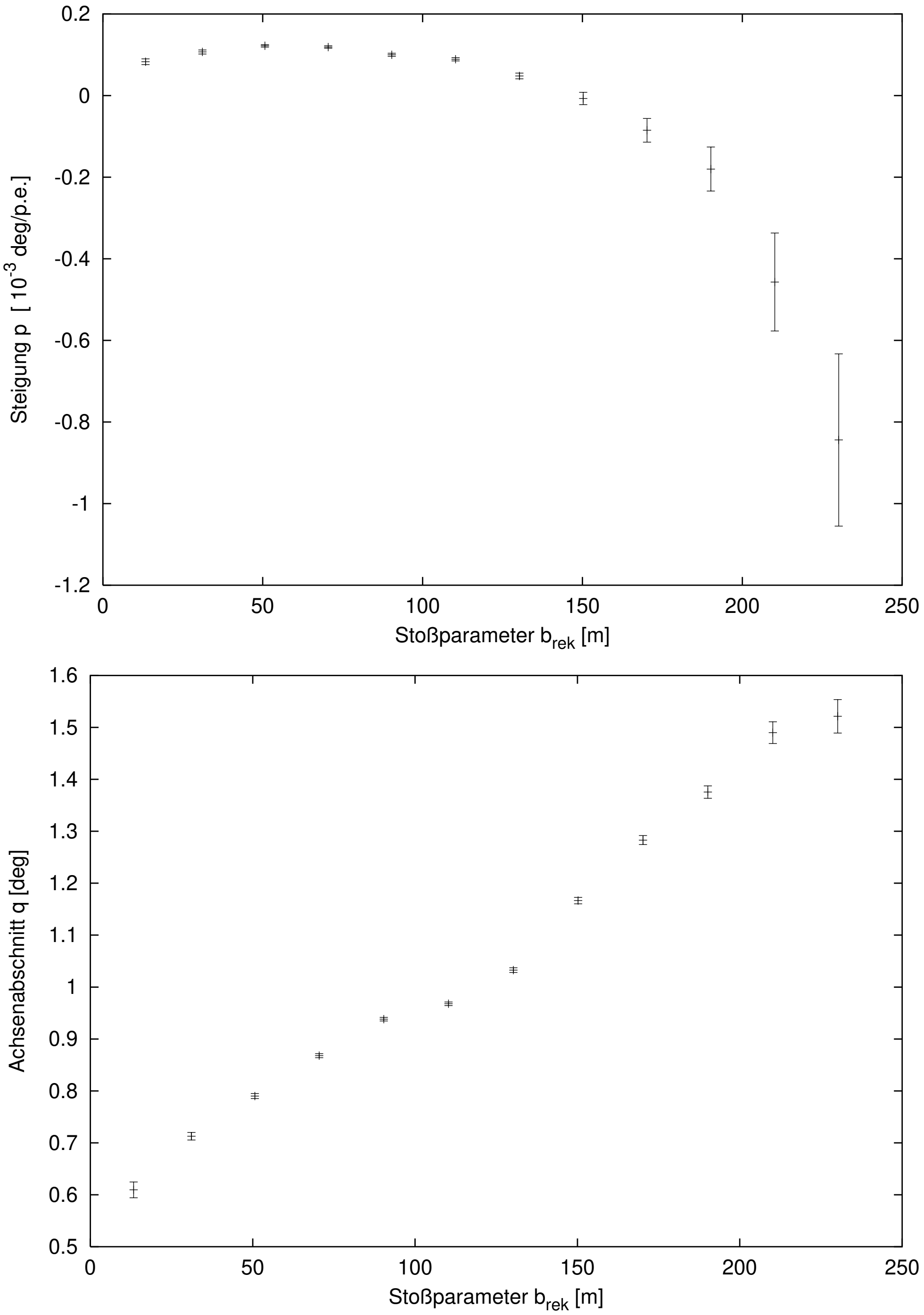


Abbildung 6.5: Steigung p und Achsenabschnitt q der Funktion $\xi(A)$ für verschiedene Intervalle des rekonstruierten Stoßparameters.

6.3.2 Abhängigkeit vom Stoßparameter

In Abbildung 6.4 sind die Funktionsparameter p und q über dem jeweiligen Mittelwert des Stoßparameterintervalls aufgetragen. Hierbei handelt es sich allerdings um die wahren Stoßparameter b, die in der Simulation bekannt sind. Wiederholt man die Optimierung für Intervalle der rekonstruierten Stoßparameter b_{rek}, der für eine Rekonstruktion realer Luftschauer relevanten Größe, erhält man Abbildung 6.5. Auffällig ist das andere Verhalten der Steigung p für große Abstände.

Der rekonstruierte Stoßparameter b_{rek} streut um den wahren Wert b. Dabei können große Abweichungen vorkommen. Die maximale Bildamplitude nimmt mit zunehmenden Stoßparameter ab. ξ steigt monoton mit b. Ein Luftschauerbild mit $b < 130\,\mathrm{m}$ und einer relativ großen Amplitude kann in ein Intervall mit größeren b_{rek} sortiert werden. Der Wert ξ dieses Bildes ist kleiner, als für die Bilder, die in dieses Intervall gehören, und die Amplitude ist größer. Da die maximale Amplitude in diesem Stoßparameterintervall kleiner ist, ziehen die zusätzlichen Bilder, deren Stoßparameter so überschätzt wurde, die Steigung nach unten (siehe auch Abbildung A.4).

Für die Richtungsrekonstruktion werden die Steigung p und der Achsenabschnitt q linear zwischen den Stützstellen interpoliert. Man erhält so eine über A und b_{rek} stetige Funktion. Damit ist dann

$$\xi(A, b) = p(b_{\mathrm{rek}}) \cdot A + q(b_{\mathrm{rek}}) \tag{6.5}$$

6.4 Statistische und systematische Fehler

6.4.1 Fehler der Abstandsabschätzung

In Abbildung 6.6 ist die Abweichung des geschätzten zum wahren Fluchtpunktabstand $D - D_g$ über der Bildhelligkeit A, über dem rekonstruierten Stoßparameter b_{rek}, und über l/w aufgetragen. Es sind keine deutlichen systematischen Abweichungen sichtbar.

Um die Einzelteleskopergebnisse mit entsprechenden Kovarianzmatrizen zusammenfassen zu können wird im Folgenden eine Abschätzung der Standardabweichung σ_D der Schätzfunktion vorgestellt, die von der Bildhelligkeit A und dem Stoßparameter b_{rek} abhängt. Dabei ist diese Funktion für steigende Bildhelligkeit monoton fallend.

Als Ansatz wird

$$\sigma_D(A, b_{\mathrm{rek}}) = \sigma_1(b_{\mathrm{rek}}) \cdot \sigma_2(A) \tag{6.6}$$

verwendet.

Zuerst wird die Standardabweichung (RMS) σ_1 jedes Stoßparameterintervalls berechnet. In Abbildung 6.7 oben ist ist das Ergebnis sichtbar. Zwischen den Stützstellen wird linear interpoliert bzw. für $b_{\mathrm{rek}} < 13.33\,\mathrm{m}$ und $b_{\mathrm{rek}} > 230.145\,\mathrm{m}$ extrapoliert.

Für die Amplitudenintervalle mit der Breite 250 p.e. von 0 p.e. bis $A = 2750$ p.e. wird die Standardabweichung

$$\sigma_2 = \frac{1}{\sigma_1}\sqrt{V[D - D_g]} \tag{6.7}$$

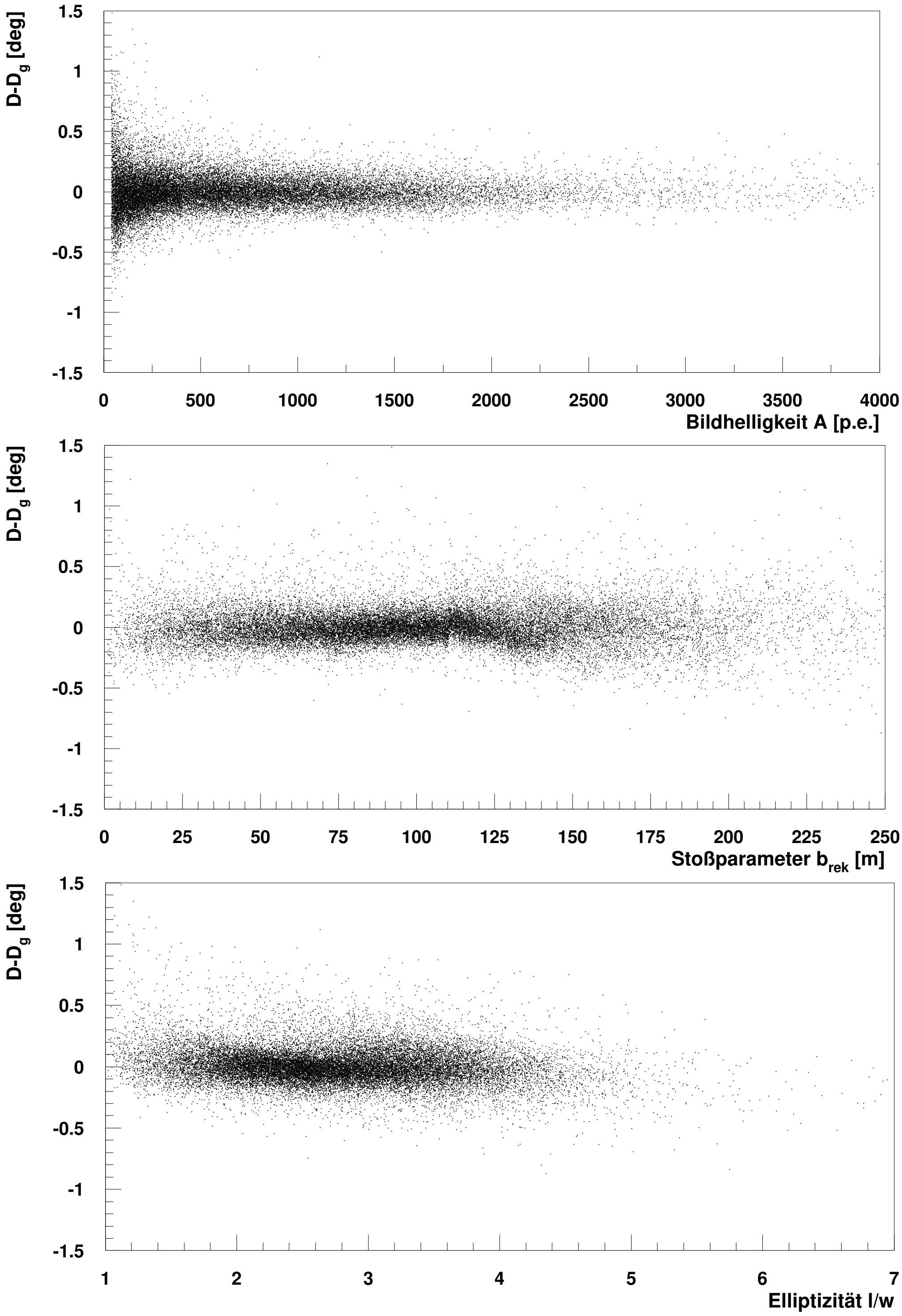


Abbildung 6.6: Abweichung des geschätzten Fluchtpunktabstandes vom wahren $D - D_g$ für den Datensatz im Wobble-Modus über der Bildamplitude A (oben), über dem rekonstruierten Stoßparameter b_{rek} (Mitte) und über dem Verhältnis l/w (unten). Es sind keine großen systematischen Fehler erkennbar.

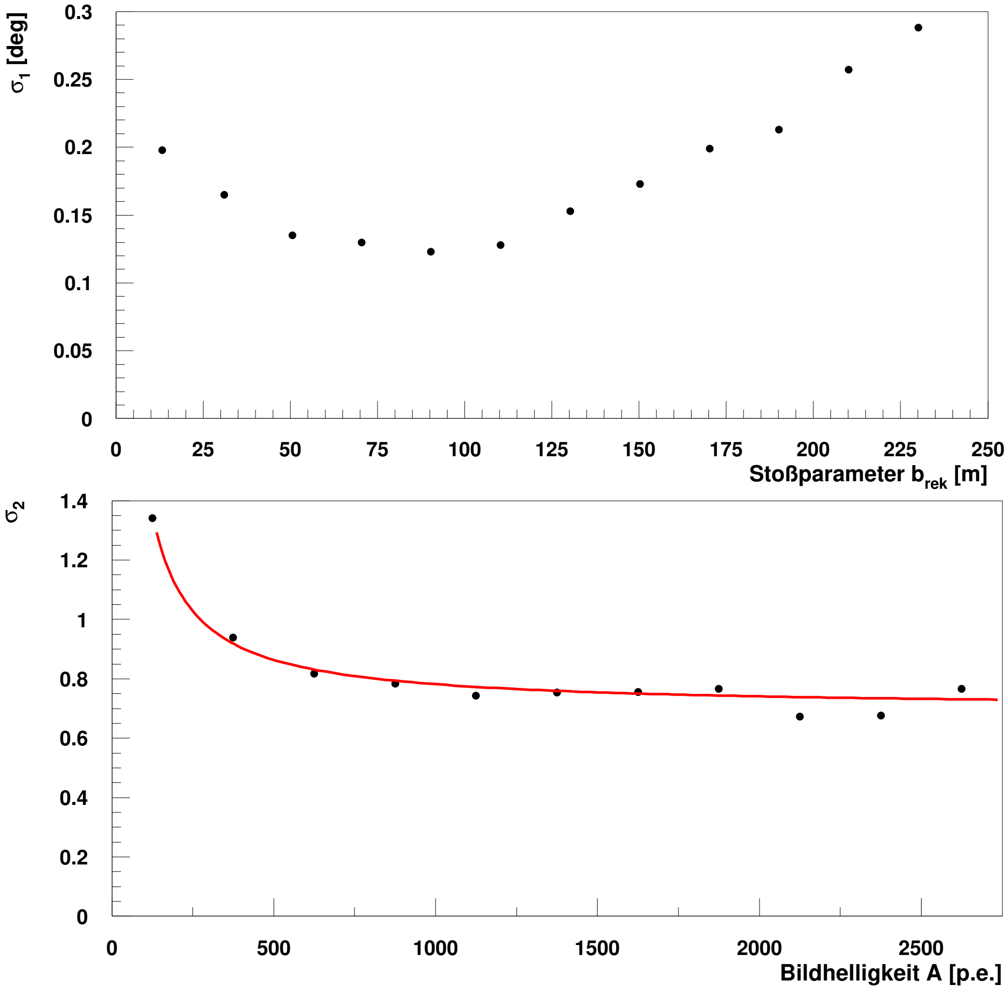


Abbildung 6.7: Oben: Standardabweichung σ_1 von D_g um D für verschiedene Stoßparameterintervalle. Unten: Faktor der Standardabweichung σ_2 für verschiedene Bildhelligkeitsintervalle. Als Abschätzung wird $\sigma_2 = 0.7 + 83/A$ verwendet (durchgezogene Linie).

errechnet ($V[D - D_g]$ bezeichnet die Varianz dieser Größe). Für größere Amplituden ist die Statistik des Datensatzes zu gering, um mit der gleichen Intervallbreite eine Standardabweichung zuverlässig zu bestimmen. Diese Faktoren sind in Abbildung 6.7 unten gezeigt. Als Abschätzung dieser Größe wird $\sigma_2(A) = 0.7 + 83/A$ verwendet. Eine größere Genauigkeit ist hier nicht erforderlich.

6.4.2 Fehler der Bildausrichtung

Für den Fehler des Winkels zwischen der x-Achse der gemeinsamen Kameraebene und der Schauerbildachse wird Gleichung 5.3 übernommen. Abbildung 6.8 zeigt ein Histogramm der Abweichung des Winkels in Einheiten der so geschätz-

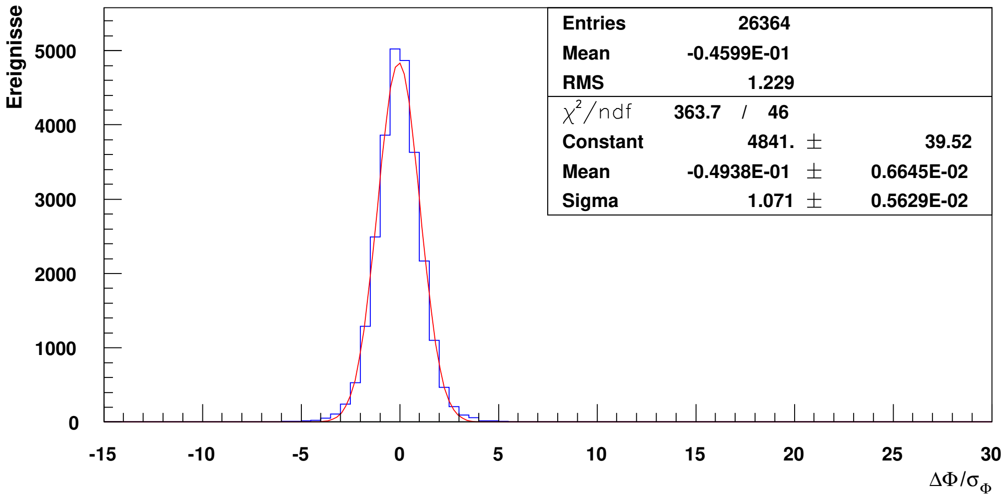


Abbildung 6.8: Histogramm der Winkelabweichung der Schauerachse von der Achse zur Quellposition $\Delta\phi$ in Einheiten des mit Gleichung 5.3 abgeschätzten Fehlers σ_ϕ.

ten Standardabweichung $\Delta\phi/\sigma_\phi$. Durch große Ausreißer ist das RMS größer als die Breite der angepassten Normalverteilung.

6.4.3 Vergleich der Fehler

Die vorgestellten Optimierungen wurden mit dem Monte-Carlo-Datensatz der Wobble-Beobachtungen durchgeführt. In diesem Abschnitt sollen die Abweichungen der hier entwickelten Funktion $D_g = \xi(A, b_{\mathrm{rek}}) \cdot (1.4 - 1.25 \cdot w/l)$ mit den Fehlern von $D'_g = (1.4 - 1.25 \cdot w/l)$ verglichen werden. In Abbildung 6.9 ist $D - D'_g$ über dem rekonstruierten Stoßparameter b_{rek} für jeweils jeden Beobachtungsmodus aufgetragen. Abbildung 6.10 zeigt das gleiche für die neue Funktion D_g.

Die erkennbaren systematischen Abweichungen von D'_g bestehen darin, dass der Fluchtpunktabstand für kleine Stoßparameter überschätzt und für große b_{rek} deutlich unterschätzt wird. Beide Fehler wurden durch die Korrekturen reduziert. Kleinere systematische Fehler kamen allerdings hinzu.

6.5 Zusammenfassen der Einzelteleskopergebnisse

Um den Fluchtpunkt in der gemeinsamen Kameraebene zu bestimmen wird analog zur Methoden 3 (s. Abschnitt 5.2) mit dem geschätzten Fluchtpunktabstand vorgegangen.

Durch den Bildrandschnitt wird ein großer Anteil der Luftschauerbilder aussortiert. Dadurch gehen ebenfalls viele Ereignisse ganz verloren. Um das zu reduzieren, werden die Bilder, deren Schnittpunkte der großen Halbachse mit dem Ellipsenrand über die festgelegte Grenze hinausreichen, nicht vollständig

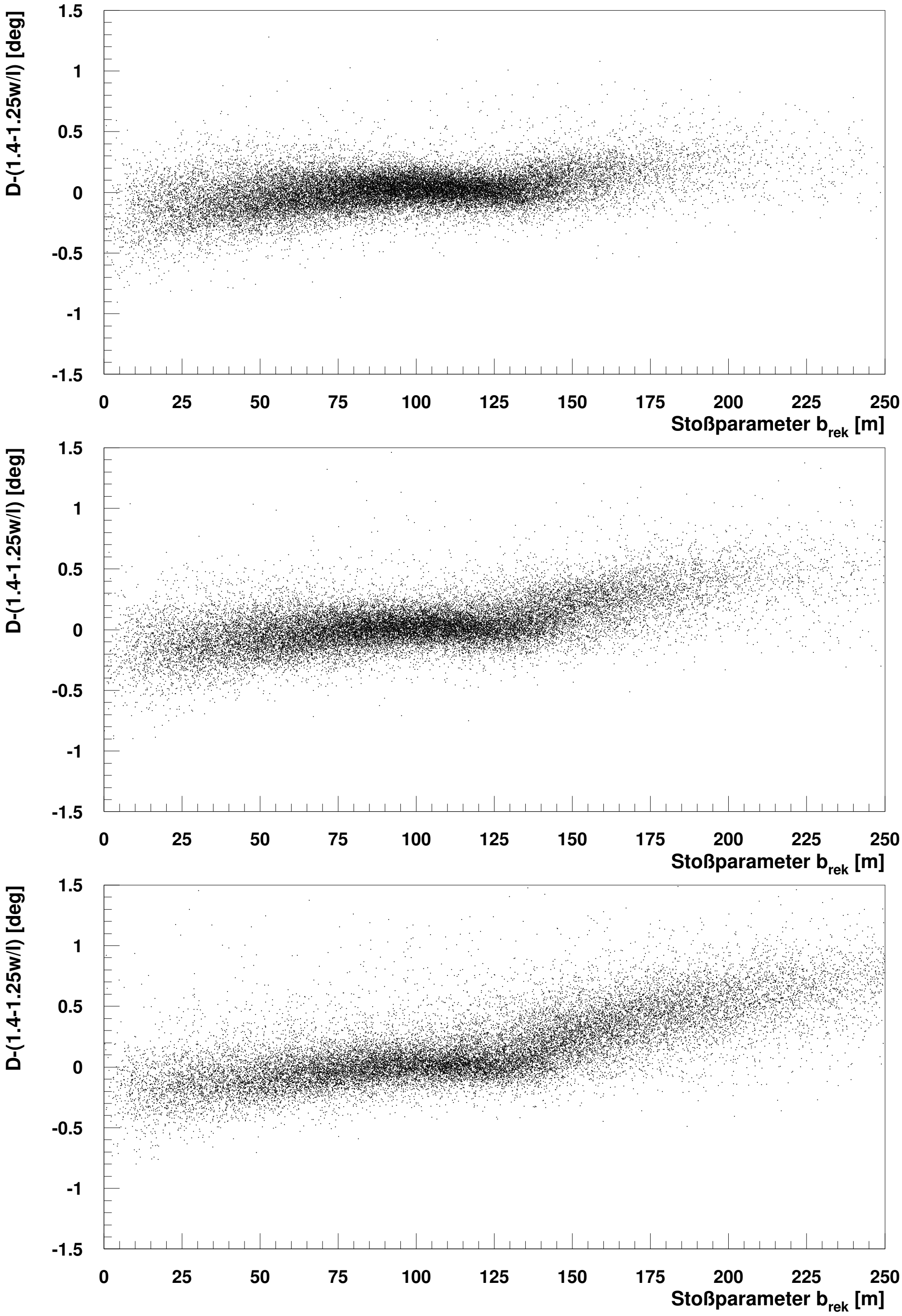


Abbildung 6.9: Unterschied vom wahren Fluchtpunktabstand zum geschätzten $D - D_g$ über dem rekonstruierten Stoßparameter b_{rek} für ON-Beobachtungen (oben), Wobble-Beobachtungen (Mitte) und SuperWobble-Beobachtungen (unten).

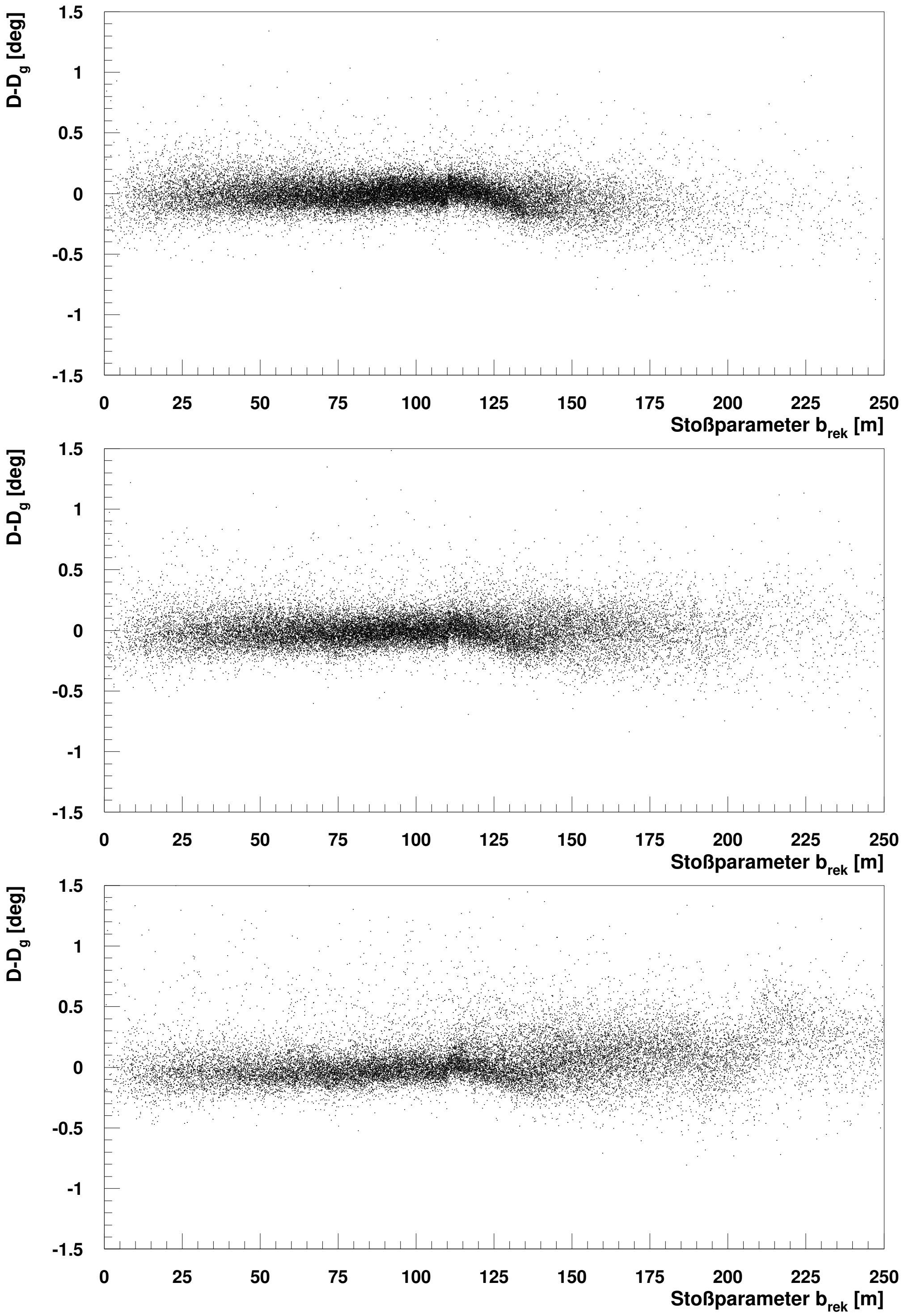


Abbildung 6.10: Unterschied vom wahren Fluchtpunktabstand zum geschätzten $D - D_g$ über dem rekonstruierten Stoßparameter b_{rek} für ON-Beobachtungen (oben), Wobble-Beobachtungen (Mitte) und SuperWobble-Beobachtungen (unten).

aus der Analyse ausgeschlossen, sondern es wird deren Bildausrichtungsinformation wie in Methode 2 weiterverwendet. Für Bilder, deren Stoßparameter $b_{\mathrm{rek}} > 250\,\mathrm{m}$ ist, wird ebenfalls keine Abstandsabschätzung durchgeführt, und sie werden ebenso behandelt.

Für diese halb aussortierten Luftschauerbilder ist dabei nicht sinnvoll, den Fehler des Fluchtpunktabstandes auf $\sigma_D = \infty$ zu setzen und aus dem Bild keine Abstandsinformation zu ziehen. Wird ein Luftschauer von einem Teleskop registriert, ist der Winkel zwischen Teleskopachse und Schauerachse nicht beliebig groß. Es wird daher in dieser Arbeit $\sigma_D = 3°$ gesetzt. Als geschätzter Fluchtpunktabstand wird $D_g = 1.5°$ verwendet, was für angeschnittene Bilder auf eine Position nahe dem Kameramittelpunkt deutet. Damit wird der geschätzte Fluchtpunkt eingeschränkt.

Bilder, deren kleine Halbachse aus der Grenze ragt, werden weiterhin gänzlich ausgeschlossen.

Kapitel 7

Vergleich der Algorithmen zur Richtungsrekonstruktion

In diesem Kapitel werden die in den Abschnitten 5.1 und 5.2 vorgestellten und die in Kapitel 6 entwickelten Algorithmen zur Richtungsrekonstruktion an Monte Carlo Datensätzen und an HEGRA-Messdaten miteinander verglichen. Die Benennung der Algorithmen ist dabei die Folgende:

Methode 1: Standardmethode (s. Abschnitt 5.1). Die Hauptachsen der Bildellipsen werden in der gemeinsamen Kameraebene zum Schnitt gebracht, und die Schnittpunkte gewichtet gemittelt.

Methode 2: Die Fehler der Ausrichtung der Bildellipsen werden berücksichtigt (s. Abschnitt 5.2).

Methode 3: Eine Abschätzung des Fluchtpunktabstandes $D'_g = 1.4 - 1.25 \cdot w/l$ wird zusätzlich verwendet (s. Abschnitt 5.2).

Methode 3⋆: Methode 3 mit erweiterten Qualitätskriterien an die Luftschauerbilder (s. Abschnitt 6.1.2 und 6.5).

Methode 4: Methode mit verfeinerter Fluchtpunktabschätzung

$$D_g = \xi(A, b) \cdot (1.4 - 1.25 \cdot w/l)$$

(s. Abschnitt 6.3) und erweiterten Qualitätskriterien.

Als Maß für die Richtungsauflösung wird der Radius σ_{63} eines Kreises um die Position der Quelle, der 63% aller Rekonstruierten Ereignisse enthält, verwendet. Setzt man eine zweidimensionale Normalverteilung

$$f(x, y)\, dx\, dy = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\Big(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\, dx\, dy\Big)$$

voraus, entspricht σ_{63} der $\sqrt{2}$-Standardabweichungen-Region (in einer zweidimensionalen Normalverteilung enthält ein Kreis mit einer Standardabweichung σ Radius 39% aller Punkte). Eine weitere Größe, die verglichen wird, ist die

Anzahl der rekonstruierten Ereignisse N_{in} innerhalb eines Kreises mit einem Radius von $0.1°$.

Zunächst wird ein Vergleich der Methoden für verschiedene Energieintervalle, für verschiedene Teleskopmultiplizitäten– der Anzahl der Schauerbilder, die für das Ereignis analysiert wird– sowie für die Beobachtungsmodi ON, Wobble und SuperWobble vorgenommen. Der Monte-Carlo-Datensatz, der hier verwendet wird, besitzt ein flaches Energiespektrum, um jedes Energieintervall gleichberechtigt zu behandeln.

Im zweiten Abschnitt werden die Methoden an einem weiteren generierten Datensatz erprobt, dessen Spektrum realitätsnäher ist: $dN/dE \sim E^{-2.5}$.

Als letztes werden die Algorithmen anhand von HEGRA-Messdaten von Markarian 421 verglichen. Unter anderem Anfang 2001 zeigte diese Quelle einen starken Fluss an TeV-Photonen, welcher auch von anderen Experimenten gemessen wurde.

7.1 Vergleich für verschiedene Energieintervalle, Teleskopmultiplizitäten und Beobachtungsmodi

In den Abbildungen 7.1 bis 7.6 ist die Winkelauflösung σ_{63} der verschiedenen Methoden über der wahren Primärenergie der Luftschauer für die möglichen Teleskopmultiplizitäten und die drei Beobachtungsmodi (ON, Wobble und SuperWobble) aufgetragen.

Hierfür wurde ein neuer statistisch unabhängiger Datensatz an Luftschauern simuliert, dessen Parameter mit dem Optimierungsdatensatz identisch sind: Unter einem Zenitwinkel von $10°$ werden 2000 verschiedene Schauer 25 mal auf eine kreisförmige Fläche mit 400 m Radius eingestreut. Die Energie der verschiedenen Schauer ist zwischen 300 GeV und 10 TeV gleichverteilt.

Zunächst werden die spezifischen Unterschiede der Methoden in den einzelnen Beobachtungsmodi betrachtet. Als letztes folgt ein allgemeiner Vergleich.

7.1.1 ON-Beobachtung

Die Vergleichsgrafiken für diesen Beobachtungsmodus sind in den Abbildungen 7.1 und 7.2 zu sehen. Für fast alle Energieintervalle besitzt Methode $3\star$ das beste Auflösungsvermögen. Die Stoßparameter der registrierten Luftschauer sind in diesem Beobachtungsmodus relativ klein. Dass der Fluchtpunktabstand für Stoßparameter $b > 130\,\text{m}$ in dieser Methode systematisch unterschätzt wird, fällt somit nur wenig ins Gewicht (siehe auch Abbildung 6.9).

7.1.2 Wobble-Beobachtung

Die Methoden werden für diesen Beobachtungsmodus in den Abbildungen 7.3 und 7.4 miteinander verglichen. Bei den kleinen Energien und geringen Teleskopmultiplizitäten besitzen die Methoden 3 und $3\star$ das beste σ_{63}. Für die höheren Energieintervalle hingegen zeigt Methode 4 das kleinste σ_{63}. Hier werden auch anteilig mehr Luftschauer mit größeren Stoßparametern als 130 m registriert, so dass die Methode $3\star$ gegenüber ON-Beobachtungen an Qualität

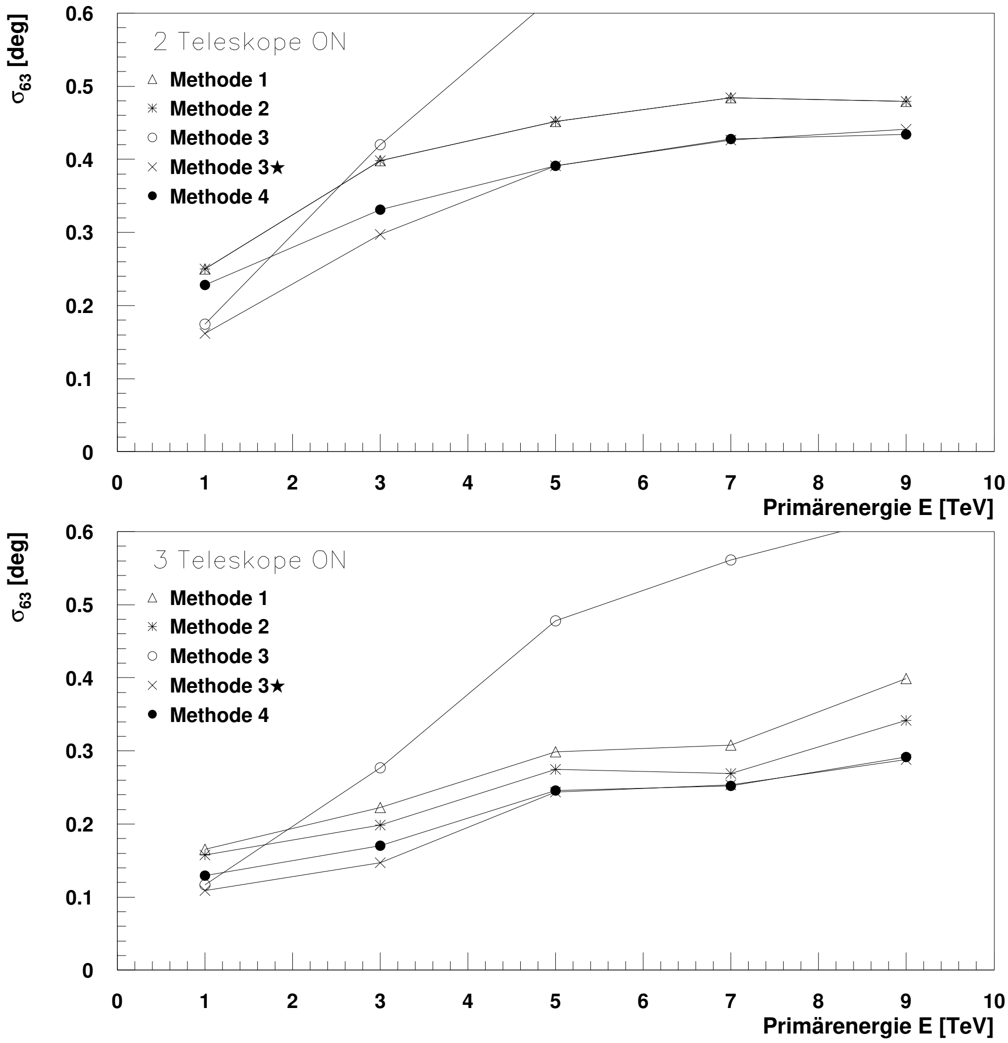


Abbildung 7.1: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 2-Teleskop- (oben) und 3-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der ON-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

verliert. Luftschauer niedrigerer Energie werden bei größeren Stoßparametern nicht mehr registriert. Der systematische Fehler, dass der Fluchtpunktabstand für $b_{\mathrm{rek}} > 130\,\mathrm{m}$ in den Methoden 3 und $3\star$ unterschätzt wird (s. Abbildung 6.9), wirkt sich im niedrigsten Energieintervall daher wenig aus.

7.1.3 SuperWobble-Beobachtung

Die Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen das Auflösungsvermögen der verschiedenen Methoden für diesen Beobachtungsmodus. Hier besitzt Methode 4 für alle Energien größer als 2 TeV das beste σ_{63}. Der Anteil an größeren Stoßparametern als 130 m ist gegenüber der Wobble-Beobachtung weiter gestiegen, so dass Methode $3\star$ hier teilweise ein schlechteres Auflösungsvermögen als die Methoden 1 und

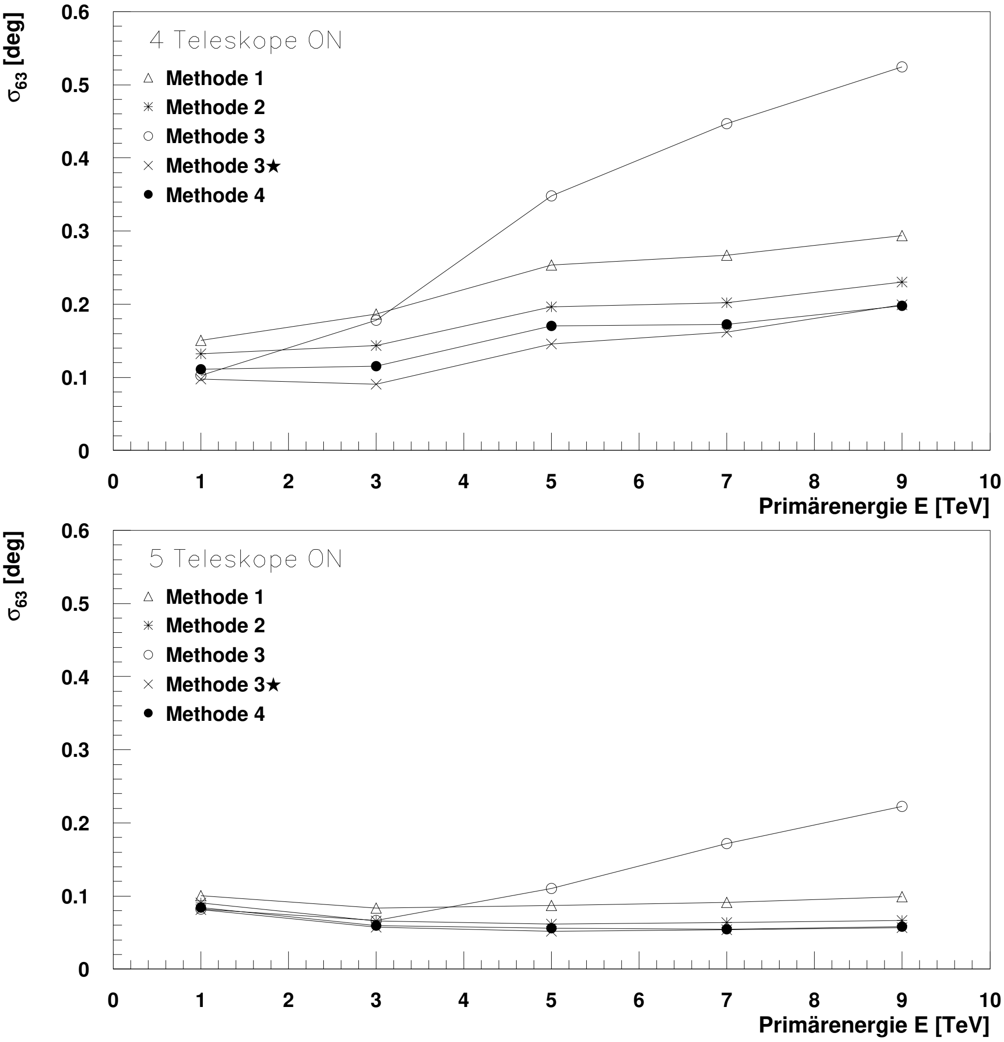


Abbildung 7.2: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 4-Teleskop- (oben) und 5-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der ON-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

2 zeigt.

Durch die Nähe des Fluchtpunktes zum Rand, befinden sich die Luftschauerbilder hauptsächlich auf einer Seite des Fluchtpunktes. Mit dem Bildrandschnitt wird der Anteil der Bilder auf dieser Seite erhöht, da vor allem Bilder zwischen dem Fluchtpunkt und dem nahen Kamerarand aussortiert werden. Systematische Fehler in der Abstandsabschätzung vom Bildschwerpunkt zum Fluchtpunkt beeinträchtigen die Richtungsrekonstruktion dadurch stärker.

7.1.4 Allgemein

Die Methoden 1 und 2 liefern für 2-Teleskopereignisse für ein Luftschauer immer die gleiche Richtung. Das liegt daran, dass bei Methode 1 diese Ereignisse nur

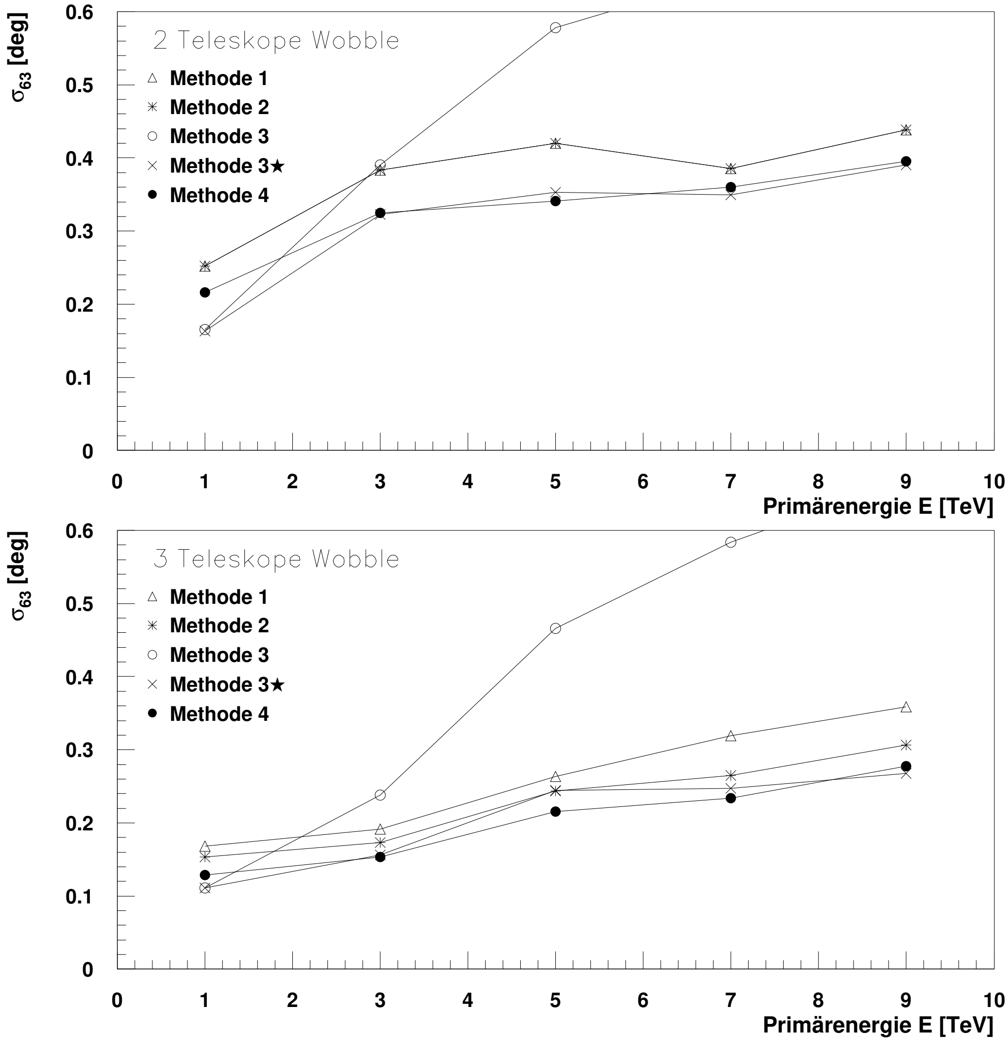
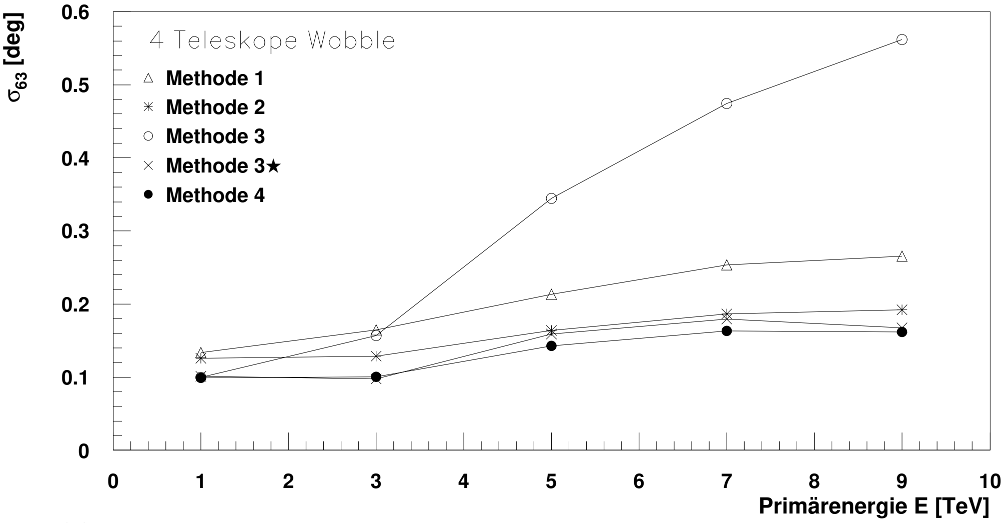


Abbildung 7.3: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 2-Teleskop- (oben) und 3-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der Wobble-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

einen Schnittpunkt der Hauptachsen besitzen, der für Methode 2 genau dem Punkt größter Wahrscheinlichkeit entspricht. Daher zeigen diese Methoden bei dieser Teleskopmultiplizität auch das selbe Auflösungsvermögen. Diese beiden Algorithmen besitzen über das ganze Energieintervall, für alle Teleskopmultiplizitäten und bei allen Beobachtungsmodi ein schlechteres Auflösungsvermögen als Methode 4. Sie weichen jedoch nie stärker als 0.15° von Methode 4 ab.

Auffällig ist, dass Methode 3 für hohe Energien ein sehr schlechtes Auflösungsvermögen erhält. Der Anteil an durch den Kamerarand angeschnittenen Luftschauerbildern nimmt stark zu, da die Größe der Luftschauerbilder mit der Energie zunimmt. Durch das in dieser Arbeit zusätzlich entwickelte Qualitätskriterium „Bildrandschnitt“ werden diese Bilder besser erkannt und aussortiert oder anders in der Analyse verwendet. Durch dieses zusätzliche Kriterium und



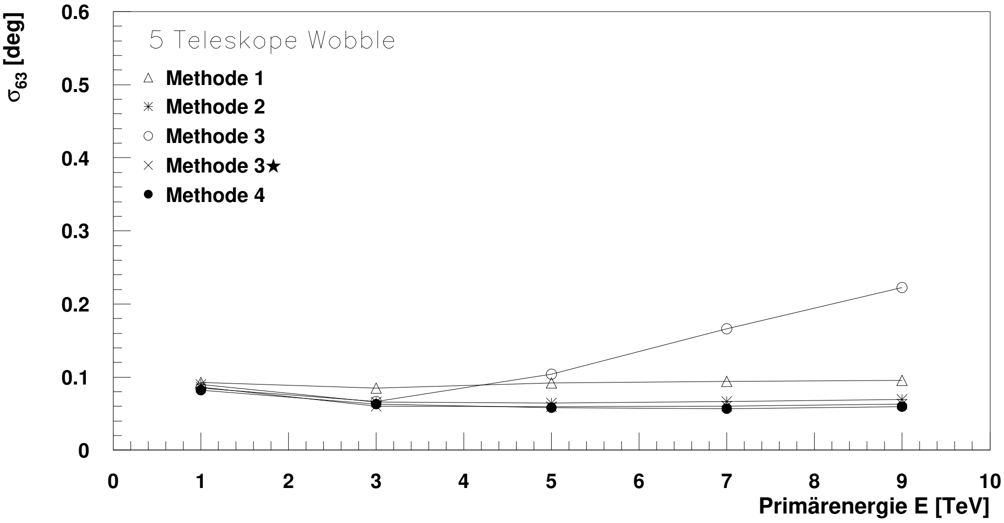


Abbildung 7.4: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 4-Teleskop- (oben) und 5-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der Wobble-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

dem „Bilbreitenschnitt“ werden aus der Analyse in den Methoden $3\star$ und 4 teilweise ganze Ereignisse aussortiert. Dieser Effekt wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Methode 4 hängt empfindlich vom ermittelten Stoßparameter ab. Dieser wird bei niedrigen Energien bei 2-Teleskopereignissen ungenauer bestimmt. Daher zeigt diese Methode für geringe Energien bei 2-Teleskopereignissen ein schlechteres σ_{63}, als die Methoden 3 und $3\star$.

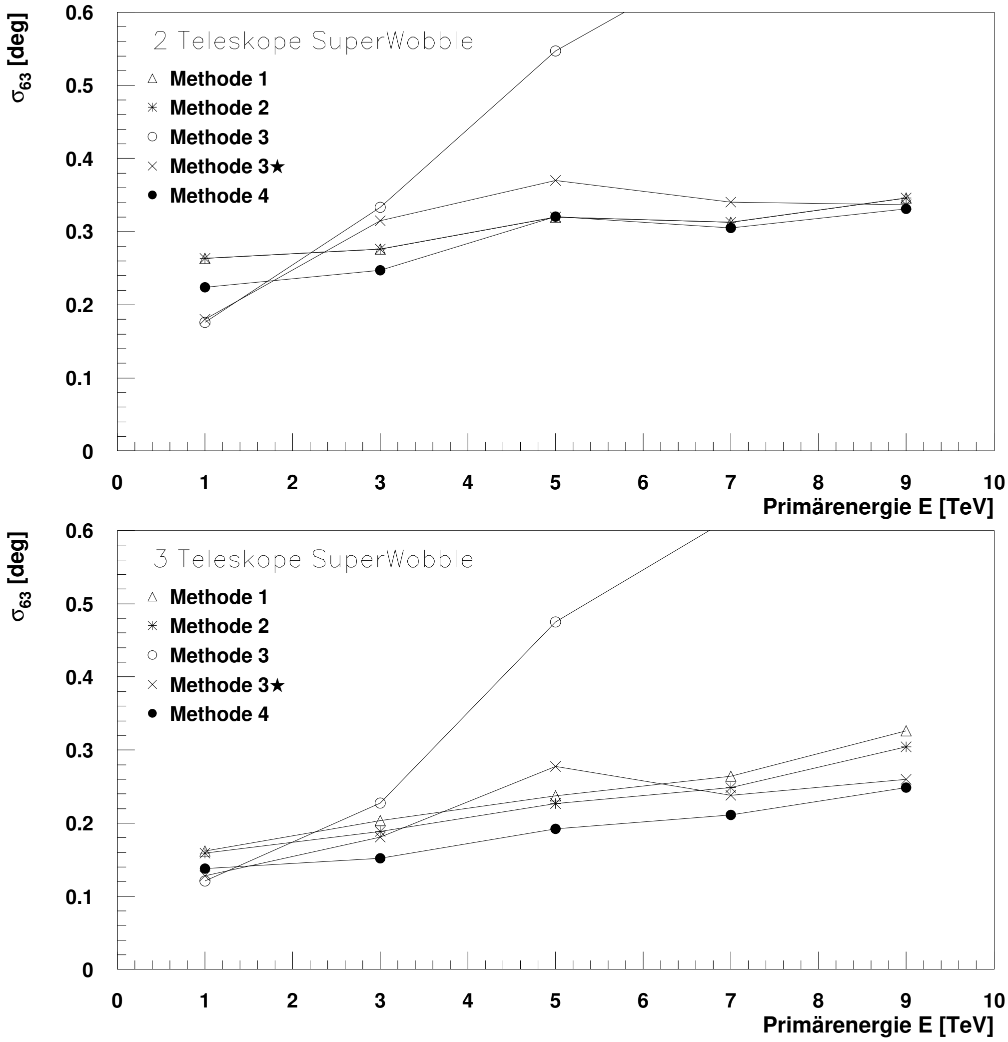


Abbildung 7.5: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 2-Teleskop- (oben) und 3-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der SuperWobble-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

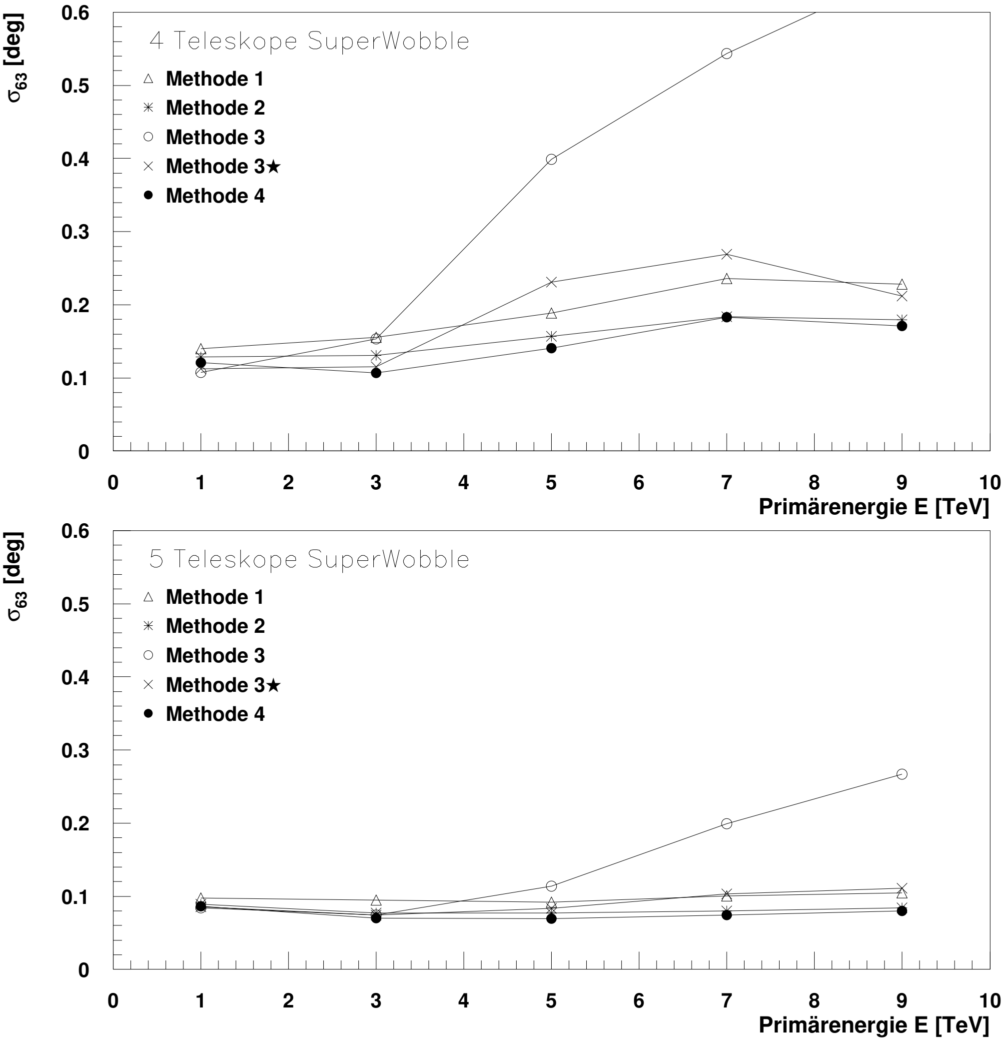


Abbildung 7.6: Aufgetragen ist die Winkelauflösung σ_{63} als Funktion der Primärenergie für 4-Teleskop- (oben) und 5-Teleskopereignisse im Monte-Carlo-Datensatz der SuperWobble-Beobachtung für die verschiedenen Methoden.

	σ_{63} [deg]	N_{in}	N_{ges}	$N_{\text{in}}/N_{\text{ges}}$
ON-Beobachtung				
Methode 1	0.176	4904	12943	0.379
Methode 2	0.163	5421	12943	0.419
Methode 3	0.142	5945	12943	0.459
Methode 3⋆	0.128	6557	12808	0.512
Methode 4	0.142	6022	12808	0.470
Wobble-Beobachtung				
Methode 1	0.174	4882	12666	0.385
Methode 2	0.166	5227	12666	0.413
Methode 3	0.145	5775	12666	0.456
Methode 3⋆	0.133	6130	12498	0.491
Methode 4	0.143	5850	12498	0.468
SuperWobble-Beobachtung				
Methode 1	0.175	4323	11781	0.367
Methode 2	0.168	4661	11781	0.396
Methode 3	0.141	5354	11782	0.454
Methode 3⋆	0.143	5081	11360	0.447
Methode 4	0.150	5037	11360	0.443

Tabelle 7.1: Tabelle des Auflösungsvermögens σ_{63} für verschiedene Beobachtungsmodi bei einem realitätsnahen Spektrum $dN/dE \sim E^{-2.5}$, sowie die Anzahl der Ereignisse N_{in} innerhalb eines Kreises mit 0.1° Radius um den Fluchtpunkt und die Anzahl N_{ges} aller analysierten Ereignisse. Der Fehler von σ_{63} ist überall kleiner oder gleich 0.002°. Der statistische Fehler von $N_{\text{in}}/N_{\text{ges}}$ ist immer kleiner als $\sigma_{N_{\text{in}}/N_{\text{ges}}} < 0.008$.

7.2 Vergleich an einem Spektrum $dN/dE \sim E^{-2.5}$

In diesem Abschnitt werden die Algorithmen zur Richtungsrekonstruktion an einem realitätsnahen Spektrum miteinander verglichen. Der simulierte Datensatz besteht aus 4000 verschiedenen photoninduzierten Luftschauern, deren Energie einer Verteilung $dN/dE \sim E^{-2.5}$ zwischen 400 GeV und 10 TeV gehorcht. Jeder Luftschauer wurde 25 mal auf eine kreisförmige Fläche mit Radius 400 m gleichverteilt eingestreut. Der Zenitwinkel wie auch der Azimutwinkel betragen hier ebenfalls 10° bzw. 190°. Der Vergleich findet genauso in den drei Beobachtungsmodi (ON, Wobble und SuperWobble) statt.

In Tabelle 7.1 sind die Winkelauflösungen σ_{63} der Methoden, sowie die Anzahl N_{in} und der Anteil $N_{\text{in}}/N_{\text{ges}}$ der Ereignisse, die näher als 0.1° an den wahren Fluchtpunkt rekonstruiert werden, eingetragen. Abbildung 7.7 zeigt die Histogramme des quadrierten Winkelabstandes Θ zwischen der wahren Fluchtpunktposition und der rekonstruierten für die Methoden 3, 3⋆ und 4 (Wobble-Beobachtungen).

Bei der ON- und der Wobble-Beobachtung liefert Methode 3⋆ das beste Auflösungsvermögen. Bemerkenswert ist, dass, obwohl ganze Ereignisse durch die zusätzlichen Kriterien (Bildrandschnitt und Bildbreitenschnitt) verloren gehen, bei Methode 3$\star$ σ_{63} signifikant größer ist, als bei Methode 3.

Abbildung 7.8 zeigt die Verteilung von Θ^2 (Methode 3, Wobble-Beobachtung) dieser in Methode 3$\star$ und 4 ganz aussortierten Ereignisse. Die Verteilung reicht sehr weit zu großen Winkelabständen. Es würde keinen Vorteil bringen, diese Ereignisse noch weiter zu berücksichtigen, da in ihnen anteilig wesentlich weniger Ereignisse korrekt rekonstruiert werden.

Bei der SuperWobble-Beobachtung hingegen zeigt Methode 3 das größte N_{in} und das kleinste σ_{63}. Hier zeigt sich, wie in Abschnitt 7.1.3, dass das zusätzliche Schnittkriterium systematische Fehler bei SuperWobble-Beobachtungen verstärkt.

Abbildung 7.9 zeigt das Auflösungsvermögen σ_{63} für die drei Beobachtungsmodi und den vier möglichen Teleskopmultiplizitäten. Es ist zu sehen, dass Methode 3$\star$ für ON- und Wobble-Beobachtungen generell das beste Auflösungsvermögen zeigt. In diesen Modi ist Methode 4 für 2-Teleskopereignisse schlechter als Methode 3. Für höhere Teleskopmultiplizitäten wird Methode 4 im Vergleich besser.

Für SuperWobble-Beobachtungen besitzt für 2- und 3-Teleskopereignisse Methode 3 das kleinste σ_{63}. Für 4- und 5-Teleskopereignisse hingegen werden die Methoden 3$\star$ und 4 geringfügig besser.

7.3 Vergleich an HEGRA-Messdaten

In diesem Abschnitt werden die Methoden an HEGRA-Messdaten miteinander verglichen. Der Datensatz stammt aus Beobachtungen des Blazars Markarian 421 vom Februar 2001. In dieser Messperiode wurde ein starkes Signal aus der Richtung des Blazars gemessen und auch von anderen Experimenten bestätigt.

Die Beobachtungen fanden im Wobble-Modus statt. Von den vorhandenen Datenpaketen, die jeweils einen Datennahmezyklus von 20 Minuten Dauer repräsentieren, sofern die Messung nicht zwischendurch unterbrochen wurde, wurden diejenigen für diesen Vergleich verwendet, deren Zenitwinkel $\Theta_Z < 15°$ ist, da Methode 4 für einen Zenitwinkel von $\Theta_Z = 10°$ optimiert wurde. Die Frequenz der registrierten Ereignisse, die sogenannte Triggerrate und der Anteil an vollständig ausgelesenen Ereignissen sind Qualitätskriterien, mit denen ebenfalls Datenpakete aussortiert werden. Die hier verwendeten Datenpakete besitzen eine Triggerrate von mindestens 10 Hz und einen Anteil an vollständig ausgelesenen Ereignissen von mindestens 88%. Außerdem wurden nur Pakete analysiert, deren Datennahme nicht unterbrochen wurde. Übrig bleiben 34 Pakete, was einer Beobachtungszeit von 11 Stunden und 20 Minuten entspricht.

Die Separation der photoninduzierten Luftschauer zu den hadroninduzierten erfolgt hier mit dem Mean-Scaled-Width-Schnitt $0.3 < mscw < 1.1$.

Die Hauptunterschiede zwischen realen Daten und simulierten sind folgende:

- In realen Daten existiert trotz Separation ein Untergrund aus hadroninduzierten Luftschauern, der isotrop über den Himmel verteilt ist.
- Einige Photomultiplierröhren sind defekt. Sind in einem Datennahmezy-

	N_{in} Quellregion	N_{in} Referenzregion	N_{ges}
Methode 1	886	46	21635
Methode 2	934	53	21635
Methode 3	1012	59	21644
Methode 3$\star$	1017	54	19279
Methode 4	1003	49	19279

Tabelle 7.2: Anzahl der Ereignisse N_{in} innerhalb eines Kreises mit 0.1° Radius um die Quellposition von Markarian 421 und um eine quellfreie Referenzregion, sowie die Gesamtanzahl N_{ges} der bearbeiteten Ereignisse.

klus mehr als 15 Pixel einer Kamera unbrauchbar, wird diese aus der Analyse ausgeschlossen.

- Der Zenitwinkel der simulierten Daten beträgt 10°. Die hier verwendeten Daten wurden in einem Zenitwinkelbereich von etwa 15° bis ungefähr 10° genommen; bei diesem Winkel kulminiert Markarian 421 am Beobachtungsort.

In Abbildung 7.10 sind die Histogramme der quadrierten Winkelabweichung Θ zwischen Quellposition und rekonstruierter Richtung für die Methoden 3, 3$\star$ und 4 zu sehen. Tabelle 7.2 zeigt die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse N_{in}(Quelle) innerhalb eines Kreises mit 0.1° Radius um die Quellposition und N_{in}(Referenz), die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse um eine gleich große quellfreie Referenzregion, die ebenfalls etwa 0.5° vom Zentrum der gemeinsamen Kameraebene entfernt der Quellposition gegenüber liegt, sowie die Anzahl aller analysierten Ereignisse N_{ges} im Datensatz.

Zunächst fällt auf, dass anteilig mehr Ereignisse durch den zusätzlichen Schnitt verloren gehen, als im simulierten Datensatz. Das liegt daran, dass die Fluchtpunkte der hadronischen Hintergrundereignisse über der gesamten Kameraebene verteilt sind, und Ereignisse, deren Fluchtpunkt dem Rand nahe kommt, bevorzugt zusätzlich aussortiert werden.

Eine signifikante Verbesserung der Ereigniszahlen N_{in} zwischen den Methoden 3 und 3$\star$ ist nicht zu erkennen. Allerdings sind die Werte mit den Erwartungen aus Tabelle 7.1 statistisch verträglich, wie eine Abschätzung zeigt. Unter der Annahme, dass in die quellfreie Referenzregion keine photoninduzierten Ereignisse rekonstruiert wurden, sind die erwarteten Anzahlen an Photonen in der Quellregion

$$\begin{aligned} N_\gamma(\text{Methode 3}) &= 953 \pm 32.7 \\ N_\gamma(\text{Methode 3a}) &= 963 \pm 32.7 \\ N_\gamma(\text{Methode 4}) &= 945 \pm 32.4 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} N_\gamma(\text{Methode 3a}) - N_\gamma(\text{Methode 3}) &= 10 \pm 46.3 \\ N_\gamma(\text{Methode 4}) - N_\gamma(\text{Methode 3}) &= -8 \pm 46.1 \end{aligned}$$

Skaliert man die Unterschiede aus Tabelle 7.1 (Wobble-Modus) auf diese Ereigniszahlen herunter, so erwartet man

$$\big(N_\gamma(\text{Methode 3a}) - N_\gamma(\text{Methode 3})\big)_{\text{erwartet}} = 58.6 \pm 18.1$$
$$\big(N_\gamma(\text{Methode 4}) - N_\gamma(\text{Methode 3})\big)_{\text{erwartet}} = 12.4 \pm 17.8$$

Diese Erwartungen sind statistisch mit den tatsächlichen Abweichungen verträglich.

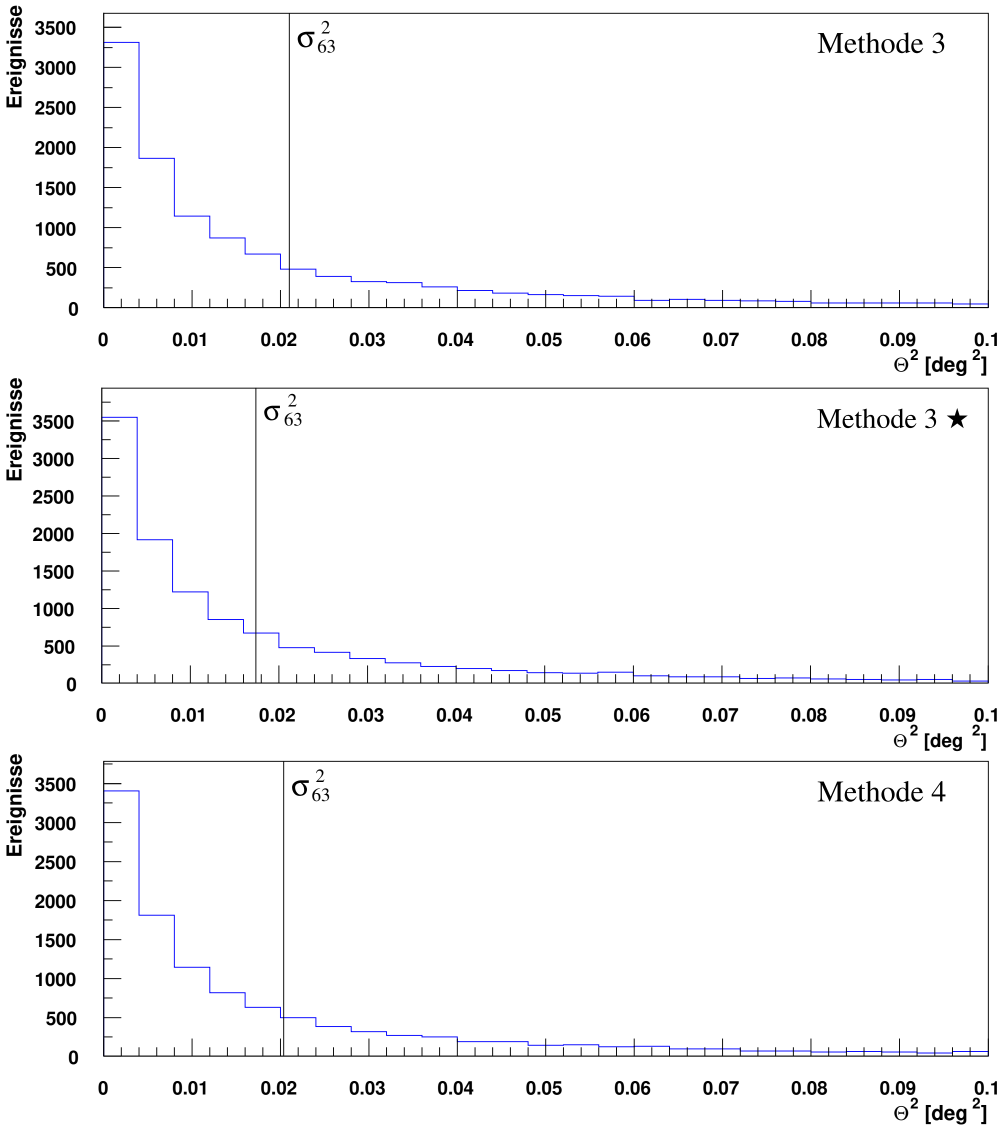


Abbildung 7.7: Häufigkeitsverteilung des quadrierten Winkelabstandes Θ zwischen der wahren und der rekonstruierten Schauerrichtung (Wobble-Beobachtung) für die Methoden 3 (oben) $3\star$ (Mitte) und 4 (unten).

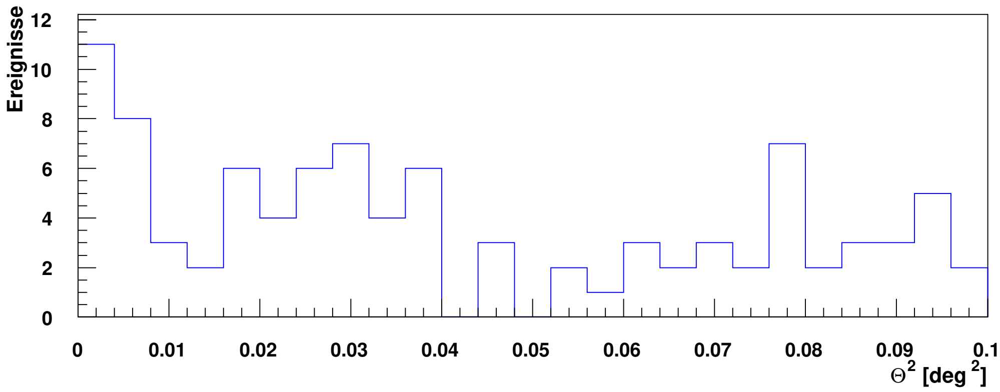


Abbildung 7.8: Häufigkeitsverteilung des quadrierten Winkelabstandes Θ zwischen der mit Methode 3 rekonstruierten Richtung und der wahren Luftschauerrichtung für alle Ereignisse, die durch das zusätzlichen Schnittkriterium in den Methoden $3\star$ und 4 ganz ausgeschlossen werden.

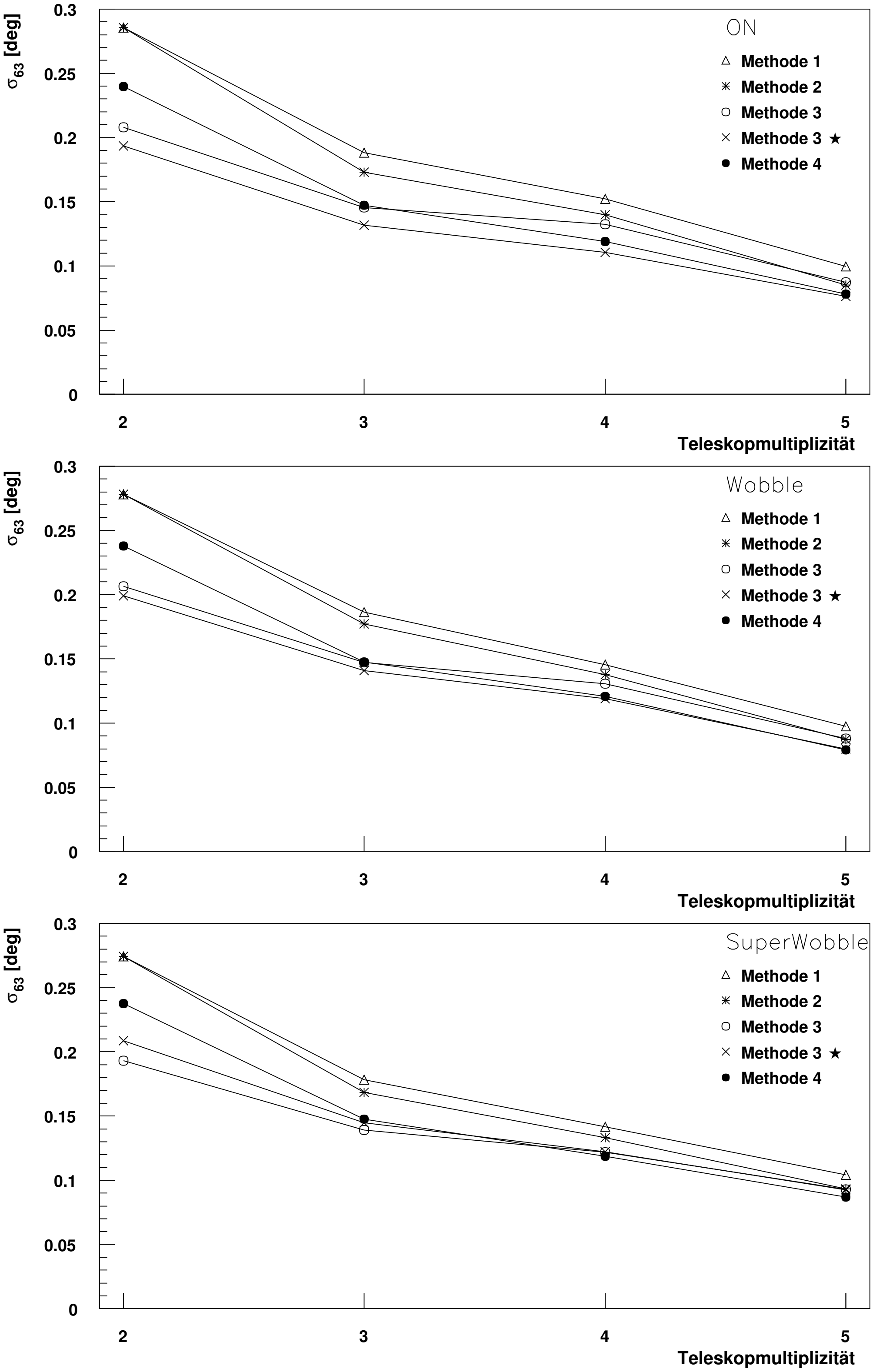


Abbildung 7.9: Auflösungsvermögen σ_{63} über der Teleskopmultiplizität für die drei Beobachtungsmodi ON (oben) Wobble (Mitte) und SuperWobble (unten).

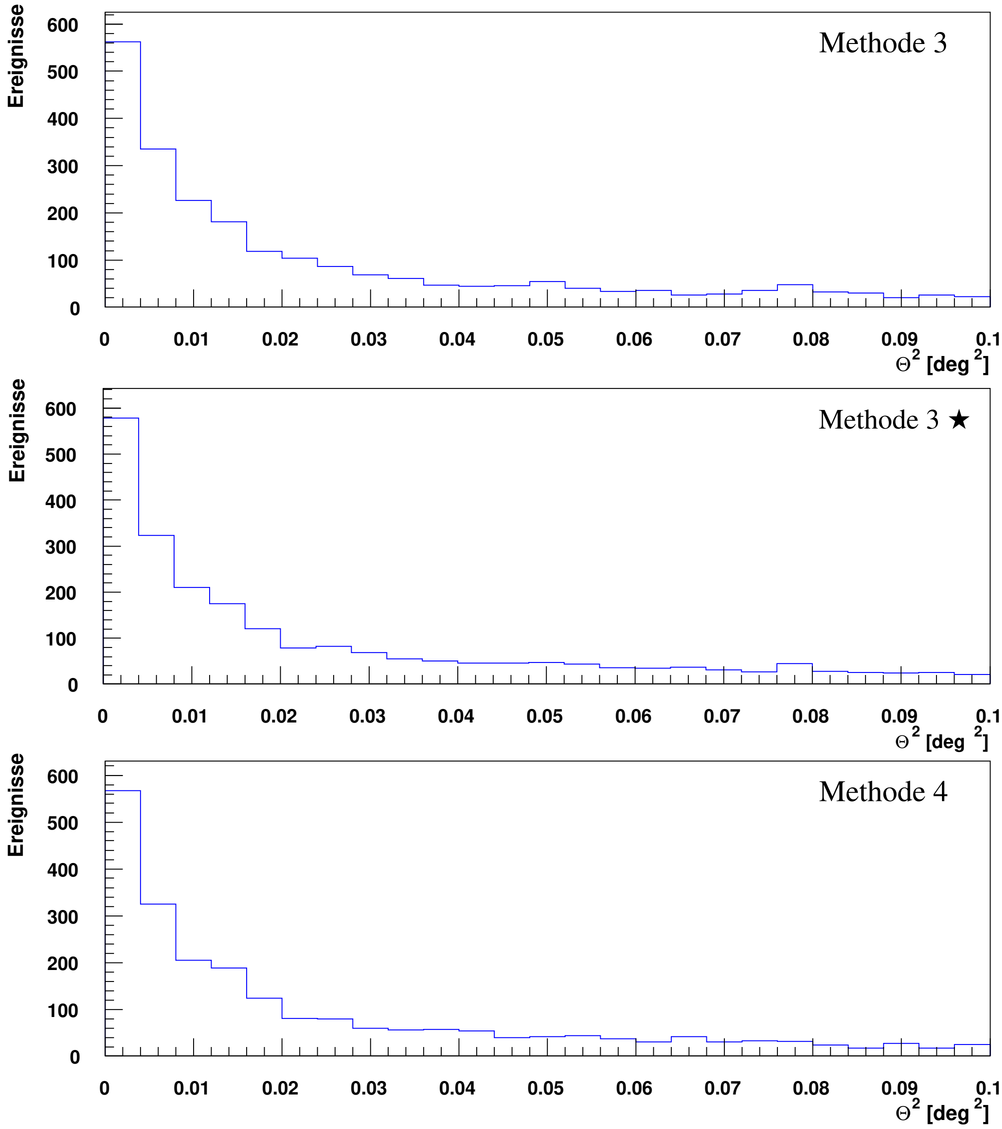


Abbildung 7.10: Θ^2-Häufigkeitsverteilung für Daten vom Blazar Markarian 421 mit den Methoden 3 (oben) 3a (Mitte) und 4 (unten).

Kapitel 8

Zusammenfassung

Um Photonen im TeV-Energiebereich nachzuweisen, wird die Atmosphäre der Erde als Medium verwendet, in dem die Photonen sogenannte Luftschauer induzieren. Mit abbildenden Cherenkovteleskopen wird das Cherenkovlicht der Sekundärteilchen in diesen Luftschauern beobachtet und jeweils ein Bild des Luftschauers erzeugt. An die Bilder der Luftschauer werden Ellipsen angepasst, deren Parameter wie die Länge l, die Breite w und die Ausrichtung ϕ für die weitere Datenanalyse verwendet werden.

Durch stereoskopische Beobachtung der Luftschauer ist es möglich, diese dreidimensional zu rekonstruieren. Aus den verschiedenen Bildellipsen eines Luftschauers, der von mindestens zwei Cherenkovteleskopen registriert wurde, lässt sich die Richtung der Schauerachse, die der Richtung des primären Teilchens entspricht, und der Punkt, an dem die Schauerachse das Beobachtungsniveau durchstößt, bestimmen. Je besser die Richtung bestimmbar ist, desto signifikanter können Punktquellen hochenergetischer Photonen nachgewiesen werden.

Aus den Ellipsenparametern eines einzigen Bildes kann der Abstand D zwischen dem Bildschwerpunkt und dem Fluchtpunkt, der die Richtung repräsentiert, abgeschätzt werden. Für Schauer gleicher Energie und Eindringtiefe steigt D mit der Elliptizität l/w an. Dieser Abstand D kann zusätzlich in der stereoskopischen Analyse verwendet werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde empirisch eine Funktion, die D aus den Messdaten eines Teleskops abschätzen soll, verfeinert, indem die Bildhelligkeit A und der rekonstruierte Stoßparameter b_{rek} in die Abschätzung mit aufgenommen wurden. Die Bildhelligkeit hängt mit der Energie des primären Photons zusammen. Diese bestimmt die Eindringtiefe des Luftschauers in die Atmosphäre. Somit stammen hellere Bilder von Luftschauern, die tiefer in die Atmosphäre eindringen. Mit dem Stoßparameter wird berücksichtigt, dass nicht jeder Punkt der Beobachtungsebene vom ganzen Schauer ausgeleuchtet wird. Die systematischen Fehler der Abschätzung des Abstands D wurden damit deutlich reduziert.

Luftschauerbilder, die vom Kamerarand angeschnitten sind, liefern verfälschte Ellipsenparameter, so dass sie zur Analyse eingeschränkt oder gar nicht brauchbar sind. Um angeschnittene Bilder besser aussortieren zu können, wurden zusätzliche Qualitätskriterien entwickelt: Bildellipsen, von denen einer der zwei Schnittpunkte der kleinen Hauptachse mit dem Ellipsenrand weiter als 1.9° vom Kamerazentrum entfernt sind, werden aussortiert. Von Bilder, bei denen einer der beiden Schnittpunkte der großen Hauptachse mit dem Ellipsenrand diese Grenze überschreiten, wird nur noch die Information der Bildausrichtung in der Kameraebene verwendet. Eine weitere Klasse von Bildern, die für eine Analyse nicht gebraucht werden können, sind Bilder, die nur aus Pixel in einer Reihe bestehen. Ihre angepasste Breite beträgt 0° und ihre Ausrichtung kann nur die Werte der Pixelgitterlinien 0°, 60° und 120° annehmen. Daher werden Bilder, deren Breite $w < 0.01^\circ$ ist, ebenfalls verworfen.

In simulierten Daten konnte mit diesen Maßnahmen eine Verbesserung der Richtungsrekonstruktion gezeigt werden. Die Ergebnisse, die mit einem Datensatz real genommener Messdaten erzielt wurden, stimmen im Rahmen der Statistik mit den Ergebnissen der simulierten Daten überein. Eine Verbesserung der Richtungsrekonstruktion in den Messdaten konnte allerdings aufgrund der niedrigen Statistik des verwendeten Datensatzes nicht signifikant nachgewiesen werden.

Anhang A

ξ in verschiedenen Stoßparameterintervallen

In den Abbildungen A.1, A.2 und A.3 ist jeweils $\xi = D/(1.4 - 1.25 \cdot w/l)$ über der Bildamplitude A für alle nicht aussortierten Luftschauerbilder aufgetragen, aufgeteilt in verschiedenen Stoßparameterintervallen. Zu erkennen ist, dass ξ mit der Bildhelligkeit und dem Stoßparameter b zunimmt. Für größere b nimmt die maximale Amplitude A stark ab. Als Vergleich dazu ist in Abbildung A.4 $\xi = D/(1.4-1.25 \cdot w/l)$ über der Bildamplitude A aufgeteilt in die vier Intervalle zwischen 160 m und 240 m des rekonstruierten Stoßparameters b_{rek}. Luftschauerbilder, deren wahrer Stoßparameter b kleiner ist, die allerdings in eines dieser Intervalle rekonstruiert werden, besitzen ein kleineres ξ und können eine größere Bildhelligkeit besitzen. Dadurch wird die Steigung von ξ über der Helligkeit A negativ.

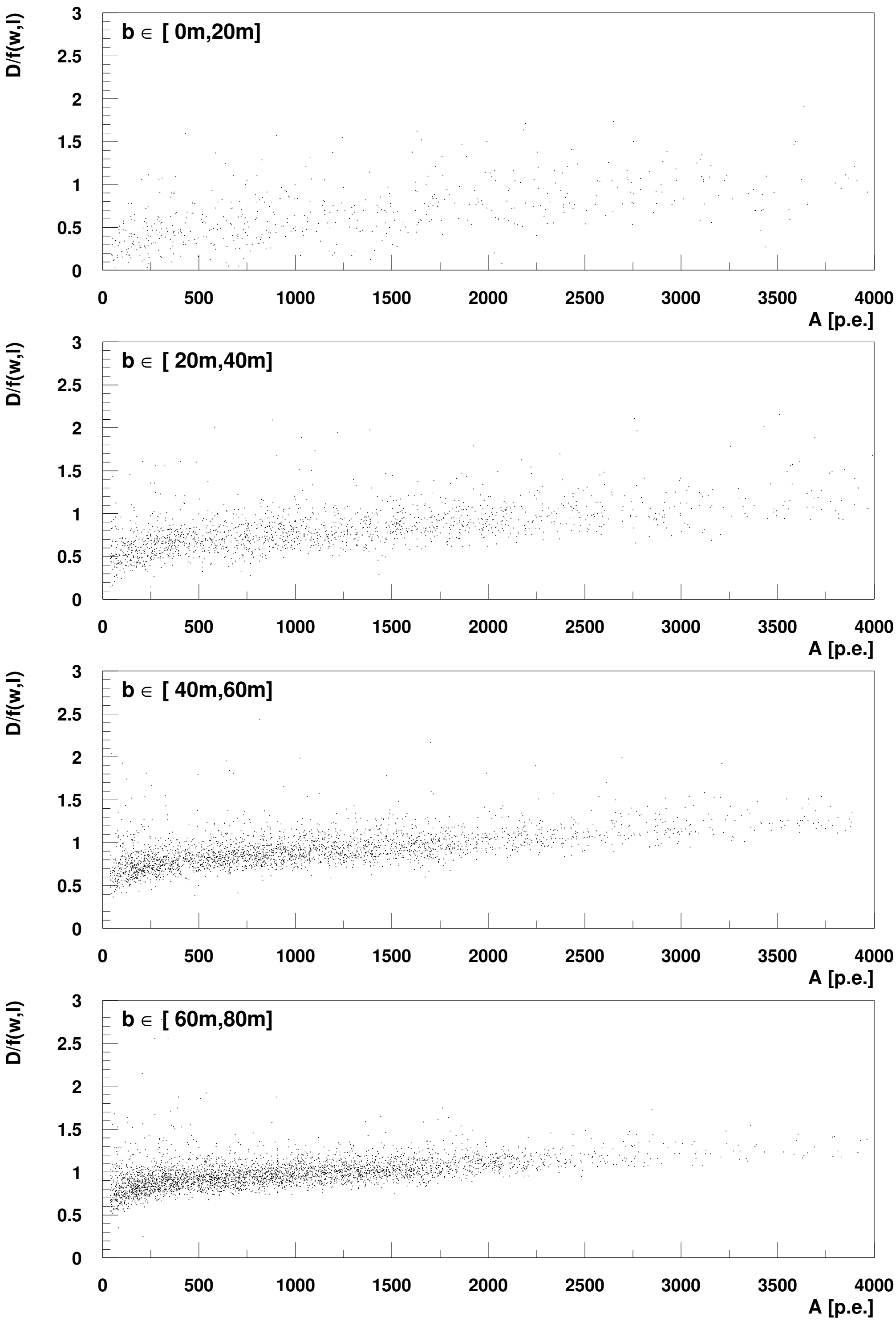


Abbildung A.1: Aufgetragen ist $D/f(w,l)$ über der Bildhelligkeit A für die Stoßparameter $b \in [0\,\mathrm{m}, 20\,\mathrm{m}]$ (oben) $b \in [20\,\mathrm{m}, 40\,\mathrm{m}]$ (zweites von oben) $b \in [40\,\mathrm{m}, 60\,\mathrm{m}]$ (drittes von oben) $b \in [60\,\mathrm{m}, 80\,\mathrm{m}]$ (unten).

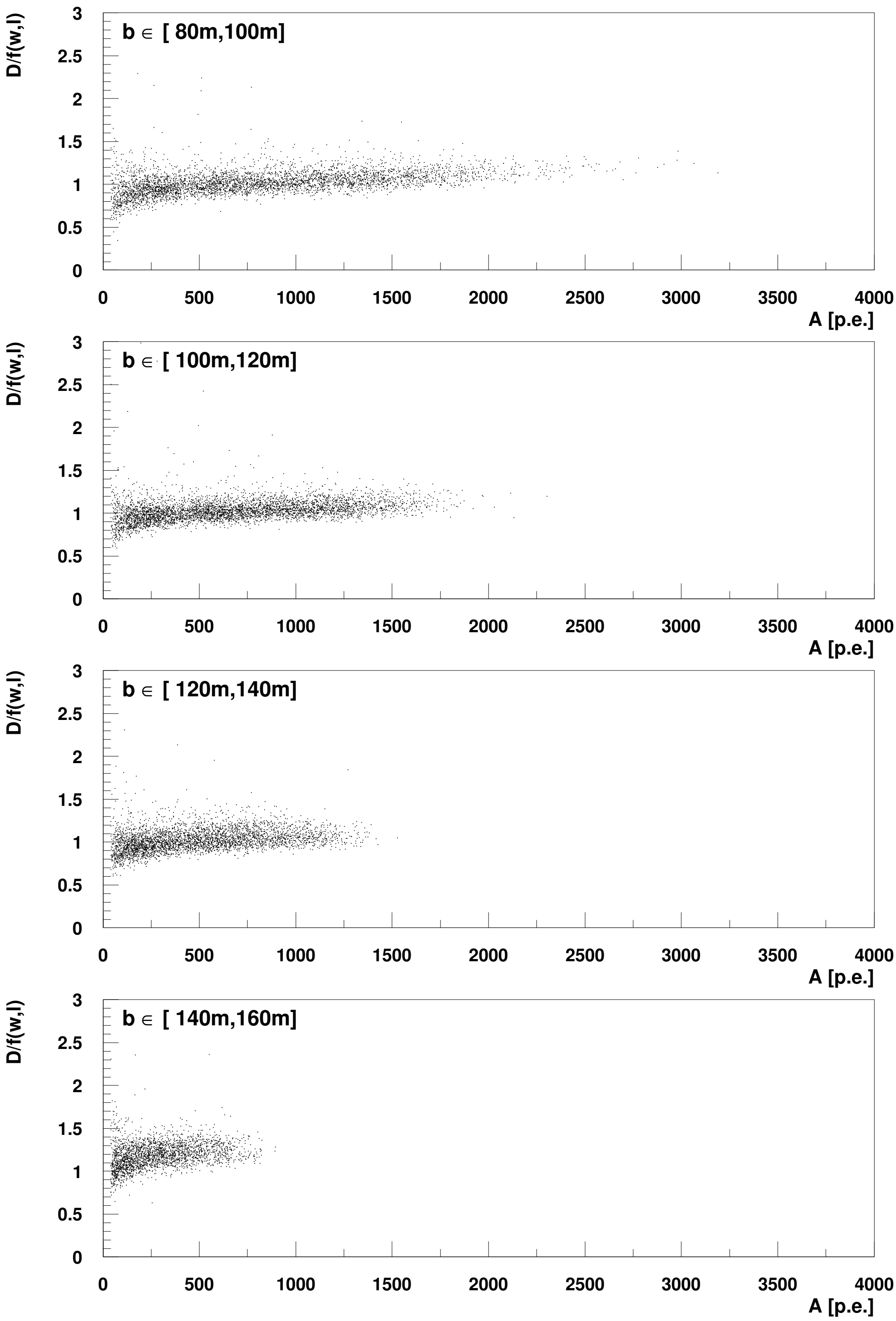


Abbildung A.2: Aufgetragen ist $D/f(w,l)$ über der Bildhelligkeit A für die Stoßparameter $b \in [80\,\mathrm{m}, 100\,\mathrm{m}]$ (oben) $b \in [100\,\mathrm{m}, 120\,\mathrm{m}]$ (zweites von oben) $b \in [120\,\mathrm{m}, 140\,\mathrm{m}]$ (drittes von oben) $b \in [140\,\mathrm{m}, 160\,\mathrm{m}]$ (unten).

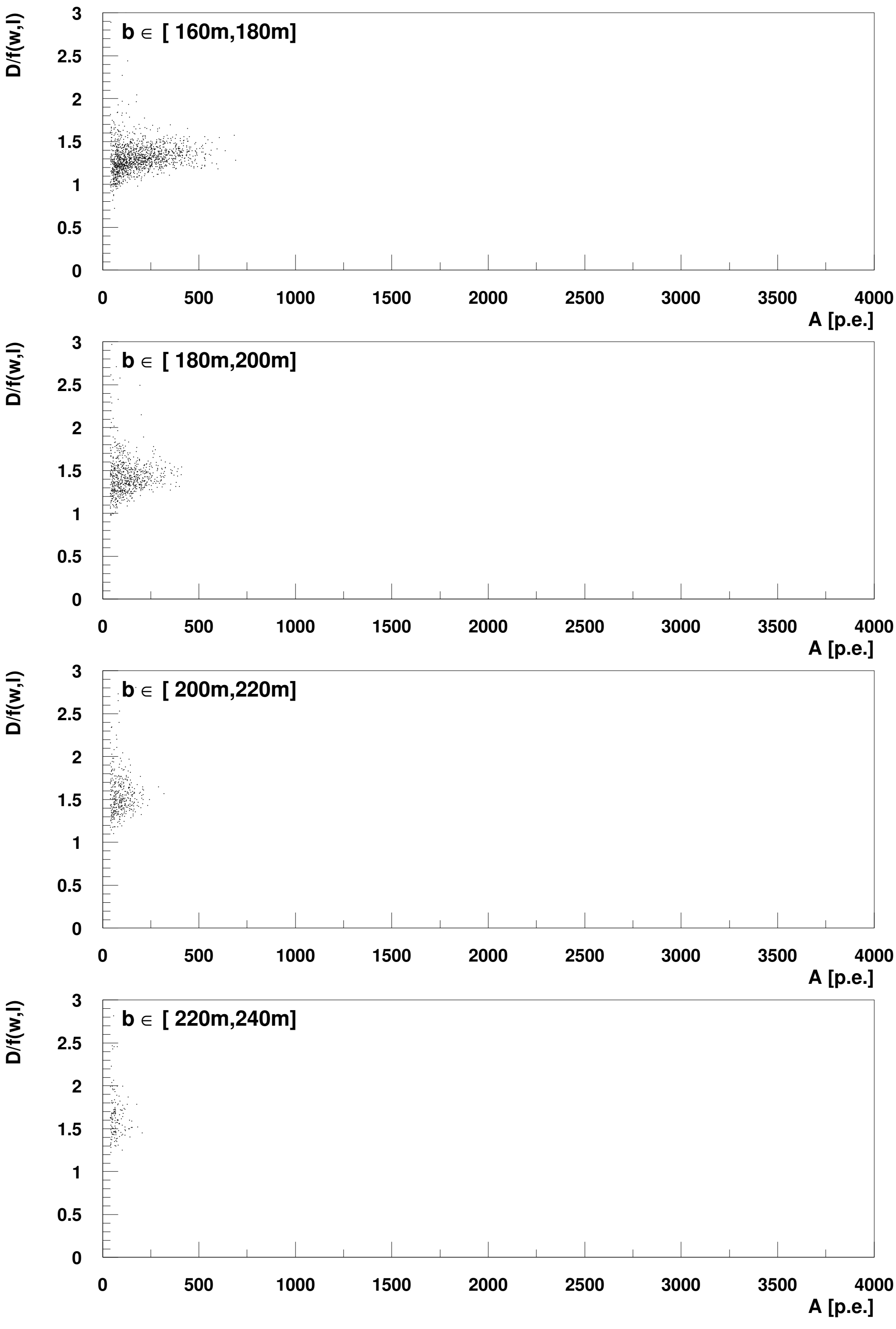


Abbildung A.3: Aufgetragen ist $D/f(w,l)$ über der Bildhelligkeit A für die Stoßparameter $b \in [160\,\mathrm{m}, 180\,\mathrm{m}]$ (oben) $b \in [180\,\mathrm{m}, 200\,\mathrm{m}]$ (zweites von oben) $b \in [200\,\mathrm{m}, 220\,\mathrm{m}]$ (drittes von oben) $b \in [220\,\mathrm{m}, 240\,\mathrm{m}]$ (unten).

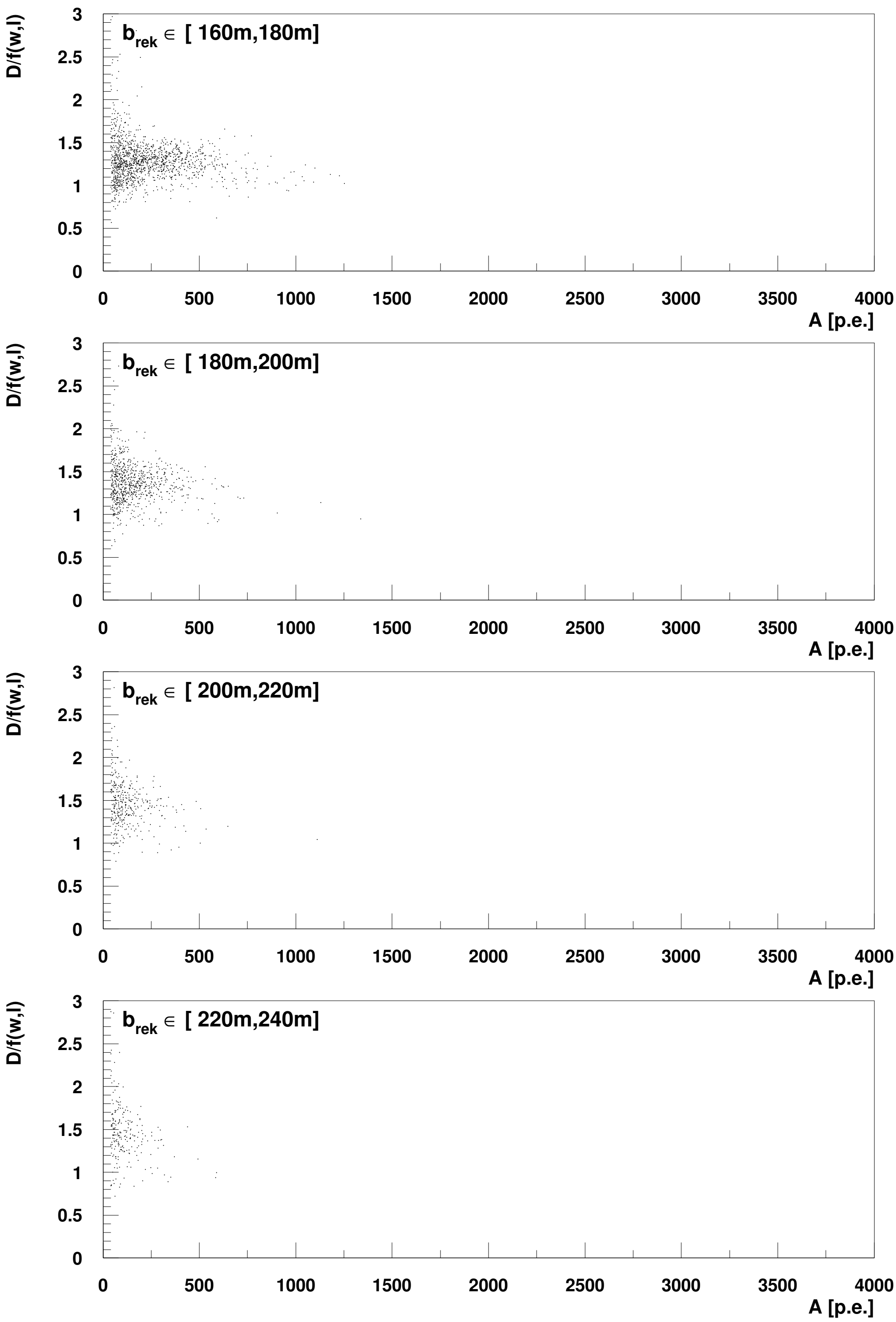


Abbildung A.4: Aufgetragen ist $D/f(w,l)$ über der Bildhelligkeit A für die Intervalle des rekonstruierten Stoßparameters $b_{\mathrm{rek}} \in [160\,\mathrm{m}, 180\,\mathrm{m}]$ (oben) $b_{\mathrm{rek}} \in [180\,\mathrm{m}, 200\,\mathrm{m}]$ (zweites von oben) $b_{\mathrm{rek}} \in [200\,\mathrm{m}, 220\,\mathrm{m}]$ (drittes von oben) $b_{\mathrm{rek}} \in [220\,\mathrm{m}, 240\,\mathrm{m}]$ (unten).

Literaturverzeichnis

[Aha99] *The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997, I: Data from the stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescope system of HEGRA*, Astronomy and Astrophysics 342, 69, 1999

[Ben89] *CERN Program Library*, CERN Program Library Section, 1989

[Ber98] K. Bernlöhr, *CORSIKA and SIM_TELARRAY - A package for the simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique and an investigation of important environmental parameters for such simulation*, interner Bericht, 1998

[Ber00] K. Bernlöhr *Impact of atmospheric parameters on the atmospheric cherencov technique*, Astroparticle Physics, 12, 255, 2000

[Cap89] J. N. Capdevielle, *A Monte Carlo generator for cosmic-ray collisions*, Journal of Physics G, 15, 909, 1989

[Dav57] J.M. Davies, E.S. Cotton, Journal of Solar Energy, 1, 16, 1957

[Dem98] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer-Lehrbuch, Berlin, 1998

[Dol90] P. Doll et al., *The KASCADE Project*, Report 4686 (1990), Kernforschungszentrum Karlsruhe; Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 14A, 336, 1990

[Fes85] D. P. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic showers*, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, 1985

[Fle94] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *SIBYLL: An event generator for simulations of high energy cosmic ray cascades*, Physical Review D, 50, 5710, 1994

[Gre65] K. Greisen, In J. G. Wilson *Progress in Cosmic Ray Physics*, Band III, Seite 1, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965

[Gri70] P. K. F. Grieder, Report INS-JI25, Inst. for Nuclear Studies, Univ. of Tokyo, 1970

[Hec98] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998

[Hec00] D. Heck, J. Knapp, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 2000

[Hei54] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford, 1954

[Hil85] A. M. Hillas, *Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei*, Proc. 19th ICRC La Jolla, 3, 445, 1985

[Hil95] A. M. Hillas, *The MOCCA program: MOnte Carlo CAscades*, Proc. 24th ICRC Rome, 1, 270, 1995

[Hof99] W. Hofmann et. al., *Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images*, Astroparticle Physics, 12, 135, 1999

[Hor00] D. Horns, *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Enstein-Kondensaten in TeV-Photonen*, dissertation.de, Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Hamburg 2000

[Kal93] N. N. Kalmykov, S. S. Otapchenko, Yad. Fiz., 56, 105, 1993

[Ker94] M. P. Kertzman, G. H. Sembroski, *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, Nuclear Instruments and Methods A, 343, 629, 1994

[Kla97] H. O. Klages et al., *The KASCADE Experiment*, Proc. 25th ICRC Durban, 6, 141, 1997; Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 52B, 92, 1997

[Koe98] K. Koehler, *Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Cherenkov-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energie-Spektrum der aktiven Galaxie Markarian 501*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1998

[Kon00] A. K. Konopelko, A. V. Plyasheshnikov, *ALTAI: computational code for the simulations of TeV air showers as observed with the ground-based imaging atmospheric Cherenkov telescopes*, Nuclear Instruments and Methods A, 450 (2-3), 419, 2000

[Les01] R. W. Lessard. J. H. Buckley, V. Connaughton, S. Le Bohec, *A new analysis method for reconstructing the arrival direction of TEV gamma rays using a single imaging atmospheric Cherenkov telescope*, Astroparticle Physics, 15(1), 2001

[LiM83] T. Li, Y. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, Astrophysical Journal, 272, 317, 1983

[Nel85] W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, *The EGS4 Code System*, Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985

[PDG00] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Springer, Juli 2000

[Ran95] J. Ranft, *Dual parton model at cosmic ray energies*, Physical Review D, 51, 64, 1995

[Ulr96] M. Ulrich, *Eine neue Bildanalysemethode für Abbildende Atmosphärische Cherenkov Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels*, Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

[Ulr97] M. Ulrich et al., *An improved technique for the determination of shower geometry from single and stereo IACT images*, Journal of physics G 24, 883, 1997

[Wer93] K. Werner, *Strings, Pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies*, Physics Reports, 232, 87, 1993

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann für die gute und nette Betreuung bedanken.

Weiterer Dank für die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe und die vielen wertvollen Diskussionen gilt Matthias Beilicke, René Cornils, Niels Götting, Dieter Horns, Alexander Petz, Jan Robrade, André Röhring, Björn Schirike und Martin Tluczykont.

Für zusätzliche hilfreiche Kommentare zur Ausarbeitung danke ich Bastian Angermann und Birgit Fuhrmeister.

Erklärung:
Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine weiteren Hilfmittel als die angegebenen Quellen verwendet habe.

Hamburg, den Joachim Ripken