





FACHBEREICH NATURWISSENSCHAFTEN  
BERGISCHE UNIVERSITÄT  
WUPPERTAL

Untersuchung systematischer  
Rekonstruktionsunsicherheiten  
der Fluoreszenzdetektoren des  
Pierre Auger Observatoriums  
anhand experimenteller Daten

Nils Nierstenhöfer

Diplomarbeit

Juni 2007  
WU D 07 11



FACHBEREICH NATURWISSENSCHAFTEN  
BERGISCHE UNIVERSITÄT  
WUPPERTAL

Untersuchung systematischer  
Rekonstruktionsunsicherheiten  
der Fluoreszenzdetektoren des  
Pierre Auger Observatoriums  
anhand experimenteller Daten

Nils Nierstenhöfer

Diplomarbeit

Juni 2007  
WU D 07 11

## Zusammenfassung

Die Meßdaten des Pierre Auger Observatoriums aus dem Zeitraum Januar 2004 bis April 2007 wurden auf systematische Rekonstruktionsunsicherheiten untersucht, ohne auf Simulationen zurückzugreifen. Dazu wurden Programme und (Datenbank-) Strukturen zur automatisierten Prozessierung großer Datenmengen auf Großrechnern wie dem Wuppertaler ALICE-Next Cluster entwickelt. Die Daten des Fluoreszenzdetektors wurden von künstlichem Untergrund bereinigt. Anhand von Mehrteleskopereignissen wurde die Einzelteleskopauflösung (Hybrid) bestimmt zu: Winkel  $\sigma_{\text{CS}\%}^{\alpha} = 0,99^{\circ}$  und Auftreffort  $\sigma_{\text{CS}\%}^d = 310$  m der Schauerachse, sowie Energie  $\sigma_{\text{CS}\%}^E = 7,2\%$  und Schauermaximum  $\sigma_{\text{CS}\%}^{X_{\text{max}}} = 21$  g/cm<sup>2</sup>. Die Energie und die nördliche Komponente des Auftreffortes für das Teleskop-Paar Los Leones-Coihueco werden systematisch verschoben rekonstruiert.

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Kosmische Strahlung und das Pierre Auger Experiment</b>	<b>5</b>
2.1	Ursprünge der kosmischen Strahlung . . . . .	6
2.2	Ausgedehnte Luftschauer . . . . .	10
2.3	Das Pierre Auger Experiment . . . . .	12
2.3.1	Der Bodendetektor . . . . .	13
2.3.2	Die Fluoreszenzteleskope . . . . .	15
2.4	Ungelöste Probleme und erste Resultate . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Massenproduktion</b>	<b>24</b>
3.1	Zielsetzung . . . . .	24
3.2	Die Struktur . . . . .	25
3.3	Datenbankorganisation . . . . .	28
3.4	Aufbau der Softwaremodule . . . . .	30
3.5	Durchgeführte Rekonstruktionen . . . . .	34
3.6	Fazit . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Laseruntergrund in den FD-Daten</b>	<b>36</b>
4.1	Der GPS-Nanosekunden Schnitt . . . . .	36
4.2	Identifizierung der restlichen Spitzen . . . . .	41
4.3	Eigenschaften der LIDAR-Ereignisse . . . . .	44
4.4	Fazit . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Analyse von Stereoereignissen</b>	<b>54</b>
5.1	Hybrid-Stereoereignisse . . . . .	54
5.1.1	Auflösung . . . . .	55

---

5.1.2	Pullverteilungen . . . . .	63
5.1.3	Systematiken in der Energierekonstruktion . . . . .	63
5.2	FD-Stereoereignisse . . . . .	66
5.2.1	Die Suche nach Stereoereignissen . . . . .	66
5.2.2	Auflösung . . . . .	68
5.2.3	Pullverteilungen . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Vergleich von FD und Hybrid-Rekonstruktion</b>	<b>74</b>
6.1	Systematiken in der Rekonstruktion der Luftschauergeometrie . . . . .	74
6.2	Vergleich der Rekonstruktion profilabhängiger Meßwerte . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
<b>A</b>	<b>Ergänzende Graphen zu Kapitel 4</b>	<b>85</b>
A.1	Ergänzendes zum GPS-Nanosekunden Schnitt . . . . .	85
A.2	Weitere Abbildungen zur Identifizierung der restlichen Spitzen . . . . .	85
<b>B</b>	<b>Ergänzende Abbildungen zu Kapitel 5</b>	<b>99</b>

# KAPITEL 1

---

## Einleitung

---

Vor rund einhundert Jahren begann mit sieben von Hess durchgeführten Ballonexperimenten die Erforschung der kosmischen Strahlung. Hess fand bei seinen Flügen heraus, daß die Entladungsgeschwindigkeit hochempfindlicher Elektroskope oberhalb einer Höhe von ca. 1000 m deutlich zunahm. Aus seinen Messungen leitete er die Existenz einer extraterrestrischen Strahlung ab, die heute als kosmische Strahlung bezeichnet wird [26]. 1938 berichtete Auger von der Beobachtung spontan und in Koinzidenz auftretender großer Gruppen geladener Teilchen [6]. Was er sah waren die „Fußabdrücke“ von Luftschauern, ausgelöst von den Wechselwirkungen der Teilchen der hochenergetischen kosmischen Strahlung mit den Atomkernen der Atmosphäre. Mit seiner Arbeit legte er den Grundstein für indirekte Vermessungstechniken zur Erforschung der kosmischen Strahlung.

Trotz großer Bemühungen ist der Ursprung der kosmischen Strahlung bis heute noch nicht verstanden. An Ideen und Modellen mangelt es allerdings nicht. Vielmehr erweist sich die Vermessung insbesondere bei hohen Energien als sehr schwierig. Verschiedene Meßmethoden und Wechselwirkungsmodelle liefern unterschiedliche, teilweise widersprüchliche Ergebnisse. Da man für die höchstenergetischen Bereiche Flüsse von weniger als einem Teilchen pro Jahrhundert und Quadratkilometer erwartet, ist die Zahl der vermessenen Luftschauer in diesen Energiebereich gering und ihr Verständnis wird somit zusätzlich erschwert.

Ausgehend von dieser Problematik wurde das Pierre Auger Experiment begründet. Es vereint zwei unabhängige Meßmethoden in einem großen Hybrid-Detektor. Auf einer Fläche von 3000 km<sup>2</sup> vermessen 1600 Wasser-Cherenkov Tanks die Lateralverteilung der geladenen Teilchen eines Luftschauers am Boden. Dabei wird ausgenutzt, daß die hochenergetischen, geladenen Teilchen in Wasser Cherenkovlicht erzeugen. Zusätzlich beobachten 24 Fluoreszenzteleskope das longitudinale Schauerprofil. Das Fluoreszenz-

licht wird als Folge der Anregung von Stickstoffmolekülen in der Atmosphäre durch die geladenen Teilchen des Luftschauers emittiert. Die Informationen aus beiden Detektorsystemen können zu einer Hybrid-Messung kombiniert werden. Mit einem Detektor solchen Ausmaßes ist es möglich, trotz des geringen Flusses den Ursprung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung zu erforschen. Zudem können Analysen von den Stärken der beiden unabhängigen Nachweistechiken profitieren.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird ein kurzer Überblick über den Stand der experimentellen Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung gegeben. Zudem werden die Ziele, erste Resultate und der Aufbau des Pierre Auger Experimentes behandelt. Im darauf folgenden Kapitel wird die Funktionsweise eines Computerprogramms beschrieben, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Es ermöglicht die Organisation von Simulation und Meßdatenrekonstruktion auf einem Großrechner. Das vierte Kapitel befasst sich mit der Reinheit der Fluoreszenzdaten des Pierre Auger Experiments. Es wird eine Methode vorgestellt, um den durch Vermessung der Atmosphäre im Detektorvolumen auftretenden Untergrund durch Laserlicht zu identifizieren. Kapitel fünf behandelt eine auf Meßdaten basierende Abschätzung der Detektorauflösung und die Suche nach systematischen Rekonstruktionsunsicherheiten mit Mehrteleskop-Ereignissen. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse von Hybrid- und Fluorenzmessungen verglichen. Dieses Vorgehen ermöglicht eine von Simulationen unabhängige Suche nach systematischen Unsicherheiten in der Rekonstruktion der Fluoreszenzdaten.

---

 Kosmische Strahlung und das Pierre Auger Experiment
 

---

Die Energien der kosmischen Strahlung erstrecken sich über 12 Größenordnungen angefangen bei einigen hundert MeV. Die größten jemals gemessenen Energien überschreiten  $10^{20}$  eV. Die Quellen dieser ultrahochenergetischen Teilchen konnten bis heute nicht eindeutig identifiziert werden. Das liegt auch daran, daß der mehr als 30 Dekaden überdeckende Fluß der kosmischen Strahlung, einem Potenzgesetz folgend mit der Energie abfällt und solche Luftschauer nur selten beobachtet werden können. Schon ab einer Energie von  $\sim 10^{14}$  eV wird der Fluß der kosmischen Strahlung so gering, daß eine direkte Messung mit Satelliten- oder Ballonexperimenten unmöglich wird. Für höhere Energien kann alternativ die von einem Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugte und von seiner Energie genährte Teilchenkaskade in der Atmosphäre vermessen werden. Eine Zusammenstellung der Messungen des Energiespektrums unterschiedlichster Experimente zeigt Abbildung 2.1. Für kleine Energien bis zu einigen GeV wird das Spektrum noch von den Sonnenaktivitäten beeinflusst, geht aber dann in ein gebrochenes Potenzgesetz über

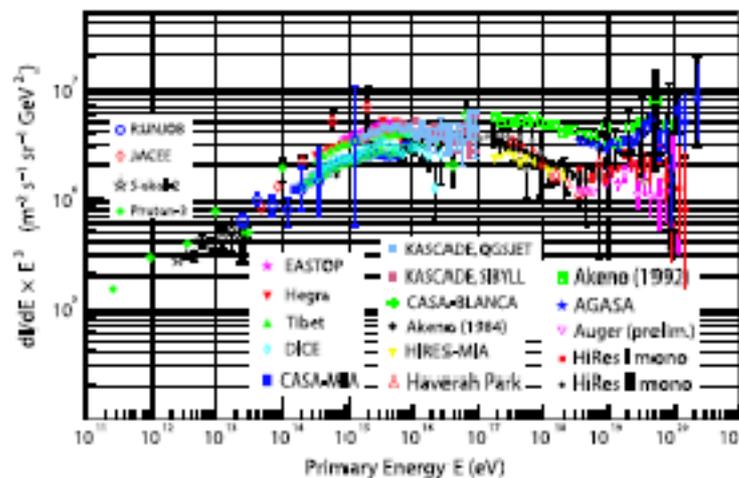
$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

mit [53]

$$\alpha = \begin{cases} 2,67 & \text{falls } E < 10^{15,4} \text{ eV} \\ 3,10 & \text{falls } 10^{15,4} \text{ eV} < E < 10^{18,5} \text{ eV} \\ 2,75 & \text{falls } 10^{18,5} \text{ eV} < E \end{cases} . \quad (2.2)$$

Die Stellen, an denen sich die Steigung ändert, werden als Knie und Knöchel bezeichnet. Ursprung, Lage sowie die Komposition der kosmischen Strahlung in diesen Bereichen sind noch nicht voll verstanden.

Einige häufig diskutierte Ideen und Modelle zur Klärung der Sachverhalte sollen im



**Abbildung 2.1:** Zusammenstellung der differentiellen Energiespektren wie vermessen von verschiedenen Experimenten. Das differentielle Spektrum ist mit  $E^3$  gewichtet, um die Struktur des Spektrums hervorzuheben. Entnommen aus [29].

Folgenden kurz vorgestellt werden. In den Abschnitten 2.2 und 2.3 wird die Entwicklung von Luftschauern und ihre Vermessung mit dem Pierre Auger Experiment beschrieben. Abschnitt 2.4 diskutiert kurz die ersten Resultate des Pierre Auger Observatoriums und ihre Eingliederung in das Gebiet der Astroteilchenphysik.

## 2.1 Ursprünge der kosmischen Strahlung

Es gibt zwei Ansätze, um die Herkunft der kosmischen Strahlung zu erklären: Beschleunigungsmodelle (bottom-up) gehen davon aus, daß die geladenen Teilchen in elektromagnetischen Feldern lokalisierter, astrophysikalischer Objekte beschleunigt werden. Nicht-Beschleunigermodelle (top-down) dagegen postulieren die Existenz von schweren („quasi“) Teilchen, deren Zerfallsprodukte für die ultrahochenergetische kosmische Strahlung verantwortlich sein könnten.

Die direkte Beschleunigung wäre zum Beispiel in elektrischen Feldern möglich, erzeugt in schnell veränderlichen Magnetfeldern von Pulsaren oder aktiven galaktischen Kernen (AGN). Dieser Mechanismus bietet eine schnelle Beschleunigung. Für AGN ist er allerdings dadurch limitiert, daß er im Bereich hoher Dichten agieren würde, in dem die beschleunigten Teilchen ihre Energie durch Wechselwirkung mit der umgebenden Materie schnell wieder verlieren könnten. Zudem ist es schwierig, in solchen Modellen ein Potenzspektrum zu reproduzieren [4].

Im Jahr 1949 schlug Fermi die Beschleunigung geladener kosmischer Teilchen durch diffuse, kollisionslose Streuung an sich bewegenden, magnetisierten Plasmawolken vor

[21]. Der relative Energiegewinn  $\xi \sim (V/c)^2$  pro Wechselwirkung ist dabei proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit  $V$  der Wolke. Eine effektivere Abwandlung von Fermis Idee ist die Beschleunigung an Schockfronten, hier findet man  $\xi \sim V/c$  [22]. Hierbei bezeichnet  $V$  nun die Geschwindigkeit des hinter der Schockfront zurückbleibenden Gases. Aufgrund ihrer Potenz in  $V/c$  werden diese Mechanismen häufig als Fermibeschleunigung erster und zweiter Ordnung bezeichnet. Beide liefern pro Wechselwirkung einen Energiegewinn  $\Delta E = \xi E_0$ , der proportional zur Anfangsenergie  $E_0$  ist, wobei sich die Wahrscheinlichkeit  $P_{Ent}$  für das Entkommen des Teilchens aus dem Magnetfeld des Beschleunigers mit wachsender Energie erhöht. Aus der Verknüpfung dieser beiden Tatsachen folgt, daß das integrale Energiespektrum von Fermi-Beschleunigern einem Potenzgesetz folgt mit spektralem Index  $\gamma = P_{Ent}/\xi$  [30]. Für den Spezialfall des Fermi-Mechanismus erster Ordnung wird unter der Annahme eines monoatomaren idealen Gases zusätzlich die Beziehung

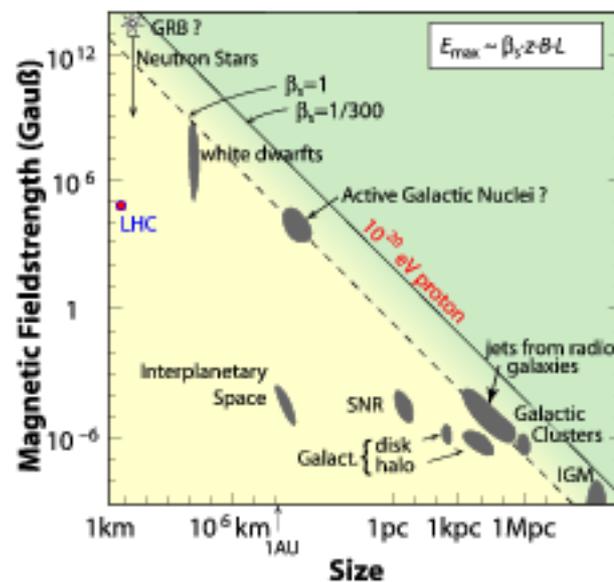
$$\gamma = 1 + \frac{4}{M^2} \quad (2.3)$$

hergeleitet. Dabei bezeichnet  $M = V/c_{Schock} \gg 1$  die Machzahl. Es ist bemerkenswert, daß in einem stark vereinfachten und als „Leaky-Box“ bezeichneten Propagationsmodell ein initiales Protonenspektrum mit integralem Index  $\gamma = 1 + 4/M^2 \approx 1,1$  mit einem beobachtbaren  $\gamma \approx 1,7$ -Spektrum vereinbar ist [22]. Fermi Beschleunigung und Teilchenpropagation wären demnach theoretisch in der Lage, das gemessene differentielle Energiespektrum bis zum Knie (vgl. Gleichung 2.1) zu reproduzieren<sup>1</sup>.

Das erwähnte Leaky-Box Modell ist eine Gleichgewichts-Näherungslösung der allgemeinen Transportgleichung [46]. Dabei geht man von einer zeitlich konstanten, energieabhängigen Wahrscheinlichkeit für das Entweichen der Teilchen aus der Galaxie aus, vernachlässigt Energieänderungen und Konvektion aber erlaubt Kernwechselwirkungen und Zerfälle.

Mit der Frage, in welchen astrophysikalischen Objekten die gesuchten Beschleuniger lokalisiert sein könnten, befasst sich Hillas in [27]. Darin schätzt er die maximale Energie  $E_{max} = \beta_x z B L$  ab, die ein Teilchen mit der Ladungszahl  $z$  erreichen kann, bevor es dem Magnetfeld  $B$  des Beschleuniger mit Schockgeschwindigkeit  $\beta_x$  und Larmoradius  $L$  entkommen kann. Astrophysikalische Quellen mit festen Schockgeschwindigkeiten, die für die Beschleunigung einer bestimmten Teilchensorte bis zu Energien  $E_{max}$  in Frage kommen, sollten in Abbildung 2.2 auf einer Geraden liegen gemäß

$$\log\left(\frac{B}{\mu\text{Gauss}}\right) = \log\left(\frac{E_{max}}{z\beta_x 10^{18}\text{eV}}\right) - \log\left(\frac{L}{\text{kpc}}\right). \quad (2.4)$$



**Abbildung 2.2:** Hillas-Diagramm aus [15]. Gezeigt wird eine Auswahl an astrophysikalischen Objekten, die als Beschleuniger für die kosmische Strahlung diskutiert werden. Objekte unterhalb der Geraden kommen für die Beschleunigung zu Energien über  $10^{20}$  eV nicht in Frage. (Proton mit  $\beta_s=1$  oder  $\beta_s = 1/300$ .)

Kombiniert man die Aussagen des Hillas-Diagramms mit dem Resultat, daß Fermi-beschleunigung und Teilchenpropagation den gemessenen spektralen Index  $\gamma \sim 1.7$  reproduzieren können, so scheinen galaktische Supernova Überreste gute Kandidaten für die Quellen kosmischer Strahlung bis in die Knieregion zu sein. Das Knie markiert in solchen Überlegungen den Übergang zu einem anderen Quelltyp. Beispiele für Quelltypen, die oberhalb des Knies beitragen können sind Pulsare und Binärsysteme. Andere Modelle schlagen vor, daß das Magnetfeld der Galaxie - ebenso wie das von Beschleunigern - Teilchen nur binden kann, so lange sein Gyroradius  $r_G \propto E/(zB)$  kleiner ist als die Ausdehnung der Galaxie. Für größere Energien wächst  $r_G$  und damit die Wahrscheinlichkeit dem Magnetfeld zu entkommen an, das Spektrum wird steiler. Das Knie markiert demnach den Punkt des Energiespektrums, ab dem die Teilchen beginnen, die Galaxie zu verlassen. Zusätzlich ist der Gyroradius  $r_G$  abhängig von der Ladungszahl. Schwere Elemente sollten daher erst bei etwas größeren Energien aus den umgebenden Magnetfeldern entweichen. Demnach wäre das Knie eine Überlagerung vieler leicht versetzter elementenabhängiger Steigungsänderungen [5]. Tatsächlich beschreiben fast alle Experimente eine Änderung der Komposition zu schwereren Kernen zwischen  $5 \cdot 10^{15}$  eV bis  $10^{16}$  eV. Eine teilchenphysikalische Erklärung für eine Steigungsänderung im Energiespektrum wäre die Erzeugung unbekannter Elementarteilchen im Luftschauer.

<sup>1</sup>Hier entspricht  $\alpha = 1 + \gamma$

Die in diese Teilchen transferierte Energie könnte den verwendeten Nachweistechiken entgehen und zu einer systematischen Verschiebung der Energieskala führen. Die einzelnen Experimente sind sich zwar über die Existenz des Knies einig, nicht aber über seine Position und Form. Dieser Sachverhalt erschwert das Verständnis des Phänomens. Der Knöchel wird häufig als Wechsel zu extragalaktischer Strahlung interpretiert. Das Fly's Eye Experiment berichtet einen Übergang von schweren zu leichten Kernen in der kosmischen Strahlung im Bereich des Knöchels, also genau anders herum als im Fall des Knies [14]. Diese Tatsache läßt sich dadurch erklären, daß extragalaktische Beschleuniger schwere Kerne bis zu höheren Energien binden können. Es handelt sich hier um das gleiche Prinzip wie zuvor bei der Erklärung des Knies, mit dem Unterschied, daß man den Sachverhalt jetzt als außenstehender Beobachter wahrnimmt. Im Fall des Knies sitzt man in der „leaky box“, im Fall des Knöchels außerhalb.

Abbildung 2.2 macht aber auch deutlich, daß es nicht viele Quellen gibt, die offensichtlich für die Beschleunigung kosmischer Protonen in Energiebereiche von  $10^{20}$  eV verantwortlich sein können. Zudem wurde in Gleichung 2.3 ein Energieverluste durch Photo-Pion Produktion (s. unten) sowie durch Synchrotronstrahlung vernachlässigt. Diskutiert werden zum Beispiel: Radio-Galaxien, aktive galaktische Kerne (AGN), kollidierende Galaxien sowie Pulsare [47].

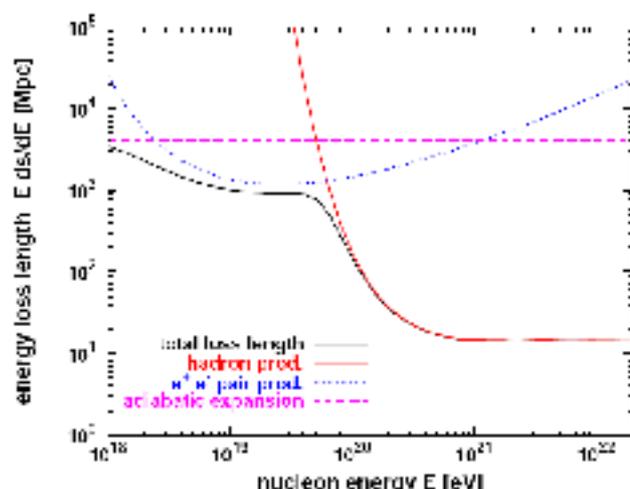
Eine weitere Einschränkung für mögliche extragalaktische Beschleuniger ist der GZK-Effekt [24, 54]. Demnach verlieren hochenergetische Protonen durch Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMBR) Energie,  $p + \gamma_{\text{CMBR}} \rightarrow \pi^0 + p$  oder  $\pi^+ + n$ . Ein andere mögliche Reaktion ist Bethe-Heitler Paar-Produktion,  $p + \gamma_{\text{CMBR}} \rightarrow p + e^+ + e^-$ . Abbildung 2.3 zeigt die Distanz  $L_{\text{loss}}$ , nach der die Energie eines Protons auf  $1/e$  des Anfangswertes abgefallen ist:  $L_{\text{loss}} = E_p ds/dE_p$ . Es ist also unwahrscheinlich, daß Protonen mit einer Energie von  $\sim 10^{20}$  eV aus Entfernungen von mehr als 50 Mpc die Erde erreichen. Da in dieser Sphäre keine Quellen kosmischer Strahlung bekannt sind erwartet man ein Abbrechen des Energiespektrums für hohe Energien (GZK-Effekt).

Da die geladenen Teilchen mit Energien im Bereich des GZK-Effekts kaum in den galaktischen und extragalaktischen Magnetfeldern abgelenkt werden, sollten ihre Ankunftsrichtungen mit der Position der Quellen korreliert sein<sup>2</sup>. Eine beobachtbare Richtungskorrelation mit einem der diskutierten Beschleuniger - auch mit einem Abbrechen des Energiespektrums - wäre demnach ein Beleg für die diskutierten Beschleuniger-Modelle (bottom-up).

Im Gegensatz dazu würde ein hohes Maß an Isotropie ohne GZK-cutoff auf nicht bekannte physikalische Prozesse in unserer direkteren Umgebung hinweisen. Diskutiert werden zum Beispiel der Zerfall superschwerer (top-down) Relikt-Teilchen oder topologische Defekte wie magnetische Monopole. Viele dieser Modelle erlauben zudem Aussagen über die Komposition der kosmischen Strahlung, an denen sie überprüft werden

<sup>2</sup>In [46] wird für ein Proton mit  $10^{20}$  eV auf einer Distanz von 20 Mpc in einem „random walk“ durch ein Magnetfeld der Kohärenzlänge 1 Mpc eine Ablenkung von  $2^\circ$  hergeleitet.

könnten [43, 30, 13].



**Abbildung 2.3:** Nach [47]. Vorhersagen des GZK-cutoffs über den Energieverlust von Protonen durch Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung.

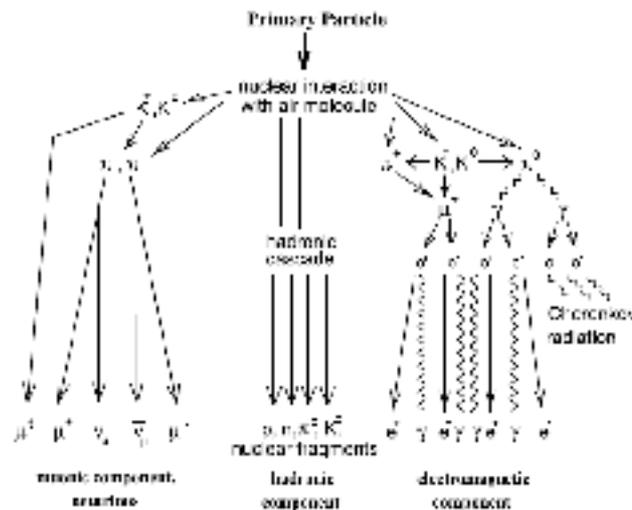
## 2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Wie schon erwähnt, ist der Fluß der kosmischen Strahlung für Energien oberhalb  $10^{14}$  eV so gering, daß eine direkte Messung praktisch unmöglich ist. Alternativ kann man jedoch die durch Wechselwirkung der primären Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Atomkernen der Atmosphäre induzierten Teilchenschauer vermessen. Die Entwicklung dieser Teilchenkaskaden, die als Luftschauer bezeichnet werden, soll im Folgenden kurz erläutert werden (Details s. [22, 46]).

Die Beschreibung von Luftschauern wird stark durch die Fluktuationen in der Höhe der ersten Wechselwirkung erschwert. Zudem wird die Situation durch die vielen energie- und dichteabhängigen Zerfalls- und Wechselwirkungsmöglichkeiten verkompliziert. Zusätzlich findet die erste Wechselwirkung der Luftschauerentwicklung bei so hohen Energien statt, daß die Wirkungsquerschnitte und Kernreaktionsmechanismen nicht aus Beschleunigermessungen bekannt sind. Die genauesten Aussagen über Luftschauer sind mit Simulationen möglich, in denen die bekannten Wirkungsquerschnitte in den interessierenden Energiebereich extrapoliert werden.

Analytisch ist die Luftschauerentwicklung nur in den Griff zu bekommen, wenn man sich auf die wahrscheinlichsten, bekannten Reaktionen konzentriert. In der ersten Wechselwirkung hadronischer Schauer entstehen größtenteils Mesonen, Pionen<sup>3</sup>  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$  und

<sup>3</sup>Da die Pionen ein Isospintriplet bilden werden sie in gleichen Verhältnissen erzeugt.



**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellung der wahrscheinlichsten Teilchenreaktionen in einem Luftschauer, und ihre Einteilung in hadronische, myonische und elektromagnetische Komponente. Nach [3].

Kaonen  $K^\pm$ ,  $K^0$ . Gemeinsam mit gelegentlich erzeugten Protonen und Neutronen bilden sie die hadronische Komponente des Luftschauers (vgl. Abb. 2.4). Die neutralen Pionen zerfallen in 99,8% aller Fälle in ein Photonenpaar  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Diese Photonen induzieren über  $e^+e^-$ -Paarbildung und Bremsstrahlung kleine eigenständige Schauer, deren Gesamtheit man als elektromagnetische Komponente des Luftschauers bezeichnet. Diese kann im Fall hadronischer Luftschauer zusätzlich durch Zerfälle in der hadronischen Komponente verstärkt werden. Die geladenen Pionen  $\pi^\pm$  zerfallen über  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  bzw.  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  ( $\tau_0 \approx 26 \cdot 10^{-9}$  s) und induzieren so die myonische Komponente des Schauers. Die meisten dieser Myonen erreichen aufgrund ihrer durch Zeitdilatation verlängerten Lebensdauer ( $\tau_0 \approx 2,2 \mu\text{s}$ ) den Erdboden. Die neutralen Pionen dagegen zerfallen deutlich schneller ( $\tau_0 \approx 8 \cdot 10^{-17}$  s). Der elektromagnetische Teil des Luftschauers entwickelt sich daher am schnellsten. Ab einer Energie  $E_{krit}$  wird der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung allerdings von Energieverlusten durch Ionisation dominiert und die Teilchenzahl in der elektromagnetische Komponente wächst nicht mehr an.

Als longitudinales Schauerprofil bezeichnet man die Anzahl der Schauerteilchen  $N(X)$  als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $X$ . Ein stark vereinfachtes Modell, das die wichtigsten Eigenschaften elektromagnetischer Luftschauer wiedergibt, ist das Heitler-Modell [25]. Eine Teilchenkaskade besteht darin nur aus einer Teilchensorte, die nach einem Wegstück  $\lambda$  in zwei Teilchen mit halber Energie zerfällt. Dieser Zerfallsprozess

hört auf, sobald eine kritische Energie  $E_{krit}$  erreicht wird. Man findet,

$$N_{max} \propto E_0 \quad (2.5)$$

und

$$X_{max} \propto \log(E_0). \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet  $N_{max}$  die Anzahl der Teilchen am Schauermaximum  $X_{max}$ .

Diese Proportionalitäten gelten näherungsweise auch noch für Proton-induzierte Schauer, wenn man davon ausgeht, daß nur die Pionen der ersten Wechselwirkung zur elektromagnetischen Kaskade beitragen. Nach dem Superpositionprinzip folgt für einen Kern mit Massenzahl  $A$ ,

$$X_{max} \propto \log(E_0/A). \quad (2.7)$$

Auch die Tatsache, daß schwere Kerne ihr Schauermaximum früher ausbilden, wird also von diesem stark vereinfachten Modell richtig wiedergegeben.

Gaisser schlägt in [22] folgende als Gaisser-Hillas Funktion bekannte Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils für hadronische Schauer vor

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max} - \lambda}{\lambda}} e^{-\frac{X - X_1}{\lambda}}. \quad (2.8)$$

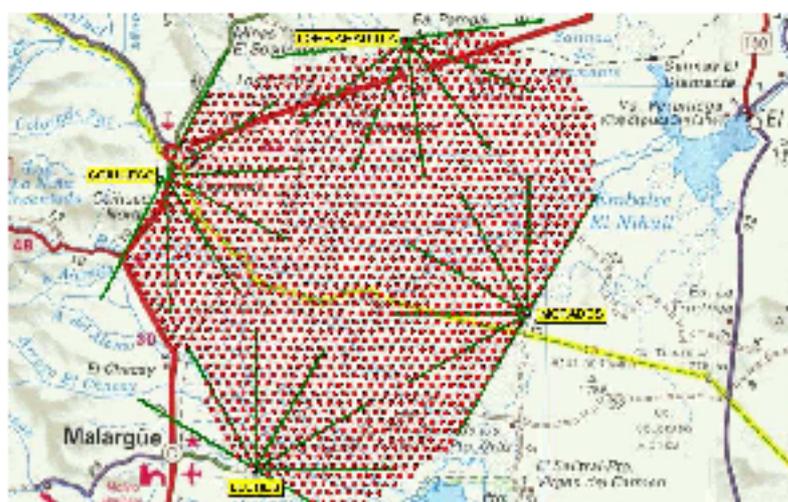
Dabei bezeichnet  $X_1$  den Punkt der ersten Wechselwirkung und  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge.

## 2.3 Das Pierre Auger Experiment

Im Rahmen des Pierre Auger Experiments sollen Energie, Winkelverteilung und Komposition der höchstenergetischen kosmische Strahlung am gesamten Himmel vermessen werden. Dazu sind insgesamt zwei unabhängige Detektoren auf der Nord- und Südhalbkugel geplant. Der nördliche Teil des Observatoriums soll im Südosten Colorados (USA) entstehen. Das Südexperiment in der argentinischen Pampa nahe der Stadt Malmargüe befindet sich kurz vor der Fertigstellung (s. Abb. 2.5). Das Observatorium vereint einen 3000 km<sup>2</sup> großen Bodendetektor, bestehend aus 1600 Wasser-Cherenkov Tanks mit einem unabhängigen System aus 24 Fluoreszenzteleskopen. Damit können Messungen von der nahezu modellunabhängigen Energiemessung der Fluoreszenzteleskope und der einheitlichen Apertur des Verbunds aus Wasser-Cherenkov Tanks zurückgreifen. Im Folgenden soll kurz die Arbeitsweise und das Zusammenspiel der beiden Detektorsysteme vorgestellt werden. Dabei wird die Funktionweise des Fluoreszenzdetektors stärker betont, da er für diese Arbeit von größerer Bedeutung ist (Für Details s. [8]).

### 2.3.1 Der Bodendetektor

Nach seiner Fertigstellung wird der Bodendetektor aus 1600 Wasser-Cherenkov Tanks bestehen, die in einem Abstand von 1,5 km auf einem hexagonalen Gitter angeordnet sind. Jeder Tank faßt  $12 \text{ m}^3$  ultrareinen Wassers. Das von den hochenergetischen geladenen Teilchen eines Luftschauers im Wasser generierte Cherenkov-Licht wird von drei Photomultipliern ( $\varnothing = 20,3 \text{ cm}$ , bzw. 8-inch) vermessen (s. Abb. 2.6). Die Stromversorgung geschieht über eine Kombination von Solarzellen und Batterien für den Nachtbetrieb. Die Kommunikation mit der Datennahme funktioniert über eine Funkverbindung.



**Abbildung 2.5:** Das Pierre Auger Experiment nach seiner Fertigstellung. Jeder der roten Punkte markiert einen der Wassertanks. Die Sichtfelder der 24 Teleskope werden durch die grünen Linien angedeutet [19].



Die Eigenschaften von Luftschauern können aus der Ladungsverteilung am Boden sowie dem zeitlichen Verlauf von Signalen aus mehreren Tanks rekonstruiert werden. Massensensitive Parameter dieser Meßmethode sind die Krümmung der Lateralverteilung, die Ausdehnung der Schauerfront sowie aus der Struktur der Photomultiplier-Signale abgeleitete Größen<sup>4</sup> [32]. Die Signalstärke  $S(1000)$  in 1000 m Entfernung vom Auftreffort ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens. Die funktionale Beziehung zwischen dem Wert  $S(1000)$  und der Energie wird im Rahmen des Auger-Experiments aus einem Vergleich mit den Energien der Fluoreszenzmessung gewonnen (s. Abschnitt 2.3.2). Die  $S(1000)$  Werte müssen dabei noch gemäß ihrer Einfallswinkel korrigiert werden [9]. Im Mai wurde der 1200. Wasser-Cherenkov Tank in der argentinischen Pampa in Betrieb genommen. Damit sind 75% des Bodendetektors installiert.

### 2.3.2 Die Fluoreszenzteleskope

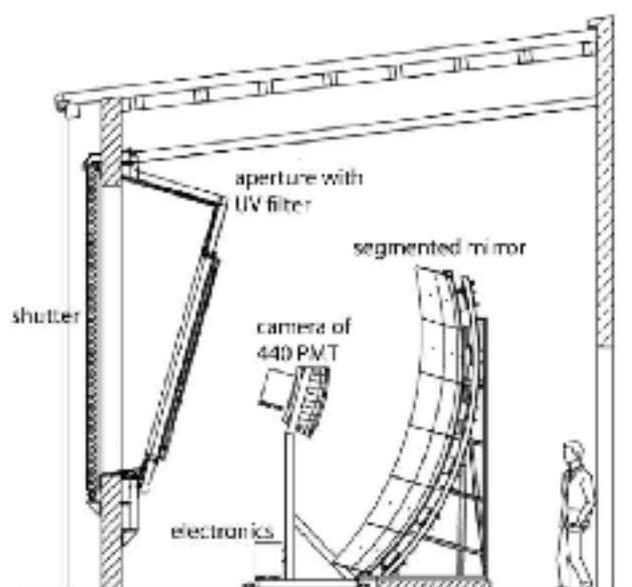
Als Folge der Anregung durch die geladenen Teilchen eines Luftschauers emittieren die Stickstoffmoleküle der Atmosphäre Fluoreszenzlicht im UV-Bereich zwischen 300 nm und 400 nm. Letzteres kann in dunklen, klaren Nächten detektiert werden. 24 Teleskope mit Schmidt Optik sind in vier Gebäuden rund um den Bodendetektor postiert, um so das longitudinale Luftschauerprofil zu vermessen. Jedes Teleskop hat ein Sichtfeld von  $30^\circ \times 30^\circ$ . Das einfallende Licht passiert zunächst eine Blende mit einem Durchmesser von 2,2 m und vorgeseztem UV-Filter (300 nm - 400 nm) und wird von einem 3,5 m  $\times$  3,5 m großen sphärischen Spiegel in eine mit  $20 \times 22$  Photomultipliern bestückte Kamera gelenkt (s. Abb. 2.7). Die hexagonalen Photomultiplier haben ein Sichtfeld von  $1,5^\circ$  und einen Durchmesser von 45 mm. An der Blende ist ein Korrektoring angebracht. Dabei handelt es sich um eine Linse mit einem inneren Radius von 0,85 m und einem äußeren Radius von 1,1 m. Damit ist es möglich, die effektive lichtsammelnde Fläche um einen Faktor zwei zu vergrößern ohne die optischen Eigenschaften zu verschlechtern [42]. Seit Anfang dieses Jahres ist nun auch das letzte der vier Teleskopgebäude in Loma Amarilla fertiggestellt und hat mit der Datennahme begonnen.

Zur Rekonstruktion der Luftschauergeometrie wird zunächst die Schauerdetektorebene (s. Abb. 2.8 (a)), die durch die Position des Teleskops und dem Abbild des Luftschauers in der Kamera definiert ist, bestimmt. Die Lage der Schauerachse in dieser Ebene wird durch die Änderung des Beobachtungswinkels  $\chi_i$  mit der Zeit  $t_i$  ermittelt, gemäß

$$t_i - t_0 = \frac{Rp}{c} \tan(\chi_0 - \chi_i) \quad (2.9)$$

(s. Abb. 2.8 (b)). Gleichung 2.9 beschreibt den Luftschauer als einen Punkt, der sich mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  auf einer Geraden durch das Gesichtsfeld des Teleskops bewegt.

<sup>4</sup>Myonen hinterlassen ein hohes, schmales Signal während Elektronen eine breitere, flachere Signatur in den Photomultiplier Pulsen hinterlassen. Durch häufigere Wechselwirkungen in der Atmosphäre erreichen die Elektronen zudem später den Bodendetektor.



**Abbildung 2.7:** Schematische Seitenansicht eines Fluoreszenzteleskops bestehend aus Blende mit UV-Filter, Kamera und Spiegel.

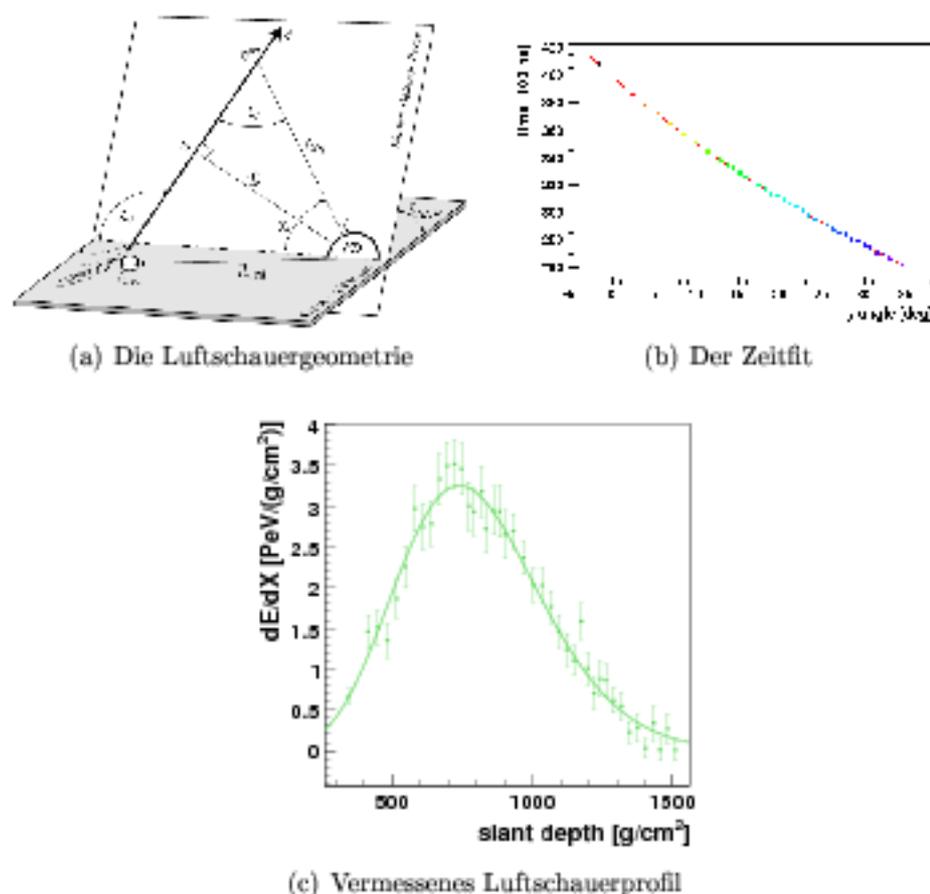
Die kürzeste Distanz zum Teleskop  $R_p$  wird dabei zum Zeitpunkt  $t_0$  eingenommen. Nutzt man zur Rekonstruktion der Schauergeometrie nur die Zeitinformation der Pixel der Fluoreszenzteleskope wird im weiteren Verlauf von einer FD-Messung gesprochen. Wird zusätzlich die Zeitinformation eines Wassertanks in der Rekonstruktion berücksichtigt, spricht man von einer Hybrid-Rekonstruktion.

Ist die Lage der Schauerachse bekannt, kann das longitudinale Schauerprofil berechnet und die Gaisser-Hillas Funktion 2.8 angefügt werden (s. Abb. 2.8 (c)). Integration über das so gefundene Schauerprofil

$$E = \frac{E_c}{X_0} \int N(X) dX \quad (2.10)$$

liefert eine Abschätzung für die Energie.  $E_c/X_0 \approx 2,2 \text{ MeV/g/cm}^2$  ist dabei ein Maß für den mittleren Energieverlust durch Ionisation des Schauers in der Atmosphäre [46].

Die Bestimmung des Schauerprofils aus Fluoreszenzmessungen ist mit verschiedenen systematischen Unsicherheiten verknüpft. Dazu gehören die Kalibration der Photomultiplier, Ungenauigkeiten in der Fluoreszenzausbeute des Luftschauers, sowie Instabilitäten der als Kalorimeter benutzten Atmosphäre. Zudem erzeugen die geladenen Teilchen des Schauers Cherenkovlicht, das bei der Berechnung des Schauerprofils subtrahiert werden muß. Nach [11] summieren sich diese Unsicherheiten zu einem systematischen Fehler von 25% in der rekonstruierten Energie auf.



**Abbildung 2.8:** Die Rekonstruktion:

(a) Erklärung der Luftschauergeometrie und Einführung der wichtigsten Parameter und ihren Bezeichnungen.

(b) Beispiel eines Fits von Gleichung 2.9 an den gemessenen zeitlichen Verlauf eines Luftschauers im Teleskop. Die farbigen Punkte repräsentieren je einen Pixel. In gezeigten Fall wurde zusätzlich die Zeitinformation eines Wasser-Cherenkov Tanks berücksichtigt (schwarzer Punkt).

(c) Ein Luftschauerprofil mit angefitteter Gaisser-Hillas Funktion.

Viele der zur hadronischen und myonischen Komponente beitragenden Teilchen erreichen den Erdboden. Ihre Energie wird nicht in der Atmosphäre deponiert und daher nicht von den Fluoreszenzteleskopen vermessen. Die so nicht registrierte Energie muß bei der Bestimmung der Energie aus der Fluoreszenzmessung berücksichtigt werden. Diese Korrektur hängt von Energie und Masse des Primärteilchens ab. Für große Energien wird sie kleiner, da der Wechselwirkungsquerschnitt für die Nukleonen anwächst und somit mehr Energie in die elektromagnetische Komponente transferiert wird. Da für schwere Kerne die Energie pro Nukleon sinkt, folgt demnach eine größere Abweichung der Fluoreszenzmessung von der wahren Energie.

Um aus dem detektierten Photonenfluß das Schauerprofil berechnen zu können, muß der Einfluß der atmosphärischen Bedingungen auf die Ausbreitung des Fluoreszenzlichtes eingebracht werden. Deshalb wird die Auswirkung von Rayleigh- und Mie-Streuung in der Atmosphäre im Detektorvolumen monitoriert. Unter Mie-Streuung versteht man die Streuung von Licht an Aerosolen, deren Größe im Bereich der Wellenlänge des optischen Lichts liegen. Rayleigh-Streuung beschreibt die Streuung des Lichtes an der Atomhülle von Luftmolekülen. Zusätzlich werden regelmäßig Luftdruck und Temperatur vermessen. Eine Auflistung der dafür verwendeten Geräte findet man in [32]. Viele dieser Systeme basieren auf dem gleichen Prinzip: Lichtsignale bekannter Intensität werden mit unterschiedlichen Winkeln in der Atmosphäre emittiert und vermessen. Durch den Vergleich der abgegebenen und der später vermessenen Intensität der Signale kann man das Absorptionsverhalten sowie die Streueigenschaften des Licht in der Atmosphäre bestimmen. Beispiele sind die APF<sup>5</sup> und LIDAR<sup>6</sup> Systeme sowie der CLF<sup>7</sup>. Während der CLF im Zentrum der Detektorfläche installiert ist, wurden vier LIDAR-Stationen nahe der Teleskope errichtet. Es gibt jeweils ein APF-System nahe Los Morados und Coihueco. Der im CLF installierte Laser gibt sekundlich zwei Signale ab, das erste nach jeweils 0,25 s und das zweite nach 0,5 s. Die LIDAR sind dagegen mit hochfrequenten 333 Hz-Lasern bestückt. Einzige Ausnahme ist das als Prototyp in Los Leones installierte System, das bis zum März des Jahres 2006 einen 10 Hz Laser benutzte<sup>8</sup>. Anfänglich befanden sich nur zwei LIDAR nahe Coihueco und Los Leones in Betrieb. Im März 2006 wurde dann ein zusätzliches System in Los Morados installiert. Der LIDAR in Loma Amarilla ist noch nicht einsatzbereit [50]. Die APF-Stationen emittieren ein Signal in der Sekunde. Da die Vermessung auch während der Datennahme durchgeführt wird, kann es passieren, daß die Signale von den Fluoreszenzteleskopen registriert und vermessen werden. Diese künstlichen Untergrundereignisse können allerdings anhand ihrer zuvor beschriebenen Zeitstruktur in den Daten identifiziert und aus den Analysen ausgeschlossen werden. Die erwartete Zeitstruktur der LIDAR-Signale

<sup>5</sup>Vermißt die Aerosol Phase Function (APF).

<sup>6</sup>Ligh Detection And Ranging

<sup>7</sup>Central Laser Facility

<sup>8</sup>Die Zeit vor diesem Umbau der LIDAR wird im Folgenden häufig als *alte*, die Zeit danach als *neue* LIDAR Konfiguration bezeichnet.

sowie die aus den Zeitfensterbreiten resultierenden theoretischen Totzeiten sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Frequenz / [s <sup>-1</sup> ]	Phasenverschiebung / [ns]	Zeitensterbreite / [ns]	Totzeit [%]
10	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	0,01
333	2,49 · 10 <sup>6</sup>	10 <sup>4</sup>	0,333

**Tabelle 2.1:** Zeitstruktur der LIDAR-Signale sowie die daraus folgende theoretische Totzeit des Fluoreszenzdetektors [35].

Zur absoluten Kalibration der Teleskope wurde eine diffuse, homogene Lichtquelle konstruiert, deren emittierter Lichtfluß aus Labormessungen bekannt ist. Sie kann vor der Blende des Teleskop angebracht werden, um die Photomultiplier gleichmäßig auszu-leuchten. Das Verhältnis von eingebrachter Intensität zum Photomultiplier-Signal wird zur Kalibrierung verwendet [16]. Zur relativen Kalibration werden über Diffuser Licht-impulse an unterschiedlichen Stellen in den Strahlengang der Teleskope eingebracht [18]: (A) zum direkten Ausleuchten der Kamera in der Mitte des Spiegels, (B) mit Blickrichtung Spiegel an den Seiten der Kamera, (C) neben der Teleskopöffnung. Das so gemessene Signal wird mit den Werten der zuletzt durchgeführten absoluten Kalib-ration verglichen. Zusätzlich kann dabei der relative Zeitversatz der Photomultiplier untereinander überprüft werden.

Die Fluoreszenzteleskope können nur in klaren, dunklen Nächten verwendet werden. Man kommt so auf eine theoretisch zur Verfügung stehende Meßzeit von 18%. Jeder Schauer mit einer Energie größer als 10<sup>19</sup> eV wird in mindestens einem der Teleskope getriggert. Für Energien um 10<sup>18</sup> eV liegt die Hybrid-Triggereffizienz bereits über 30% [20]. Da für die Hybrid-Rekonstruktion die zusätzliche Zeitinformation von nur einem Wassertank benötigt wird, ist die gefundene Energieschwelle  $\sim 10^{17}$  eV deutlich niedriger als im Fall des Bodendetektors, der mindestens drei getriggerte Tanks benötigt. Die Auflösung der Hybrid-Rekonstruktion wird in [20] mit Luftschauersimulationen im Energiebereich zwischen 10<sup>18</sup> eV und 10<sup>20</sup> eV untersucht. Die gefundenen Werte für den Abstand  $d$  des rekonstruierten Auftrefforts, die Abweichung  $\alpha$  der simulierten Schauer-achse, der relative Unterschied der Energien sowie die Differenzen der rekonstruierten  $X_{max}$ -Werte werden in Tabelle 2.2 wiedergegeben. Die Werte zeigen eine Verbesserung der Auflösung mit wachsender Energie. In dieser Simulation wurden nur Schauer mit einem Zenitwinkel zwischen  $0^\circ < \theta < 60^\circ$  und mindestens zwei getriggerten Tanks verwendet. Eine alternative Bestimmung der Auflösung wurde mit dem CLF durchge-führt [32]: Hierzu wurde über ein Lichtfaserkabel Licht vom CLF in einen naheliegenden Wasser-Cherenkov Tank geleitet. Dadurch ist es möglich, Hybrid-Ereignisse zu simu-lieren. Für die Abweichung  $d$  der rekonstruierten Position des CLF findet man so 57 m

und eine Winkelauflösung  $\alpha$  von  $0,6^\circ$ .

Einige Ergebnisse für die Auflösung aus FD-Simulationen werden in Tabelle 2.3 aufgeführt. Die enorme Verbesserung in der Hybrid-Rekonstruktion der Luftschauergeometrie wird deutlich, wenn man diese Werte mit denen aus Tabelle 2.2 vergleicht.

Der Augerdetektor bietet mit seinen 4 Teleskopgebäuden die Möglichkeit von Mehrte-

Energiebereich	$\alpha [^\circ]$		$d [m]$		$\frac{\Delta E}{E} [\%]$		$\Delta X_{max} [g/cm^2]$	
	50%	90%	50%	90%	50%	90%	50%	90%
$10^{18} \text{eV}$	0,5	1,55	35	155	9,5	20,5	21	74
$10^{19} \text{eV}$	0,35	1,10	35	120	4,5	12,5	14	62
$10^{20} \text{eV}$	0,35	0,9	50	100	2,5	16,5	12	69

**Tabelle 2.2:** Die Auflösung der Hybridrekonstruktion aus Simulationen in drei Energiebereichen, entnommen aus [20]. Nur Schauer mit Zenitwinkeln kleiner  $60^\circ$  und mindestens zwei getriggerten Bodenstationen wurden dabei berücksichtigt. Gegeben sind die Werte der Parameter, die 50% (Median) und 90% der Fehler-Verteilungen einschließen.

	$\alpha [^\circ]$	$d [m]$
50%	1,39	201
90%	13,02	2150

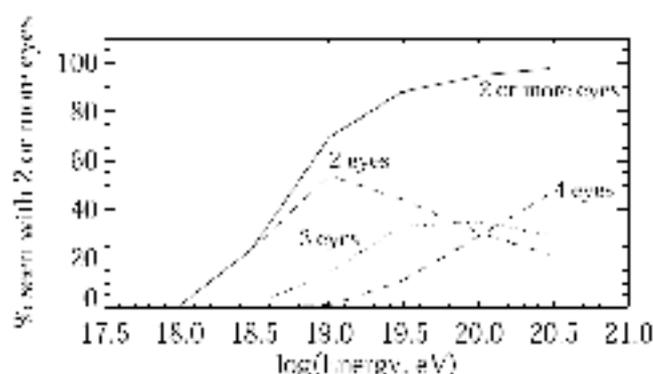
**Tabelle 2.3:** Auflösung für die FD-Rekonstruktion aus Simulationen in [45].

leskopbeobachtungen der gleichen Luftschauer. Die Detektion solcher Ereignisse beginnt ab einer Energie von  $10^{18}$  eV für zwei-Teleskopereignisse (Stereo) (s. Abb. 2.9) und ab  $10^{18,5}$  eV für drei-Teleskopereignisse. Eine Analyse von Mehrteleskopereignissen bietet gute Möglichkeiten zur Überprüfung von Detektor- und Rekonstruktionseigenschaften und zur Untersuchung systematischer Unsicherheiten.

## 2.4 Ungelöste Probleme und erste Resultate

Im Abschnitt 2.1 wurde bereits angedeutet, warum die Vermessung von Komposition, Winkelverteilung und Energiespektrum Schlüsselinformationen zum Verständnis der kosmischen Strahlung enthält. Das Fluoreszenzexperiment HiRes und der Szintillator-Bodendetektor AGASA boten dafür bislang die größte Statistik an Luftschauer im Energiebereich des Knöchels und des GZK-cutoffs. Im Folgenden soll kurz die momentane experimentelle Situation erläutert und die ersten Resultate der Pierre Auger Kollaboration vorgestellt werden.

Die AGASA-Kollaboration berichtet von einem Überschuß der kosmischen Strahlung



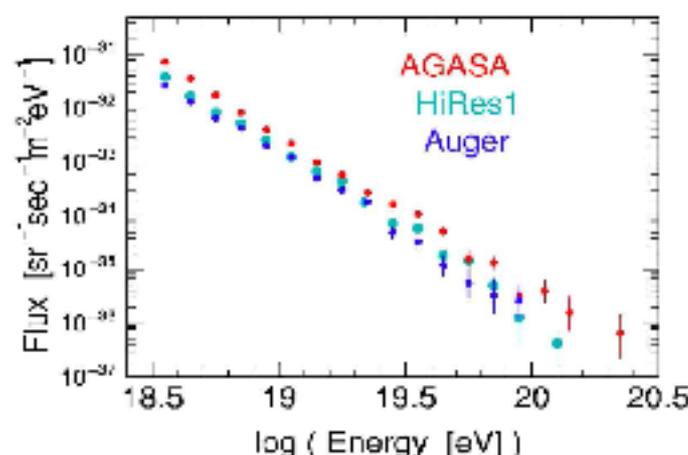
**Abbildung 2.9:** Gezeigt wird die Anzahl der als Mehrteleskop-Ereignisse vermessenen simulierte Luftschauer. Entnommen aus [20].

aus einem  $20^\circ$  durchmessenden Sichtfeld um  $(\alpha, \delta) = (280^\circ, -17^\circ)$  für Energien von  $10^{18}$  eV bis  $10^{18,4}$  eV in der Nähe des galaktischen Zentrums [49]. Dieser Überschuß wurde mit einer Signifikanz von  $4,5\sigma$  festgestellt. Eine erneute Analyse der SUGAR-Daten bestätigt diesen Befund<sup>9</sup>. Hier wird eine  $2,9\sigma$  Abweichung von einer isotropen Verteilung in einem  $5^\circ$  Bereich um  $(\alpha, \delta) = (274^\circ, -22^\circ)$  für einen etwas größeren Energiebereich zwischen  $10^{17,9}$  eV und  $10^{18,5}$  eV angegeben. [12]. Das galaktische Zentrum und damit beide berichteten Exzesse liegen im Beobachtungsfeld des Auger Observatoriums. Schon vor seiner Fertigstellung besitzt das Auger Experiment einen größeren Datensatz aus dieser Region als AGASA oder SUGAR. Zur Überprüfung der AGASA und SUGAR Befunde wurde eine Punktquellensuche aus Richtung des galaktischen Zentrums mit Bodenarray-Daten durchgeführt. Mit der größeren zur Verfügung stehenden Statistik konnte in beiden Fällen keine signifikante Abweichung von einer mit der „shuffling-Methode“ generierten isotropen Verteilung des Datensatzes gefunden werden. Eine Punktquellensuche mit Hybrid-Daten in einem  $1^\circ$  Bereich um das galaktische Zentrum in einem Energiebereich über 0,1 EeV zeigte keine Abweichung von einer isotropen Verteilung (für weitere Ergebnisse und Details siehe [2]).

Die AGASA-Kollaboration berichtet zusätzlich über Ansammlungen ihrer Ereignisse mit Energien größer als  $10^{19}$  eV in  $2,5^\circ$  großen Winkelfenstern. Gefunden wurden fünf Doublets und ein Triplet [48]. Dieses Resultat wird von HiRes Messungen nicht bestätigt.

Abbildung 2.10 zeigt das erste von der Auger Kollaboration veröffentlichte Energie-Spektrum [44] im Vergleich zu den HiRes und AGASA Ergebnissen. Die ständig wachsende kumulative Ausleuchtung (im Folgenden als Exposure bezeichnet) des noch im Aufbau befindlichen Auger-Detektors betrug zu diesem Zeitpunkt  $1750 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{yr}$ . Zur Rekonstruktion des in Abbildung 2.10 gezeigten Spektrums wurde die Energiebes-

<sup>9</sup>Bei kleinerer Statistik.



**Abbildung 2.10:** Die Energiespektren der höchstenergetischen kosmischen Strahlung wie gefunden mit dem Pierre Auger Observatorium im Vergleich mit den Resultaten der HiRes und AGASA Messungen. Nach [28].

timung des Bodendetektors, wie in Abschnitt 2.3.1 angedeutet, an den Fluoreszenzmessungen „geeicht“. Die mit dieser Methode einhergehenden systematischen Fehler wachsen aufgrund geringer Statistik für größere Energien an. Zudem müssen die in Abschnitt 2.3.2 diskutierten Unsicherheiten der reinen Fluoreszenzmessung berücksichtigt werden. In einer konservativen Abschätzung findet man einen systematischen Fehler von  $\Delta E/E \approx 30\%$  für Energien um  $3 \text{ EeV}$  und  $\Delta E/E \approx 50\%$  für den hochenergetischen Teil des Spektrums. In [44] wird betont, daß die genutzte Methode von einem vernachlässigbaren Anteil an Photonen in der kosmischen Strahlung ausgeht. Zudem ist es momentan unmöglich, den Effekt fehlender Energie durch Teilchen aus „exotischen“ Elementarteilchenreaktionen zu beurteilen.

Im Rahmen der statistischen Fehler scheint der von AGASA gefundene Fluß systematisch größer zu sein als der des HiRes Experiments. Im Rahmen ihrer systematischen Fehler stimmen sie aber für Energien kleiner  $10^{19,5} \text{ eV}$  überein. Oberhalb von  $10^{20} \text{ eV}$  weichen die Flüsse um  $\sim 2\sigma$  voneinander ab [48]. Die HiRes Daten sprechen für den GZK-Cutoff [51], während das AGASA-Spektrum keinen Abbruch zu hohen Energien zeigt. Das vorliegende Auger-Spektrum [44] kann aufgrund der geringen Statistik die Existenz des GZK-Cutoffs weder bestätigen noch verneinen. Der verwendete Datensatz entspricht aber auch nur einer dreimonatigen Meßzeit des voll ausgebauten Detektors [28]. Dennoch macht die Vorgehensweise deutlich, daß mit dem Hybrid-Detektor des Auger Observatoriums eine von Modellen nahezu unabhängige Vermessung der Energien der höchstenergetischen kosmischen Strahlung möglich ist.

In Abschnitt 2.1 wurde schon eine Änderung der Komposition im Knie- und Knöchelbereich erwähnt. Der Trend im Kniebereich (leicht nach schwer) wird von fast allen Experimenten gesehen. Den Kompositionswechsel in der Knöchelregion hat dagegen bisher nur das Fly's Eye Experiment vermessen [14]. Dieses Resultat steht nicht im Widerspruch zu AGASA Messungen, wird von ihnen aber auch nicht bestätigt.

Zusätzlich wird aber auch der Anteil an Photonen in der kosmischen Strahlung untersucht. Damit ist es möglich, Nicht-Beschleuniger Modelle (top-down) zu testen, von denen viele einen großen Anteil an Photonen postulieren. Aus dem Hybrid-Datensatz des Pierre Auger Experiments wurde eine obere Grenze auf den Photonenfluß für Energien größer als 10 EeV abgeleitet [1]. Die Fluoreszenzdaten bieten sich an, weil das gesamte Schauerprofil beobachtet und somit das Schauermaximum bestimmt werden kann. Für primäre Photonen erwartet man größere  $X_{max}$ -Werte als im Fall hadronischer Luftschauer. Für die Analyse standen nach Anwenden der Qualitätschnitte noch 29 Ereignisse zu Verfügung. Für jedes davon wurden 100 Photonschauer mit gleicher Energie und Geometrie simuliert. Dabei wurde ein verfrühtes Aufschauern des primären Photons im Magnetfeld der Erde sowie der LPM<sup>10</sup>-Effekt [31, 33] berücksichtigt. Die Übereinstimmung der gemessenen  $X_{max}$ -Wert von den Mittelwerten der simulierten Verteilungen kann dann überprüft werden. Für alle Ereignisse lag der gemessene  $X_{max}$ -Wert in einem  $2\sigma$  bis  $3,8\sigma$  Bereich unterhalb der Photon-Verteilung. Eine obere Grenze für den Photonenanteil von 16% (95% Vertrauensintervall) wurde unter Berücksichtigung der vorhandenen Statistik und den Unsicherheiten der Simulationen aus den Abweichungen der gemessenen  $X_{max}$ -Werte von den simulierten Verteilungen abgeleitet [1]. Ein Ausschluß von nicht-Beschleunigermodellen (top-down) ist momentan nicht möglich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Vermessung der kosmischen Strahlung bislang durch geringe Statistik, systematische Unsicherheiten und Modellannahmen erschwert wurde. Letzteres führt insbesondere zu widersprüchlichen Aussagen über Komposition und Fluß im Bereich des Knöchels und des GZK-cutoffs. Der Hybrid-Detektor des Pierre Auger Observatoriums wird in naher Zukunft voraussichtlich die nötige Statistik bereitstellen und helfen, systematische Unsicherheiten zu überwinden.

---

<sup>10</sup>Landau Pomeranchuk Migdal

Die Auger-Kollaboration entwickelt das Softwarepaket Offline zur Detektorsimulation und Meßdatenrekonstruktion [39]. An Datensätzen gibt es neben den unbearbeiteten Fluoreszenz (FD) und Bodenarray (SD) Datensätzen auch vorprozessierte Zusammenstellungen, z.B. das ADS<sup>1</sup>, in dem die zwei Komponenten eines Hybrid-Ereignisses bereits zusammengefaßt sind. Kleinere Untermengen davon sind der reine Hybrid sowie der Hybrid-Golden Datensatz. Letzterer enthält nur noch Luftschauer, die unabhängig voneinander mit beiden Detektorsystemen rekonstruiert werden können. Das Datenaufkommen ist bereits jetzt so groß, daß ein Prozessieren des gesamten Datensatzes mit einzelnen Rechnern kaum zu bewerkstelligen ist. Für Detektorsimulationen ist der Rechenaufwand unter Umständen sogar noch größer. Es müssen also Wege gefunden werden, die mit Offline durchzuführenden Berechnungen gleichzeitig auf mehreren Recheneinheiten eines Clusters zu organisieren. Im Folgenden soll der Aufbau eines Programms erläutert werden, das diese Aufgabe erfüllt, und im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

### 3.1 Zielsetzung

Das hier erstellte Programm soll selbständig die Eingabedaten - gemessene oder simulierte Luftschauer - finden und einlesen, sie dann in geeignet große Datenpakete für einzelne Recheneinheiten eines Clusters zerlegen sowie die Verarbeitung starten, überwachen und dokumentieren. Um später eine einfache Analyse zu gewährleisten, sollen die mit Offline gewonnenen Rekonstruktionsergebnisse automatisch in einer Datenbank abgelegt werden. Log- und Ergebnisdateien der einzelnen Clusterkomponenten

---

<sup>1</sup>Auger-data-set

müssen in einer übersichtlichen Verzeichnisstruktur gespeichert und leicht zugänglich gemacht werden. Entscheidend ist ein Mechanismus - und zwar für alle Massenproduktionsmoden (Begriffsbildung s. Tabelle 3.1) - der Datenpakete, die nicht zuverlässig bearbeitet wurden, identifiziert und erneut berechnet. Das Programm soll ausreichend dokumentiert und den Mitgliedern der Arbeitsgruppe zugänglich gemacht werden.

Offlinemodus	(Hybrid, FD, SD) $\times$ (Simulaton, Rekonstruktion)
Rekonstruktionsmethode	Hybrid, FD, SD
Datensatz	ADS, FD, SD, Hybrid-Golden, Hybrid
Auswertungsmodus	Simulation, Rekonstruktion, Simulation&Rekonstruktion
Skriptmodus	starten, überprüfen
Eingabetyp	sim. Luftschauber, Meßdaten
Massenproduktionsmodus	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <b>Rekonstruktion</b> : Datensatz <math>\times</math> Skriptmodus</li> <li>• <b>Simulation</b> : Rekonstruktionsmethode <math>\times</math> Auswertungsmodus <math>\times</math> Skriptmodus</li> </ul>

*Tabelle 3.1: Übersicht und Definition der für dieses Kapitel wichtigen Begriffe.*

## 3.2 Die Struktur

Aufgrund der vorgegebenen Hard- und Softwaresituation wurde eine Lösung aus drei Softwaremodulen gewählt, deren Aufgabenbereiche und Interaktion im Folgenden kurz erläutert werden sollen (s. Abb. 3.1):

- **Steuermodul** : Dieses Modul ist die zentrale Komponente der Massenproduktion. Es bekommt die Eingaben des Benutzers, wertet sie aus und startet nach Bedarf die anderen Programmteile. Über eine Datenbankabfrage identifiziert das Steuermodul den geforderten Datensatz sowie dessen Lokalisierung auf dem Massenspeicher und zerteilt ihn in Datenpakete gewünschter Größe. Diese werden dann mit einer genauen Anweisung, wie sie zu prozessieren sind, in eine Jobdatei geschrieben und dem Batchsystem zur Abarbeitung übergeben<sup>2</sup>. Der Wirkungsbereich dieses Moduls ist jeder Rechner, der einen Zugriff auf das Batchsystem, hier der Batchserver, erlaubt.
- **Kontrollmodul** : Sobald eine freie Recheneinheit zur Verfügung steht, startet das Batchsystem dort die generierten Jobdateien. Neben wichtigen Pfad- und Systemvariablen sind darin auch der Aufruf und die Parameter für das Ausführmodul

<sup>2</sup>Das Batchsystem organisiert die Verteilungen von Ressourcen eines Clusters. Der Benutzer startet seine Programme nicht selbständig, sondern gibt sie an das Batchsystem weiter. Dieses übergibt das Programm dann der nächsten frei werdenden Recheneinheit des Clusters.

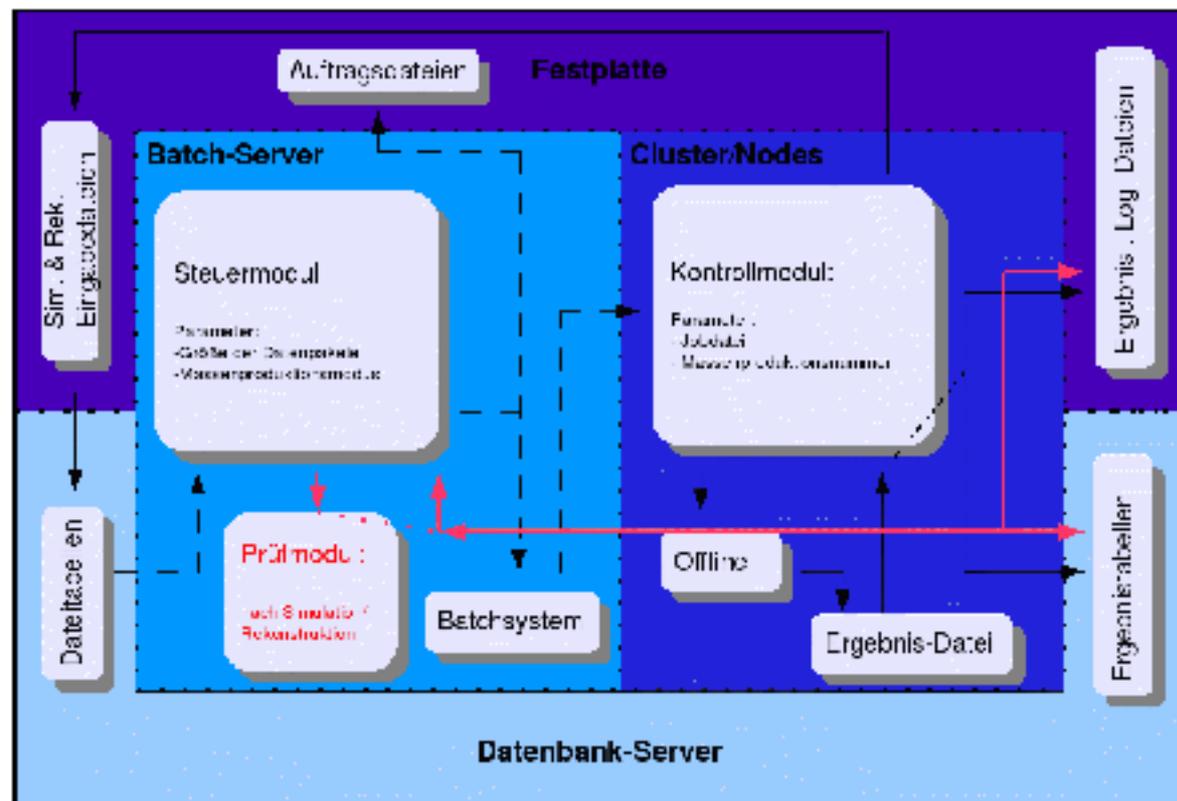
enthalten. Dieses lenkt nun die eigentliche Massenproduktion: Es legt Verzeichnisse an und füllt sie mit den Eingabedaten, kopiert, konfiguriert und startet Offline gemäß des gewählten Massenproduktionsmodus. Es organisiert und dokumentiert die Speicherung der Ergebnisse und Ausgaben aller an der Massenproduktion beteiligten Komponenten in der Datenbank und auf dem Massenspeicher.

Das Kontrollmodul wird also - ohne weiteres Zutun des Benutzers - auf jeder Clusterkomponente automatisch aufgerufen und startet anschließend die gewünschten Berechnungen. Eingabedaten und Art der Massenproduktion werden als Parameter vom Steuermodul übergeben.

- **Prüfmodul** : Es kann passieren, daß einzelne Recheneinheiten ihre Datenpakete nicht oder nur unvollständig prozessieren können. Dies kann vielerlei Gründe haben, z.B. Netzwerk- oder Softwareprobleme. Solche fehlerhaften Teile der Massenproduktion aufzuspüren und zu identifizieren, ist Aufgabe des Prüfmoduls. Auf Wunsch des Benutzers wird es vom Steuermodul gestartet, um Datenpakete zu identifizieren, deren Ergebnis- und Logdateien Textphrasen enthalten, die auf ein Mißlingen der Massenproduktion schließen lassen. Das Steuermodul kann dann eine erneute Berechnung veranlassen.

Das Prüfmodul arbeitet wie das Steuermodul auf dem Batchserver.

Neben der Verwaltung der Eingabedateien und Speicherung der Ergebnisse soll die Datenbank auch als Schnittstelle zwischen den Modulen agieren. Das hat den Vorteil, daß die Fortschritte der Massenproduktion automatisch dokumentiert, überwacht und später auch ausgewertet werden können. Die so gewonnenen Daten ermöglichen z.B. das Auffinden problematischer Recheneinheiten und Eingabedateien sowie die Bestimmung einer optimalen Größe der Datenpakete. Es soll zunächst eine Datenbankstruktur mit allen nötigen Eigenschaften entwickelt werden, um den so produzierten Datenstrom übersichtlich aufzunehmen und zu speichern.



**Abbildung 3.1:** Aufgabenbereiche und Interaktion der Softwaremodule:

Das Steuermodul verarbeitet die Eingaben des Benutzers. Es liest die Informationen über den gewählten Datensatz aus der Datenbank (Dateitabellen), organisiert die Aufrufe des Kontrollmoduls auf den Recheneinheiten des Clusters und weist ihr den zu bearbeitenden Datensatz zu. Das Kontrollmodul startet Offline und speichert alle berechneten Ergebnisse und Ausgaben. Das Prüfmodul sucht nach Datenpaketen, die nicht zuverlässig verarbeitet wurden, indem es die Logdateien analysiert. Diese Liste an Datenpaketen wird nun anstatt der Einträge aus den Dateitabellen vom Steuermodul ausgelesen und zur erneuten Berechnung auf die Knoten verteilt.

### 3.3 Datenbankorganisation

Die Datenbankstruktur ist in Abbildung 3.2 skizziert. Jedes Kästchen darin symbolisiert eine Tabelle. Die benötigten Tabellen lassen sich grob in drei Klassen unterteilen, die durch unterschiedliche Farben kenntlich gemacht sind:

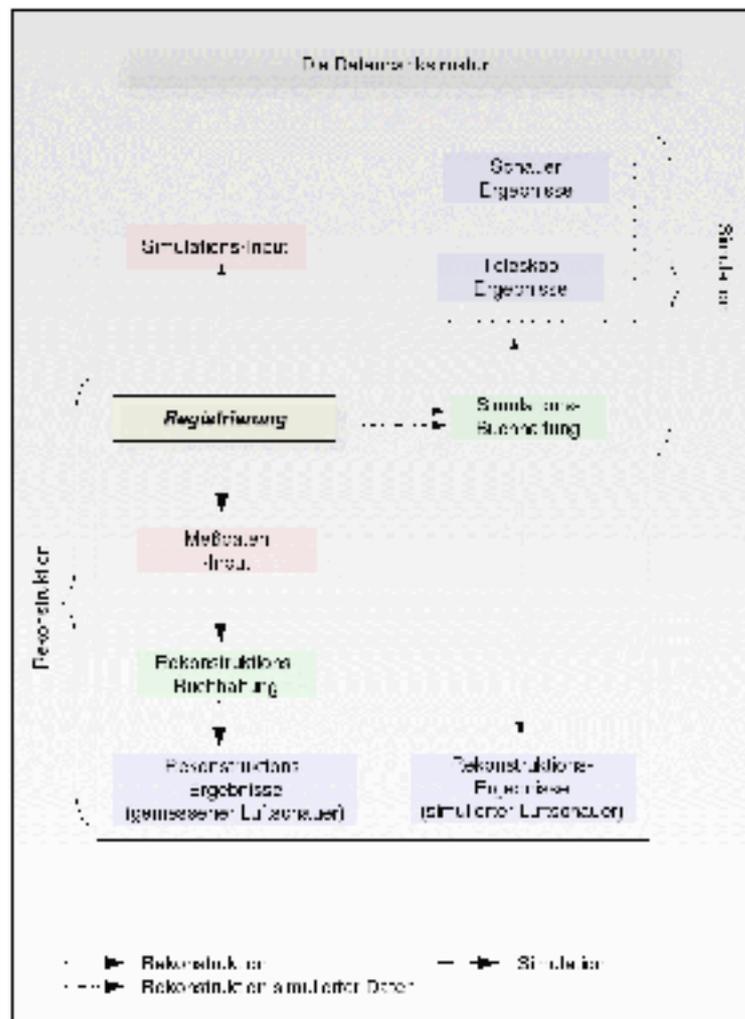
- **Dateitabellen (rot)** : Hierzu zählen Tabellen, in denen die Informationen über die Eingabedateien - also vorhandene Meßdaten und Luftschauersimulationen - abgespeichert sind. Darin finden sich zum Beispiel die Art des Primärteilchens und dessen Einfallwinkel für Simulationsdaten oder Run-Nummern und Aufnahme-datum im Fall realer Meßdaten. Daß sie zusätzlich die Lokalisierung der Dateien auf dem Massenspeicher beinhalten, begründet ihre Wichtigkeit für die Massenproduktion. Nur Dateien, die in diesen Tabellen vermerkt sind, können in die Massenproduktion einfließen<sup>3</sup>.
- **Ergebnistabellen (blau)** : Hier werden die Ergebnisse der Massenproduktionen gespeichert.
- **Organisationstabellen (gelb)** : Die Ergebnisse verschiedener Produktionen desselben Massenproduktionsmodus werden in den gleichen Ergebnistabellen abgelegt. Um sie dennoch auseinanderhalten zu können, ist ein System von Identifikationsnummern notwendig, deren Verwaltung von der Registrierungstabelle organisiert wird.
- **Buchhaltungstabellen (grün)** : Informationen über den Verlauf der Massenproduktionen werden in diesen Tabellen gespeichert. Beispielsweise wird registriert welches Datenpaket in welchem Zeitraum auf welcher Recheneinheit erfolgreich prozessiert wurde oder eben nicht.

Simulation und Datenrekonstruktion greifen immer auf eine Tabelle aus jeder dieser Klassen zu. Um keinen Speicherplatz zu verschwenden, werden die Ergebnisse von Hybrid- und FD-Simulationsläufen auf 2 Tabellen aufgeteilt: eine für teleskop- und eine für schauerabhängige Größen.

Im Fall der Rekonstruktion simulierter Luftschauerdaten übernimmt die Buchhaltungstabelle der Simulation auch die Rolle einer Dateitabelle, da die Ergebnisse der Detektor-simulation nun als Eingabedateien in die Rekonstruktion eingehen. Registrierungs- und Simulationsbuchhaltung nehmen somit eine Sonderrolle ein, da sie weder der Simulation noch der Rekonstruktion eindeutig zugeordnet werden können. Insgesamt befinden sich letztendlich 21 Tabellen in der Datenbank<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Skripte, die die vorhandenen Meßdaten automatisch in die Dateitabellen eintragen, wurden geschrieben und dem Programmpaket beigelegt.

<sup>4</sup>Für jede Tabelle wurde eine Kombination von Spalten als eindeutiger Schlüssel definiert, um den Zugriff auf die Daten zu beschleunigen [37].



**Abbildung 3.2:** Übersicht der Tabellenstruktur: Gleiche Farben markieren Tabellen, die ähnliche Aufgabenbereiche haben. Das obere und untere Rechteck beinhaltet Elemente der Datenbank, die eindeutig der Simulation oder Rekonstruktion zugeordnet werden können. Simulationsbuchhaltung und Registrierung sind als Spezialfälle Teil von Simulation und Rekonstruktion und somit in einem eigenen Rechteck angeordnet. Die unterschiedlichen Pfeile verbinden die Tabellen, die Teil eines bestimmten Auswertungsmodus sind.

Abgesehen von der Registrierungstabelle werden von jeder der bisher genannten und in Abbildung 3.2 aufgeführten Tabellen mehrere Versionen benötigt: so zum Beispiel eine für jede Rekonstruktionsmethode im Falle der Ergebnistabelle oder eine Dateitabelle pro Datensatz.

## 3.4 Aufbau der Softwaremodule

Während die Aufgabenfelder der drei Hauptmodule bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden, soll hier ihre eigene innere Struktur erläutert werden.

### Das Steuermodul

Die erste Aufgabe des Steuermoduls (s. Abb. 3.3) nach dem Aufruf ist es, eine globale Identifikationsnummer *Id* zu reservieren, mit deren Hilfe die Ergebnisse aus dem aktuellen Programmdurchlauf in allen Tabellen gefunden werden können. Diese *Id* wird dann später in der Registrierungstabelle vermerkt. Danach beginnt die Auswertung der vom Benutzer übergebenen Parameter. Dabei wird zuerst der Datensatz, dann der Rekonstruktionsmodus sowie der Eingabetyp und zuletzt der Auswertungsmodus bestimmt. Jede der möglichen Parameterkombinationen führt dann zu einer „Initialisierungsfunktion“, die den gewünschten Massenproduktionsmodus vorbereitet und die Folgefunktionen über Parameter initialisiert. An dieser Stelle ist die Modularisierungstiefe am größten, denn es werden nur noch vier Folgefunktionen benötigt für Rekonstruktion und Rekonstruktionsprüfung sowie Simulation und Simulationsprüfung. Diese Funktionen setzen sich wieder aus den gleichen drei Unterfunktionen zusammen, die folgende Aufgaben ausführen: 1. Das Generieren des zuvor erwähnten Eintrags in die Registrierungstabelle, 2. Das Kreieren der nötigen Verzeichnisstruktur auf dem Massenspeicher und 3. Das Erzeugung von Datenpaketen inklusive zugehöriger Jobdateien sowie das Füllen des Batchsystems. Im zuletzt aufgeführten Arbeitsschritt werden dann auch die Buchhaltungstabellen gefüllt. Es gibt allerdings einen Punkt, in dem sich die Funktionen für Simulation und Rekonstruktion von denen zur Simulations- und Rekonstruktionsprüfung unterscheiden. Die zwei zuletzt genannten Programmteile müssen erst eine PrüfId reservieren, das Prüfmodul starten und eine Liste fehlgeschlagener Teile der Massenproduktion ermitteln. Diese Liste übernimmt nun die Rolle, die im Fall der Simulation und Rekonstruktion den Dateitabellen zukommt.

Gleichzeitige Simulation und Rekonstruktion sowie der zugehörige Prüfmodus sind eine einfache Zusammensetzung der zuvor beschriebenen Untermodule für Simulation und Rekonstruktion.

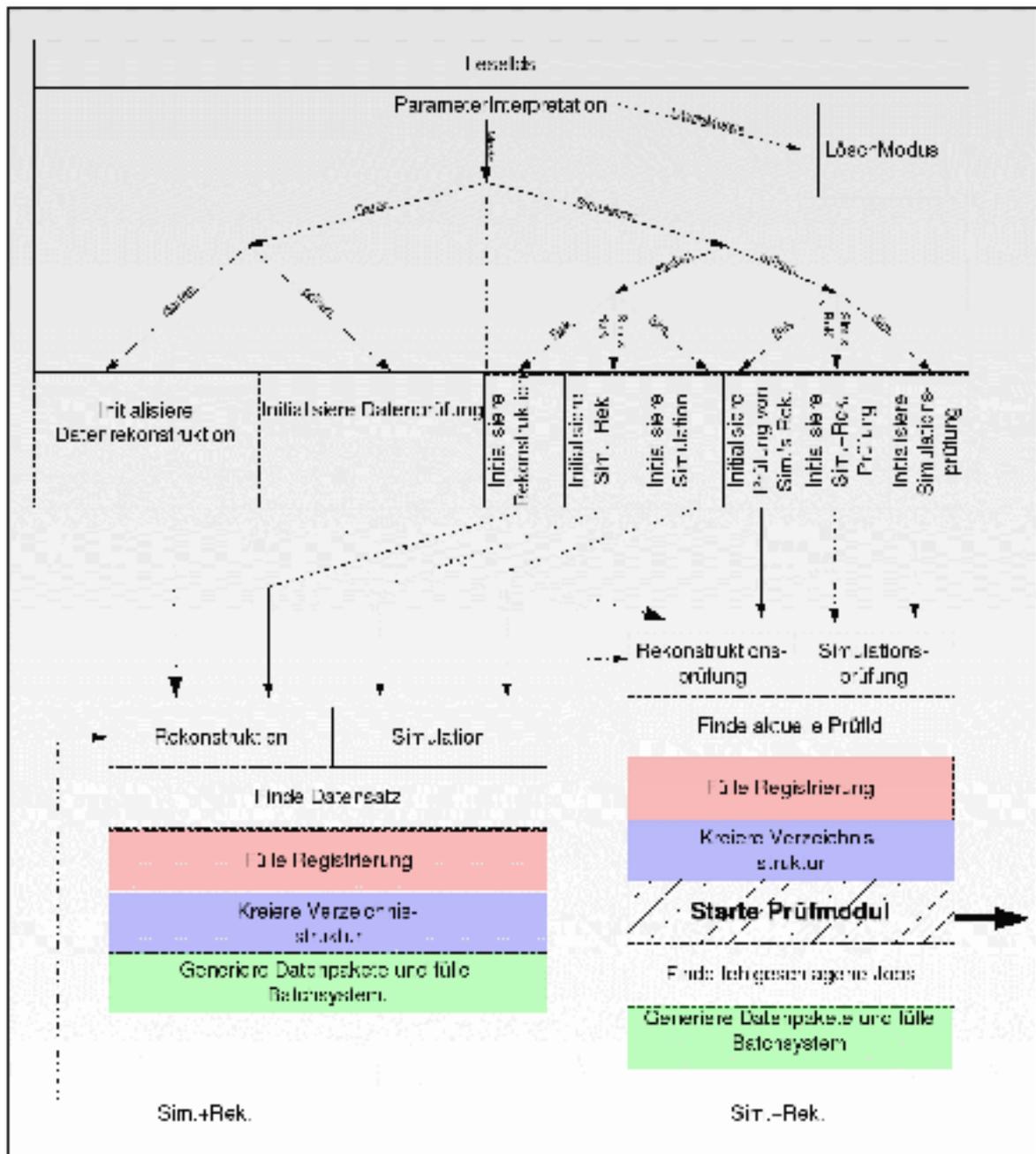


Abbildung 3.3: Aufbau des Steuermoduls für eine gewählte Rekonstruktionsmethode. Gleiche Funktionen sind durch gleiche Farben kenntlich gemacht.

### Kontrollmodul

Das Batchsystem startet eine Instanz des Kontrollmoduls (s. Abb. 3.4) pro Recheneinheit. Die dazu nötige Kommandozeile ist in der Jobdatei gespeichert. Einmal gestartet wertet das Modul zunächst die übergebenen Parameter aus, um den gewünschten Massenproduktionsmodus zu identifizieren. Aufgrund der Vorarbeit des Steuermoduls muß hierbei nicht zwischen dem Start und der Prüfung einer Massenproduktion unterschieden werden. Das hat den Vorteil, daß im nächsten Schritt nur noch drei Untermodule benötigt werden: Rekonstruktionvorbereitung für Daten, simulierte Luftschauer und Simulationsvorbereitung. Alle drei erfüllen ihrem Auswertungsmodus entsprechend folgende Aufgaben: Vermerken des Programmstarts in der Buchhaltung, Anlegen eines Offline-Verzeichnisses, Kopieren des Eingabedatensatzes und Generieren der benötigten XML-Karten<sup>5</sup> für Offline. Nach diesen vorbereitenden Maßnahmen können nun das Rekonstruktions- beziehungsweise das Simulationsuntermodul aufgerufen werden. Sie starten Offline<sup>6</sup>, speichern die Ergebnisse in der Datenbank und generieren und füllen die Verzeichnisse für die Ergebnis- und Logdateien.

Simulation und gleichzeitige Rekonstruktion sind beide wieder eine einfache Zusammensetzung der zuvor beschriebenen Module.

### Prüfmodul

Das Prüfmodul besteht lediglich aus mehrfachen Aufrufen der gleichen Funktion. Als Parameter bekommt diese ein Verzeichnis, eine Textphrase, eine Buchhaltungstabelle und den Namen einer Spalte daraus sowie einen Vorgabewert. Einmal aufgerufen durchsucht die Funktion die Dateien im vorgegebenen Verzeichnis nach der Textphrase. Wird sie gefunden, identifiziert die Funktion das zugehörige Datenpaket aus dem Dateinamen und setzt in der entsprechenden Zeile der Buchhaltungstabelle den Wert in der gewünschten Spalte auf den Vorgabewert. Problematische Teile einer Massenproduktion werden so aufgespürt und markiert. Beispiele für die oben beschriebenen Textphrasen sind:

- **End of run** : Diese Marke signalisiert, daß Offline die Rekonstruktion beendet hat.
- **\*\*\* Break\*\*\*** : Schwierig zu interpretieren, aber im Allgemeinen ein deutliches Zeichen für Probleme.
- **job killed** : Den Datensatz zu prozessieren hat länger gedauert als erlaubt. Solche Aufträge werden vom Batchsystem abgebrochen und müssen neu berechnet werden.

<sup>5</sup>Dabei handelt es sich um Konfigurationsdateien für Offline, um Typ und Ablauf der Simulation bzw. Rekonstruktion zu beeinflussen.

<sup>6</sup>Die Offlinesoftware wurde so abgeändert, daß eine leicht einzulesende und zu verarbeitende Ausgabe generiert wird.



- `Can't connect to MySQL7 server` : Keine Verbindung zum MySQL-server.
- `Lost connection to MySQL server` : Die Verbindung zum MySQL-server wurde unterbrochen.
- `cannot open db` : Keine Verbindung zur Datenbank möglich.
- `Too many connections` : Zu viele MySQL-Verbindungen geöffnet.

### 3.5 Durchgeführte Rekonstruktionen

Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wurden der FD und der Hybrid-Datensatz von Januar 2004 bis einschließlich April 2007 mit Offline V2-r1 rekonstruiert (s. Tabelle 3.2). Nach Ende der Rekonstruktion wurde mehrmals das Prüfmodul benutzt, was die Anzahl an nicht rekonstruierten Datenpaketen verringert hat, wie Abbildung 3.5 zeigt. Nach jedem Start des Prüfmoduls verringerte sich die Anzahl der für den Rekonstruktionsvorgang problematischen Meßdateien. Ohne mehrfachen Start des Prüfmoduls wären zum Beispiel über 300 Hybrid-Dateien nicht rekonstruiert worden.

FD-mono	Hybrid
720122	241422

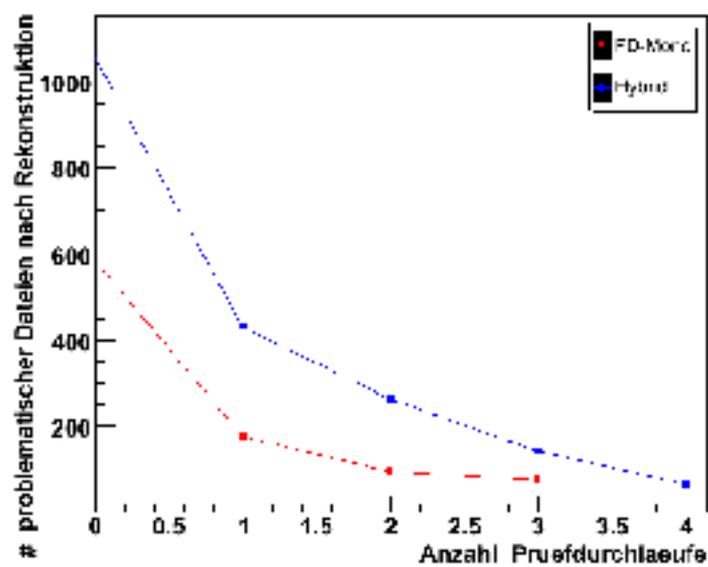
*Tabelle 3.2: Anzahl rekonstruierter Ereignisse in den Datensets.*

### 3.6 Fazit

Ein Programm zur Organisation der Massenproduktion aller Auger Datensätze wurde entwickelt und getestet. Eine übersichtliche Datenbank- und die notwendige Verzeichnisstruktur wurden angelegt. Die komplette Massenproduktion wird automatisch zur Fehlersuche und Optimierung dokumentiert. Zur optimalen Auslastung der Cluster-Komponenten sind die maximale Rechenzeit sowie die Zahl der Datensätze freie Parameter (auch für mehrfachen Start des Prüfmoduls). Das Programm wurde angemessen dokumentiert und wird im Moment in unterschiedlichen Massenproduktionsmoden von Mitgliedern der Arbeitsgruppe genutzt.

---

<sup>7</sup>MySQL ist der Name des verwendeten Datenbanksystems.



**Abbildung 3.5:** Anzahl der für den Rekonstruktionsvorgang problematischen Dateien für mehrfachen Start des Prüfmoduls.

---

## Laseruntergrund in den FD-Daten

---

Vor der Analysearbeit ist es hilfreich, einige charakteristische Größen des Datensatzes graphisch darzustellen und auf Unstimmigkeiten zu überprüfen. Dies wurde mit Hilfe von Winkel- und Zeitverteilungen der Ereignisse durchgeführt, sowie mit der Verteilung der Auftrefforte aller Luftschauber auf dem Boden (s. Abb. 4.1). Betrachtet man die Verteilung der Auftrefforte, so findet man nicht nur die mit der Entfernung abfallenden Halbkreise um die Teleskope, sondern zusätzlich viele Ereignisse, die sich entlang von Geraden zwischen je zwei Teleskopen verteilen. Ebenso sieht man in der Verteilung der GPS-Sekunden und Nanosekunden eine ganze Reihe von Spitzen, die nicht natürlichen Ursprungs sein können. Die Quelle dieser Signale sind periodisch abgegebene CLF, APF und LIDAR Laserpulse, die von den Teleskopen vermessen und rekonstruiert wurden (s. auch Kapitel 2.3.2).

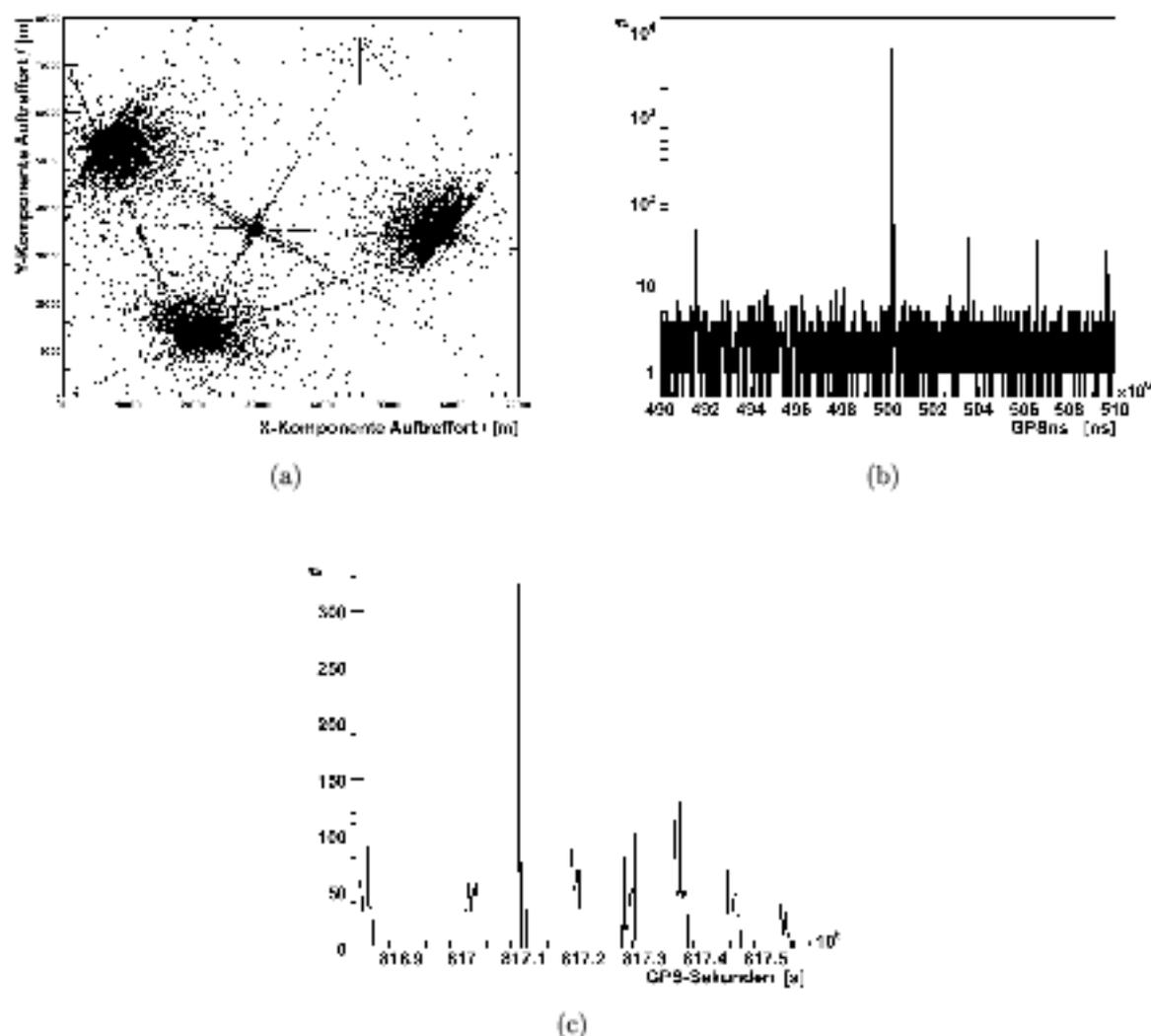
Im Folgenden soll zunächst untersucht werden, ob diese von Menschenhand erzeugten Untergründereignisse identifiziert und aus dem Datensatz ausgeschlossen werden können. Danach soll überprüft werden, ob sie einen Einfluß auf die FD basierte Analysearbeit haben.

### 4.1 Der GPS-Nanosekunden Schnitt

Am einfachsten lassen sich die Laserereignisse anhand ihrer GPS-Nanosekunden Signatur  $t_{\text{Messung}}^{\text{GPSns}}$  erkennen<sup>1</sup> (s. Abschnitt 2.3.2). Im Fall des CLF kann man einfach Ereignisse aus dem Datensatz entfernen, deren Triggerzeiten  $t_{\text{Messung}}^{\text{GPSns}}$  im Intervall  $[0, 249 \text{ s}; 0, 251 \text{ s}]$

---

<sup>1</sup>Gemeint ist  $t_{\text{Messung}}^{\text{GPSns}} = \text{mod}(t, 10^9)$  wobei  $t$  die Meßzeit in GPS-Nanosekunden ist.  $\text{mod}(a, b)$  meint  $a$  modulo  $b$ .



**Abbildung 4.1:** (a) Blick von oben auf das Augergelände. Jeder Punkt markiert den rekonstruierten Auftreffort eines Luftschauers.

(b) Ausschnitt aus der GPS-Nanosekunden Verteilung. Die Spitze bei 0,5 s wird durch CLF-Ereignisse hervorgerufen. Die restlichen Spitzen haben ihren Ursprung in LIDAR Signalen.

(c) Triggerrate der Auger FD-Daten in 20 Minuten Fenstern. Deutlich zu erkennen sind Zeitbereiche mit erhöhter Triggerrate, eventuell erzeugt durch LIDAR-Scans im Gesichtsfeld der Teleskope.

oder  $[0, 500 \text{ ns}; 0, 501 \text{ ns}]$  liegen (vgl. Abb. A.1). Daraus resultiert eine Totzeit von 0,3% für jedes Teleskop. Für die anderen Systeme ist es sinnvoll, zunächst die Zeit  $t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}}$  zu berechnen, zu der der Laserschuß abgegeben worden wäre<sup>2</sup>:

$$t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}} = t_{\text{Messung}}^{\text{GPSrs}} - t_{\text{Phase}} - t_{\text{Lichtlaufzeit}}. \quad (4.1)$$

Die beiden Subtrahenden sind abhängig vom verwendeten Laser und bezeichnen den hardwarebedingten Zeitoffset  $t_{\text{Phase}}$  aus Tabelle 2.1 und die Lichtreisezeiten  $t_{\text{Lichtlaufzeit}}$  vom Laser zu den Teleskopgebäuden, aufgeführt in Tabelle 4.1.  $t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}}$  ist also für dasselbe Ereignis unterschiedlich und abhängig davon, welchen Laser man als möglichen Ursprung annimmt und in welchem Teleskop das Ereignis vermessen wurde.

	Los Leones	Los Morados	Loma Amarilla	Coihueco
Los Leones	0	152607 ns	231412 ns	148521 ns
Los Morados		0	146617 ns	190313 ns
Loma Amarilla			0	151430 ns
Coihueco				0

**Tabelle 4.1:** Lichtlaufzeiten zwischen den Teleskopen. Da die LIDAR immer direkt neben den Teleskopen stehen, handelt es sich um Schätzwerte für die Zeiten zwischen Laserpuls und Trigger.

Nach Tabelle 2.1 sollten für die LIDAR der alten Konfiguration mit Frequenz  $f_{\text{LIDAR}}$  die Werte  $t_{\text{GPSrs}}^{\text{Schnitt}} : - \text{mod}(t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}}, f_{\text{LIDAR}}^{-1} \cdot 10^9)$  im Zeitfenster  $[0 \text{ ns}; 10^4 \text{ ns}]$  liegen<sup>3</sup>. Diese Erwartung hat sich nicht bestätigt. Der Grund dafür wird deutlich, wenn man für jede Kombination aus LIDAR und Teleskopgebäude die Verteilung  $t_{\text{GPSrs}}^{\text{Schnitt}}$  studiert. In dieser Darstellung (s. Abb. 4.2 (a) und (b) sowie Anhang A.1), sind die Luftschauer gleichverteilt, während die Laserereignisse einzelne Spitzen ausbilden. Es zeigt sich, daß die zur Definition für  $t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}}$  benutzten Werte  $t_{\text{Phase}}$  sowie das Zeitfenster  $[0 \text{ ns}; 10^4 \text{ ns}]$  zu klein angesetzt wurden. Ursache für die größer anzusetzenden Zeitfenster sind Ungenauigkeiten in der Zeit-Synchronisation der LIDAR-Hardware relativ zur Datennahme der Teleskope [36]. Alternativ lassen sich aber Ereignisse aus dem Bereich der gefundenen Spitzen als LIDAR-Kandidaten klassifizieren und aus dem Datensatz ausschneiden. Die gewählten Schnittfenster und die resultierenden Totzeiten werden in Tabelle 4.2 aufgeführt. Aufgrund der gefundenen breiteren Schnittfenster sind die bestimmten Totzeiten deutlich größer als erwartet<sup>4</sup> (vgl. Tab. 2.1). Dieses Verfahren wurde auch für

<sup>2</sup>In den Abbildungen wird die Bezeichnung  $t_{\text{wahr}}^{\text{GPSrs}}$  durch  $\text{GPSrs}_{\text{wahr}}$  ersetzt.

<sup>3</sup> $\text{mod}(a, b)$  steht hier für  $a$  modulo  $b$ .

<sup>4</sup>In [36] wird gezeigt, daß es einen linearen Versatz zwischen Teleskopzeit und LIDAR-Zeit gibt. Es ist wahrscheinlich zukünftig möglich, diesen Effekt zu korrigieren und kleinere Totzeiten zu erhalten.

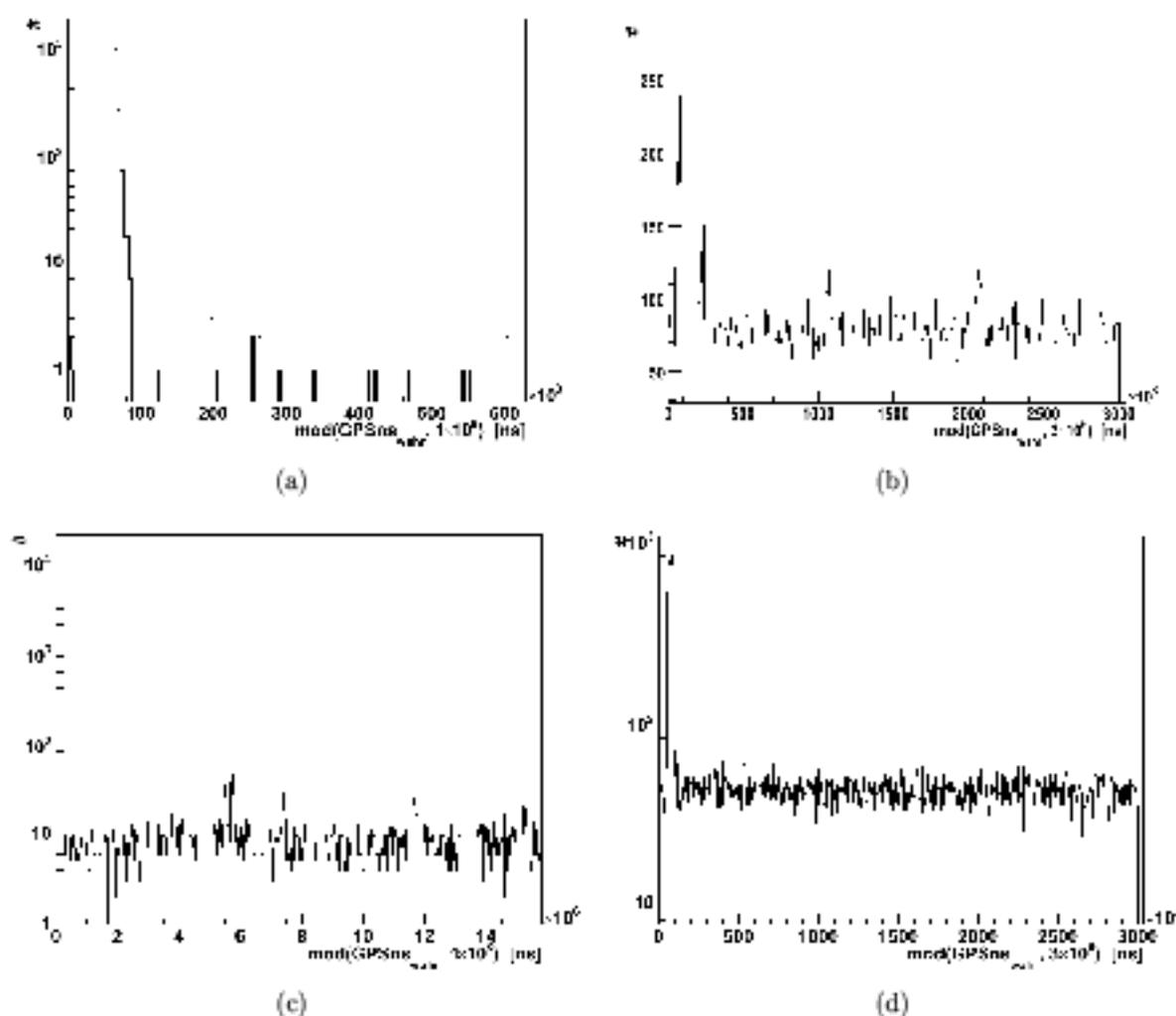
die neuen 333 Hz-LIDAR sowie den APF angewendet<sup>5</sup> (s. Abb. 3.2 und A.4). Die  $t_{GPS_{\text{na}}}^{\text{Schnitt}}$  Verteilungen zeigen noch weitere nennenswerte Auffälligkeiten:

Teleskop	Quelle	Intervall [ $10^3$ ns]		Totzeit [%]		
		unten	oben			
Los Leones	333 Hz	40	110	2,33	Alte Konfiguration LIDAR	
Los Morados		50	160	3,66		
Coihueco		50	110	2,0		
Los Leones	10 Hz	50	120	1,47		
		5400	5850			
		7200	7500			
		11500	12000			
Los Morados	10 Hz	63	120	0,82		
		2560	2620			
		52570	52640			
Coihueco	10 Hz	63	120	0,06	Neue Konfiguration LIDAR	
Los Leones	333 Hz	40	100	4,5		
		2885	2960			
Coihueco		40	170	6,33		
		2940	2970			
		940	955			
		1940	1955			
Los Morados		333 Hz	45	115		8,82
			185	275		
	1045		1090			
	2040		2100			
Los Morados	1Hz	80	95	0,002		APF
Coihueco						

**Tabelle 4.2:** Totzeiten und Schnittintervalle für den GPS-Nanosekunden Schnitt. Auffällig sind die großen Totzeiten durch die hochfrequenten 333 Hz LIDAR. Hinzu kommen 0,3% Totzeit durch den CLF.

Ein einem aktiven LIDAR benachbartes Teleskopgebäude sollte automatisch aus der Datennahme genommen werden (Veto). Dennoch findet man für die alte Gerätekonfiguration 333 Hz-Signaturen in Coihueco (s. Abb.4.2 (d)) und 10 Hz-Signaturen in Los

<sup>5</sup>Für diese Fälle wird der Übergang zu  $t_{\text{wahr}}^{\text{GPS}_{\text{na}}}$  bedeutungslos, da hier nicht mehr zwischen den einzelnen LIDAR Stationen unterschieden wird. Allerdings verschiebt die Addition einer Konstanten lediglich die Spitzen in den  $t_{\text{GPS}_{\text{na}}}^{\text{Schnitt}}$ -Verteilungen. Willkürlich wird Coihueco als Quellort für die Zeitrekonstruktion gesetzt.



**Abbildung 4.2:** Exemplarisch einige Verteilungen der Schnittgröße  $t_{GPS,rx}^{Schnitt}$ .

(a) 10 Hz Los Leones LIDAR gesehen in Los Morados - alte Gerätekonfiguration.

(b) 333 Hz LIDAR gesehen in Coihueco - neue Gerätekonfiguration. Man sieht vier Spitzen in der Verteilung, obwohl nur drei LIDAR installiert sind.

(c) Selbsttrigger: 10 Hz Los Leones LIDAR vermessen in Los Leones.

(d) Selbsttrigger: 333 Hz Coihueco LIDAR vermessen in Coihueco - alte Gerätekonfiguration. Der vollständige Satz der Verteilungen ist in Anhang A.1 zu finden.

Leones (s. Abb.4.2 (c)). Abbildung 4.2 (b) zeigt vier Spitzen in der Verteilung für Coihueco in der neuen Gerätekonfiguration. Es scheint also Zeiten gegeben zu haben, in denen trotz LIDAR Aktivitäten die Datennahme aktiv war. Solche Ereignisse werden als Selbsttrigger bezeichnet, obwohl der LIDAR kein direkter Bestandteil des Teleskopgebäudes ist.

Daß der Schnitt auf die GPS-Nanosekunden die LIDAR-Ereignisse selektiert, wird an den Azimutverteilungen vor und nach dem Schnitt deutlich<sup>6</sup> (s. Abb 4.3 und 4.4): Außer zwei Spitzen, die wahrscheinlich dem 333 Hz Los Leones LIDAR zugeordnet werden können, scheinen die Azimutalverteilungen in die Blickrichtungen der LIDAR bereinigt. Diese sowie die anderen in den Abbildungen gekennzeichneten und übriggebliebenen Spitzen werden in Abschnitt A.2 näher untersucht.

Die Rekonstruktion der Schauer-Detektor Ebene scheint für die Laserschüsse verlässlich zu arbeiten. Die Berechnung der Auftrefforte ist jedoch teilweise so ungenau, daß die LIDAR-Positionen hinter den Teleskopen rekonstruiert werden und eine 2. Spitze für negative Azimutwerte ausbilden. Das für die alte Konfiguration die Ereignisse mit positiven Azimutwerten nicht gleichmäßig verteilt sind, ist auf unterschiedliche Meßzeiten der Teleskope mit angebrachtem Korrektoring zurückzuführen (vgl. z. B. Abb. 4.3 (b)).

In den Abbildungen A.12 und A.13 finden sich die Verteilungen der Ereignisse pro Zeitbin aus den  $t_{GPS_{\text{Snn}}}^{\text{Schnitt}}$ -Verteilungen. Nach dem Schnitt sind keine Bereiche mit signifikanten Abweichungen mehr erkennbar.

Für die neue LIDAR-Konfiguration lassen sich schon vor dem Schnitt keine Spitzen mehr in der Azimutverteilung in Richtung Los Morados oder Coihueco erkennen. Allerdings zeigen sich andere Spitzen, die vom GPS-Nanosekunden Schnitt entfernt werden, aber aufgrund ihrer Richtung keinem Laser zugeordnet werden können. Diese sind in Abbildung 4.4 mit einem Fragezeichen kenntlich gemacht.

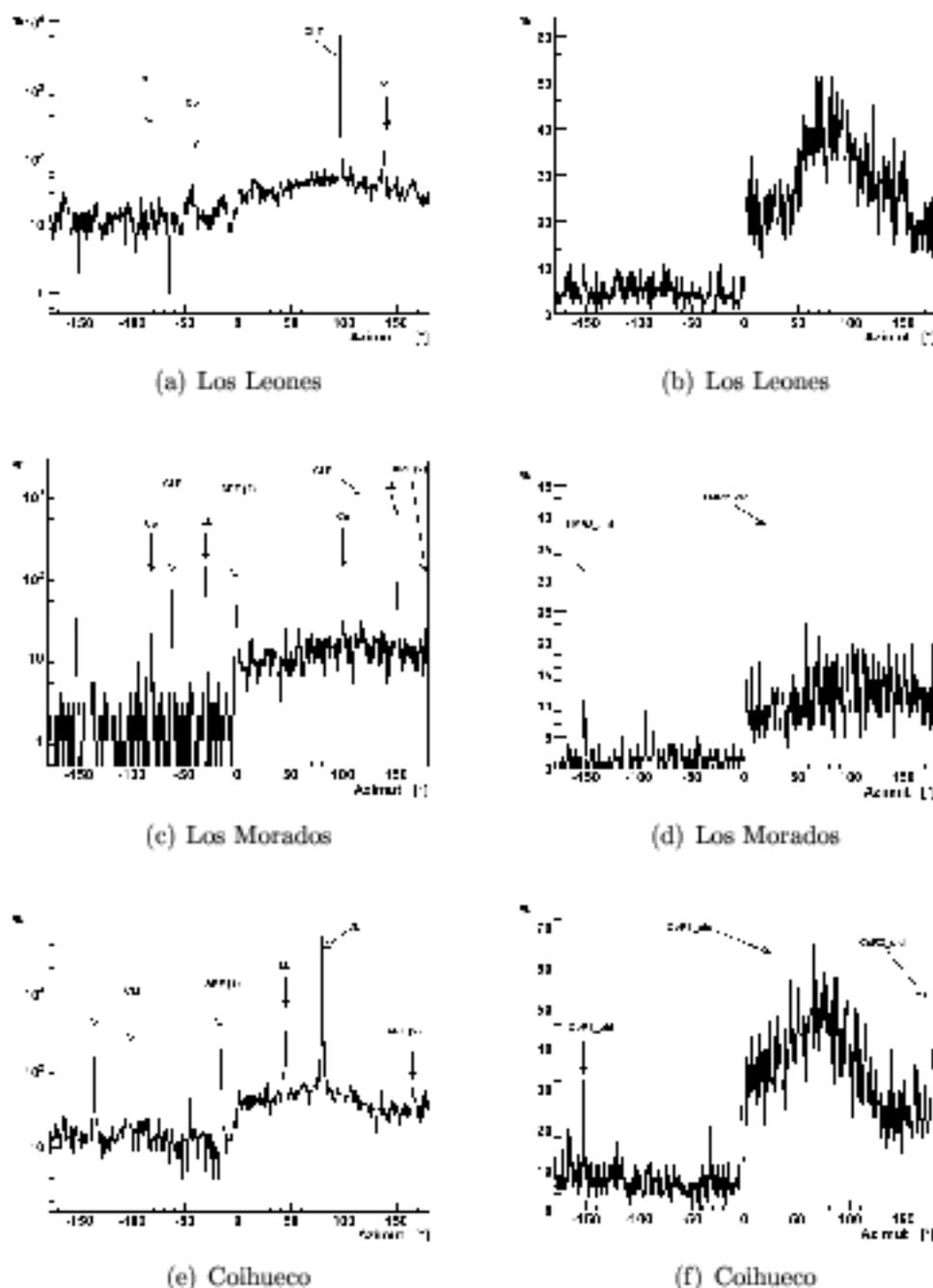
## 4.2 Identifizierung der restlichen Spitzen

Nach dem zuvor beschriebenen Schnitt auf die GPS-Nanosekunden sind immer noch Spitzen in der Azimutverteilung zu finden. Einige davon wurden in den Abbildungen 4.3 und 4.4 beschriftet. Zwei dieser Spitzen weisen scheinbar noch in Richtung des Los Leones LIDAR: LL2 und LL4.

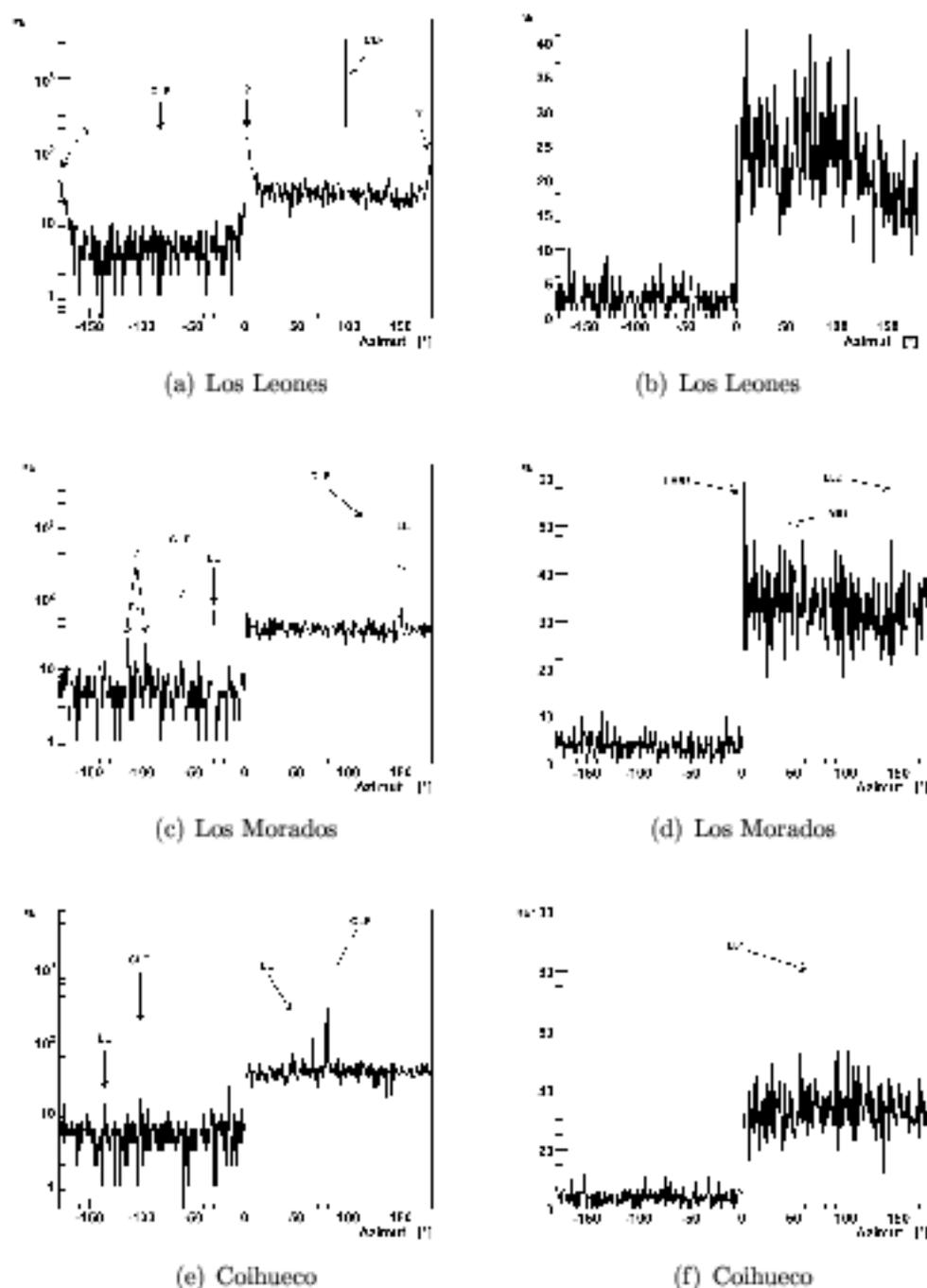
Für die verbleibenden Spitzen wurden für alle Ereignisse im umgebenden Azimutwinkelbereich die Verteilung der Ereignisse pro FD-Run histogrammiert (s. Abb. 4.5 und Anhang A.2). Ausreißer in dieser Verteilung identifizieren FD-Runs, die wahrscheinlich die Spitzen beinhalten. Dies würde bestätigt, wenn nach Ausschluß dieser Kandidaten auch die Spitze in der Azimutverteilung verschwindet. Zusätzlich sollte überprüft werden, ob die selektierten Ereignisse eine Spitze in der  $t_{GPS_{\text{Snn}}}^{\text{Schnitt}}$ -Verteilungen bilden - also

<sup>6</sup>Verwendete Abkürzungen:

LL = Los Leones  
 LM = Los Morados  
 Co = Coihueco



**Abbildung 4.3:** Azimutwinkelverteilung vor (linke Spalte) und nach (rechte Spalte) dem GPS-Nanosekunden Schnitt für die alte LIDAR-Konfiguration. Die Spitzen wurden mit den möglichen Laserquellen gekennzeichnet. Nach dem Schnitt findet man nur noch Spitzen, die nicht in Richtung eines LIDARs deuten (s. Abschnitt 4.2).



**Abbildung 4.4:** Winkelverteilung vor (linke Spalte) und nach (rechte Spalte) dem GPS-Nanosekunden Schnitt für die neue LIDAR-Konfiguration. Die meisten Laserereignisse wurden erfolgreich entfernt. Allerdings zeigen sich noch Spitzen, die wahrscheinlich dem Los Leones LIDAR zugeordnet werden können (LL2, LL4). Die übrigen Spitzen werden in Abschnitt 4.2 diskutiert.

Die mit einem Fragezeichen gekennzeichneten Spitzen liegen nicht in Richtung einer Laserquelle, werden aber dennoch vom GPS-Nanosekunden Schnitt entfernt.

ob sie eine LIDAR GPS-Nanosekunden Signatur aufweisen.

Die Los Leones LIDAR Reste LL2 (s. Abb. A.5) und LL4 (s. Abb. 4.5) lassen sich eindeutig den in Tabelle 4.3 aufgeführten FD-Runs zuordnen. Sie weisen tatsächlich keine 333 Hz Zeitstruktur auf, so als wäre zu diesen Zeiten die Synchronisierung zwischen LIDAR und Datennahmen deaktiviert gewesen. Im Folgenden werden die beiden FD-Runs aus der Analyse ausgeschlossen.

Die Abbildungen zu den Spitzen LMR2\_old, CoR1\_old und CoR2\_old sind in den Abbildungen A.6 - A.8 aufgeführt. Man sieht, daß es hier nicht möglich ist, einzelne FD-Runs als Ursprung der Spitzen auszumachen. Aus den Verteilungen wurden alle Dateien ausgewählt, die mehr als  $3\sigma$  vom ersten Bin abweichen<sup>7</sup> (s. Tabelle A.8 in Anhang A.2). Ein Ausschluß dieser Dateien zeigt die erwartete deutliche Verringerung der Spitzen in der Azimutverteilung. Keine der diskutierten Spitzen scheint einen LIDAR als Ursprung zu haben, da sich keine Auffälligkeiten in den gezeigten  $t_{GPSna}^{Schnitt}$ -Verteilungen finden lassen.

Im Anhang (Abb. A.11) werden die Verteilungen der Ereignisse pro Azimutwinkelbin für den bereinigten Datensatz gezeigt. Dazu wurden alle Azimutwerte in den positiven Bereich übertragen. Für die alte Konfiguration mußten die Azimutwerte zusätzlich noch für jedes Teleskopgebäude teleskopweise aufaddiert werden, um Effekten durch unterschiedliche Meßzeiten mit den Korrektoringen entgegenzuwirken. Abgesehen von Coihueco liegen in der alten Gerätekonfiguration keine Spitzen mehr vor.

Mit LMR1 und LMR2 wurden noch zwei für das Auge auffällige Spitzen ausgewählt, die zusätzlich nach der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode untersucht wurden. Sie weisen keinerlei Besonderheiten auf(s. Abb. A.9 und A.10).

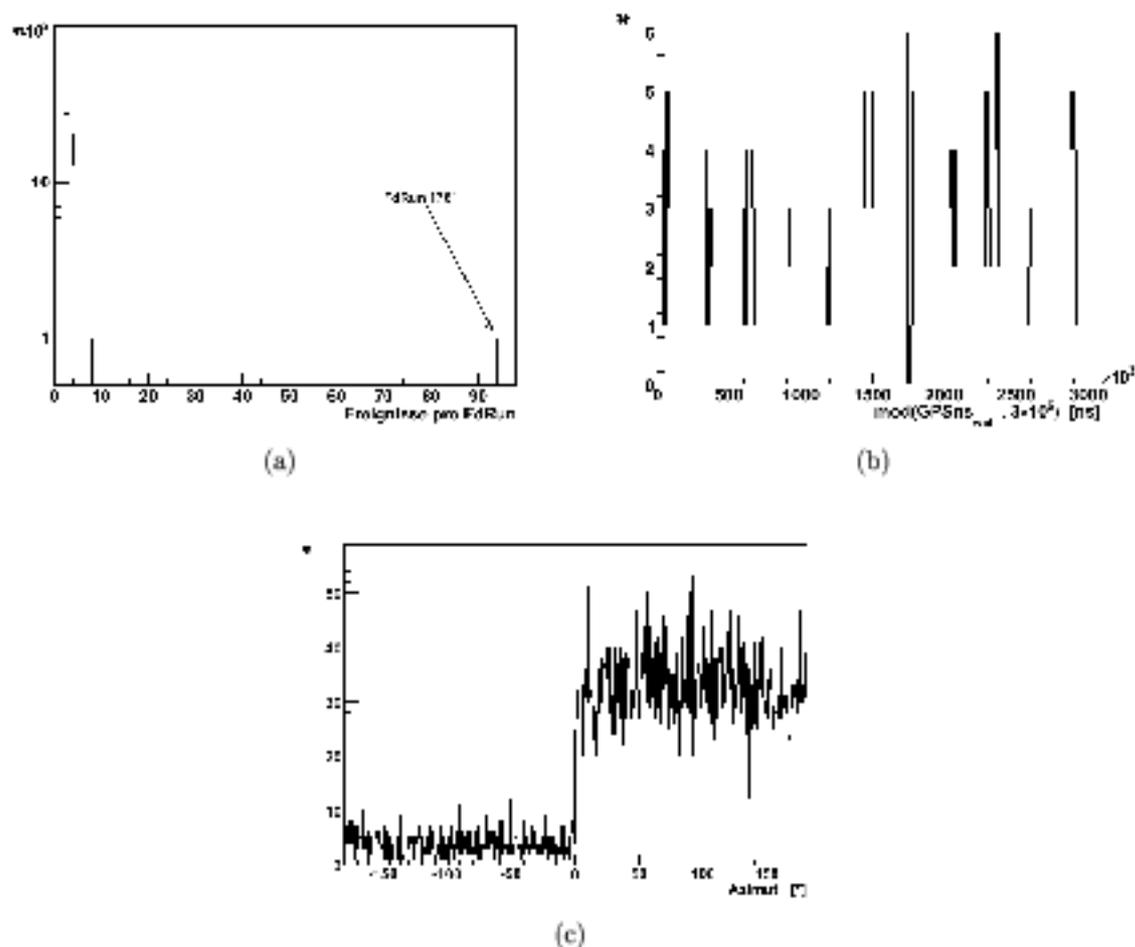
Spitze	FD-Run
LL2	910
LL4	1761

**Tabelle 4.3:** Diese FD-Runs beinhalten die restlichen Los Leones Spitzen, die nicht vom GPS-Nanosekunden Schnitt identifiziert wurden.

### 4.3 Eigenschaften der LIDAR-Ereignisse

Die hochfrequenten LIDAR arbeiten mit einer Frequenz von 333 Hz. Da die durchschnittliche Triggerrate der Teleskope deutlich kleiner ist, würde man erwarten, daß

<sup>7</sup> $\sigma$  selber wurde durch das Abzählen von 68% aller Einträge abgeschätzt. Alternativ kann man das Anfitzen einer Exponentialfunktion versuchen und FD-Runs ausschließen, die nicht unterhalb dieser Kurve liegen. Zudem sollte eine Verbesserung eintreten, wenn man die Anzahl der Kandidaten pro FD-Run noch durch die zugehörige Meßzeit dividiert.



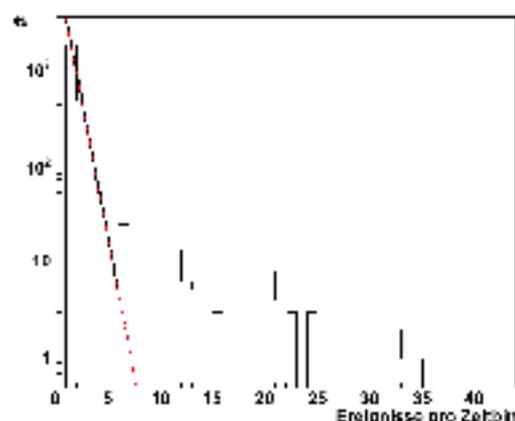
**Abbildung 4.5:** Spitze LL:

(a) Anzahl Ereignisse pro FD-Run, die im Winkelbereich  $[64, 5^\circ; 66, 5^\circ]$  in Coihueco getriggert wurde. FD-Run 1761 ist mit über 90 Ereignissen als Quelle für diese Spitze identifiziert.

(b) Keine signifikanten Spitzen in der  $t_{\text{GPS}_{\text{schnitt}}}^{\text{Schmitt}}$ -Verteilung.

(c) Bereinigte Azimutverteilung in Coihueco nach GPS-Nanosekunden Schnitt und ohne FD-Run 1761.

ein LIDAR-Scan im Gesichtsfeld der Teleskope in einer signifikanten Erhöhung der Triggerrate resultiert. Abbildung 4.6 zeigt exemplarisch die Anzahl an 333 Hz LIDAR-Kandidaten der neuen Konfiguration für fünf Minuten große Zeitfenster, die in Los Leones vermessen wurden. An die ersten Einträge wurde eine Exponentialfunktion angefitet. In diesem Bereich liegen größtenteils Luftschauer, die zufällig in das LIDAR-Schnittfenster fallen. Die höheren Ereigniszahlen scheinen zu Zeiten mit aktiviertem LIDAR zu gehören<sup>8</sup>.



**Abbildung 4.6:** Verteilung der LIDAR-Kandidatenzahl pro 5-Minuten Intervall. In schwarz ist eine an die ersten sieben Einträge angefitete Exponentialfunktion dargestellt. Die rote Kurve zeigt die Verlängerung der Funktion auf die x-Achse.

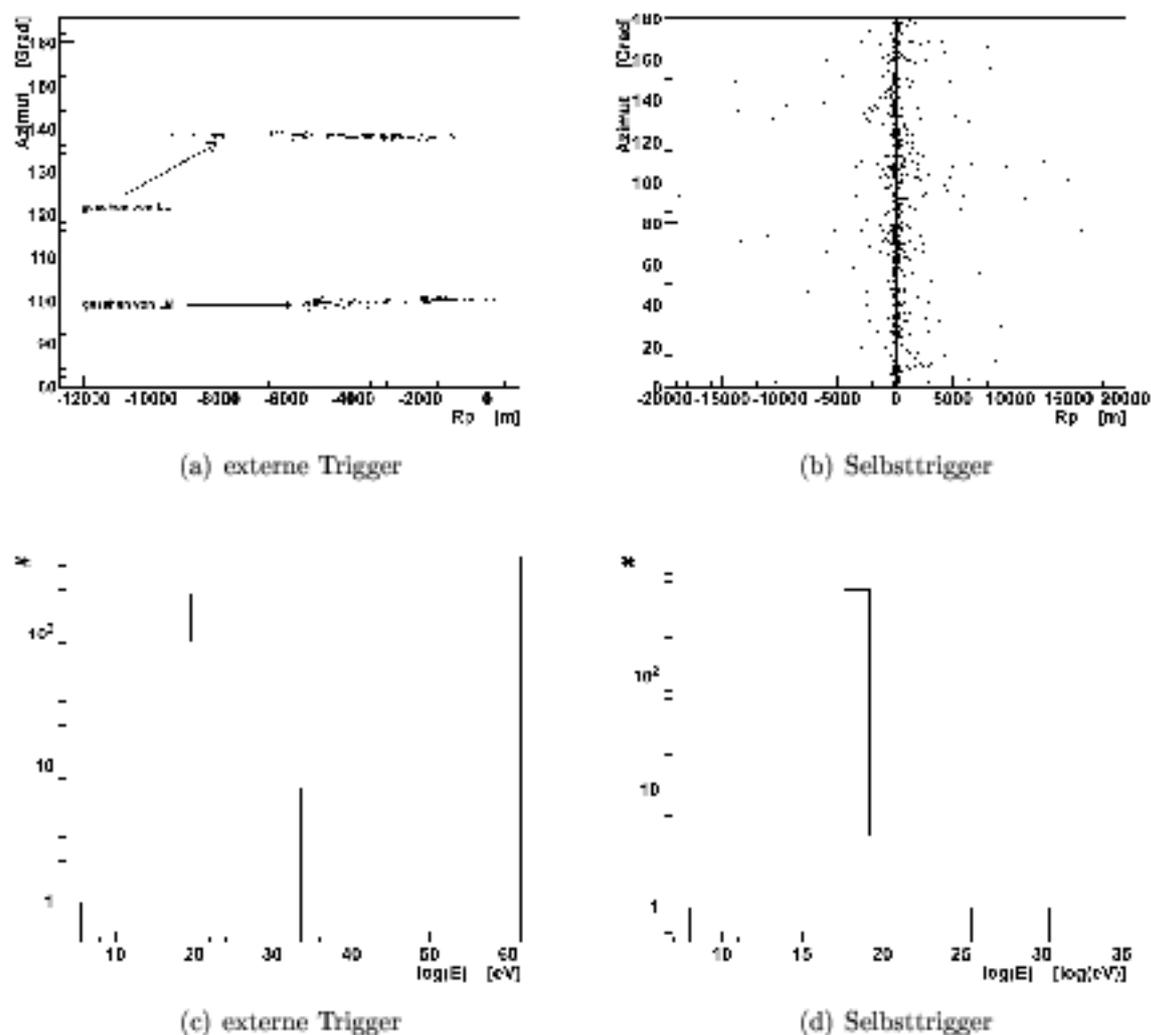
Daher kann ein Datensatz zusammengestellt werden, der ausschließlich LIDAR-Ereignisse enthält. Dazu wird eine Untermenge aus den LIDAR-Kandidaten ausgewählt, die in Phasen extrem erhöhter Triggerraten liegen. Hier wurden Ereignisse mit rekonstruierter Geometrie in heißen Phasen mit mindestens 20 LIDAR Kandidaten in einem Zeitfenster von 90 s ausgewählt, die die alte 333 Hz Coihueco LIDAR Signatur aufweisen. Da zu diesem Zeitpunkt nur ein einziger Laser mit dieser Frequenz installiert war, handelt es sich bei 333 Hz LIDAR Untergund, vermessen in Coihueco, um Selbsttrigger. Vergleichbare Messungen in Los Leones und Los Morados sind hingegen externe Trigger.

Die Eigenschaften der so selektierten LIDAR zeigt Abbildung 4.7. Für die 884 extern getriggerten Ereignisse findet man fast ausschließlich negative  $R_p$  Werte, was man für aufsteigende Schauer auch erwartet. Die Azimutwinkel liegen in einem schmalen Band um die Sichtlinie zwischen LIDAR und Teleskopgebäude verteilt. Für die 6825

<sup>8</sup>Würden die Verteilung der LIDAR in Abbildung 4.6 eindeutig von der Verteilung der wahren Luftschauer separieren, so hätte man ein zusätzliches Schnittkriterium. Allerdings laufen die Verteilungen stark ineinander, so daß eine zuverlässige Trennung unmöglich ist.

Selbsttrigger-Ereignisse bietet sich ein anderes Bild: Weil das Lasersignal in diesem Fall von hinten über das Teleskop verläuft, findet man ein breites Band an Azimutwinkel und einen positiven  $R_p$  Wert, da ein aufsteigender Schauer, der hinter dem Gebäude abgegeben wird, im Teleskop als herabgehender Schauer vermessen werden kann (s. Abb. 4.8). Aufgrund der Selbsttrigger ist es also nicht möglich, den LIDAR-Untergrund über die häufig genutzte Bedingung  $R_p > 0$  m auszuschließen. Die rekonstruierten LIDAR-Energien haben ihren wahrscheinlichsten Wert um  $\sim 10^{19}$  eV. Keiner dieser LIDAR-Kandidaten passiert alle in Referenz [23] vorgeschlagenen FD-Qualitätsschnitte:

- $R_p > 0$
- Zeitfit :  $0 < \frac{\chi^2}{NDF} < 5$ ,  $\frac{\chi^2}{NDF}$  meint dabei  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad  $NDF$  des Fits.
- Gaisser-Hillas Fit:  $\frac{\chi^2}{NDF} < 5$
- Zenitwinkel :  $0 < \theta < 60$
- $X_{Max}$  im Gesichtsfeld des Teleskops
- Spurlänge  $> 200 \frac{g}{cm^2}$ .

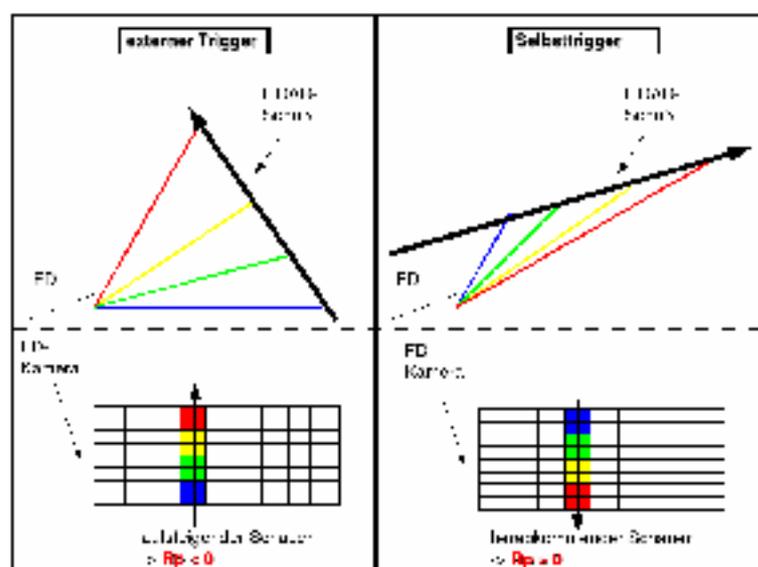


**Abbildung 4.7:** Eigenschaften der Cohueco LIDAR-Kandidaten, die gleichzeitig in einer Phase erhöhter Triggerrate liegen.

(a) Externe Trigger haben fast ausschließlich negative  $R_p$  Werte. Die Azimutwinkel sind eindeutig mit der Blickrichtung Teleskop-LIDAR korreliert.

(b) Für Selbsttrigger findet man auch positive  $R_p$  Werte und keine Richtungskorrelation.

((c) und (d)) Die rekonstruierten Energien können im interessierenden Energiebereich liegen.

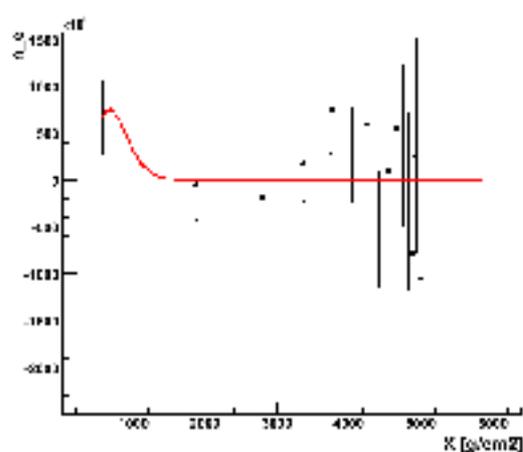


**Abbildung 4.8:** Während externe LIDAR als aufsteigende Schauer mit  $R_p < 0$  rekonstruiert werden, kann man für Selbsttrigger das Bild eines runtergehenden Schauers im Teleskops erhalten. Im letzten Fall findet man  $R_p > 0$ .

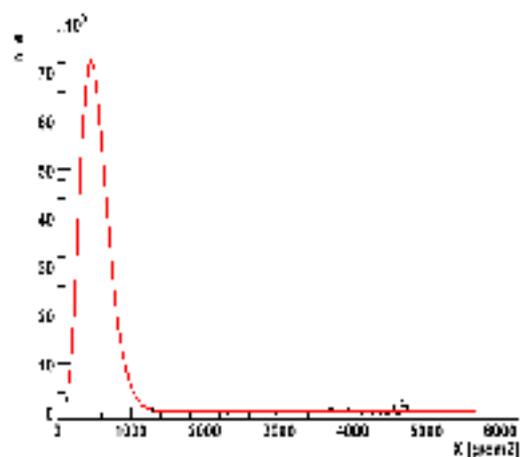
In Abbildung 4.9 sind exemplarisch die Profile von LIDAR-Ereignissen gezeigt, deren rekonstruierte Energien im Intervall  $10^{17}$  eV– $10^{21}$  eV liegen. Sie alle tragen die 333 Hz-Signatur und wurden innerhalb von 69 s in Los Leones getriggert. Die zugehörigen Signale wurden ausschließlich in Spiegel 5 vermessen, also in Blickrichtung Coihueco. Sie erfüllen zusätzlich alle Profile-Schnitte<sup>9</sup>. Die Ereignisse 1144 und 1196 haben auffällig große Spurlängen (s. Tabelle 4.4). Diese großen Werte scheinen jedoch nicht die Regel zu sein, wie die Verteilungen der Spurlängen des zuvor behandelten LIDAR-Datensatzes in Abbildung 4.10 verdeutlichen. Alle drei Ereignisse fließen nur wegen negativ rekonstruierter  $R_p$ -Werte nicht in Analysen ein. Allerdings ist auch dieses Kriterium nicht verlässlich, denn  $R_p$  Werte für selbstgetriggerten LIDAR-Untergrund können, wie gezeigt, positiv sein.

Der LIDAR-Untergrund sollte also mit Hilfe des in Abschnitt 4.1 diskutierten GPS-Nanosekunden Schnitts entfernt und die daraus resultierenden Totzeiten in Kauf genommen werden.

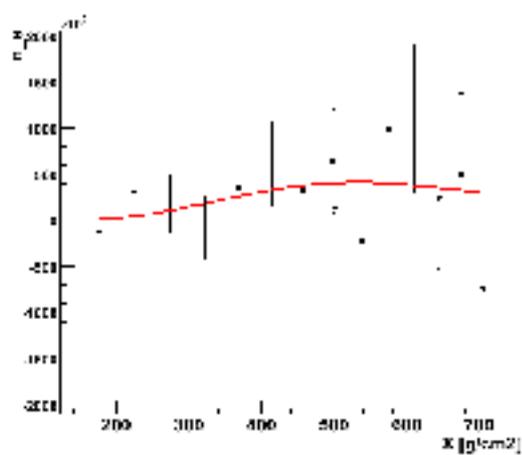
<sup>9</sup>Es sollte angemerkt werden, daß die diskutierten LIDAR Profile nicht vertrauenswürdig aussehen und stärkere Schnittbedingungen eventuell nicht erfüllen können.



(a) Ereignis Nummer 1144

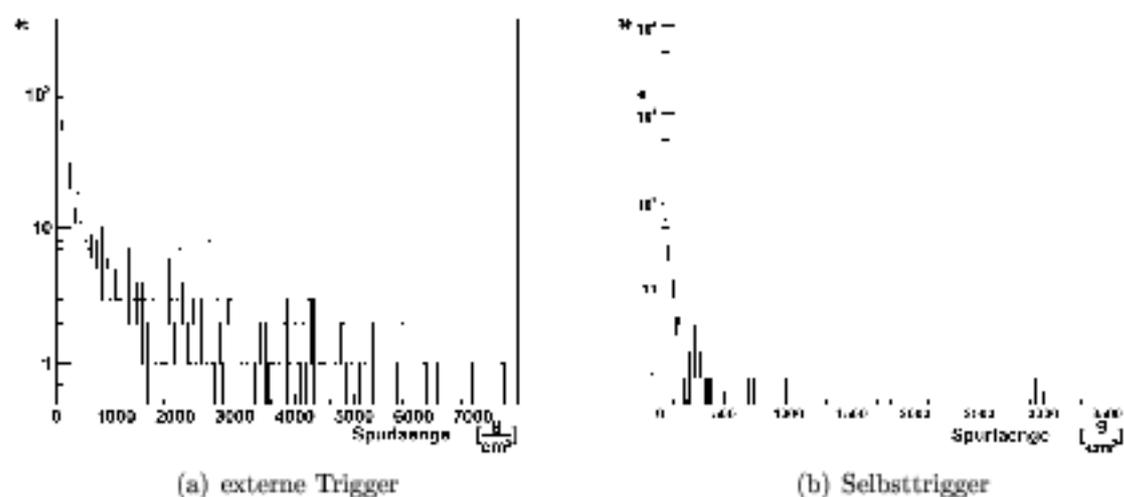


(b) Ereignis Nummer 1196



(c) Ereignisse Nummer 1242

**Abbildung 4.9:** Beispiele für Profile von LIDAR-Untergrundereignissen.



**Abbildung 4.10:** Verteilungen der Spurlängen für die LIDAR-Ereignisse.

FD-Run	Ereignis Nummer	GPSs [s]	Minimale atm. Tiefe [ $g \frac{g}{cm^2}$ ]	$X_{max}$ [ $g \frac{g}{cm^2}$ ]	Maximale atm. Tiefe [ $g \frac{g}{cm^2}$ ]	$R_p$ [m]	Energie [eV]
839	1144	800079508	390	710	5818	-2854.78	$9.6 \cdot 10^{17}$
839	1196	800079515	269	633	5650	-2840.9	$4.9 \cdot 10^{19}$
839	1242	800079577	1	536	624	-8121.19	$5.2 \cdot 10^{20}$

**Tabelle 4.4:** Rekonstruierte Werte von exemplarischen LIDAR-Ereignissen mit Energien in dem für Analysen wichtigen Bereich. Teilweise findet man seltene, hohe Energien.

## 4.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde eine Methode vorgestellt, um den periodisch auftretenden Laseruntergrund in den FD-Daten zu identifizieren. Die daraus resultierenden Totzeiten für die hochfrequenten 333 Hz LIDAR liegen zwischen 2% und 8%. Zusätzlich wurden Spitzen in den Azimutverteilungen gefunden, die aufgrund ihrer Richtung keiner Laserquelle zugeordnet werden können. Es wurde deutlich, daß das LIDAR-Veto zeitweise nicht aktiv war. Exemplarisch wurden Profile von LIDAR-Ereignisse gezeigt, die die FD-Schnittkriterien für Schauerprofile erfüllen. Die obige Argumentation führt zu dem Schluß, daß eine Untergrundselektion, wie sie in diesem Kapitel durchgeführt wurde, für einen möglichst reinen Datensatz notwendig ist.



---

## Analyse von Stereoereignissen

---

Eine Möglichkeit, systematische Unsicherheiten in den Fluoreszenzdaten des Auger-Observatoriums zu finden, ist der Vergleich von Luftschauern, die in mehreren Teleskopen gleichzeitig vermessen wurden. Die Abweichungen zwischen den so gefundenen Meßwerten liefert eine Abschätzung für die Auflösung. Zudem kann die Kalibration der Teleskope untersucht werden.

Offensichtlich müssen Mehrteleskop-Ereignisse die Triggerbedingungen in mindestens zwei Teleskopen gleichzeitig erfüllen. Dies beginnt bei gleichem mittleren Abstand zu beiden Teleskopen, bei einer Energie von  $\sim 10^{18}$  eV [20]. Für größere Energien können auch Luftschauer als Mehrteleskop-Ereignisse getriggert werden, deren Achse deutlich näher bei einem der angeschlagenen Teleskope liegt. Solche Schauer sind besonders interessant, da das Licht auf dem Weg zu den messenden Detektoren unterschiedlich lange Strecken durch die Atmosphäre zurückgelegt hat. Dies kann genutzt werden, um die Behandlung der Atmosphäre in der Rekonstruktion zu überprüfen.

### 5.1 Hybrid-Stereoereignisse

Es fließen nur Rekonstruktionen von Luftschauern in die Analyse ein, die die folgenden Qualitätskriterien erfüllen (vgl. [52]):

- Abstand zwischen Hybrid-Tank und rekonstruierter Schauerachse  $< 2000$  m
- Schauermaximum  $X_{\max}$  im Sichtfeld des Teleskops
- Fitunsicherheit  $\frac{\Delta E}{E} < 0.25$

- Cherenkov-Anteil < 50%
- Profil-Fit:  $\frac{\chi^2}{\text{NDF}} < 2,5$
- $\chi_{\text{Line}}^2 - \chi_{\text{GH}}^2 > 4$ , dabei bezeichnet  $\chi_{\text{GH}}^2$  den  $\chi^2$ -Wert des Gaisser-Hillas Fits und  $\chi_{\text{Line}}^2$  den  $\chi^2$ -Wert für eine an das Schauerprofil angefitte Gerade.
- Für die Meßzeiten müssen Einträge in der Datenbank für die Mie-Streulängen vorliegen.

Nach den Schnitten verbleiben noch 96 Stereoereignisse. Dazu wurden 3-fach Ereignisse (Triple) in drei 2-fache Ereignisse (Stereo) zerlegt<sup>1</sup>. Da für das Fluoreszenzteleskop in Los Morados noch keine Kalibrationskonstanten zur Verfügung stehen, sollten die hier gefundenen Meßgrößen, die aus dem Luftschauprofil abgeleitet wurden, nicht zur Abschätzung der Auflösung verwendet werden. Für diesen Teil der Analyse stehen daher nur noch 55 Stereoereignisse, vermessen von den Teleskopen in Los Leones und Coihueco, zur Verfügung.

### 5.1.1 Auflösung

Unter der Voraussetzung, daß die unabhängig rekonstruierten Meßwerte ( $M_{1,n}$ ,  $M_{2,n}$ ) der beiden Einzelmessungen eines der  $n$  Stereoereignisse statistisch unabhängig sind, kann man zur Abschätzung der Auflösung einer Meßgröße  $M$  die Standardabweichung  $\sigma^M$  oder das Quantil der Verteilung der Differenz  $\Delta M_i = (M_{1,i} - M_{2,i})/\sqrt{2}$  benutzen<sup>2</sup>. Wird  $\sigma^M$  über einen Gaußfit bestimmt, soll es im Folgenden mit  $\sigma_{GF}^M$  bezeichnet werden. Im Falle einer alternativen Abschätzung durch Quantile, hier dem Abzählen des Wertes, der 50%, 68% oder 90% der Ereignisse um den Mittelwert einschließt, soll es als  $\sigma_{50\%}^M$ ,  $\sigma_{68\%}^M$  beziehungsweise  $\sigma_{90\%}^M$  deklariert werden.

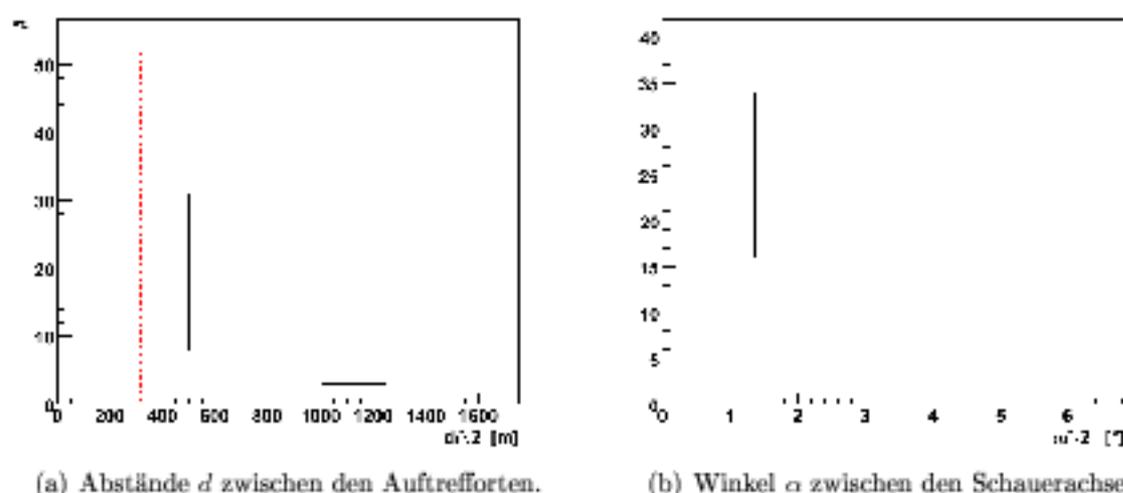
### Genauigkeit in der Bestimmung der Schauerachse

Die Schauerdetektorebene (SDP) wird durch die drei Komponenten ihres Normalenvektors  $\vec{n}_{\text{SDP}}$  festgelegt, die Schauerachse in ihr durch  $R_p$  und  $\chi_0$  (vgl. Abb 2.8). Diese

<sup>1</sup>Dieses Vorgehen erhöht zwar die Statistik, die zerlegten Ereignisse sind aber statistisch nicht unabhängig.

<sup>2</sup>Gegeben sind die 2-n gleichzeitigen Messungen ( $M_n^1$ ,  $M_n^2$ ) einer Größe  $M$  in zwei Teleskopen  $T_1$ ,  $T_2$  mit unbekanntem Fehlern ( $\Delta M_n^1$ ,  $\Delta M_n^2$ ). Unter der Annahme, daß beide Teleskope die gleiche Auflösung  $\Delta M_n = \Delta M_n^1 = \Delta M_n^2$  haben, folgt für den Fehler  $\Delta d_n$  der Differenz der Messungen  $d_n = M_n^1 - M_n^2$  nach Fehlerfortpflanzung (unkorrellert):  $\Delta d = \sqrt{(\Delta M_n^1)^2 + (\Delta M_n^2)^2} = \sqrt{2}\Delta M_n$ . Eine Abschätzung für den Meßfehler  $\sigma_{\Delta M}$  des Teleskops für die Größe  $M$  kann also aus der Verteilung der  $\frac{\Delta d_n}{\sqrt{2}} = \frac{M_n^1 - M_n^2}{\sqrt{2}}$  bestimmt werden.

Beschreibung der Geometrie ist auf ein Teleskop-gebundenes Koordinatensystem bezogen. Für den Vergleich von zwei Messungen eines Mehrteleskopereignisses in unterschiedlichen Teleskopen ist sie daher nicht geeignet. Alternativ kann die Luftschauerergeometrie durch den Auftreffort  $\vec{c}$  des Schauers am Boden<sup>3</sup> sowie der Richtung der Achse — festgelegt durch Zenit- und Azimutwinkel  $(\theta, \phi)$  — in einem von den Teleskopen unabhängigen zentralen Koordinatensystem beschrieben werden. Die Verteilungen der Differenz sowie die Abschätzung der Auflösung für diese Größen sind in Abbildung B.1 und Tabelle B.1 wiedergegeben. Im Folgenden soll die Auflösung für zwei abgeleitete Größen genauer betrachtet werden, die für die Analysearbeit im Rahmen des Augerexperimentes von größerer Bedeutung sind: Die Distanzen  $d$  zwischen den Auftrefforten der Luftschauer am Boden sowie der Winkel zwischen den rekonstruierten Schauerachsen  $\alpha$ . Die zugehörigen Verteilungen sind in den Abbildungen 5.1 (a) und (b) dargestellt. Die Werte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.



**Abbildung 5.1:** Verteilungen für den Abstand zwischen den Auftrefforten  $d$  und den Winkeln  $\alpha$  zwischen den Achsen. Die roten Linien markieren jeweils den  $\sigma_{68\%}$ -Wert.

Es ist schwierig, Vergleichswerte in der Literatur zu finden, da die Auflösung von vielen Faktoren beeinflusst wird, wie z.B. Qualitätsschnitte und Rekonstruktionsalgorithmen. Betrachtet man ungeachtet dessen die Werte in Tabelle 2.2 so fällt auf, daß insbesondere die gefundene Auflösung des Auftreffortes am Boden um ein Vielfaches ungenauer ist<sup>4</sup>. Gleiches gilt für den Vergleich mit den aus CLF-Messungen gewonnenen Werten

<sup>3</sup>Hier wird der Auftreffort in UTM-Koordinaten angegeben durch Northing, Easting [7].

<sup>4</sup>In dieser Analyse wurden simulierte Luftschauer verwendet, die in mindestens zwei Bodentanks vermessen wurden. Das ist ein Unterschied zu der hier vorgestellten Auswahl an Stereoereignissen, wo nur ein Bodentank verlangt wird.

	Quantile		
	$\sigma_{50\%}$	$\sigma_{68\%}$	$\sigma_{90\%}$
Abstand Auftrefforte $d$ [m]	220	310	510
Winkel zwischen den Achsen $[\circ]$	0,79	0,99	1,8

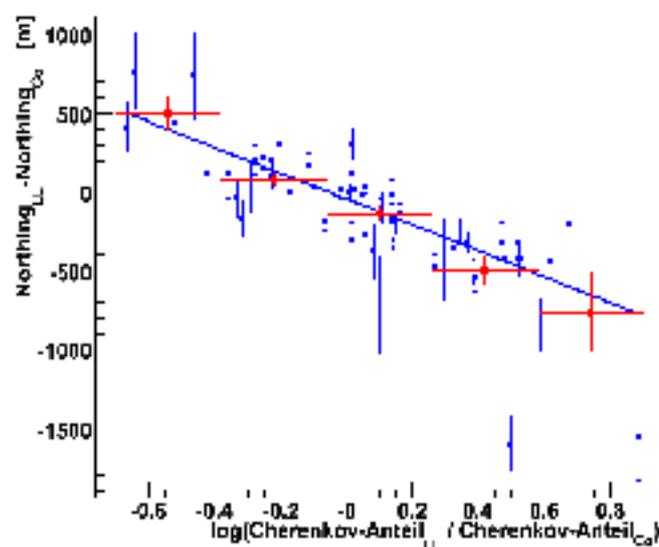
**Tabelle 5.1:** Die aus den Stereoereignissen gewonnene Auflösung für den Abstand zwischen den rekonstruierten Auftrefforten sowie den Winkeln zwischen den Achsen  $\alpha$ .

(vgl. Abschnitt 2.3.2). Ein Grund für diese Abweichung könnte sein, daß Stereoereignisse gleichzeitig in zwei Teleskopen vermessen werden müssen und daher häufiger an der Nachweisschwelle angesiedelt sein könnten. Die mittlere Entfernung  $R_{X_{\max}}$  zwischen Schauermaximum und Teleskop beträgt im  $\sim 26$  km (vgl. Abb. B.7).

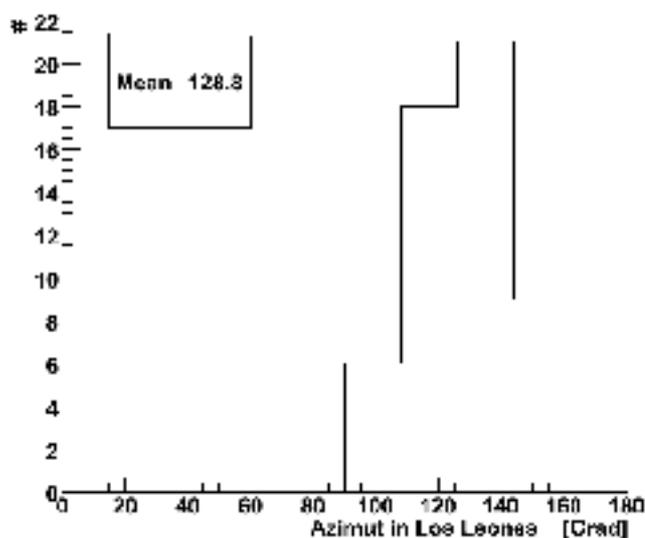
Wird die Auflösung für die Geometriewerte der Teleskop-Paare Los Leones-Coihueco und Los Leones-Los Morados getrennt voneinander untersucht, so unterscheiden sich die gefundenen Werte insbesondere für den Auftreffort  $\sigma_{68\%}^d$  um 130 m (s. Abb. B.2 und Tab. B.2). Für die Teleskop-Kombination Los-Leones - Los Morados folgt:  $\sigma_{68\%}^d = 200$  m und  $\sigma_{68\%}^\alpha = 0,9^\circ$ . Betrachtet man die Differenzen der Northing und Easting Komponenten des Auftreffortes getrennt, findet sich ein verschobener Mittelwert um 111 m in der Northing Komponente für das Teleskop-Paar Los Leones - Coihueco und größere Werte für die Standardabweichungen in beiden Komponenten (s. Abb. B.3 (d)). Diese Effekte könnten für die 130 m Differenz in der Auflösung mitverantwortlich sein. Einfache Erklärungen für diese Phänomene wären z.B. Probleme in der Zeitsynchronisation der Teleskop-Elektronik oder eventuell falsche Annahmen über die Standorte der Teleskope in der Rekonstruktion.

Abbildung 5.2 (a) zeigt eine Korrelation zwischen der Auflösung der Northing Komponente und dem Cherenkov-Anteil für das Teleskop-Paar Los Leones und Coihueco. Dies könnte in der räumlichen Ausrichtung des Teleskop-Paares begründet sein: Der wahrscheinlichste Ort für Stereoereignisse liegt zwischen den Teleskopen. Die Sichtlinie zwischen Los Leones und Coihueco hat eine eher nördliche Ausrichtung. Tatsächlich zeigt sich in der Azimutverteilung der Stereoereignisse in Los Leones in Abbildung 5.2 (b) eine Spitze bei  $\phi -129^\circ$ , was der Nordrichtung  $120^\circ$  nahe kommt (vgl. Abb. 2.5). Damit liegt die Schauerdetektorebene überwiegend in der Northing Richtung was bedeutet, daß in Abbildung 5.2 (a) die aus dem Zeitfit resultierenden Unsicherheiten beobachtet werden können. Scheinbar gibt es einen systematischen Unterschied in der Genauigkeit der Rekonstruktion für Luftschauer mit großem oder kleinem Cherenkov-Anteil. Dafür kommen zwei Erklärungen in Frage:

1. Der Cherenkov-Anteil ist eine von der Geometrie des Luftschauers relativ zum Teleskop abhängige Größe, da das direkte Cherenkovlicht in einem engen Winkelbereich um die Schauerachse abgestrahlt wird [38]. Demnach ist er ein indirektes



(a)



(b)

**Abbildung 5.2:** (a) Abweichung der rekonstruierten Northing Komponente für Stereoereignisse zwischen Los Leones und Coihueco als Funktion des logarithmischen Verhältnisses der berechneten Cherenkov-Anteile. Die Gerade ist ein Fit an die Datenpunkte (Steigung  $m = -(821 \pm 50)m$ ). Zusätzlich wurde der Datensatz entlang der x-Achse in fünf Bins unterteilt und für jedes Bin der Mittelwert (rote Symbole) berechnet.

(b) Verteilung der in Los Leones vermessenen Azimutwinkel für Stereoereignisse mit Coihueco.

Maß dafür, ob die Schauerachse in Richtung des Teleskops oder von ihm weg zeigt. Die gefundene Korrelation wäre demnach ein Indiz dafür, daß der Auftreffort für ein- und ausfallende Luftschauer unterschiedlich gut rekonstruiert wird. Das ließe sich zum Beispiel durch unterschiedlich Kompression der gemessenen Zeit-Pulse in den Photomultipliern für ein- und ausfallende Luftschauer erklären.

2. In einem anderen Szenario würde das mit zunehmender atmosphärischer Tiefe intensiver werdende Cherenkov-Licht über Rayleigh- und Mie-Streuung ins Teleskop gelangen [38]. Da es aufgrund der Streuung später als das Fluoreszenzlicht im Teleskop ankommt, könnte es die Zeitpulse in den Photomultipliern verzerren und die Messung zu größeren Zeiten hin verschieben. Die Auftrefforte für das Teleskop mit großem Cherenkov-Anteil würden dadurch zu größeren Distanzen hin rekonstruiert werden. Setzt man voraus, daß das Teleskop mit geringerem Cherenkov-Anteil die Geometrie besser bestimmt, folgt aus Abbildung 5.2 (a) allerdings eine Verschiebung des Auftreffortes zu kleineren Distanzen für das zweite Teleskop. Nach dieser einfachen Überlegung scheint dieses Szenario inkonsistent zu sein. Untersuchungen mit Luftschauersimulationen könnten zu einem Verständnis des Phänomens beitragen.

Kleinere Nebeneffekte könnten auftreten, da die Nordrichtung in Los Leones genau mit der Grenze zwischen zwei Teleskopen zusammenfällt.

Das zur Bestimmung der Auflösung verwendete Schnittmodell sieht nur einen Schnitt vor, der direkt die Genauigkeit der Geometrierekonstruktion verbessert. In [17, 10] finden sich noch einige zusätzliche Vorschläge:

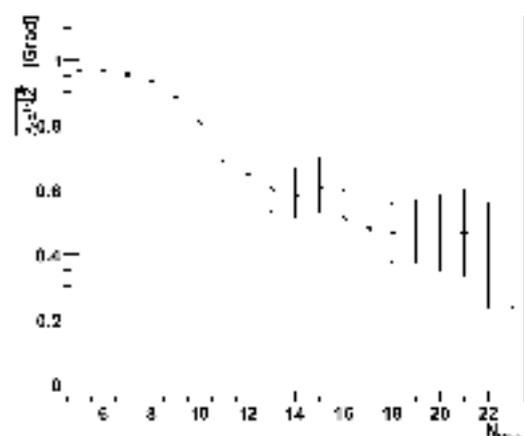
- Berücksichtigung von mindestens  $N_{\text{Pixel}}$  Pixeln im Zeitfit
- Zeitfit:  $\frac{\chi^2}{\text{NDP}} < 2.5$  oder  $< 7$
- SD-FD Zeitoffset nach Minimierung  $< 200$  ns

In Abbildung 5.3 wird die Entwicklung der Mittelwerte<sup>5</sup>  $\bar{\alpha}/\sqrt{2}$  und  $\bar{d}/\sqrt{2}$  als Funktion dieser zusätzlichen Schnittgrößen gezeigt. Für  $\bar{\alpha}/\sqrt{2}$  wird eine Verbesserung mit ansteigender Pixelanzahl festgestellt. Die anderen Schnitte scheinen für die Stereoereignisse keine Änderung zu bewirken.

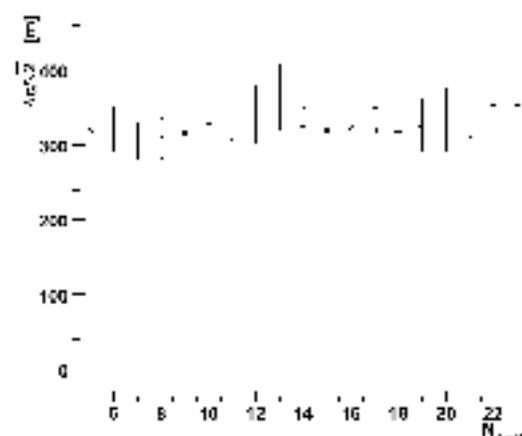
Es ist gut möglich, daß die Schnitte erst in Kombination ihre Wirkung entfalten. Eine Aussage darüber ist durch die Verringerung der zur Verfügung stehenden Stereoereignisse - bei gleichzeitigem Anwenden mehrerer Schnitte - aufgrund der geringen Statistik momentan noch nicht möglich.

---

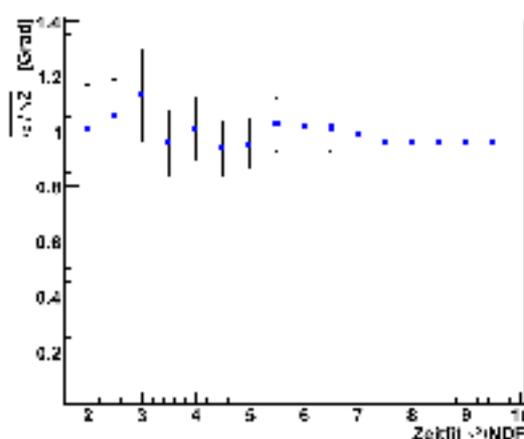
<sup>5</sup>Der Mittelwert ist lediglich sensibel auf eine Verbesserung der Auflösung.



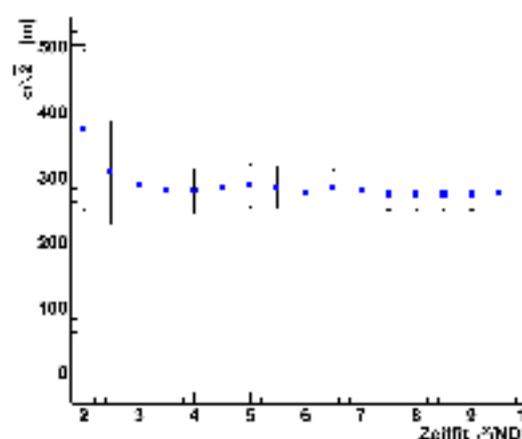
(a) Winkel zwischen den Achsen



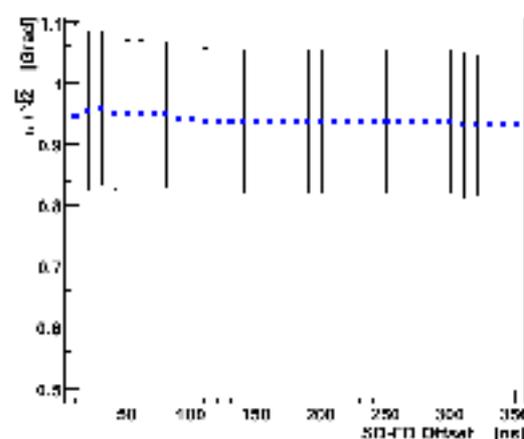
(b) Distanz im Auftreffort



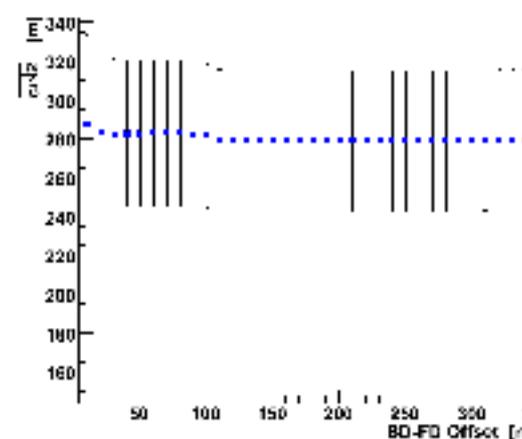
(c) Winkel zwischen den Achsen



(d) Distanz im Auftreffort



(e) Winkel zwischen den Achsen



(f) Distanz im Auftreffort

**Abbildung 5.3:** Entwicklung der Mittelwerte für den Winkel zwischen den Schauerachsen  $\bar{\alpha}/\sqrt{2}$  und die Distanzen zwischen den Auftrefforten  $\bar{d}/\sqrt{2}$  als Funktion einer zusätzlichen Schnittgröße.

### Auflösung in $X_{\max}$ und Energie

Für die Energie wird die relative Abweichung als Auflösung angegeben<sup>6</sup>. Die Differenzen  $(E_{LL} - E_{Co})/\sqrt{2}$  müssen also noch durch den Mittelwert<sup>7</sup> der Energie  $\bar{E} = (E_{LL} + E_{Co})/2$  dividiert werden. Die für  $X_{\max}$  und Energie (Abb. 5.4(a) - 5.4(d)) gefundenen Werte  $\sigma_{GF}$  sowie die Quantilwerte sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

In Abbildung 5.4 sieht man eine signifikante Abweichung des Mittelwertes der relativen Energieabweichung von Null. In Coihueco scheinen also systematisch größere Energien rekonstruiert zu werden als in Los Leones. Die Verteilung aus Abbildung 5.4 (b) wurde um den gefundenen Mittelwert verschoben, damit der  $\sigma_{68\%}^E$  Wert eine Abschätzung für die Auflösung liefert<sup>8</sup>. Ursache für die Verschiebung der mittleren Energie könnten Unsicherheiten in der Kalibration der Photomultiplier sein (vgl. Abschnitt 5.1.3).

An die  $X_{\max}$ - und Energie-Verteilung (s. Abb. 5.4 (a) und (c)) wurde eine Gauß-Funktion angefitet. Systematische Effekte könnten eine Verzerrung der Verteilungen bewirken. Im Rahmen der geringen Statistik findet sich aber eine Übereinstimmung mit dem angefiteten Funktionsverlauf.

Die gefundenen Werte für  $\sigma_{68\%}$  und  $\sigma_{GF}$  stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein.

Zum Vergleich kann man anhand von Tabelle 2.2 den Mittelwert der Auflösung für  $X_{\max}$  und Energie für den vorliegenden Datensatz aus 34 Schauern mit mehr als  $10^{19}$  eV und aus 21 mit kleineren Energien abschätzen. Die so errechneten Werte  $\sigma_{68\%}^E = 6,4\%$  und  $\sigma_{68\%}^{X_{\max}} = 17 \text{ g/cm}^2$  sind kleiner als die in dieser Analyse gefundenen Abschätzungen der Auflösung.

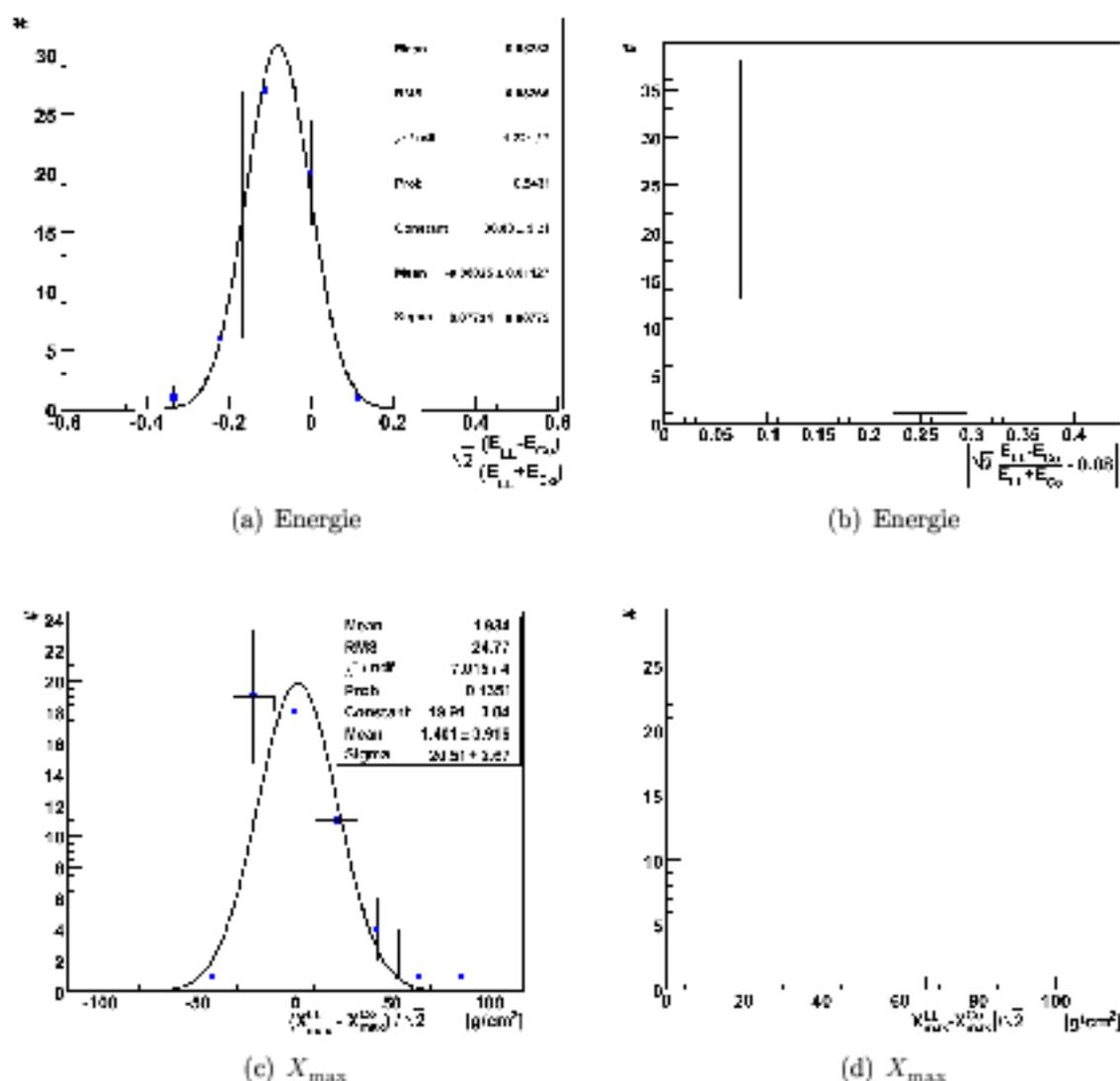
In Abbildung B.5 wird die Auflösung für das Teleskop-Paar Los Leones - Los Morados untersucht. Hier wird eine Auflösung von  $\sigma_{GF}^E = 11,77 \pm 3,2\%$  und  $\sigma_{GF}^{X_{\max}} = 26,68 \pm 3,7 \text{ g/cm}^2$  ermittelt. Im Rahmen der Fehler stimmt die Auflösung für beide Teleskop-Paare überein.

Generell muß man bedenken, daß der Vergleich von Stereoereignissen auf Unsicherheiten im Fluoreszenz-Ertrag oder fehlende Energie, die nicht in die elektromagnetische Komponente der Luftschauer transferiert wurde, nicht sensitiv ist. Das gleiche gilt für den Einfluß zeitabhängiger Größen wie Druck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit.

<sup>6</sup>Aufgrund fehlender Kalibrationskonstanten für das Teleskopgebäude in Los Morados werden in diesem Abschnitt nur Stereoereignisse zwischen Los Leones und Coihueco benutzt.

<sup>7</sup>Der Mittelwert der Energie  $E$  wird dabei als fehlerfrei angenommen. Besser wäre es die Verteilung der Differenzen  $(E_{LL} - E_{Co})/\sqrt{2}$  in der Energie zu binnern und die relative Abweichung für jedes Energiebin zu berechnen. Momentan ist dieses Vorgehen aufgrund der geringen Statistik noch nicht möglich.

<sup>8</sup>Ohne diese Korrektur findet man  $\sigma_{68\%}^E = 11\%$ .



**Abbildung 5.4:** Verteilung der relativen Abweichungen der Energie und der  $X_{\max}$  Differenzen mit angefitzten Gaußfunktionen (linke Spalte). Die roten Linien markieren jeweils den  $\sigma_{68\%}$ -Wert (rechte Spalte).

	Gauß-Fit	Quantilwerte		
	$\sigma_{GF}$	$\sigma_{68\%}$	$\sigma_{68\%}$	$\sigma_{90\%}$
Energie [%]	$7,73 \pm 0,78$	4,6	7,2	11
$X_{\max}$ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]	$20,51 \pm 2,67$	15	21	35

**Tabelle 5.2:** Die aus den Stereoereignissen gewonnene Auflösung für die Energie und das Schauermaximum.

### 5.1.2 Pullverteilungen

Mehrteleskopereignisse bieten eine Möglichkeit, die in der Rekonstruktion berechneten Fehler zu prüfen, indem untersucht wird, ob die Differenzen  $\Delta M_i = M_{1,i} - M_{2,i}$  für die  $i$  Stereomessungen im Rahmen der berechneten Fehler  $\Delta M_{1,i}$  und  $\Delta M_{2,i}$  übereinstimmen. Anders gesagt: Sind die Fehler richtig berechnet, dann sollte die Verteilung der Werte

$$P_M^i = \frac{M_{1,i} - M_{2,i}}{\sqrt{(\Delta M_{1,i})^2 + (\Delta M_{2,i})^2}} \quad (5.1)$$

eine Standardabweichung von  $\sigma_F = 1$  haben.  $P_M$  wird häufig als Pullverteilung der Größe  $M$  bezeichnet.

Für Energie und Schauermaximum werden die Pullverteilungen in Abbildung 5.5 (a) und (b) gezeigt. Die gefundenen Werte  $\sigma_{GF}^{X_{\max}} = 1,03 \pm 0,13$  und  $\sigma_{GF}^E = 0,93 \pm 0,12$  lassen auf eine konsistent Abschätzung der Fehler schließen.

Für den Winkel zwischen den Achsen und den Abstand zwischen den Auftrefforten ist die Berechnung der Pullverteilung komplizierter, da die Komponenten des Auftreffortes ebenso wie Azimut- und Zenitwinkel korrelierte Größen sind. Diese Korrelationen werden bei der Berechnung der Fehler berücksichtigt<sup>9</sup>. Die gefundenen Werte  $\sigma_{GF}^d = 2,5$  und  $\sigma_{GF}^a = 1,7$  (s. Abb.5.5 (c) und (d)) deuten an, daß beide Fehler unterschätzt werden, oder zusätzliche markante systematische Effekte vorhanden sind.

### 5.1.3 Systematiken in der Energierekonstruktion

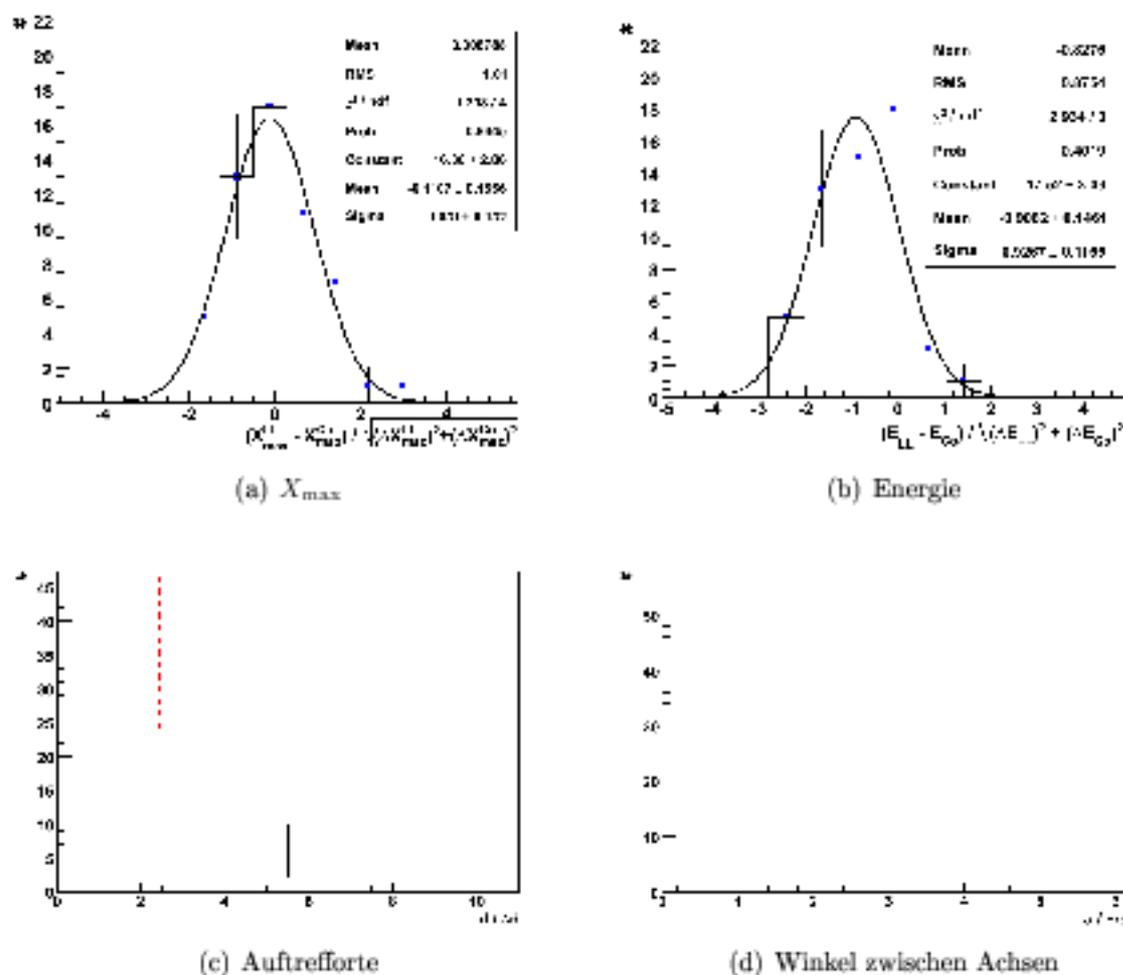
In diesem Abschnitt sollen zwei mögliche systematische Unsicherheiten für die Energiebestimmung mit Hilfe von Stereoereignissen untersucht werden: atmosphärische Korrekturen in der Rekonstruktion sowie die Kalibration der Teleskope.

#### Atmosphäre

Mit wachsender Energie können Stereoereignisse getriggert werden, deren Achse im Mittel deutlich näher bei einem der Teleskope verläuft. Diese Messungen sind interessant, da das Licht auf seinem Weg zu den Photomultipliern unterschiedlich viel Atmosphäre durchlaufen hat. Solche Ereignisse sollten ein großes Verhältnis  $r_{R_{X_{\max}}}^2 = (R_{X_{\max}}^1/R_{X_{\max}}^2)^2$  aufweisen<sup>10</sup>, wobei  $R_{X_{\max}}$  den Abstand vom beobachtenden Teleskop

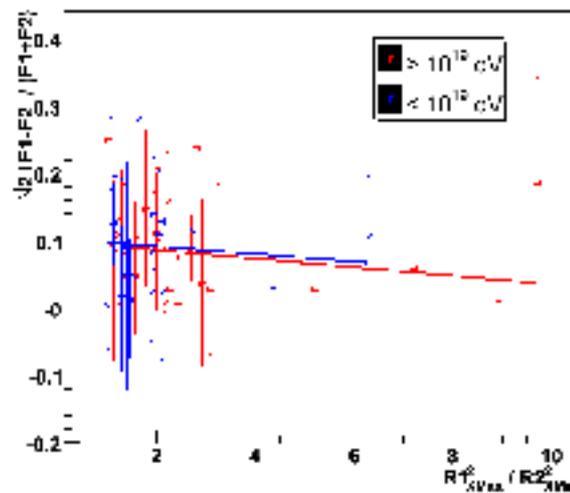
<sup>9</sup>Der Fehler  $\Delta f$  einer Funktion  $f(x_1, \dots, x_n)$  von korrelierten Variablen  $x_1, \dots, x_n$  mit den Fehlern  $\Delta x_1, \dots, \Delta x_n$  berechnet sich nach  $\Delta f = \sqrt{\sum_{ij} \rho_{ij} \Delta x_i \Delta x_j \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j}}$ . Dabei bezeichnet  $\rho_{ij}$  den Korrelationskoeffizienten der Variablen  $x_i$  und  $x_j$ . Die zur Berechnung benötigten Ableitungen wurden numerisch durchgeführt.

<sup>10</sup>Der Lichtfluß ohne Transmissions-effekte ist proportional zum inversen Abstandsquadrat.



**Abbildung 5.5:** An die Verteilungen für Energie und Schauermaximum (oben) wurde eine Gaußfunktion angefitet. Die Pullverteilungen für die rekonstruierten Auftrefforte und die Winkel zwischen den Achsen sind in den beiden unteren Abbildungen dargestellt. Die roten Linien markieren hier die  $\sigma_{68\%}$ -Werte.

zum Schauermaximum bezeichnet.  $R_{X_{\max}}^1$  und  $R_{X_{\max}}^2$  werden dabei immer so sortiert, daß  $r_{R_{X_{\max}}}^2 > 1$  gilt. Würde bei der Rekonstruktion der Luftschauer die Auswirkung der Atmosphäre auf die gemessene Lichtmenge nicht ausreichend korrigiert, würde für Stereoereignisse mit großem  $r_{R_{X_{\max}}}^2$  große Abweichungen in den rekonstruierten Energien erwartet. In Abbildung 5.6, die die relative Abweichung der Energie<sup>11</sup> als Funktion von  $r_{R_{X_{\max}}}^2$  zeigt, wäre demnach eine positive Steigung zu erwarten. Tatsächlich ist das weder für Energien  $E > 10^{19}$  eV noch  $E < 10^{19}$  eV der Fall. Die Steigungen der Fitgeraden  $m_{E > 10^{19} \text{ eV}} = -0.006 \pm 0.007$  und  $m_{E < 10^{19} \text{ eV}} = -0.002 \pm 0.017$  sind mit Null verträglich. Im Rahmen der Rekonstruktionsgenauigkeit und der vorhandenen Statistik finden sich keine Anzeichen für eine falsche Behandlung der atmosphärischen Korrekturen. Die Sensitivität dieser Methode könnte getestet werden, indem sie mit einem Datensatz wiederholt wird, der mit bewußt falsch gewählten atmosphärischen Parametern rekonstruiert wurde. Alternativ könnte eine solche Untersuchung in einem Vergleich von SD und Hybrid-Rekonstruktion des Hybrid-Golden Datensatzes erfolgen.



**Abbildung 5.6:** Relative Abweichungen in der Energie als Funktion des Verhältnisses  $r_{R_{X_{\max}}}^2 = (R_{X_{\max}}^1/R_{X_{\max}}^2)^2$ . Luftschauer mit Energien größer als  $10^{19}$  eV sind in rot solche mit kleineren Energien in blau abgebildet. Für beide Energieintervalle wurde eine Gerade angefitet.

<sup>11</sup>Der Fehler für die relative Energieabweichung wurde mit Gaußscher-Fehlerfortpflanzung berechnet:  $\frac{2\sqrt{2}}{(E_{LL} - E_{Co})^2} \sqrt{(E_{Co} \Delta E_{LL})^2 - (E_{LL} \Delta E_{Co})^2}$ .

## Kalibration

In Abschnitt 5.1.1 wurde bereits deutlich, daß Coihueco im Mittel größere Energien mißt als Los Leones. Abbildung 5.5 (a) beleuchtet diesen Sachverhalt näher. Sie zeigt die Energie in Coihueco als Funktion der Energie, gemessen in Los Leones. Zum Vergleich wurde eine blaue Gerade durch den Ursprung mit Steigung eins eingezeichnet. Die Steigung der schwarzen, gestrichelten Fitgerade  $m = 1,13 \pm 0,04$  ist deutlich von eins verschieden. Sie schneidet die y-Achse in  $b = (1,96 \pm 0,26) \cdot 10^{17}$  eV. Das bewirkt auch ein Anwachsen des Quotienten der Energien  $E_{Co}/E_{LL}$  (s. Abb. 5.7 (b)). Abbildung 5.7 (c) zeigt, daß die Abweichung des Energiemittelwertes von Null mit wachsender Energie größer wird. Diese Sachverhalte können am einfachsten durch Ungenauigkeiten in den verwendeten Kalibrationskonstanten der Photomultiplier erklärt werden. In Abbildung B.6 findet sich ein Vergleich mit den in Los Morados vermessenen Energien.

Im Moment wird an der Parametrisierung zeitabhängiger Kalibrationskonstanten gearbeitet. Stereoereignisse bieten eine gute Möglichkeit, diesen neuen Kalibrationsansatz zu testen.

Es bleibt noch zu prüfen, ob es Nebeneffekte durch unterschiedlich lange Meßzeiten mit angebrachten Korrektoringen auf die Energierekonstruktion gibt.

## 5.2 FD-Stereoereignisse

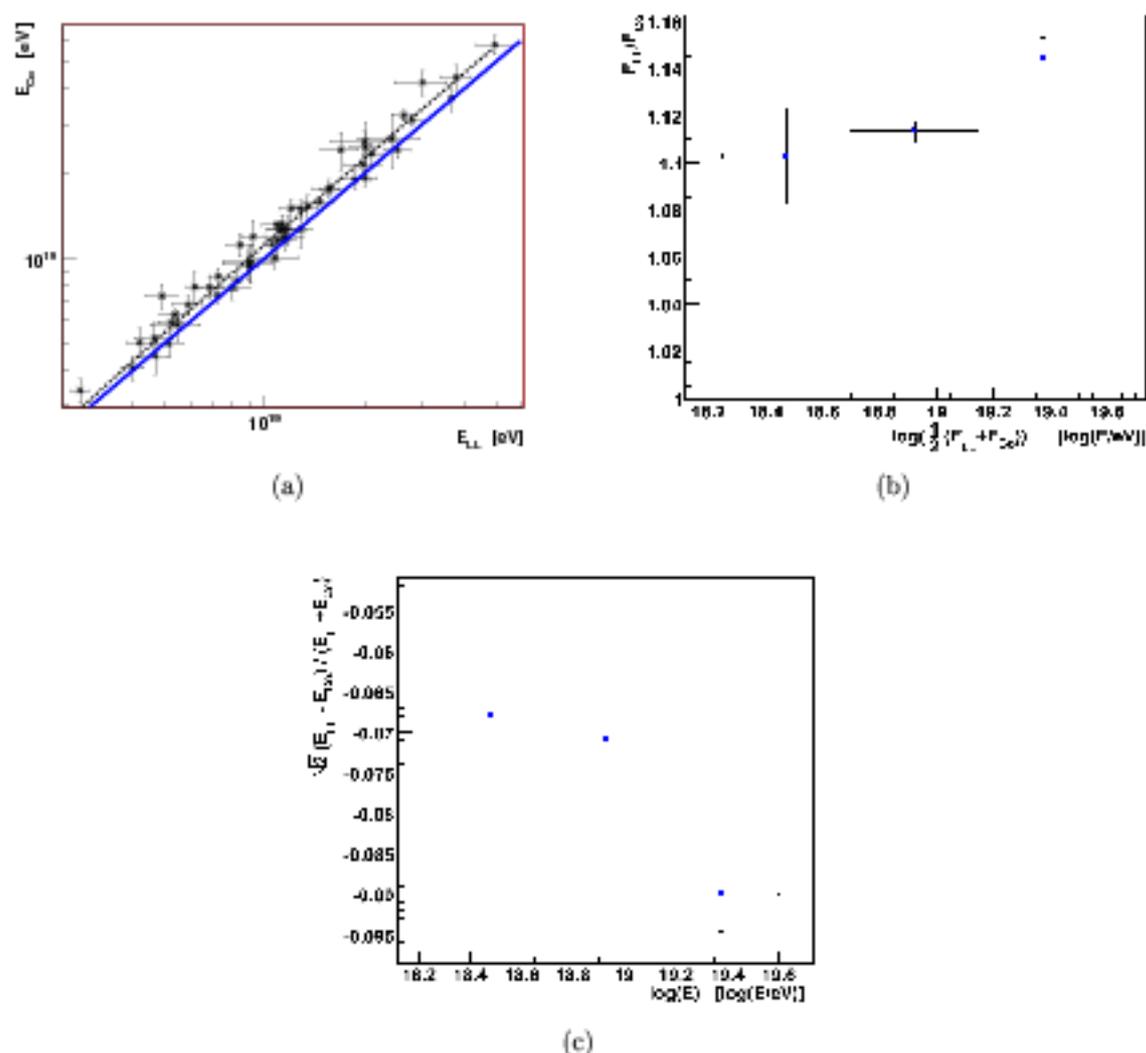
Teile der Analyse aus Abschnitt 5.1.1 werden im Folgenden für FD-Stereoereignisse wiederholt, also ohne Verwendung zusätzlicher Bodentank-Informationen. Der verwendete Datensatz wurde dazu nach dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen GPS-Nanosekunden Schnitt von möglichem Laseruntergrund befreit.

### 5.2.1 Die Suche nach Stereoereignissen

Anders als im Fall des Hybrid-Datensatzes waren für den hier verwendeten FD-Datensatz Mehrteleskopereignisse noch nicht zusammengefaßt und kenntlich gemacht. Das angewendete Vorgehen zum Auffinden von Mehrteleskopereignissen soll im Folgenden kurz erläutert werden.

#### Das Programm

Der Datensatz wird eingelesen und aufsteigend nach der Meßzeit  $t_{GPS} = GPS_{\text{Sekunden}} \times 10^9 + GPS_{\text{Nanosekunden}}$  sortiert. Einmal in diese Reihenfolge gebracht, beginnt nun der eigentlich Programmablauf: (a) Von der Zeit  $t_{GPS}$  des ersten Listenelements ausgehend zählt das Programm die Anzahl der getriggerten Ereignisse  $N_E$  und der angeschlagenen Teleskope  $N_T$  im Intervall  $[t_{GPS}, t_{GPS} + \Delta T_{VTE}]$  mit noch zu bestimmender Fen-



**Abbildung 5.7:** (a) Vergleich der Energierekonstruktionen für das Teleskop-Paar Los Leones - Coihueco. In blau ist eine Ursprungsgerade mit Steigung eins dargestellt. Zusätzlich wurde eine Gerade an die Datenpunkte angefitet (schwarze, gestrichelte Linie).

(b) Gemittelter Energiequotient mit zugehörigem Fehler als Funktion der mittleren Energie.

(c) Mittelwert und zugehöriger Fehler der relativen Energieabweichung als Funktion der mittleren Energie.

sterbreite  $T_{VTE}$ <sup>12</sup>.  $N_T$  ist nun also schon die Multiplizität der Mehrteleskopereignisse. Allerdings werden für die folgenden Untersuchungen möglichst viele Stereoereignisse gebraucht. Es scheint also sinnvoll zu sein, Triple-Ereignisse in jeweils 3 Stereopaare aufzuteilen und in die Analyse einfließen zu lassen. Ist  $N_T = 1$  oder  $N_T \neq N_E$ , dann werden die bearbeitenden Elemente aus der Liste gelöscht. Nun wird der Algorithmus von der Stelle (a) wiederholt, bis das Ende der Liste erreicht ist.

Eine Obergrenze für die Fensterbreite  $\Delta T_{VTE}$  folgt aus der Dreiecksungleichung und der Stereogeometrie. Danach sollte  $\Delta T_{VTE}$  kleiner sein als die Zeit, die das Licht braucht, um einmal das Augergelände zu durchqueren (vgl. Tabelle 4.1)<sup>13</sup>.

$$\Delta T_{VTE} \simeq 1,9 \cdot 10^5 \text{ ns.}$$

Abbildung 5.8 zeigt die Anzahl an Mehrteleskopereignissen als Funktion der Zeitfensterbreite. Die gestrichelte Linie markiert den theoretischen  $\Delta T_{VTE}$  Wert. Wie erwartet bleibt die gefundene Ereigniszahl für Fensterbreiten größer als  $\Delta T_{VTE}$  konstant. Die Abbildung zeigt nicht nur, daß der Algorithmus richtig umgesetzt wurde, sondern auch, daß es für größere Zeitfenster bis  $9 \cdot 10^5$  ns nicht zu zufälligen Koinzidenzen kommt.

## 5.2.2 Auflösung

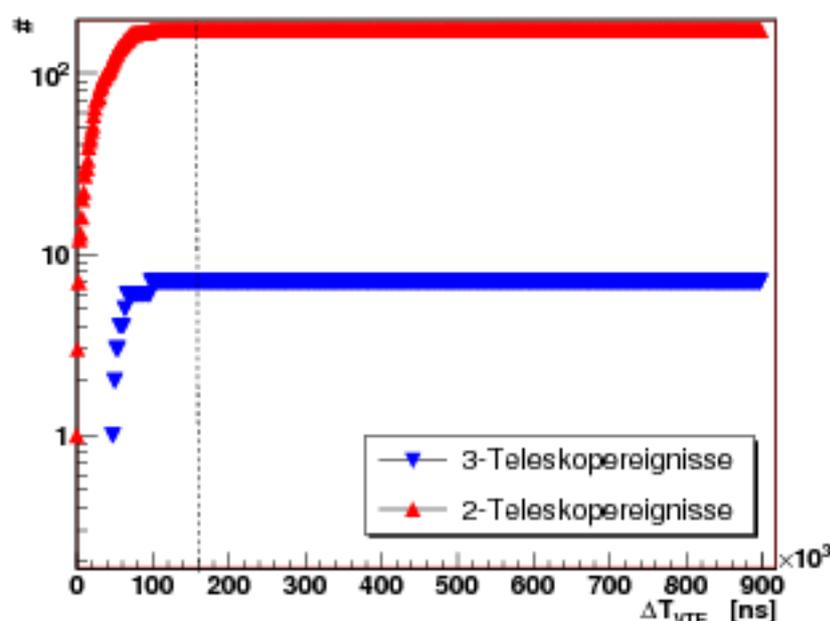
Die Auflösung wird wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben abgeschätzt. Es werden nur Ereignisse betrachtet, die die Qualitätsschnitte aus [23] erfüllen (vgl. Abschnitt 4.3). Danach verbleiben noch 31 Stereoereignisse, 19 davon vermessen von Los Leones und Coihueco. Die gefundenen Verteilungen für die Auflösung sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Die zugehörigen Werte für  $\sigma_{\text{CS\%}}$  enthält Tabelle 5.3. Verglichen mit der Auflösung der Hybrid-Stereoereignisse und den FD-Simulationsergebnissen für die Luftschergeometrie aus Tabelle 2.3 sind die hier gefundenen Werte größer. Die Genauigkeit der FD-Rekonstruktion scheint mit dem Abstand zwischen Luftschauder und Teleskop schnell ungenauer zu werden [41]. Die Analyse von FD-Stereoereignissen mit einem mittleren  $R_{X_{\text{max}}}$  von  $\sim 26$  km kann deshalb keine Aussage über die Auflösung für teleskopnahe Schauer machen.

Es scheint vielversprechend, Ungenauigkeiten und Systematiken in der FD-Rekonstruktion in direktem Vergleich mit der Hybrid-Messung zu untersuchen, wie geschehen in [55] und im folgenden Kapitel 6.

In Abschnitt 5.1.3 wurde bereits eine Verschiebung des Mittelwertes der relativen Energieabweichung anhand der Hybrid-Stereoereignissen diskutiert. Der Mittelwert in Abbildung 5.9 (e) ist im Rahmen seines Fehlers mit Null verträglich.

<sup>12</sup>VTE = Vielteleskop-Ereignis

<sup>13</sup>Hier die Entfernung zwischen Coihueco und Los Morados, da keine Daten aus Loma Amarilla verwendet wurden.



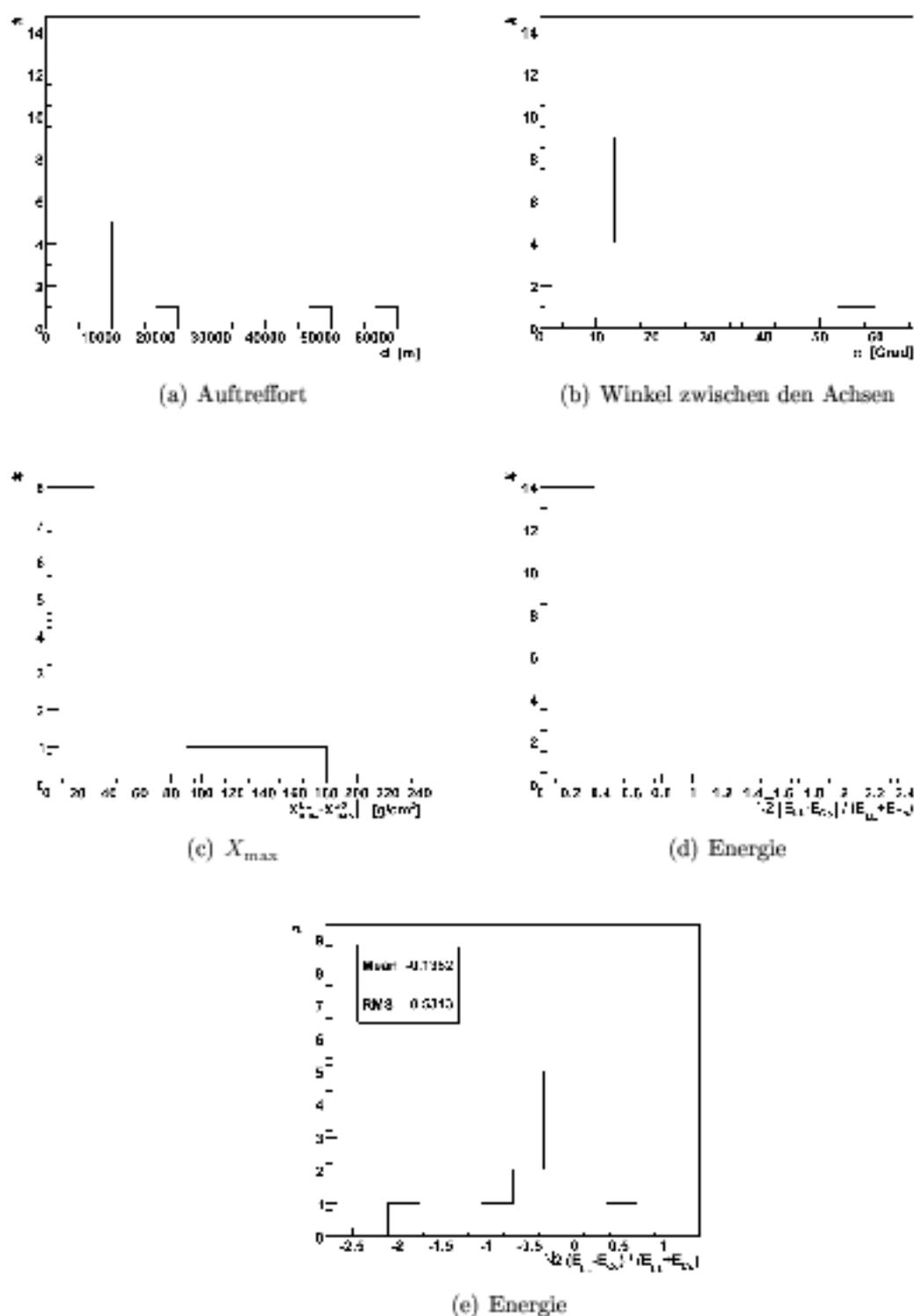
**Abbildung 5.8:** Anzahl an Mehrteleskopereignissen als Funktion der Zeitfensterbreite  $\Delta T_{VTE}$ .

### 5.2.3 Pullverteilungen

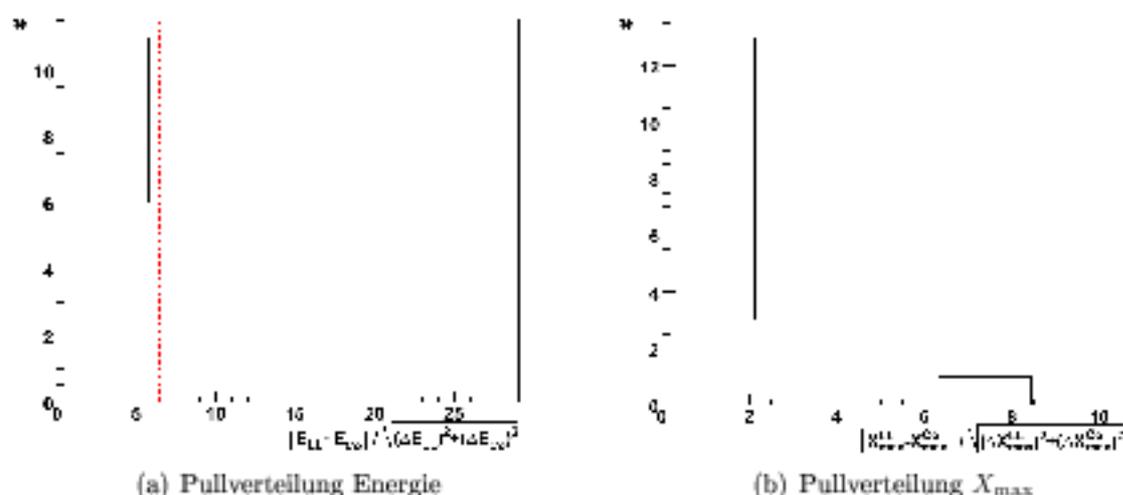
Der hier verwendete Datensatz wurde mit einer Offline-Version generiert, die keine Fehler für die Komponenten des Auftreffortes am Boden oder die Richtung der Schauerachsen berechnet. Anders als in Abschnitt 5.1.2 sollen hier daher nur die Pullverteilungen für die Energie  $E$  sowie das Schauermaximum  $X_{\max}$  bestimmt werden (s. Abb. 5.10). Die gefundenen Werte  $\sigma_{\text{CS}\%}^{FullE} = 6,45$  und  $\sigma_{\text{CS}\%}^{FullX_{\max}} = 1,65$  deuten an, daß die berechneten Fehler als zu gering abgeschätzt werden.

	$\sigma_{\text{CS}\%}$
Energie [%]	29
$X_{\max}$ [g/cm <sup>2</sup> ]	57
Abstand Auftrefforte [m]	5700
Winkel zwischen den Achsen [°]	12

**Tabelle 5.3:** Auflösung für FD-Stereoereignisse.



**Abbildung 5.9:** Die Verteilungen der Differenzen für die rekonstruierten Auftrefforte (a), Winkel zwischen den Achsen (b) und  $X_{max}$  (c). (d) zeigt den histogrammierten Betrag der relativen Energieabweichung. Die roten Linien markieren jeweils den  $\sigma_{68\%}$ -Wert. (e) Verteilung der relativen Energieabweichung.



**Abbildung 5.10:** Pullverteilungen für FD-Stereoereignisse. Die rote Linie kennzeichnet den  $\sigma_{68\%}$ -Wert.

## Fazit

Im Fall der Hybrid rekonstruierten Stereoereignisse findet sich, verglichen mit den Simulationen eine ungenauere Auflösung für die Luftschauergeometrie:  $\sigma_{68\%}^d = 310$  m und  $\sigma_{68\%}^\alpha = 0,99^\circ$ . Ein Grund dafür könnte sein, daß Mehrteleskopereignisse eine Unterklasse von Messungen bilden, die mit einem mittleren  $R_{X_{\max}}$  häufig an der Nachweisschwelle liegen. Verglichen mit dem Teleskop-Paar Los Leones-Los Morados mit  $\sigma_{68\%}^\alpha = 0,9^\circ$  und  $\sigma_{68\%}^d = 200$  m zeigt die Kombination Los Leones-Coihueco mit  $\sigma_{68\%}^\alpha = 1,0^\circ$  und  $\sigma_{68\%}^d = 330$  m eine ungenauere Auflösung sowie einen leicht verschobenen Mittelwert für die Northing Komponente. Die Rekonstruktion des Auftreffortes scheint für ein- und ausfallende Luftschauer unterschiedlich gut zu funktionieren. Mit den Meßdaten aus Coihueco werden im Mittel größere Energien rekonstruiert als in Los Leones. Möglicherweise liegt das an einer unzureichenden Kalibration der Photomultiplier. Die Analyse der Stereoereignisse liefert eine Auflösung von  $\sigma_{68\%}^E = 7,2\%$  und  $\sigma_{68\%}^{X_{\max}} = 21$  g/cm<sup>2</sup>. Eine systematische Unsicherheit durch atmosphärische Einflüsse in der Energierekonstruktion wurde nicht gefunden. Die Fehler für Energie und  $X_{\max}$  scheinen angemessen, die für die geometrischen Parameter der Schauerachse zu optimistisch berechnet zu werden. Es wurde eine Methode erläutert, um Mehrteleskopereignisse in den Daten zu identifizieren.

Nach den Schnitten standen noch 31 FD-Stereoereignisse zur Verfügung. Im Vergleich mit den Hybrid-Stereoereignissen, aber auch mit FD-Simulationen für die Luftschauergeometrie ist die gefundene Auflösung ungenauer.

---

Die hier gefundenen Resultate können sich ändern, wenn man eine andere Auswahl an Schnitten anwendet. Die vorgestellte Analyse kann mit jedem Schnittmodell wiederholt werden, um eine von Simulationen unabhängige Abschätzung für die Auflösung zu ermitteln.



---

## Vergleich von FD und Hybrid-Rekonstruktion

---

Die FD-Rekonstruktion liefert, verglichen mit den Hybrid-Messungen, ungenauere Werte (vgl. Abschnitt 5.2 und [34]). Es könnte aber sein, daß der reine FD-Datensatz physikalische Informationen beinhaltet, die den Hybrid- und SD-Messungen vorenthalten bleiben, wie der Übergang zu niedrigen Energien oder horizontale Luftschauer, die den Bodendetektor vielleicht nicht erreichen. Zudem könnte ein tieferes Verständnis dieses Datensatzes helfen, in der Vergangenheit gewonnene Resultate aus reinen Fluoreszenz-Experimenten besser zu verstehen.

Im Folgenden soll durch einen Vergleich mit den Hybrid-rekonstruierten Werten nach Systematiken im FD-Datensatz gesucht werden. Dabei werden die Hybrid-Werte als fehlerfrei angenommen. Dieses Vorgehen ermöglicht eine von Simulationen unabhängige Analyse. Dazu werden die in Abschnitt 5.1 und 4.3 vorgestellten Schnittmodelle verwendet. 10126 Ereignisse erfüllen alle Schnitte und fließen in die folgenden Analysen ein. Es ist möglich, daß sich die im Folgenden diskutierten Ergebnisse für eine andere Auswahl an Schnitten ändert. Eine erste Untersuchung dieser Art wurde in [55] durchgeführt<sup>1</sup>.

### 6.1 Systematiken in der Rekonstruktion der Luftschauergeometrie

Die Schauerachse läßt sich in der Schauerdetektorebene<sup>2</sup> durch den Auftreffpunkt  $\vec{c}$  am Boden sowie dem Winkel  $\chi_0$  beschreiben. Abbildung 6.1 zeigt die Abweichung

<sup>1</sup>Allerdings mit dem Hybrid-Golden Datensatz.

<sup>2</sup>Die rekonstruierten Schauerdetektorebenen sind gleich, da Offline für ihre Bestimmung in beiden Fällen nur die Fluoreszenz-Information benutzt [55].

zwischen der FD- und der Hybrid-Messung im Winkel  $\Delta\chi_0 = \chi_0^{\text{FD}} - \chi_0^{\text{Hybrid}}$  als Funktion der Distanz zwischen den rekonstruierten Auftrefforten  $\Delta c = |\vec{c}_{\text{FD}}| - |\vec{c}_{\text{Hybrid}}|$ . Dabei sind  $\vec{c}_{\text{FD}}$  und  $\vec{c}_{\text{Hybrid}}$  in einem Teleskop-bezogenen Koordinatensystem beschrieben. Durch den Zeitfit (vgl. Abschnitt 2.3.2) sind die Abweichungen von  $\Delta\chi_0$  und  $\Delta c$  korreliert. Es fällt auf, daß die FD-Achsen die Hybrid-Achsen nicht kreuzen, sondern immer komplett vor (zweiter Quadrant) oder hinter ihr (vierter Quadrant) verlaufen. So, als wäre der FD rekonstruierte Luftschauer entweder zu schnell durch das Sichtfeld des Teleskops verlaufen und daher nach vorne gekippt, oder andersherum zu langsam mit einer resultierenden Verschiebung der Schauergeometrie zu größeren Entfernungen. Dieses Verhalten des Zeitfits ist plausibel, wenn bedacht wird, daß durch ihn die Bewegung eines Lichtpunktes mit konstanter Geschwindigkeit auf einer Geraden durch das Sichtfeld des Teleskops beschrieben wird. 46% aller Luftschauer fallen in den zweiten Quadranten aus Abbildung 6.1, die übrigen 54% in den Vierten. Zudem werden die Abweichungen im vierten Quadranten über einen größeren Parameterbereich verteilt, der Phasenraum für das Verschieben der Achse zu weiteren Distanzen ist größer. Die Auswirkungen dieses Effekts auf die Energierekonstruktion werden in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Abbildung 6.2 zeigt die Abweichungen zwischen der FD und der Hybrid-Luftschauer-geometrie als Funktion des Abstandes  $R_{X_{\text{max}}}^{\text{Hybrid}}$  vom Teleskop zum rekonstruierten Schau-ermaximum. Anhand der Hybrid-Energie wurde der Datensatz dazu in drei Energie-bereiche unterteilt (s. Tab. 6.1). In Abbildung 6.2 (a) fällt auf, daß der Mittelwert von  $\chi_0^{\text{FD}}$  für Energien unterhalb  $10^{18}$  eV im Vergleich mit dem Hybrid-Wert bis zu einem  $R_{X_{\text{max}}}^{\text{Hybrid}}$  Wert von  $\sim 18$  km systematisch unterschätzt wird<sup>3</sup>. Für die Energieintervalle über  $10^{18}$  eV bildet sich ein Bereich aus, auf dem der Mittelwert der Abweichung  $\Delta\chi_0$  näherungsweise konstant bleibt. Für höhere Energien wird dieser Bereich breiter und zu größeren  $R_{X_{\text{max}}}^{\text{Hybrid}}$  Werten hin verschoben, da die lichtintensiveren, hochenergetischen Schauer auch in größerer Entfernung verlässlich vermessen werden können. Nach diesem stabilen Bereich deutet sich, bei geringer werdender Statistik, eine systematische Überschätzung der  $\chi_0^{\text{FD}}$  an.

Aufgrund der zuvor gefundenen gegenläufigen Korrelation zwischen  $\Delta\chi_0$  und  $\Delta c$  ist es verständlich, warum sich  $\Delta c$  als Funktion des Abstandes  $R_{X_{\text{max}}}^{\text{Hybrid}}$  bis auf eine Spiegelung an der x-Achse ähnlich verhält.

<sup>3</sup>In [40] wird für die Hybridrekonstruktion mit simulierten Luftschauern im Energiebereich zwischen  $10^{17}$  eV und  $10^{18.5}$  eV eine Winkelauflösung von  $1^\circ$  und 70 m in der Genauigkeit des rekonstruierten Auftreffortes gefunden. Zusätzlich wird die FD-Genauigkeit im Auftreffort mit 220 m angegeben.

Energiebereich	# Ereignisse
$E_{\text{Hybrid}} < 10^{18}\text{eV}$	7494
$10^{18}\text{eV} < E_{\text{Hybrid}} < 10^{19}\text{eV}$	2404
$E_{\text{Hybrid}} > 10^{19}\text{eV}$	94

**Tabelle 6.1:** Die drei Energiebereiche und die darin enthaltenen Ereigniszahlen.

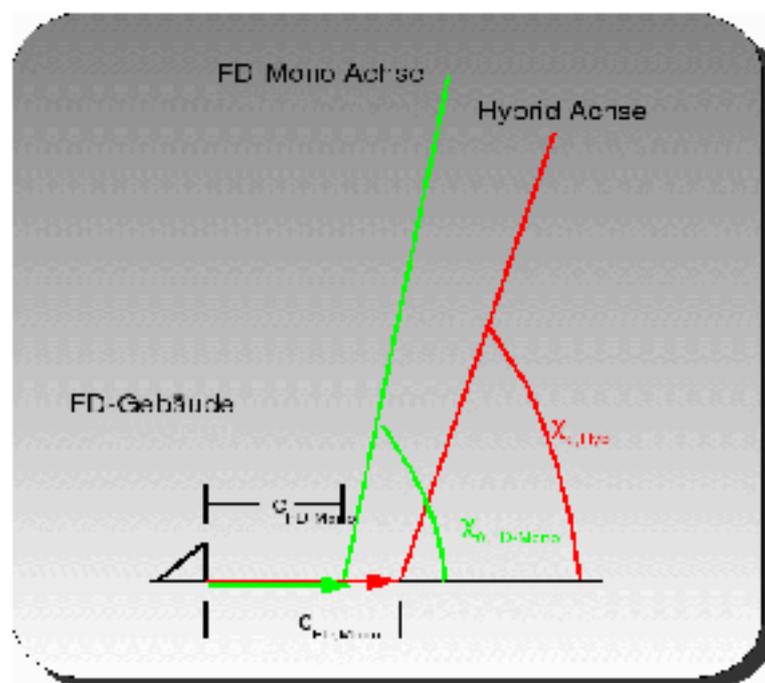
## 6.2 Vergleich der Rekonstruktion profilabhängiger Meßwerte

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die zuvor diskutierte Korrelation zwischen  $\Delta\chi_0$  und  $\Delta c$  auf die FD-Energierekonstruktion auswirkt. Abbildung 6.3 (a) und (b) zeigt die relative Abweichung der FD-Energie  $\Delta E = (E_{\text{Fd}} - E_{\text{Hybrid}})/E_{\text{Hybrid}}$  als Funktion von  $\Delta\chi_0$  und  $\Delta c$  in zwei unterschiedlichen Darstellungen (vgl. Abb. 6.3). Die Abweichung der FD-Energie ist mit den Ungenauigkeiten in der Luftschauergeometrie korreliert. Hinter die Hybrid-Achse gekippte FD rekonstruierte Luftschauer haben größere Energien, da für die weiter entfernte Achse eine zu große Korrektur der Photonenzahl in der Rekonstruktion berechnet wird. Für nach vorne gekippte Schauer verhält es sich gegenläufig. Da im Mittel mehr Schauer weiter nach hinten gekippt werden (vgl. Abschnitt 6.1), wird die absolute FD-Energie im Mittel überschätzt und die Verteilungen der relativen Energieabweichungen zeigen einen langen, nicht-gaußischen Ausläufer (vgl. Abb. 6.3 (c)). In den Abbildungen 6.3 (c) und 6.3 (d) werden die Ereignisse mit Energien unterhalb von  $10^{18}$  eV getrennt behandelt<sup>4</sup>. Abbildung 6.3 (c) zeigt die relative Abweichung der Energie als Funktion des Abstands  $R_{X_{\text{max}}}^{\text{Hybrid}}$ . Für Abstände zum Schauermaximum bis  $\sim 20$  km wird die mittlere FD-Energie überschätzt. Danach deutet sich für Energien größer  $10^{18}$  eV eine gegenläufige Entwicklung an. Dieses Verhalten würde man auch erwarten, wenn man die Aussagen der Abbildungen 6.3 (b) und 6.2 verknüpft. Die Verschiebung des Mittelwertes der relativen Energieabweichungen ist für den Energiebereich unterhalb von  $10^{18}$  eV größer. Die Standardabweichungen sind für beide Energieintervalle fast gleich. Für  $X_{\text{max}}$ , den zweiten aus dem Schauerprofil abgeleiteten Wert, ist die Korrelation mit der Geometrieauflösung nicht so ausgeprägt (s. Abb. 6.4). Insbesondere findet man gleich große Abweichungen im zweiten und vierten Quadranten. Daher findet sich auch keine Abweichung des Mittelwertes in der Verteilung der  $\Delta X_{\text{max}} = X_{\text{max}}^{\text{Fd}} - X_{\text{max}}^{\text{Hybrid}}$  (s. Abb. 6.4 (b)).

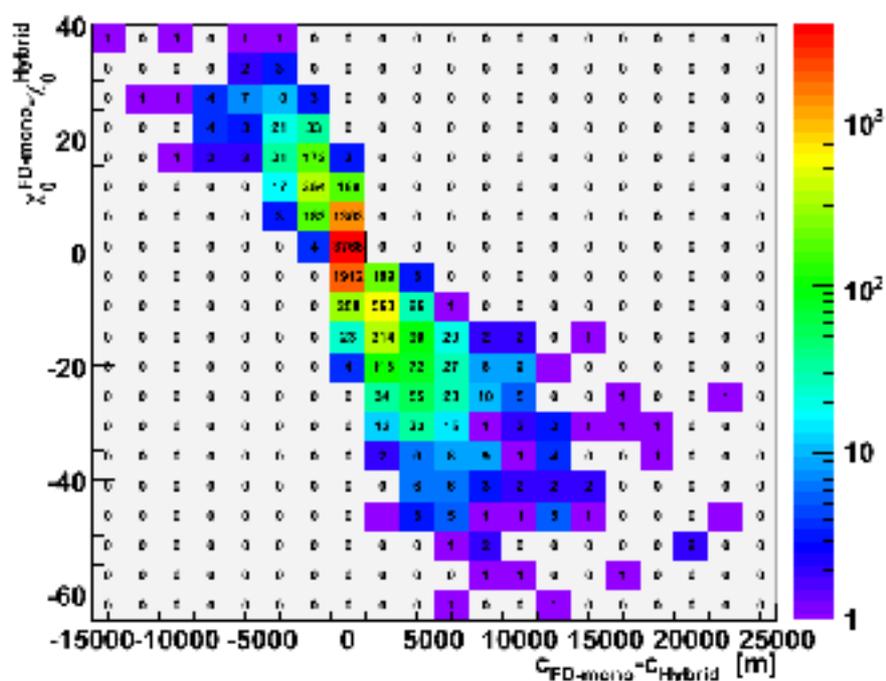
<sup>4</sup>Für Energien geringer als  $10^{18}$  eV findet sich eine systematische Abweichung der rekonstruierten FD-Luftschauergeometrie von den Hybrid-Messungen für Abstände kleiner als 18km (vgl. Abb. 6.2).

## Fazit

Der Zeitfit korreliert die FD-Abweichungen von den Hybrid-Messungen im Winkel und im Auftreffort. Die FD-Schauerachse liegt in der Schauerdetektorebene immer komplett vor oder hinter der Hybrid-Achse. Der Phasenraum für eine Verschiebung zu weiteren Entfernungen ist größer. Diese Systematik wirkt sich direkt auf die Energiebestimmung aus. So kommt es zu einer Überschätzung der mittleren FD-Energie und einem langen, nicht gaußischen Ausläufer in der Verteilung der relativen Energieabweichung.



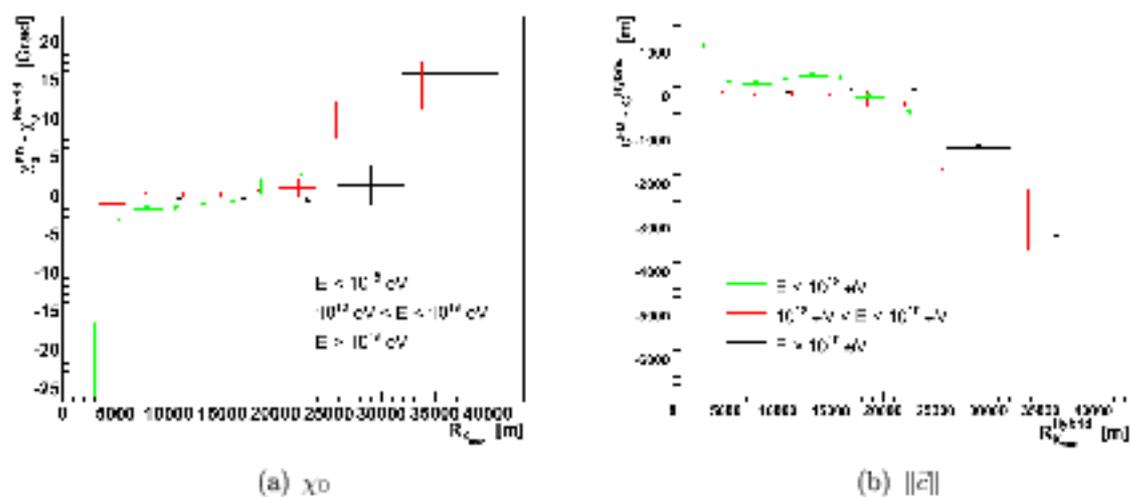
(a)



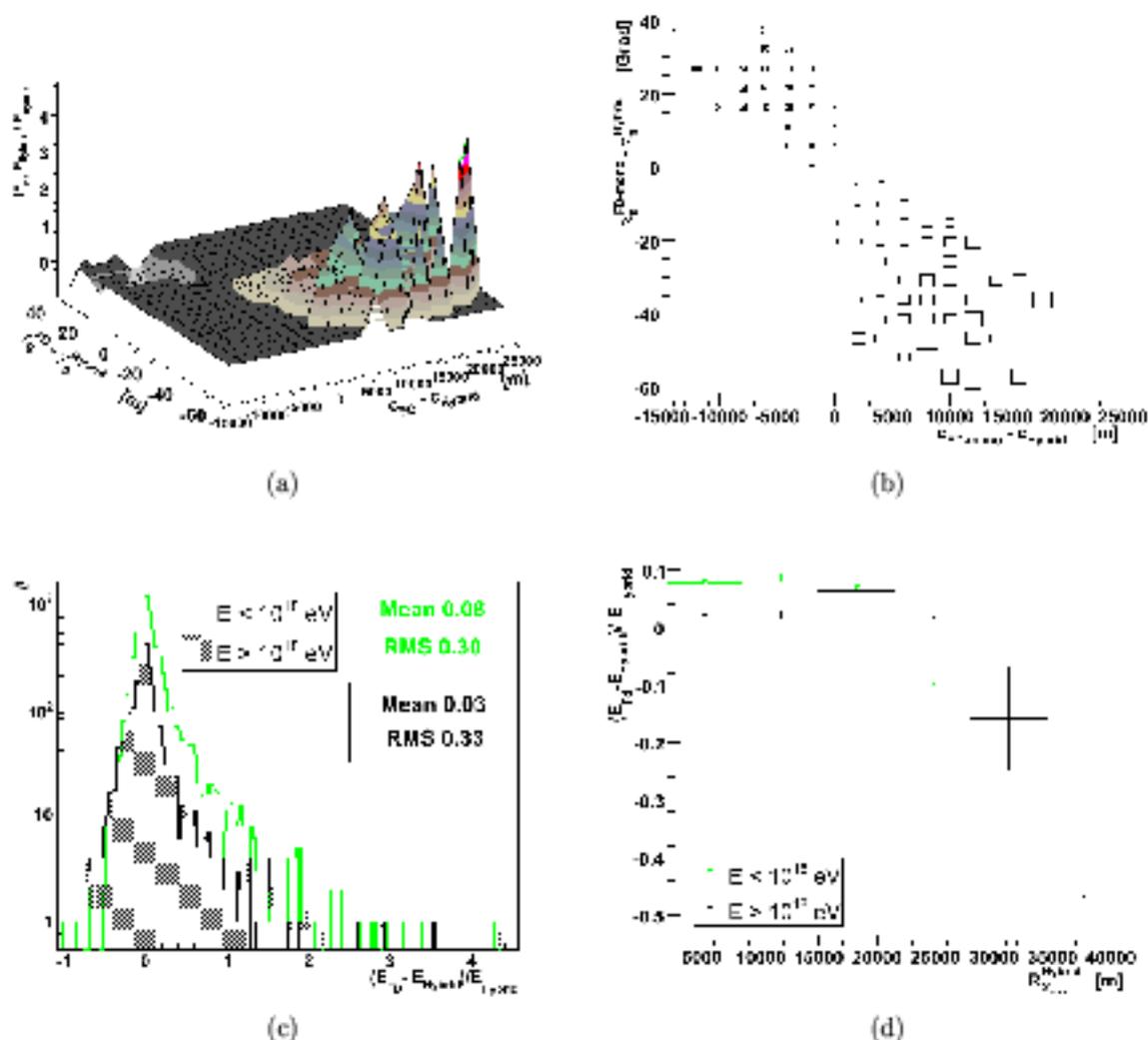
(b)

**Abbildung 6.1:** (a) Erläuterung der verwendeten Begriffe und Größen für den Geometrievergleich.

(b) Abweichung der FD von der Hybrid-Messung für  $\chi_0$  und den Auftreffort am Boden. Die Zahlen und Farben repräsentieren gleichermaßen die Anzahl der Ereignisse in den Bins.



**Abbildung 6.2:** Verhalten der FD-Geometrierekonstruktion als Funktion des Abstandes  $R_{X_{max}}^{\text{Hybrid}}$  im Vergleich mit den Hybrid-Werten für drei Energiebereiche. Die Fehlerbalken repräsentieren den Fehler des Mittelwertes.



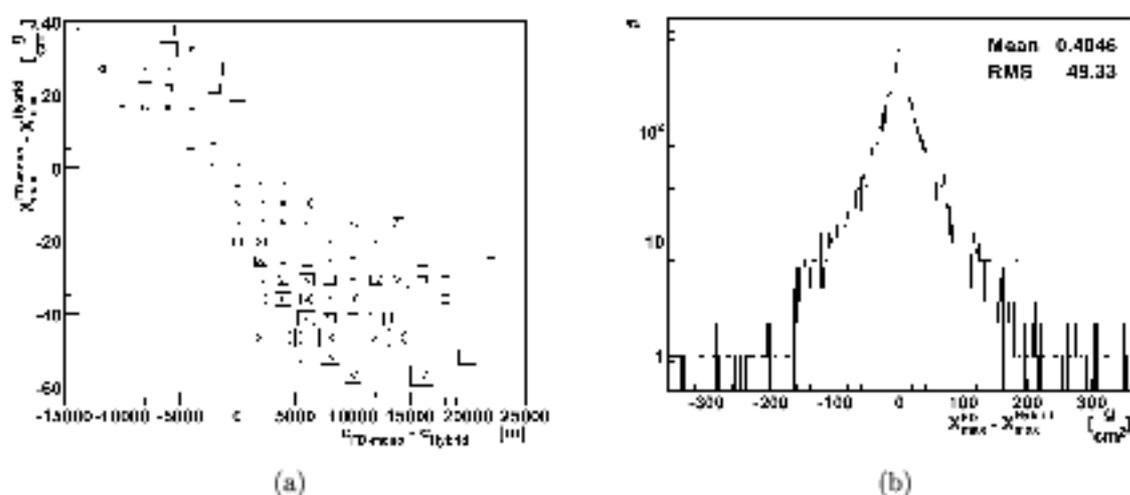
**Abbildung 6.3:** Auswirkung der schlechter bestimmten FD-Luftschauergeometrie auf die Energierekonstruktion:

(a) Energieabweichung als Funktion der Abweichung in der Luftschauergeometrie, hier parametrisiert durch die Differenzen zwischen den Hybrid und FD rekonstruierten Auftrefforten  $\Delta c$  und Winkeln  $\Delta\chi_0$ .

(b) Wie (a), allerdings als Box-Plot. Mit einem Kreuz gekennzeichnete Kästchen repräsentieren negative, leere Kästchen dagegen positive Werte.

(c) Verteilung der relativen Energieabweichungen.

(d) Relative Energieabweichung als Funktion des Abstandes  $R_{X_{max}}^{Hybrid}$ .



**Abbildung 6.4:** Auswirkung der schlechter bestimmten FD-Luftschauergeometrie auf die Rekonstruktion des Schauermaximums.

(a)  $X_{max}$ -Differenz als Funktion der Abweichung in der rekonstruierten Luftschauergeometrie, hier parametrisiert durch die Differenzen zwischen den Hybrid und FD rekonstruierten Auftrefforten  $\Delta c$  und Winkeln  $\Delta\chi_0$ .

(b) Verteilung der  $X_{max}$  Differenzen.



---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Diese Arbeit befaßt sich mit der Suche nach systematischen Rekonstruktionsunsicherheiten in den Fluoreszenzmessungen des Pierre Auger Observatoriums. Die Analyse ist mit Hilfe der Meßdaten von Januar 2004 bis April 2007 durchgeführt worden, ohne auf Luftschauersimulationen zurückzugreifen.

Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Computerprogramm entwickelt, daß die Simulation und Rekonstruktion aller Auger Datensätze mit Offline auf einem Großrechner organisiert (s. Kapitel 3). Eine Verzeichnis- und Datenbankstruktur wurde angelegt, die einen schnellen Zugriff auf die so gewonnen Daten erlaubt. Zudem ermöglicht das Programm ein automatisches Reprozessieren fehlgeschlagener Teile der Massenproduktion.

Es wurde eine Methode vorgestellt, Laseruntergrund aus den FD-Daten zu entfernen (s. Kapitel 4). Die gefundenen Totzeiten hervorgerufen durch die hochfrequenten 333 Hz LIDAR-Ereignisse liegen dabei zwischen 2% und 8%. Es ist nicht auszuschließen, daß solche künstlichen Ereignisse die FD basierte Analysearbeit beeinflussen.

Anhand von Stereoereignissen wurde die Auflösung der Hybrid-Rekonstruktion abgeschätzt (s. Kapitel 5). Die Methode liefert eine Auflösung von  $\sigma_{68\%}^{\alpha} = 0,99^{\circ}$  im Winkel und  $\sigma_{68\%}^d = 310$  m im rekonstruierten Auftreffort. Diese Werte weichen von den Erwartungen aus Simulationen ab. Ursache dafür ist vermutlich, daß die Stereoereignisse mit mittleren  $R_{X_{max}}$  Werten von 26 km schlechter rekonstruiert werden als teleskopnahe Schauer. Ein paarweiser Vergleich der Teleskope deutet an, daß in Verbindung mit Coihueco schlechtere Werte in der Auflösung gefunden werden<sup>1</sup>. Zusätzlich wurde die Auflösung für die Energie zu  $\sigma_{68\%}^E = 7,2\%$  und  $X_{max}$   $\sigma_{68\%}^{X_{max}} = 21$  g/cm<sup>2</sup> bestimmt. Die Mittelwerte der relativen Energieabweichung und der Northing Komponente des

---

<sup>1</sup>Für die Teleskop Kombination Los Leones - Los Morados findet man  $\sigma_{68\%}^{\alpha} = 0,9^{\circ}$  und  $\sigma_{68\%}^d = 200$  m

Auftreffortes sind für das Teleskop-Paar Los Leones - Coihueco systematisch verschoben. Im Fall der Energie könnte das an Ungenauigkeiten in den verwendeten Kalibrationskonstanten liegen. Es finden sich keine Anzeichen für eine falsche Behandlung atmosphärischer Korrekturen in der Energierekonstruktion. Die Fehler für Energie und  $X_{max}$  sind gut abgeschätzt. Die Fehler für die Geometrieparameter scheinen zu optimistisch berechnet zu werden. Im Moment ist die Statistik an Stereoereignissen noch gering. In Zukunft wird es aber noch besser möglich sein, systematische Fehler, Auflösung und Schnittmodelle mit Mehrteleskopereignissen unabhängig von Simulationen zu untersuchen. Ein paarweiser Vergleich der Teleskope kann helfen, hardwarebedingte Unterschiede aufzudecken.

Die FD-Rekonstruktionen wurden mit den genaueren Hybrid-Messungen verglichen (s. Kapitel 6). Das Verhalten der FD-Messung in Abhängigkeit von Abstand und Energie der vermessenen Luftschauer wurde untersucht. Zudem konnte gezeigt werden, daß sich die Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Schauerachse auf die Energievermessung übertragen. Dadurch kommt es zu einer systematischen Überschätzung der mittleren FD-Energie mit weiten, nicht gaußverteilten Ausläufern in der zugehörigen Verteilung. Diese Analyse hat gezeigt, daß mit den bisher aufgenommenen Meßdaten des Pierre Auger Observatoriums erfolgreich simulationsfreie Studien der systematischen Rekonstruktionsunsicherheiten durchgeführt werden können. Die schnell anwachsende Datenmenge wird bei zukünftigen Durchführungen der gezeigten Methoden signifikantere Ergebnisse erlauben.

---

## Ergänzende Graphen zu Kapitel 4

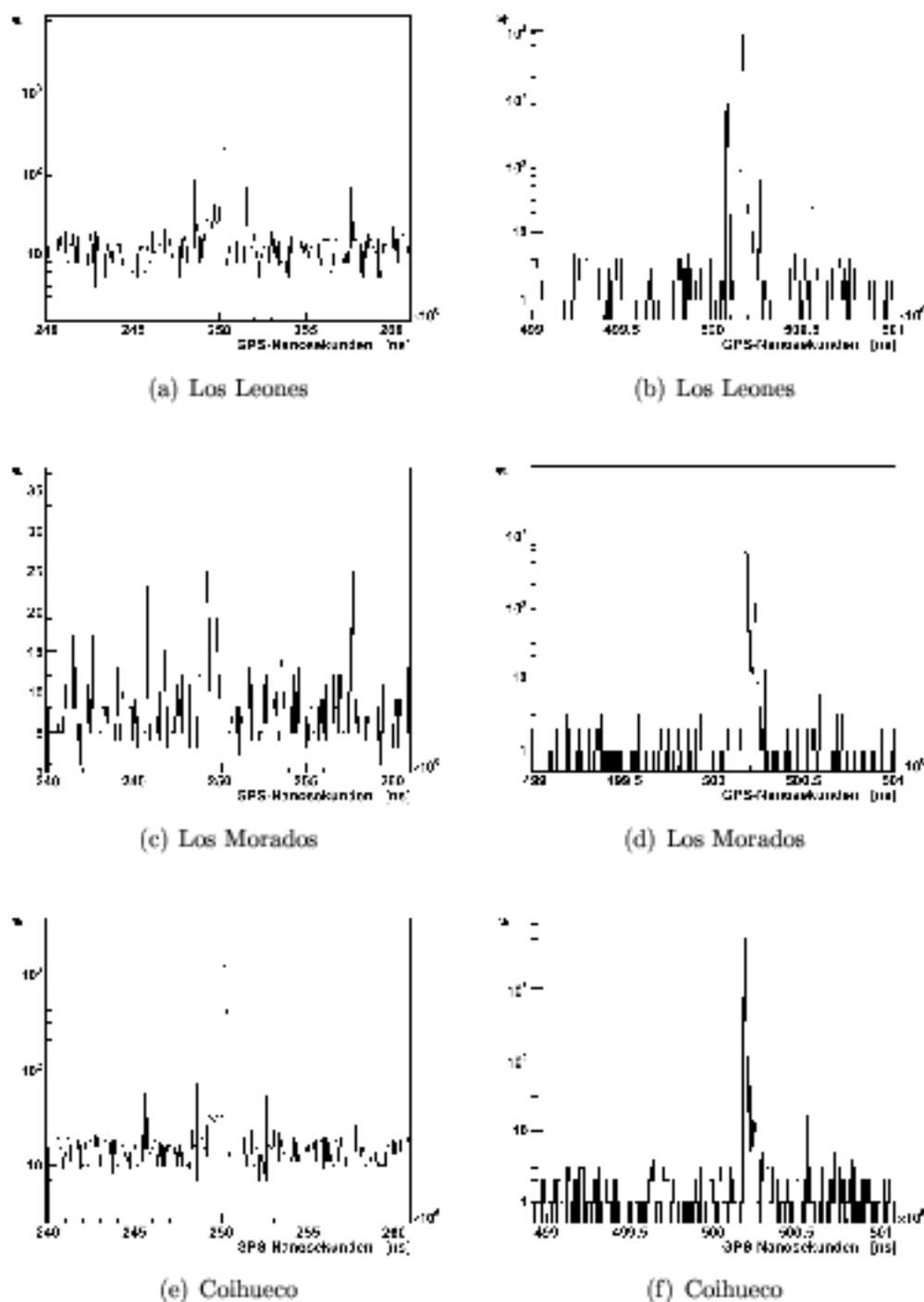
---

### A.1 Ergänzendes zum GPS-Nanosekunden Schnitt

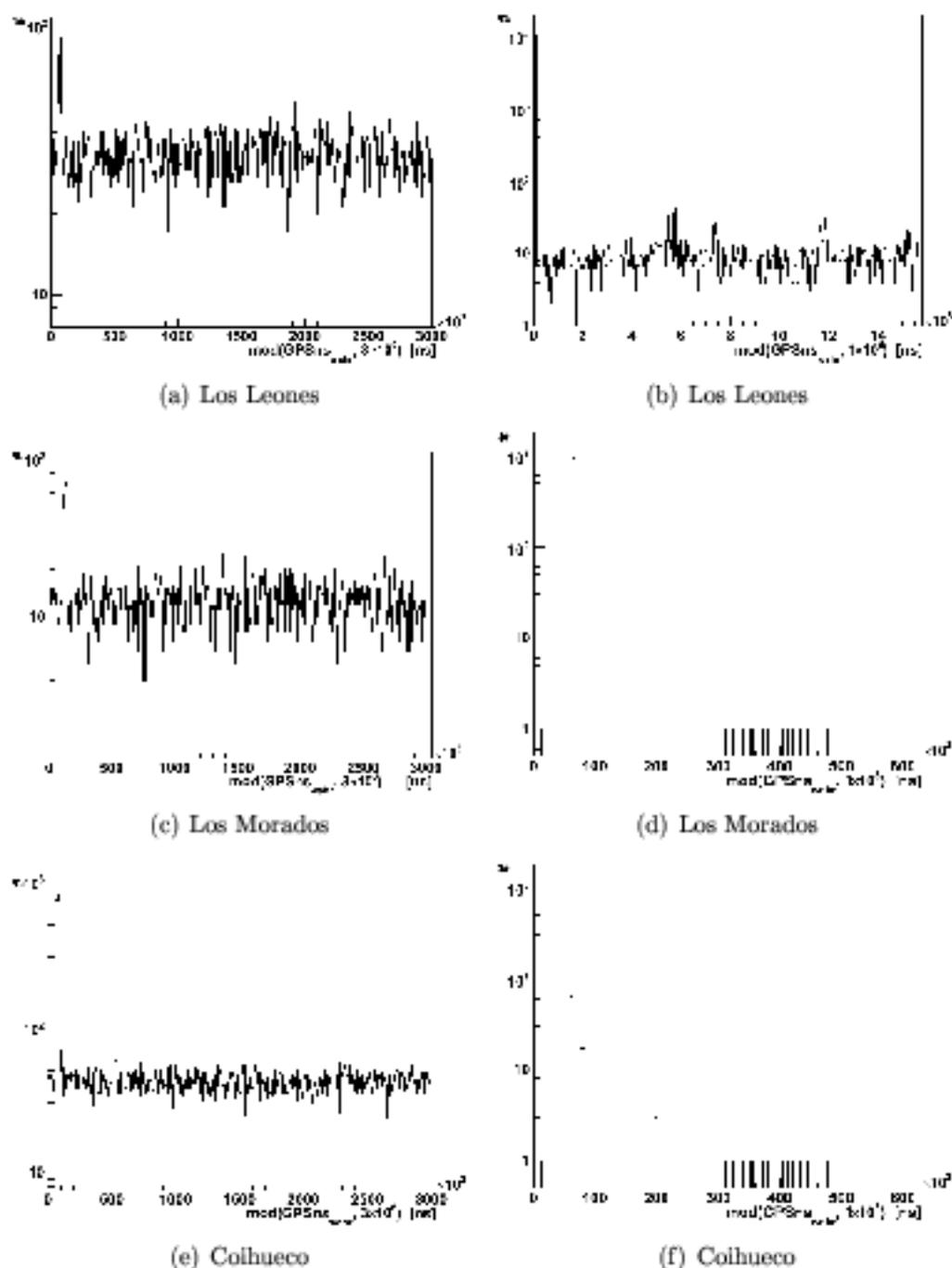
In diesem Kapitel finden sich die fehlenden Graphen zu Abschnitt 4.1: In der  $t_{GPS_{ns}}^{\text{Schnitt}}$  Verteilungen sind echte Luftschauern gleich verteilt, während der periodisch abgegeben Laseruntergrund in Spitzen angeordnet sein sollte. Im Folgenden werden die  $t_{GPS_{ns}}^{\text{Schnitt}}$  Verteilungen für alle Kombinationen aus Lasern und Teleskopgebäuden gezeigt (Abb. A.1 bis A.4). Für die LIDAR wird dabei zwischen alter und neuer Gerätekonfiguration unterschieden.

### A.2 Weitere Abbildungen zur Identifizierung der restlichen Spitzen

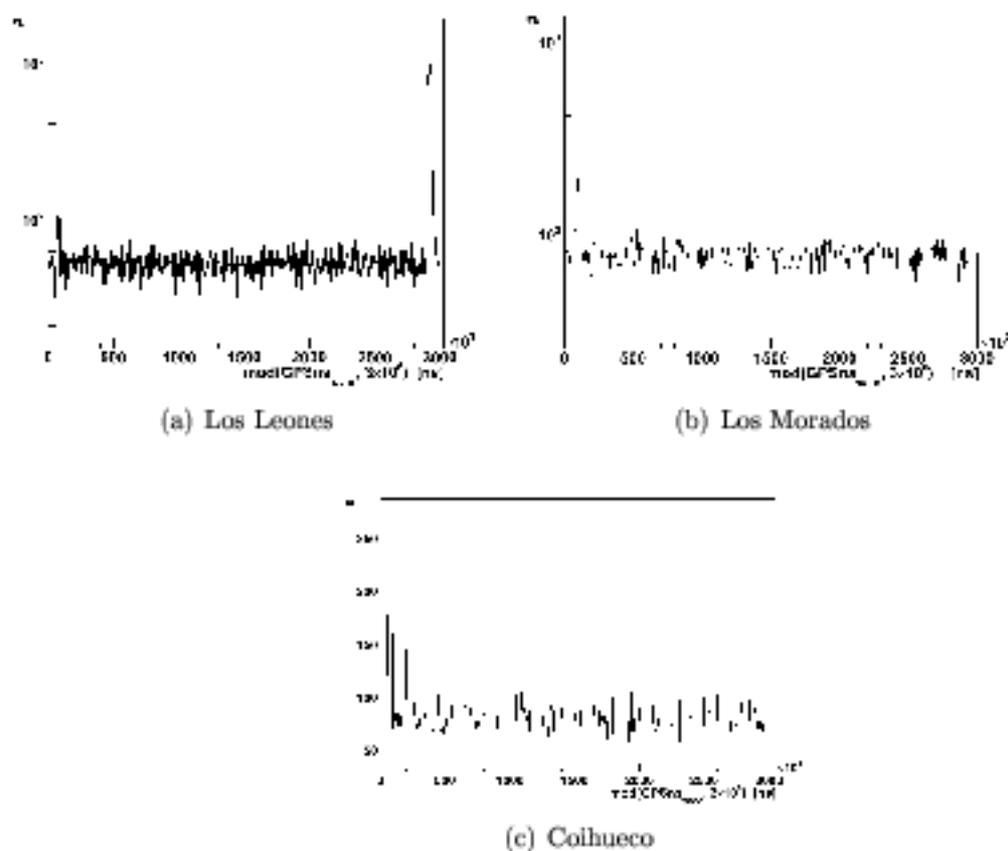
Es folgen nun ergänzende Graphen zu Abschnitt 4.2: Nach dem Schnitt auf die GPS-Nanosekunden verbleiben immer noch Spitzen in den Azimutverteilungen (vgl. Abb. 4.3 und 4.4). Die Anzahl an Ereignissen pro FD-Run aus dem Bereich der Spitzen könnte helfen Dateien zu identifizieren, die die Spitzen beinhalten. Die Methode wurde exemplarisch am Beispiel der Spitze LL2 diskutiert. Hier finden sich nun die Abbildungen für die übrigen Spitzen (s. Abb. A.5 bis A.10).



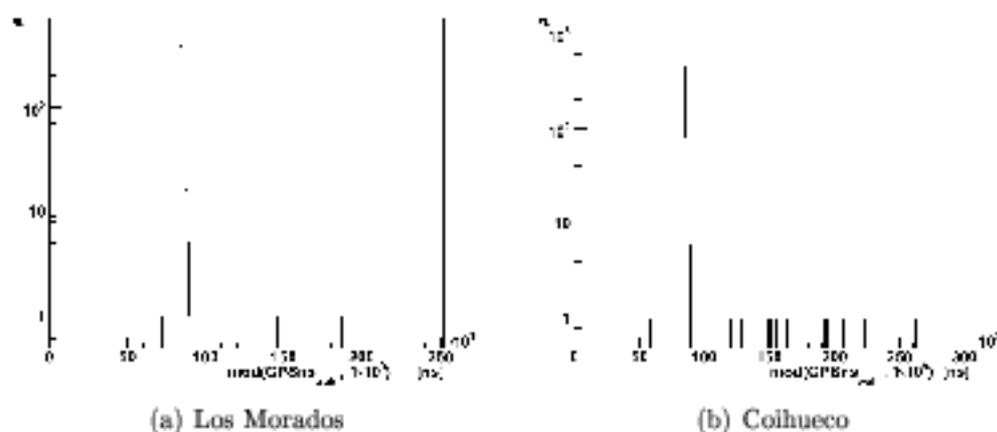
**Abbildung A.1:** Ausschnitte aus den GPS-Nanosekunden Verteilungen um die erwarteten CLF-Zeitfenster. Die Spitzen um  $250 \cdot 10^6$  ns (linke Spalte) und bei  $500,2 \cdot 10^6$  ns (rechte Spalte) sind CLF Untergrund.



**Abbildung A.2:**  $t_{GPStra}^{Schmitt}$ -Verteilungen der alten LIDAR-Konfiguration: Coihueco-LIDAR (linke Spalte) und Los Leones LIDAR (rechte Spalte) vermessen in den drei aktiven Teleskopen. Die x-Achse in (b) wurde anders dargestellt, um alle Spitzen der Verteilung zeigen zu können.

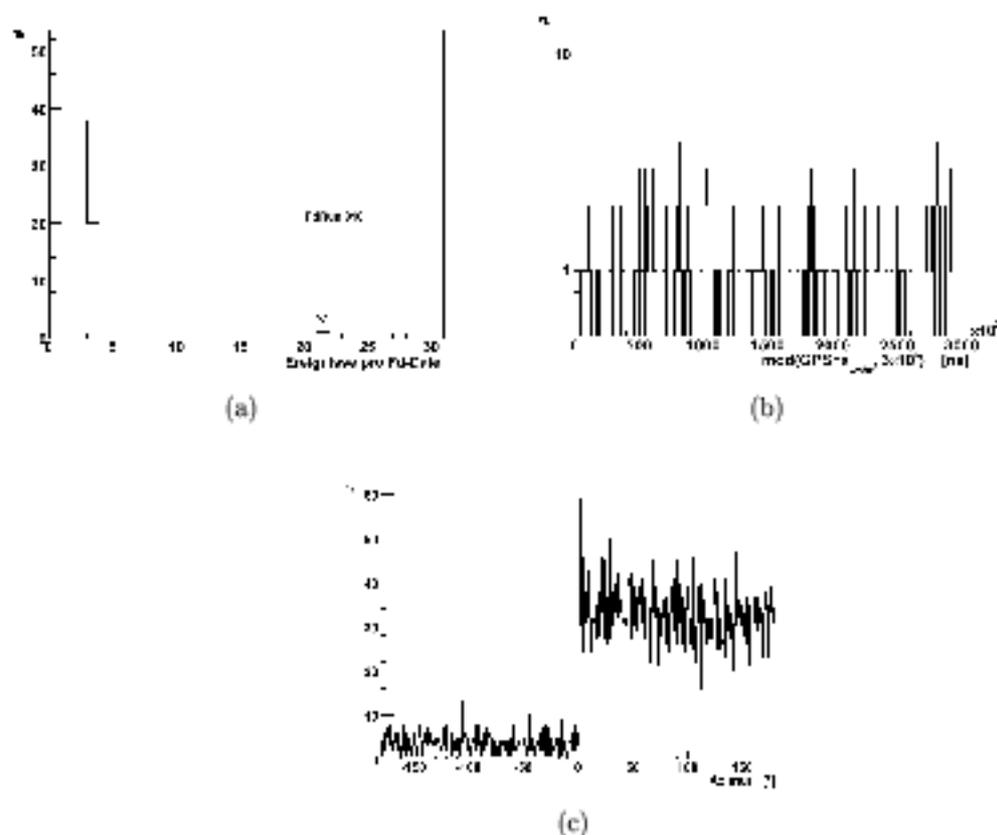


**Abbildung A.3:**  $t_{\text{Schnitt}_{\text{GPSna}}}$ -Verteilungen der neuen LIDAR-Konfiguration gesehen in den drei aktiven Teleskopen.

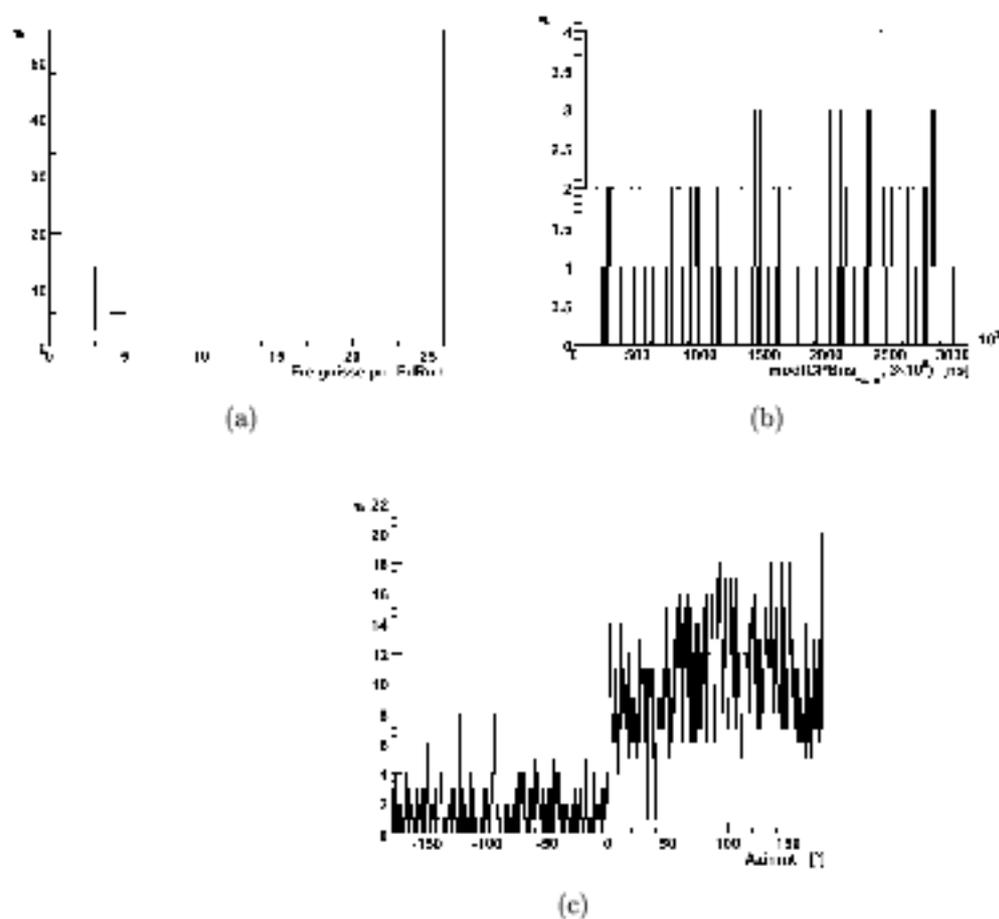


**Abbildung A.4:** Die 1Hz Spitzen des APF in den  $t_{\text{Schnitt}_{\text{GPSna}}}$ -Verteilungen.

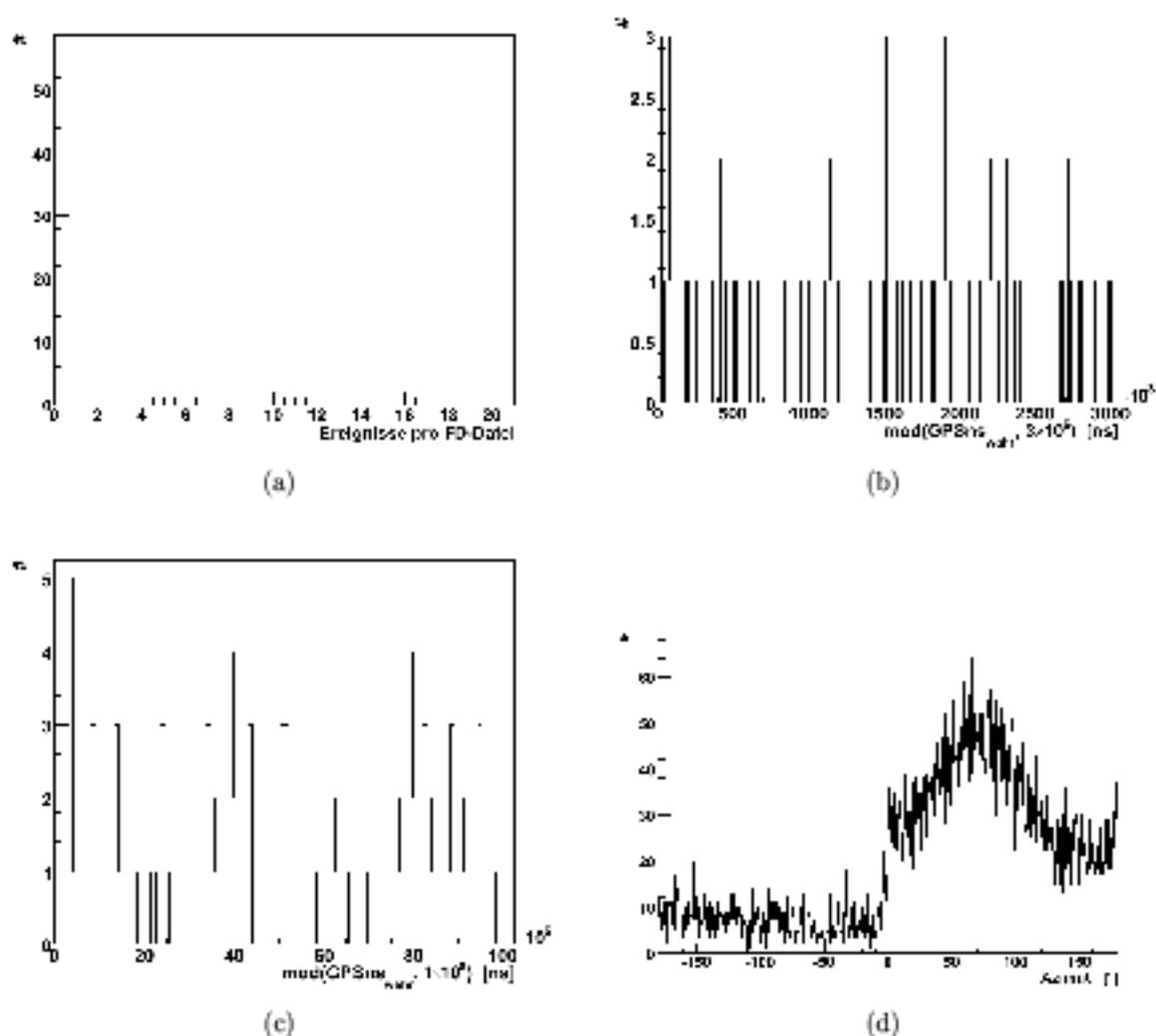
Zudem werden die Verteilungen der Ereignisse pro Winkel und GPSns-Zeitbin ohne den LIDAR-Untergrund aufgeführt (s. Abb. A.11 bis A.13).



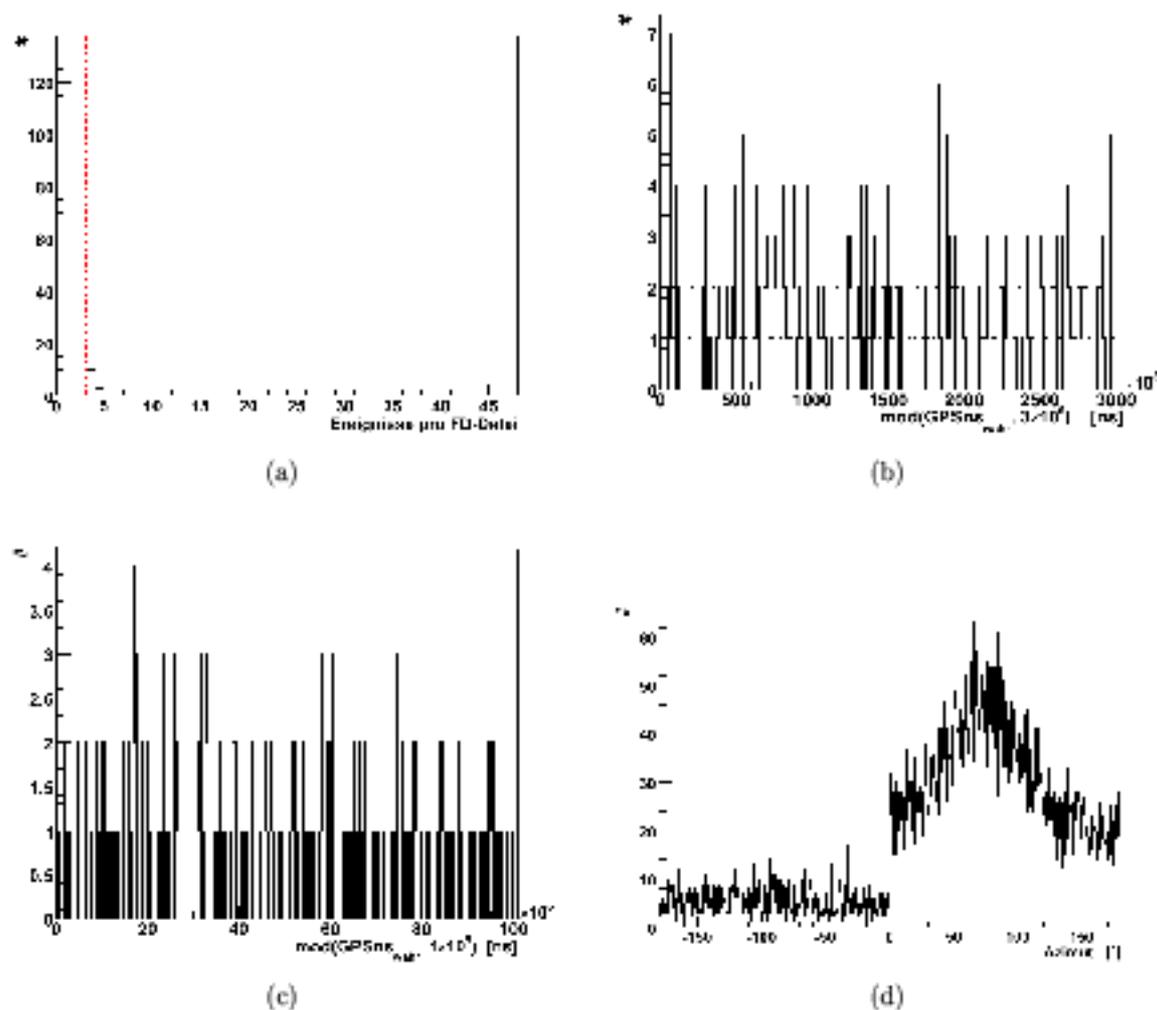
**Abbildung A.5:** Anzahl Ereignisse pro FD-Datei, die im Winkelbereich  $[149, 5; 150, 5]$  in Coihueco getriggert wurden. Schließt man FD-Run 910 (a) aus der Analyse aus, so verschwindet auch die Spitze LL2 aus der Azimutwinkelverteilung (c).  
 (b) Keine Spitzen in den  $t_{GPSns}^{Schnitt}$ -Verteilungen für 333Hz



**Abbildung A.6:** Die Spitze LMR2\_old scheint auf mehrere FD-Runs verteilt zu sein (a). Schließt man alle Dateien rechts von der roten Linie aus, so verschwindet die Spitze in der Azimutverteilung. Es findet sich keine Spitze in der  $t_{GPS_{na}}^{\text{Schnitt}}$ -Verteilung für 333Hz (b).



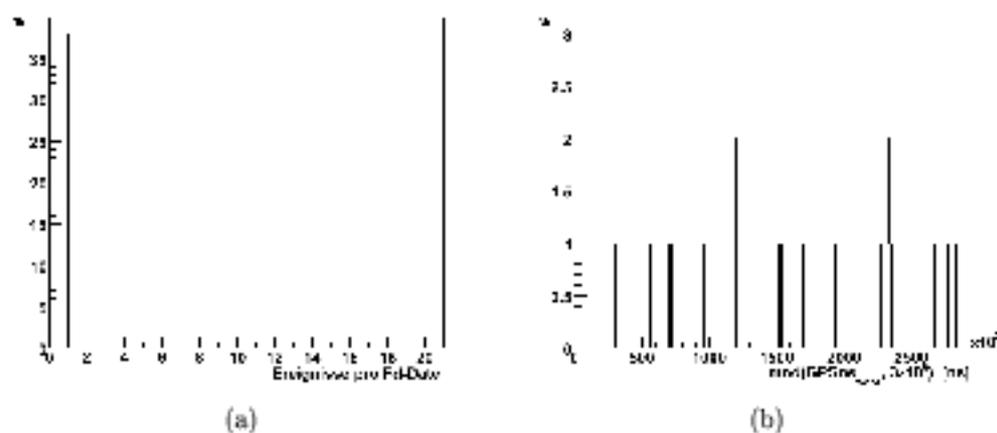
**Abbildung A.7:** Die Spitze *CoR1\_old* scheint auch auf mehrere *FD*-Runs verteilt zu sein (a). Schließt man alle Dateien rechts von der roten Linie aus, so verschwindet die Spitze in der Azimutverteilung (d). Es findet sich keine Spitze in der  $t_{\text{GPSns}}^{\text{Schnitt}}$ -Verteilung für 333Hz (b) oder 10Hz (c).



**Abbildung A.8:** Die Spitze *CoR2\_old* scheint ebenfalls auf mehrere FD-Runs verteilt zu sein (a). Schließt man alle Dateien rechts von der roten Linie aus, so verschwindet die Spitze in der Azimutverteilung (d). Es findet sich keine Spitze in der  $t_{GPS_{ms}}^{Schnitt}$ -Verteilung für 10Hz (c) oder 333 Hz (d).

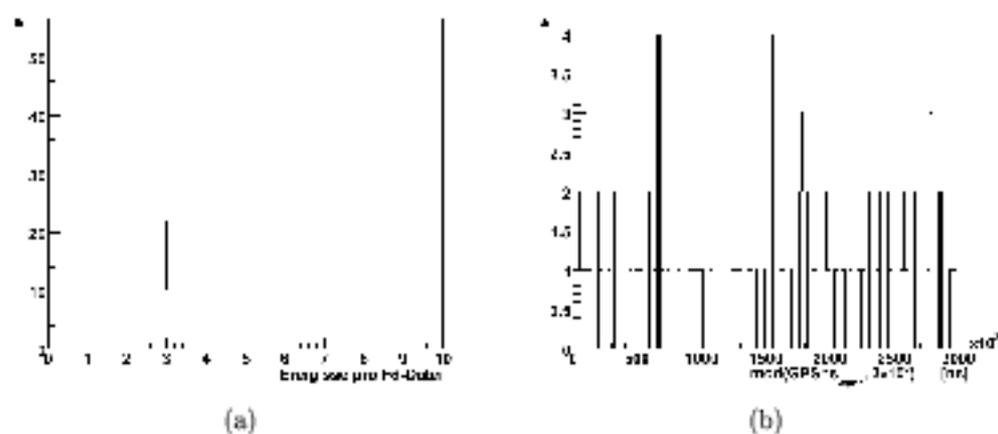
CoR2_old	LMR1_old	CoR1_old
485	607	496
487	627	659
489	629	765
493	636	1052
496	640	1283
497	643	1297
502	645	1360
522	657	1399
535	699	1401
556	701	1456
600	734	
602	769	
603	770	
656	784	
659	809	
689	820	
715		

**Tabelle A.1:** Identifikationsnummern der verdächtigen Fd Runs zu den Abbildungen A.6 - A.8.



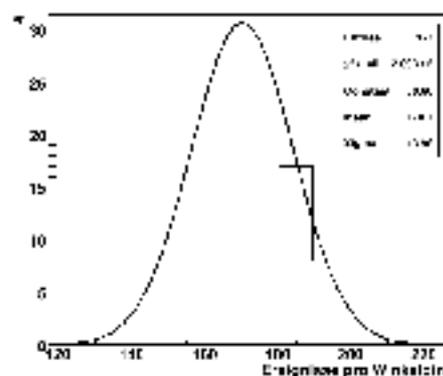
**Abbildung A.9:** Spitze LMR1:

- (a) Es werden keine auffälligen FD-Runs gefunden.  
 (b) Keine Spitze in der  $t_{GPS_{na}}^{\text{Schritt}}$ -Verteilung für 333 Hz.

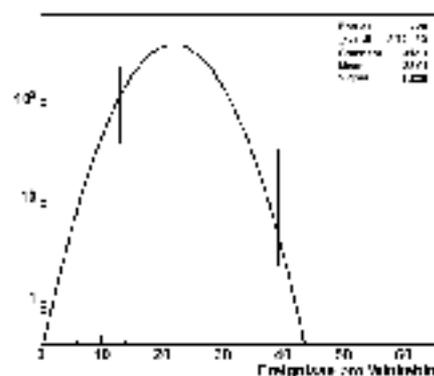


**Abbildung A.10:** Peak LMR2:

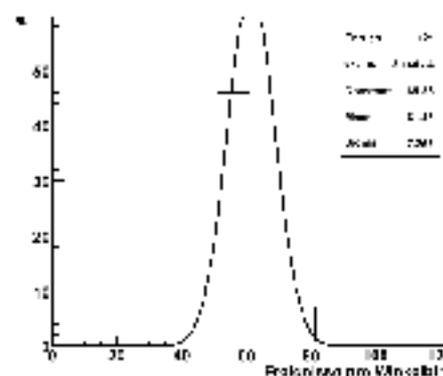
- (a) Es werden keine auffälligen FD-Runs gefunden.  
 (b) Keine Spitze in der  $t_{GPS_{na}}^{Schritt}$ -Verteilung für 333 Hz.



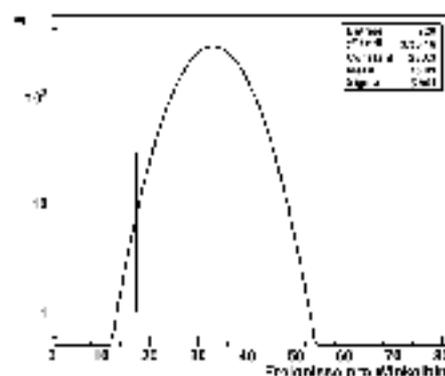
(a) Los Leones



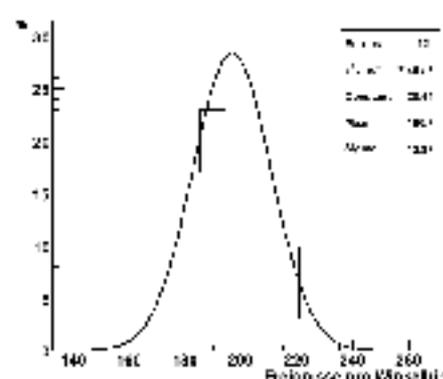
(b) Los Leones



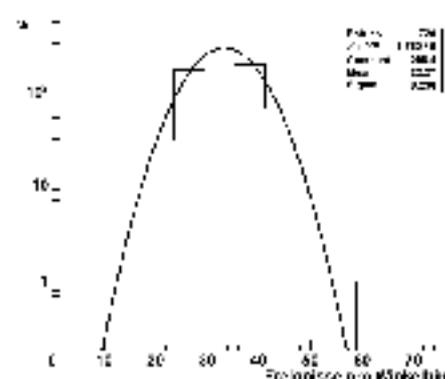
(c) Los Morados



(d) Los Morados

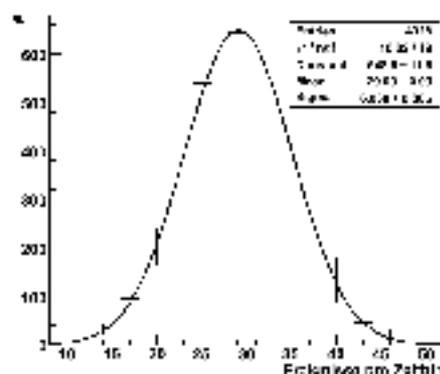


(e) Colhuenco

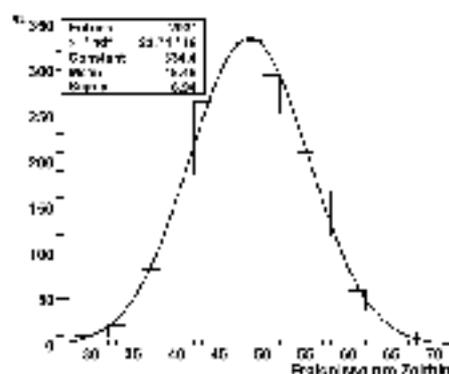


(f) Colhuenco

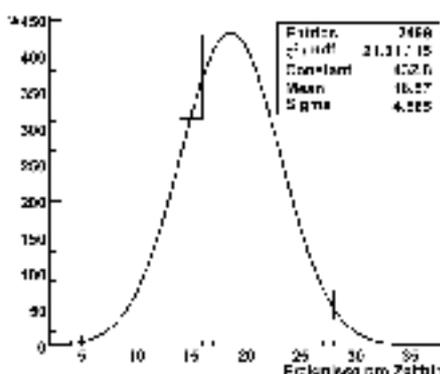
**Abbildung A.11:** Verteilungen der Ereignisse pro Winkelbin ohne den gefundenen Laseruntergrund für die Zeiten der alten (linke Spalte) und neuen (rechte Spalte) LIDAR Konfiguration.



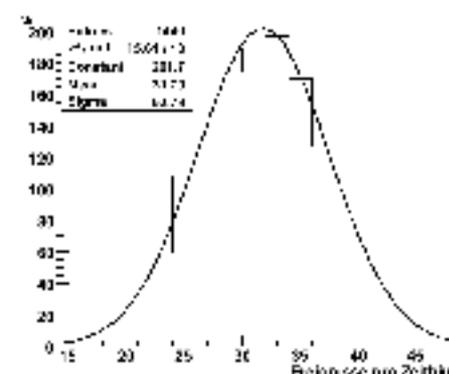
(a) 10Hz gesehen in Los Leones



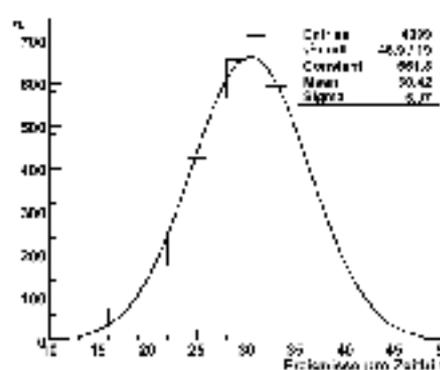
(b) 333Hz gesehen in Los Leones



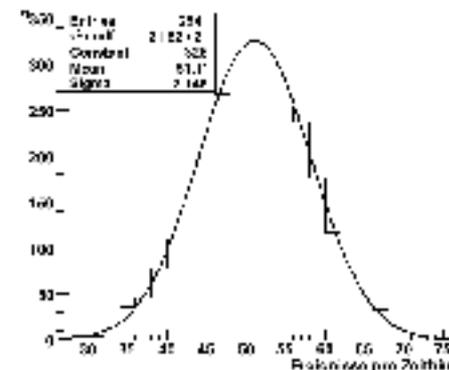
(c) 10Hz gesehen in Los Morados



(d) 333Hz gesehen in Los Morados

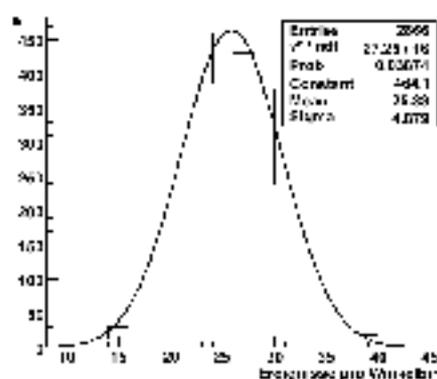


(e) 10Hz gesehen in Colihueco

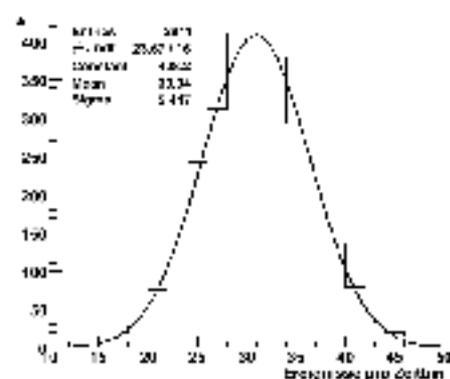


(f) 333Hz gesehen in Colihueco

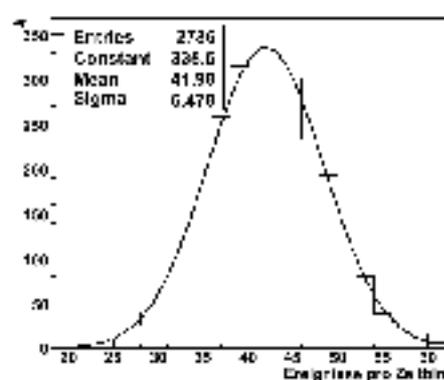
**Abbildung A.12:** Verteilung der Ereignisse pro Nanosekunden-Zeitbin nach dem GPS-Schnitt für die alte LIDAR-Konfiguration. Alle signifikanten Spitzen wurden erfolgreich entfernt.



(a) 333Hz gesehen in Los Leones



(b) 333Hz gesehen in Los Morados



(c) 333Hz gesehen in Colhueco

**Abbildung A.13:** Verteilung der Ereignisse pro Nanosekunden-Zeitbin nach dem GPS-Schnitt für die neue LIDAR-Konfiguration. Alle signifikanten Spitzen wurden erfolgreich entfernt.



---

Ergänzende Abbildungen zu Kapitel 5

---

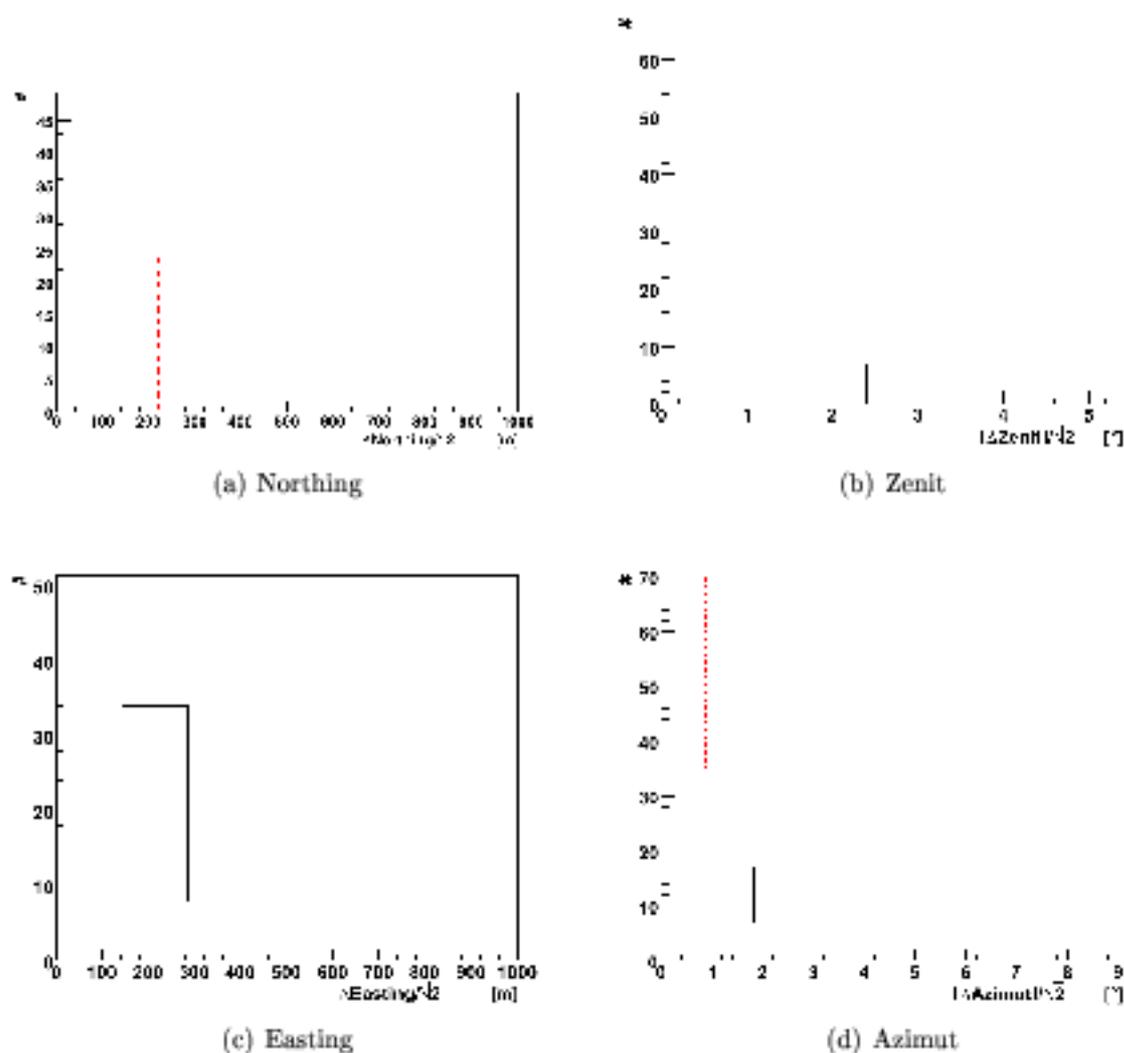
Es folgen die ergänzenden Abbildungen zur Abschätzung der Hybrid Auflösung (s. Abb. B.1 bis B.5) wie diskutiert in Abschnitt 5.1. Einige der aus den Abbildungen abgeleiteten Wert stehen in den Tabellen (B.1 und B.2). Eine Gegenüberstellung der rekonstruierten Energien für Teleskop Kombinationen mit Los Morados wird in Abbildung B.6 aufgeführt. In Abbildung B.7 wird die Verteilung der  $R_{X_{max}}$  Werte für die Stereo-Ereignisse gezeigt.

Northing [m]	Easting [m]	Zenit [°]	Azimut [°]
220	180	0,66	0,89

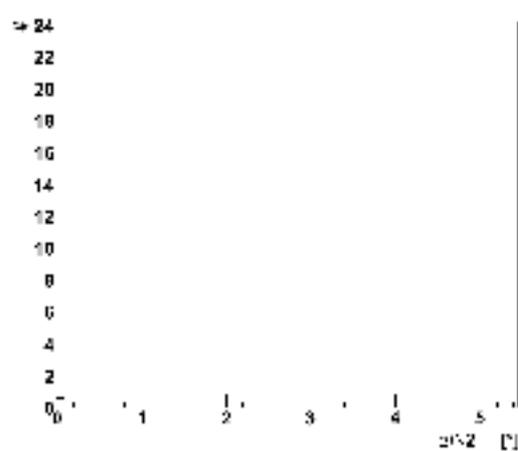
**Tabelle B.1:** Die  $\sigma_{68\%}$  Werte für die Größen aus Abbildung B.1.

	$\sigma_{68\%}$ (LL-LM)	$\sigma_{68\%}$ (LL-CO)
Abstand Auftrefforte $d$ [m]	200	330
Winkel zwischen den Achsen $\alpha$ [°]	0,9	1,0

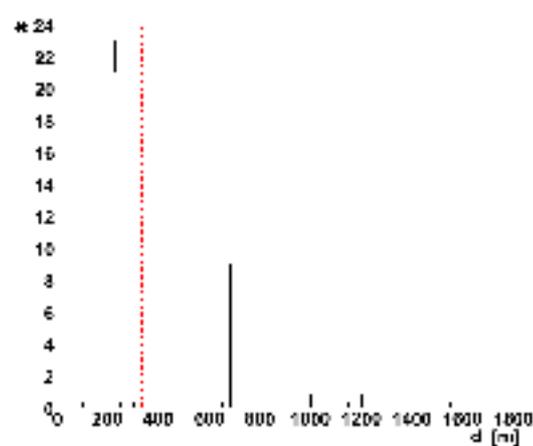
**Tabelle B.2:** Die  $\sigma_{68\%}$  Werte für die Verteilungen aus Abbildung B.2.



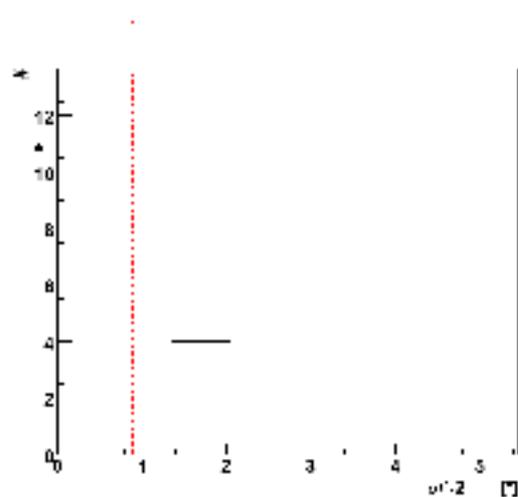
**Abbildung B.1:** Abschätzung der Auflösung für die Parameter, die Luftschauerachse festlegen. Die roten Linien markieren die  $\sigma_{68\%}$ -Wert.



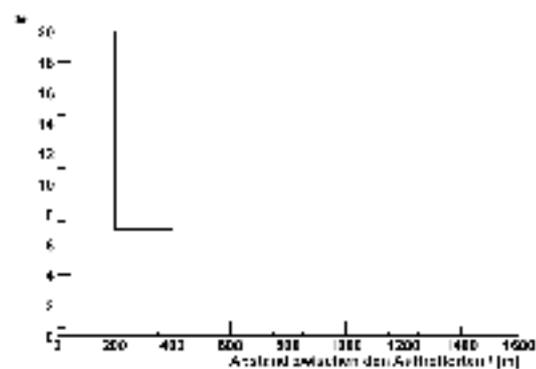
(a) Los Leones - Coihueco



(b) Los Leones - Coihueco

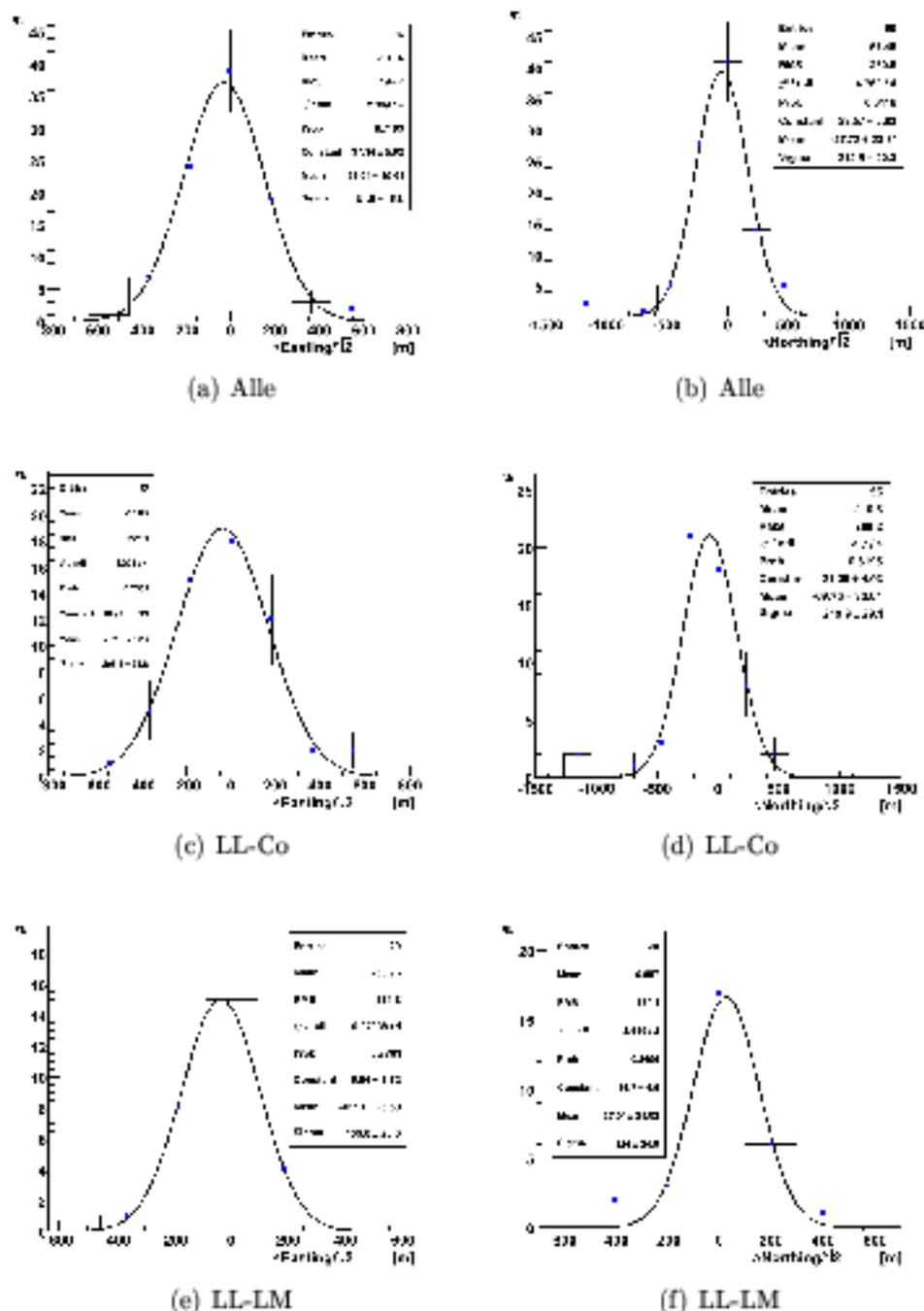


(c) Los Leones - Los Morados

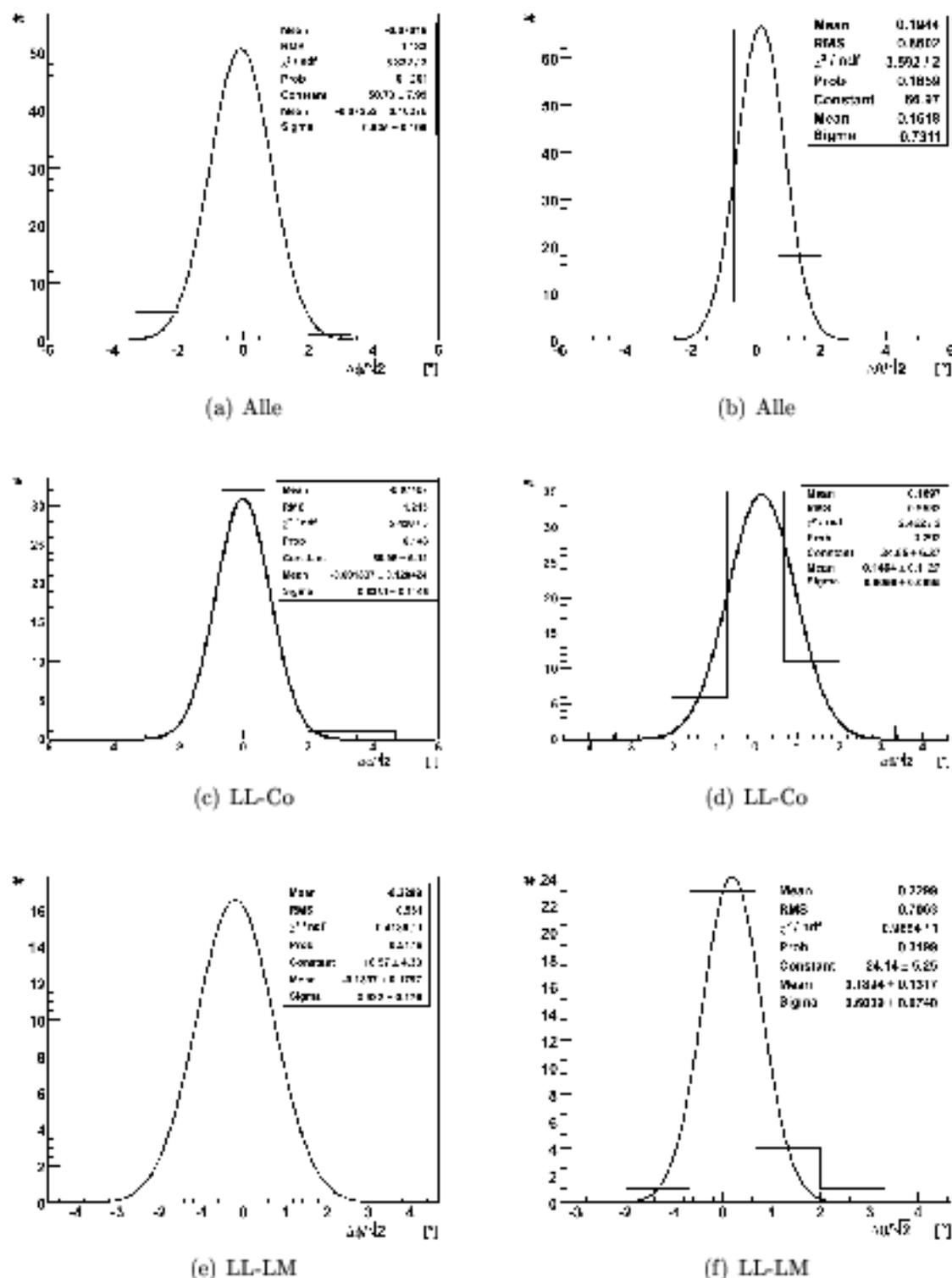


(d) Los Leones - Los Morados

**Abbildung B.2:** Auflösung für den Winkel zwischen den Achsen  $\alpha$  und die Differenz der Auftrefforte am Boden  $d$  getrennt für die Teleskoppaare Los Leones - Coihueco (oben) und Los Leones - Los Morados (unten). Die gefundene  $\sigma_{\text{res}}$  Werte unterscheiden sich insbesondere im Auftreffort deutlich.



**Abbildung B.3:** Differenzen in den Northing und Easting Komponenten für alle Ereignisse (a und b) sowie unabhängig für das Teleskop-Paar Los Leones - Coihueco ((c) und (d)) und Los Leones - Los Morados ((e) und (f)). Im Vergleich liefert die Kombination Los Leones - Coihueco größere Werte in der Standardabweichung (RMS) sowie eine Abweichung des Mittelwertes der Northing-Komponente von Null.



**Abbildung B.4:** Differenzen in Azimut-  $\phi$  und Zenitwinkel  $\theta$  für alle Ereignisse und (a und b) sowie unabhängig für das Teleskop-Paar Los Leones - Coihueco ((c) und (d)) und Los Leones - Los Morados ((e) und (f)).

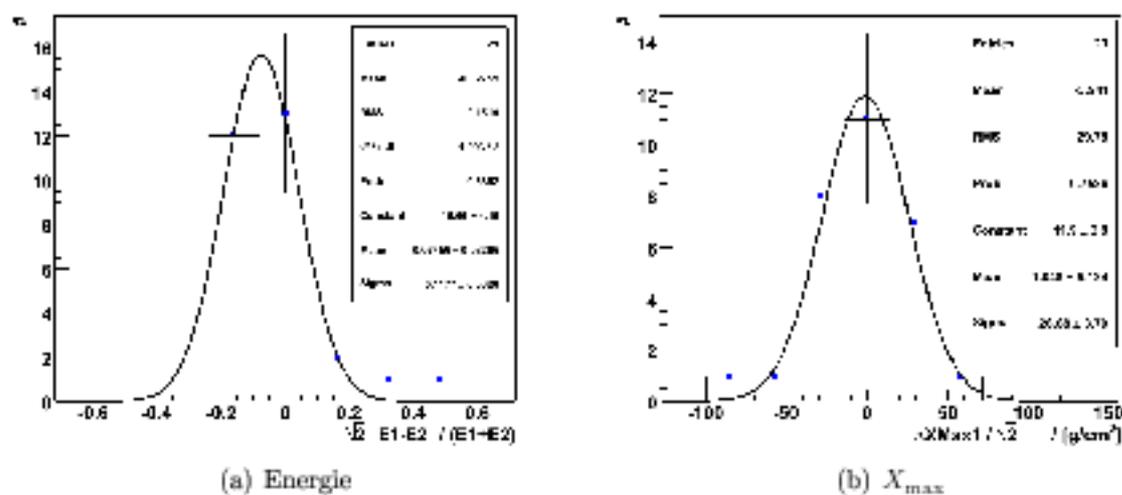
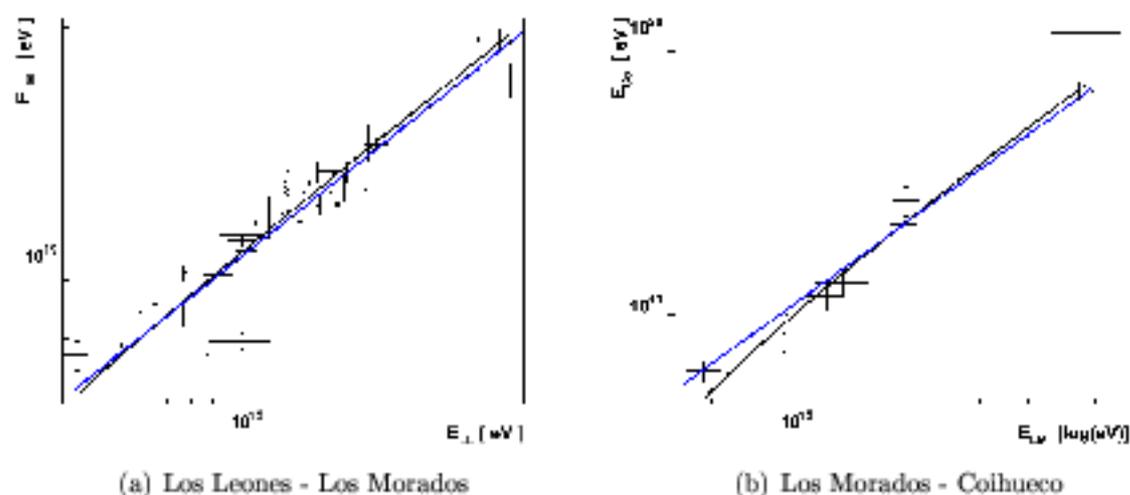
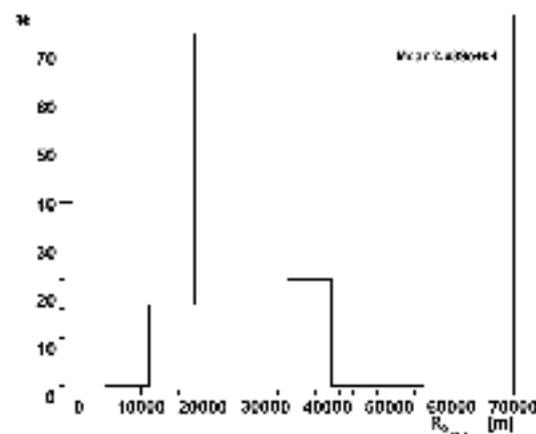


Abbildung B.5: Auflösung für Stereo-Ereignisse zwischen Los Leones und Los Morados.



**Abbildung B.6:** Gegenüberstellung der rekonstruierten Energien für die Teleskop-Paare Los Leones-Los Morados sowie Los Morados-Coihueco. Für Los Morados werden im Moment mittlere Kalibrationskonstanten bei der Rekonstruktion verwendet. Die blauen Linien sind Ursprungsgeraden mit Steigung eins, die schwarzen repräsentieren einen Geradenfit.



**Abbildung B.7:** Verteilung der Distanzen  $R_{X_{max}}$  zwischen Schauermaximum und Teleskop für alle Hybrid-Stereoereignisse.



Viele Leute haben einen großen Beitrag dazu geleistet, daß diese Arbeit realisiert werden konnte. An dieser Stelle möchte ich allen direkt und indirekt Beteiligten für ihre Hilfe danken.

- Vielen Dank an Prof. K.-H. Kampert für die Möglichkeit, diese Arbeit zu realisieren und für alle weiteren Entfaltungsmöglichkeiten.
- Ein herzliches Dankeschön auch an meinen Zweitgutachter Prof. K. Helbing.
- Außerdem möchte ich mich vielmals für die Hilfe und Unterstützung von Seiten der Astroteilchenphysik-Arbeitsgruppe in Wuppertal bedanken.
- Danke an die Auger Kollaboration für die freundliche Hilfsbereitschaft.
- Mein ganz besonderer Dank gilt meinen lieben Eltern, meiner Schwester, der gesamten Familie und meinen Freunden für die emotionale Unterstützung.



## **Erklärung**

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.



---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] J. Abraham, (Auger Coll.), et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above  $10^{19}$  eV from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27:155, 2007.
- [2] J. Abraham, (Auger Coll.), et al. Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27:244, 2007.
- [3] O. C. Alkhofer. *Introduction to Cosmic Radiation*. Verlag Carl Thiemig, 1975.
- [4] L. Anchordoqui et al. Ultrahigh Energy Cosmic Rays: The state of the art before the Auger Observatory. *astro-ph/0206072*, 2002.
- [5] T. Antoni, (KASCADE Coll.), et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astropart. Phys.*, 24:1, 2005.
- [6] P. Auger et al. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Rev. of Mod. Phys.*, 11:288, 1939.
- [7] Auger Coll. Conventions for the Pierre Auger Observatory. [https://edms.cern.ch/cedar/plsql/doc.info?document\\_id=317390](https://edms.cern.ch/cedar/plsql/doc.info?document_id=317390).
- [8] Auger Coll. Pierre Auger Design Report. Technical report, 1997. <http://www.auger.org/admin/DesignReport/index.html>.
- [9] Auger Coll. ICRC 2005, Pune (India), 2005.
- [10] J. A. Bellido. Measuring the Mean Xmax as a Function of the Shower Energy Using the Hybrid Data. Interne Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).
- [11] J. A. Bellido. Performance of the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory. ICRC 2005, Pune (Indien), 2005.

- [12] J. A. Bellido et al. Southern hemisphere observations of a  $10^{18}$  eV cosmic ray source near the direction of the Galactic Centre. *Astropart. Phys.*, 15:167, 2001.
- [13] P. Bhattacharjee and G. Sigl. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Physics Reports*, 327:109, 2000.
- [14] D. J. Bird, (Fly's Eye Coll.), et al. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. *Phys. Rev. Let.*, 71:3401, 1993.
- [15] H. Blümer and K. H. Kampert. Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung. *Phys. Blätter*, 56(3):39, 2000.
- [16] J. Brack, R. Meyhandan, and G. Hofman. Prototype Auger Absolute Calibration System: Fluorescence Detector Calibration at Los Leones. Interne Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).
- [17] N. Busca. *The Ultra High Energy Cosmic Ray Flux from the Southern Pierre Auger Observatory Data*. PhD thesis, University of Chicago, 2006.
- [18] A. de Capoa. Calibration of the FD telescope channels using light pulses. Interne Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).
- [19] Auger Coll. Homepage. <https://www.auger.org.org>.
- [20] B. Dawson and P. Sommers. The hybrid aperture and precision of the Auger observatory. ICRC 2001, Hamburg (Deutschland), 2001.
- [21] E. Fermi. *Phys. Rev.*, 75(8):1169, 1949.
- [22] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University press, 1990.
- [23] H. Geenen. *Analysis of fluorescence telescope data of the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, University of Wuppertal, 2007.
- [24] K. Greisen. *Phys. Rev. Let.*, 16, 1966.
- [25] W. Heitler. Quantum Theorie of Radiation. *Oxford University press*, 1944.
- [26] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. 13:1084, 1912.
- [27] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22:425, 1984.

- [28] K.-H. Kampert. Cosmic Rays at the Highest Energies - First Data from the Pierre Auger Observatory. *astro-ph/0608136*, 2006. presented at CRIS 2006.
- [29] Karl-Heinz Kampert. Cosmic rays from the knee to the ankle: Status and prospects. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 165:294-306, 2007.
- [30] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber. *Teilchenastrophysik*. Teubner, 1997.
- [31] L. D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 92:535 & 735, 1953.
- [32] P. M. Mantsch. The pierre auger observatory: Progress and first results. ICRC 2005, Pune (Indien), 2005.
- [33] A. B. Migdal. Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies. *Phys. Rev.*, 103:1811, 1956.
- [34] M. A Mostafa. The Hybrid Performance of the Pierre Auger Observatory. ICRC 2005, Pune (Indien), 2005.
- [35] R. Mussa. In privater Unterredung im März 2006.
- [36] R. Mussa. LIDAR-FD interferences (2005-2006). Auger Analysis Meeting 2006 in Chicago.
- [37] MySQL-Dokumentation. <http://www.mysql.com>.
- [38] F. Nerling. *Description of Cherenkov Light Production in Extensive Air Showers*. PhD thesis, Forschungszentrum Karlsruhe, 2007.
- [39] Offline Wiki-pages. <https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/OfflineSoftware>.
- [40] L. Perrone, (Auger Coll.), et al. Auger FD: Detector Response to Simulated Showers and Real Events Topologies. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl)*, 136:407, 2004.
- [41] L. Perrone, (Auger Coll.), et al. CRIS 2004, Catania (Italy), 2004.
- [42] R. Sato, (Auger Coll.), et al. The Performance of the Corrector Lenses for the Auger Fluorescence Detector. volume 8 of *ICRC 2005, Pune (India)*, page 13, 2005.
- [43] P. Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [44] P. Sommers, (Auger Coll.), et al. First Estimate of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory. ICRC 2005, Pune (India), 2005.

- 
- [45] V. de Souza, C. Dobrigkeit, and B. Dawson. A hybrid reconstruction program and the hybrid resolution. Internal Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).
- [46] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer Verlag, 2003.
- [47] T. Stanev et al. Propagation of ultrahigh energy protons in the nearby universe. *Phys. Rev. D*, 62(9):093005, 2000.
- [48] M. Teshima. Measurements of Cosmic Rays in the Ultra High Energy Region. Vortrag beim XXXIII International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD), Krakau, Polen, 5.-11 September 2003.
- [49] M. Teshima, (AGASA Coll.), et al. ICRC 2001, Hamburg (Deutschland), 2001.
- [50] Bi Monthly Progress Reports. <http://www.auger.org/admin/Reports/index.html>.
- [51] G. B. Thomson, (HiRes Coll.), et al. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. *astro-ph/0609403*, 2006. submitted to Proceedings of the Quarks'06 Conference.
- [52] M. Unger. Shower Profile Reconstruction from Fluorescence and Cherenkov light. Interne Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).
- [53] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, and H. Meyer. Cosmic rays VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astropart. Phys.*, 330:389, 1998.
- [54] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. *Sov. Phys. JETP Lett.*, 4:78, 1966. engl. Translation.
- [55] A. Zech. Resolution Studies of Monocular FD Reconstruction with Golden Hybrid Events. Interne Auger GAP-note (nicht veröffentlicht).