



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7179

Neuer Triggeralgorithmus der Auger-Fluoreszenzteleskope und Validierung ihrer Ein-Elektron-Auflösung

T. Asch

Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik

Dezember 2005

Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7179

**Neuer Triggeralgorithmus der Auger-Fluoreszenzteleskope und
Validierung ihrer Ein-Elektron-Auflösung**

Thomas Asch

Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2005

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-071795

Neuer Triggeralgorithmus der Auger-Fluoreszenzteleskope und Validierung ihrer Ein-Elektron-Auflösung

Das Pierre-Auger-Observatorium untersucht Luftschauder der kosmischen Strahlung für höchste Energien. Zum ersten Mal werden Cherenkov- und Fluoreszenzlichtdetektoren kombiniert eingesetzt, um Primärteilchen mit Energien $> 10^{19}$ eV zu detektieren.

Die Rohdatenrate der Ausleseelektronik der Teleskope liegt bei knapp 9 Gigabyte pro Sekunde. Ein Triggersystem, das in verschiedenen Stufen und Komplexitäten diese Datenrate systematisch reduziert ohne dabei wichtige Ereignisdaten zu verwerfen, ist unabdingbar. Diese Triggerstufen werden in Hardware oder Software realisiert. Ein neuer Ansatz für den ersten Software-Trigger und seine Funktionsweise, unter Verwendung einer bisher nicht genutzten Information der Ausleseelektronik, wurde entwickelt. Die entstandene Triggerstufe ist effizienter und unterdrückt Wetterleuchten deutlich besser als die derzeit benutzte Triggerstufe. Die Triggerrate zur nachfolgenden Triggerstufe konnte damit gesenkt werden und entlastet das DAQ-System.

Unterschiedliche und regelmäßig durchgeführte Kalibrationsmethoden sind in einem Experiment unerlässlich. Die Ergebnisse verschiedener Kalibrationsmethoden müssen zueinander konsistent sein. Die bisher nur aus Monte-Carlo-Simulationen bekannte und konstante Gerätegröße, die Ein-Elektron-Auflösung der Photomultiplerröhren, spielt hierbei eine zentrale Rolle. Die experimentelle Validierung dieser Größe durch eine direkte Messung und ihre Bedeutung werden diskutiert. Die Messung konnte mit wenigen Änderungen im Messaufbau durchgeführt werden. Das Ergebnis für die Ein-Elektron-Auflösung ist innerhalb ihres geringen relativen Fehlers von 4 % mit dem aus Monte-Carlo-Simulationen bekannten Faktor gut verträglich. Der geringe statistische Messfehler deutet auf eine geringe Herstellertoleranz hin, so dass die Ein-Elektron-Auflösung für den verwendeten Typ von Photomultiplerröhre als konstant angesehen werden kann.

New Triggeralgorithm of the Auger Fluorescence Telescopes and Validation of their Single Electron Resolution

The Pierre Auger Observatory analyses air shower events of ultra high energy cosmic rays. For the first time the two detector techniques to measure Cherenkov and fluorescence light have been combined to detect primary particle with energies $> 10^{19}$ eV.

The raw data rate, as measured by the telescope's electronics, is in the order of 9 Gigabyte per second. A multi level trigger system, which reduces the data systematically in several levels and complexities without rejecting important shower events, is necessary. The different trigger levels are realised in hardware as well as in software. A new ansatz for the first software trigger and its functionality is developed and discussed. The trigger is based on the so far not used information of the readout electronics. The resulting trigger level is more efficient and rejects sheet lightning better compared with present trigger level. Thus, the trigger rate to the next trigger level is decreased and the DAQ system is released.

Different calibration methods, which are made regularly, are essential for an experiment. The results of different calibration methods have to be consistent to each other. The single electron resolution of the photomultiplier tubes play an important role in this context. The single electron resolution is a geometry and material depend factor and up to now only known from Monte Carlo simulations. The experimental validation through direct measurement and the importance of the single electron resolution are discussed. The measurement was possible with small modifications of the configuration. The result of the single electron resolution is within its error in good agreement with the one known from Monte Carlo simulations. The low statistical error of 4 % shows a low manufacturing tolerance, so that we can assume the resolution to be constant for the type of photomultiplier tubes used.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Pierre-Auger-Observatorium	3
2.1	Die kosmische Strahlung	3
2.2	Ausgedehnte Luftschauer	5
2.3	Das Fluoreszenzteleskop	6
2.3.1	Die optischen Komponenten	6
2.3.2	Die elektronischen Komponenten	7
3	Triggeroptimierung	9
3.1	Das Triggersystem	9
3.1.1	Die erste Triggerstufe	9
3.1.2	Die zweite Triggerstufe	10
3.1.3	Weitere Triggerstufen	11
3.2	Die Multiplizität	12
3.2.1	Berechnung der Multiplizität	12
3.2.2	Parametrisierung der Verteilung der Multiplizität	13
3.3	Das neue Triggerkonzept	14
3.3.1	Vorgehensweise	15
3.3.2	Das Daten-Sample	16
3.3.3	Die Funktionsweise des Algorithmusses	17
3.4	Ergebnisse	21
3.4.1	Vergleich der Triggerstufen	22
3.4.2	Effizienz und Unterdrückung des nTLT-Triggers	23
3.5	Ausblick	25
4	Ein-Elektron-Auflösung	27
4.1	Kalibration	27
4.1.1	Die verschiedenen Methoden	27
4.1.2	Die Auswertung	28
4.2	Photomultiplerröhren	29
4.2.1	Funktionsweise	29
4.2.2	Die relative Varianz ν_g	31
4.3	Messaufbau	32
4.3.1	Die Lichtquelle	32
4.3.2	Der Trigger und das DAQ-System	32
4.4	Durchführung der Messung	34
4.4.1	Die Vorbereitung	34
4.4.2	Die Messung	35
4.5	Auswertung	35
4.5.1	Behandlung des Untergrundes	35
4.5.2	Parametrisierung des Ein-Elektron-Spektrums	36

4.5.3	Das Ein-Elektron-Spektrum	37
4.5.4	Konsistenzprüfungen	38
4.6	Ergebnisse der Ein-Elektron-Auflösung	41
4.6.1	Fehlerbetrachtung der Einzelmessung	41
4.6.2	Fehlerbetrachtung der Gesamtmessung	42
4.6.3	Die ν_g -Verteilung und die Ein-Elektron-Auflösung	42
4.7	Resümee	43
5	Zusammenfassung	45
5.1	Triggeroptimierung	45
5.2	Ein-Elektron-Auflösung	45
A	Abbildungen zum TLT-Algorithmus	47
A.1	Beispiele zur Erklärung der Multiplizität	47
A.2	Ausführliche Funktionsweise	49
A.3	Vergleich der Triggerstufen	60
B	Abbildungen zur Ein-Elektron-Auflösung	63
B.1	Verteilungen der Anpassungsparameter	63
B.2	Ein-Elektron-Spektren	65
B.3	Konsistenzprüfungen	68
	Literaturverzeichnis	73

Kapitel 1

Einleitung

Vor fast 100 Jahren begann die Untersuchung der kosmischen Strahlung. Im Laufe der Zeit wurde klar, dass diese Teilchen einen Energiebereich von wenigen eV bis hin zu Hundert EeV ($10^{20}eV$) überdecken. Heutzutage reicht die Energie in modernen Beschleunigern, wie des LHC¹ am Cern, nur zu Schwerpunktenenergien von etwa $14 \cdot 10^{12}eV$ aus.

Schon frühere Experimente untersuchten mit Wasser-Cherenkov-Tanks oder Fluoreszenzteleskopen (Hires [1]) hochenergetische kosmische Teilchen. Das Pierre-Auger-Observatorium ist das erste Experiment, das diese beiden Detektortechniken kombiniert, um höchstenergetische kosmische Teilchen mit Energien $> 10^{18}eV$ zu detektieren. Das Experiment soll Aufschluss über Herkunft, Art und Energie dieser Teilchen geben.

In Kapitel 2 werden die Ziele und physikalischen Aspekte des Observatoriums beschrieben sowie die Grundlagen des technischen und elektrischen Aufbaus der genutzten Geräte und Detektoren erläutert.

Die Rohdatenrate der Ausleseelektronik der Teleskope liegt bei knapp 9 Gigabyte pro Sekunde. Ein Triggersystem, das in verschiedenen Stufen und Komplexitäten diese Datenrate systematisch reduziert ohne dabei wichtige Ereignisdaten zu verwerfen, ist unabdingbar. Diese Triggerstufen werden in Hardware oder Software realisiert. Ein neuer Ansatz für den ersten Software-Trigger und seine Funktionsweise, unter Verwendung einer bisher nicht genutzten Information der Ausleseelektronik, wird in Kapitel 3 entwickelt.

Unterschiedliche und regelmäßig durchgeführte Kalibrationsmethoden sind in einem Experiment unerlässlich. Die Ergebnisse verschiedener Kalibrationsmethoden müssen zueinander konsistent sein. Die bisher nur aus Monte-Carlo-Simulationen bekannte und konstante Gerätegröße, die Ein-Elektron-Auflösung, spielt hierbei eine zentrale Rolle. Die experimentelle Validierung dieser Größe durch eine direkte Messung und ihre Bedeutung werden in Kapitel 4 diskutiert.

Die Anhänge A und B sind als Erweiterung und zur Vollständigkeit zu den entsprechenden Kapiteln aufgeführt.

¹englisch: Large Hadron Collider

Kapitel 2

Pierre-Auger-Observatorium

Die Geschichte des Nachweises der kosmischen Strahlung beginnt mit Ballonflügen von Victor Hess Anfang des 20. Jahrhunderts. Erste Experimente fanden Teilchen vergleichsweise geringer Energie, doch mit dem Fortschritt der Detektortechnik gelang der Nachweis bei immer höheren Energien. Pierre Auger gelang der Nachweis der kosmischen Strahlung auf dem Jungfrauojoch (1936) in der Schweiz. Seine Messergebnisse interpretierte er durch kosmische Teilchen mit einer Energie von etwa 10^{15}eV .

Mittlerweile ist es bekannt, dass uns aus den Tiefen des Universums Teilchen erreichen deren Energien $> 10^{20} \text{eV}$ betragen. Damit ist ihre Energie um das Millionenfache größer als die, die mit künstlichen Beschleunigern (LHC am Cern: etwa $14 \cdot 10^{12} \text{eV}$) erreichbar ist. Dennoch bleiben viele Fragen nach dem Ursprung der Strahlung und ihrer Ausbreitung bisher unbeantwortet.

Ziel des Pierre-Auger-Observatoriums ist die Beantwortung der Fragen nach Herkunft, Art und Energie dieser Teilchen.

Zwei Observatorien sind geplant: eines befindet sich gerade im Aufbau in der südlichen Hemisphäre bei Malargüe (Argentinien, Provinz Mendoza), das andere soll auf der Nordhalbkugel in Colorado (USA) gebaut werden. In Argentinien werden erstmals zwei unterschiedliche Detektortypen kombiniert, zum einen Fluoreszenzteleskope zur Messung von Fluoreszenzlicht (Fluoreszenzlichtdetektor – FD), und zum anderen ein großes Detektorfeld aus Wasser-Cherenkov-Tanks (Oberflächendetektor – SD) – man spricht von einem Hybrid-Observatorium.

2.1 Die kosmische Strahlung

Die beobachtete kosmische Strahlung wird durch ein differenzielles Energiespektrum der Teilchen beschrieben. Das Spektrum (s. Abb. 2.1) folgt einem Potenzgesetz mit dem Spektralindex γ :

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

mit der Anzahl der Teilchen N und der Energie E .

Der Index γ liegt bis etwa 10^{15}eV bei 2,7 und oberhalb davon bei 3,0. Der Bereich um den Indexwechsel wird *Knie* genannt. Bei etwa $3 \cdot 10^{18} \text{eV}$ deutet sich ein weiterer Knick an zurück zu $\gamma \approx 2,7$. Der Terminologie folgend wird er *Knöchel* genannt.

Der Teilchenfluss nimmt pro Dekade der Energie um einen Faktor zwischen 500 bis 1000 ab. Deshalb erwartet man 6 Teilchen pro Quadratkilometer, Minute und Steradian für Energien um das Knie. Der Teilchenfluss nimmt weiter ab bis zu 1 Teilchen pro Quadratkilometer, Tag und Steradian bei einer Energie von 10^{17}eV .

Für Teilchenenergien größer 10^{20}eV sinkt der Teilchenfluss weiter bis zu 3 Teilchen pro Quadratkilometer, Jahrhundert und Steradian [3]. Das Pierre-Auger-Observatorium detektiert Primärteilchen ab einer Energie von etwa 10^{18}eV und erzielt seine volle Akzeptanz bei Energien ab 10^{19}eV .

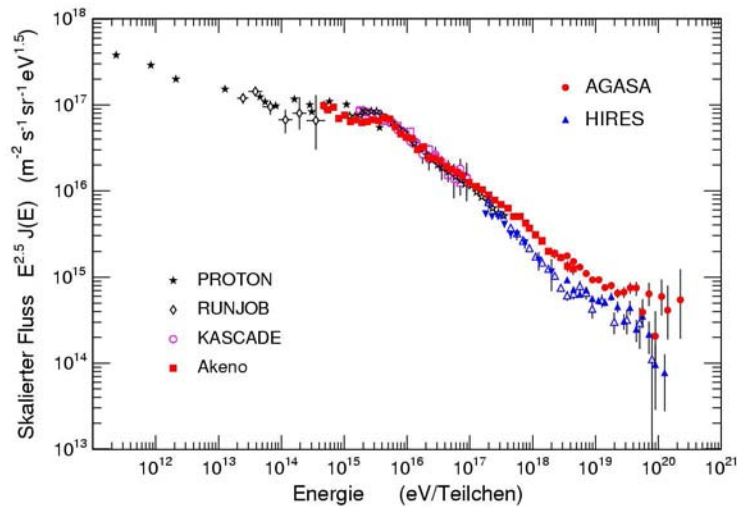


Abbildung 2.1: Differenzielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung [2]. *Knie* und *Knöchel* sind zu erkennen; farblich sind die Resultate wichtiger Experimente eingezeichnet. Das Auger-Experiment misst bei $E > 10^{18} \text{ eV}$.

Die Quellen

Die Änderung des Spektralindex γ über den große Energiebereich von über 10 Dekaden deutet auf unterschiedliche Quellen für kosmische Strahlung hin. Die Herkunft der Teilchen bis zum *Knie* können durch Beschleunigungsprozesse aus Supernovae oder Pulsaren unserer eigenen Galaxis erklärt werden. Ereignisse oberhalb von 10^{15} eV können nicht in unserer Galaxis gespeichert werden. Höherenergetischere Teilchen können unserer momentanen Vorstellung zufolge nur von Objekten außerhalb unserer eigenen Galaxie erzeugt werden. Als Quelle kommen hierbei insbesondere Radiogalaxien, aktive galaktische Kerne, kollidierende Galaxien oder Blazare in Betracht [3]. Die Entstehung dieser hochenergetischen kosmischen Strahlung kann noch nicht schlüssig erklärt werden. Ihre Beobachtung und Erforschung ist deshalb ein zentrales Ziel des Pierre-Auger-Observatoriums.

Die Ausbreitung

Teilchen der kosmischen Strahlung propagieren typischerweise mehrere Millionen Jahre durch den Welt-raum, werden durch intergalaktische und interstellare Magnetfelder abgelenkt oder durch das interstellare Medium absorbiert. Von großer Bedeutung für die Ergebnisse der Messungen am Pierre-Auger-Observatorium ist die Frage nach dem so genannten GZK-Cutoff. Nach der Vorhersage von K. Greiser, G. Zatsepin und V. Kuz'min (1966), wechselwirken im All propagierende Teilchen ab einer bestimmten Energie (ca. $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$) mit den Photonen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes und verlieren dadurch Energie [4, 5]. Je nach Art der Teilchen geschehen unterschiedliche Wechselwirkungen, die jedoch allesamt erst bei sehr hohen Energien zum Tragen kommen. Falls die Quellen der kosmischen Strahlung tatsächlich sehr weit entfernt sind, erwartet man im Energiespektrum ein Abknicken (*Cutoff*). Ob es den vorhergesagten Cutoff gibt, muss im Experiment geprüft werden. Falls ja, kann die genaue Position und Form des GZK-Cutoffs im Energiespektrum in Verbindung mit den gemessenen Ankunftsrichtungen der Strahlung Aufschluss über ihre Zusammensetzung und die Position ihrer Quellen geben.

2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Wegen des geringen Flusses kann die kosmische Strahlung bei Energien $> 10^{14} \text{eV}$ nicht mehr *direkt* mit Satelliten oder Ballonen, sondern nur noch *indirekt* durch Beobachtung nachgewiesen werden. Die Primärteilchen wechselwirken ab einer Höhe von etwa 10 km mit der Atmosphäre und erzeugen kaskadeförmig Sekundärteilchen, bis letztlich aus einem einzelnen Teilchen ein ganzer Teilchenschauer entsteht [6]. Solche Schauer sind je nach Energie des Primärteilchens bis zu mehreren Kilometern lateral ausgedehnt und im Zentrum der Schauerfront, je nach Energie, nur wenige Meter dick. Sie enthalten einige Milliarden Teilchen und propagieren nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Bei Ankunft auf dem Erdboden detektiert das Pierre-Auger-Observatorium diese durch 1600 Wasser-Cherenkov-Tanks, die ein Beobachtungsgebiet von 3000 km^2 abdecken (vgl. Abb. 2.3 (b)) und in einem Abstand von 1,5 km hexagonal angeordnet sind. Bei Ankunft eines ausgedehnten Luftschauers am Erdboden detektieren mehrere Wasser-Cherenkov-Tanks fast gleichzeitig ein Signal (Koinzidenzmessung). Mit dieser Methode wird die laterale Ausdehnung des Schauerprofils bestimmt. Aus der Zeitverteilung im Nanosekundenbereich ergibt sich die Richtung des Primärteilchens.

Die Schauer bestehen nach der ersten Wechselwirkung zunächst aus den Hadronen, die aus der hochenergetischen Kollision entstehen. Diese Sekundärteilchen haben drei klar unterscheidbare Komponenten [6] (s. Abb. 2.2):

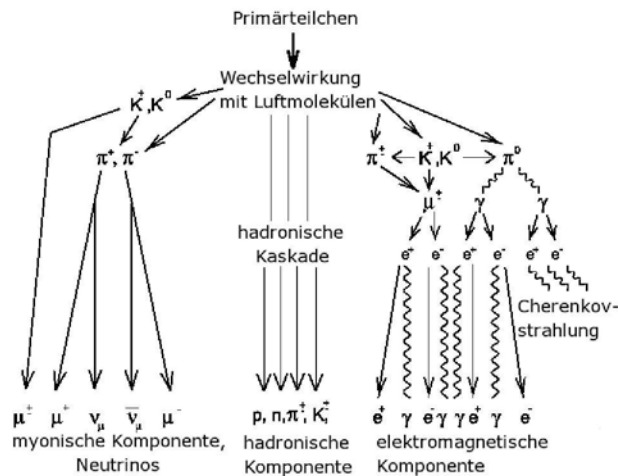


Abbildung 2.2: Erzeugte Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung gliedern sich in die elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente.

Elektromagnetische Komponente Durch Paarbildung, Bremsstrahlung oder Zerfall neutraler Pionen geht der größte Teil der Schauerenergie in die Produktion von Photonen, Elektronen und Positronen über.

Myonische Komponente Geladene Pionen und Kaonen zerfallen zu Myonen. Diese können nur elektroschwach wechselwirken und besitzen eine relativ hohe Masse, deshalb lenkt die Streuung sie nur geringfügig ab. Diese Teilchen haben wegen ihrer hochrelativistischen Geschwindigkeit eine lange Lebensdauer und erreichen oft ohne zu zerfallen den Erdboden.

Hadronische Komponente Die restliche Energie erreicht den Erdboden in Form von Hadronen. Hauptsächlich sind dies Pionen und Baryonen.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der geladenen Schauerteilchen ist ihre Energieabgabe durch Molekülanregung. Die durch die Sekundärteilchen angeregten Stickstoffmoleküle der Luft emittieren isotrop Fluo-

reszenzlicht im UV-Bereich (300 nm bis 400 nm). Im Gegensatz zum Cherenkovlicht, welches in Schauer-richtung orientiert emittiert wird.

Im Pierre-Auger-Observatorium weisen Teleskope Schauer mittels Fluoreszenzlicht nach. Je höher die Energie des Schauers, desto mehr Stickstoffmoleküle werden angeregt und emittieren Fluoreszenzlicht. Mit der Messung des Fluoreszenzlichtes wird die longitudinale Entwicklung des Schauerprofils aufgezeigt. Kennt man die genaue Fluoreszenzausbeute, kann die Energiedeposition im Schauer berechnet werden.

Voraussetzung für die Detektion des Fluoreszenzlichtes ist ein ausreichend dunkles Umfeld. Mit den Teleskopen werden jeweils eine Woche vor und nach Neumond Daten genommen, da sonst der Einfluss der Intensität des Mondlichtes dem des Fluoreszenzlichtes überwiegt. Hingegen messen die Wasser-Tank-Detektoren den ganzen Tag. Die Teleskope messen etwa 10 % der Zeit der Wasser-Tank-Detektoren.

2.3 Das Fluoreszenzteleskop

Das Pierre-Auger-Observatorium der südlichen Hemisphäre besteht aus 24 Fluoreszenzteleskopen, von denen jedes einen Azimutwinkelbereich bis 30° und einen Höhenwinkelbereich bis $28,6^\circ$ detektiert. Jeweils sechs dieser baugleichen Teleskope sind nebeneinander zu einem Teleskopgebäude installiert, so dass sie einen Azimutwinkelbereich von 180° detektiert. Die vier Teleskopgebäude sind am Rand des Experimentiergebietes auf natürlichen Erderhebungen installiert und blicken über das Beobachtungsgebiet (s. Abb. 2.3).

Weiterführende Informationen zu FD sowie eine ausführliche Beschreibung zu SD findet man unter [7].



Abbildung 2.3: (a): Schematische Darstellung eines Teleskopgebäudes mit sechs Teleskopen die fächerförmig angeordnet sind. Insgesamt wird ein Blickwinkel von 180° im Azimut und $28,6^\circ$ in der Höhe überwacht. Die Landkarte (b), welche die instrumentierte Fläche und die Lage der vier Teleskopgebäude (blaue Punkte) des Observatoriums zeigt [8]. Die blau gekennzeichneten Segmente deuten die Blickrichtung der einzelnen Teleskope an. Schwarz eingezeichnete Punkte entsprechen jeweils einem Wasser-Cherenkov-Tank. Die gelb markierte Fläche entspricht der instrumentierten SD-Fläche im Juni 2005.

2.3.1 Die optischen Komponenten

Die Öffnung zum Einfall des Fluoreszenzlichtes für jedes Teleskop ist tagsüber durch einen Shutter verschlossen. Auf der Innenseite der Aperturöffnung ist ein Vorhang angebracht, um in Gefahrensituationen die Technik vor unerwünschtem Lichteinfall zu schützen. Im normalen Messbetrieb wird der Shutter und der Vorhang geöffnet, das Licht fällt zunächst auf einen UV-Filter (siehe Abb. 2.4). Dessen Aufgabe ist es, das Fluoreszenzlicht zu transmittieren und Licht anderer Wellenlängen zu absorbieren. Korrekturlinsen am Rand der Aperturöffnung sorgen für einen zusätzlichen Lichteinfall sowie der Korrektur der sphärischen Aberration des Spiegels. Das Fluoreszenzlicht propagiert weiter durch die Luft, bis es auf eines der 36 Spiegelemente trifft. Der sphärische Spiegel reflektiert und fokussiert das Licht auf die Kamera. Diese besteht aus 440 hexagonalen Photomultiplerröhren (PMTs), die in einer Matrix aus 20 mal 22 Pixeln angeordnet ist. Der mechanisch bedingte Spalt zwischen den PMTs wird durch so genannte Mercedes-Sterne

abgedeckt. Diese reflektierenden Elemente lenken das Licht, welches sonst im Spalt verloren ginge, auf die PMTs und führen so zu einem maximalen und gleichmäßigen Lichtnachweis.

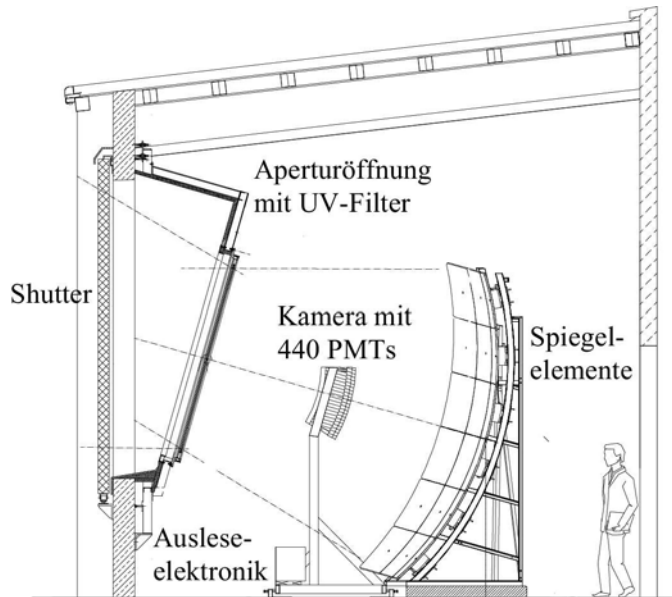


Abbildung 2.4: Querschnitt durch ein Teleskop: Licht fällt durch den Shutter und die Aperturöffnung mit UV-Filter auf einen Kugelspiegel, der es auf die Kamera mit 440 PMTs fokussiert. Die Ausleseelektronik verarbeitet die Signale der Kamera [7].

Die so genannte Slow Control sorgt für den Schutz der Technik und steuert alle benötigten Stromversorgungen des Teleskops, der Ausleseelektronik und der so genannte MirrorPCs. Beispielsweise kann die Slow Control durch Lichtdetektoren außerhalb des Gebäudes während des Messbetriebes die Shutter automatisch schließen. Oder sie verhindert das Öffnen des Shutters bei Tageslicht. Trotz geschlossenem Shutter kann konstruktionsbedingt Streulicht eintreten. Der installierte Vorhang kann manuell oder durch die Slow Control gesteuert werden, um dieses Licht zu absorbieren.

2.3.2 Die elektronischen Komponenten

Die Verstärkung (Gain) jeder PMT wird als Teil der Kalibration so eingestellt, dass die Empfindlichkeit der Kamera für alle 440 PMTs gleich ist. Aufgrund der Herstellung unterliegen die PMTs einer Exemplarstreuung. Jede verwendete PMT wurde überprüft und durch die Referenzspannung U_R und den Verstärkungsindex α parametrisiert. Abhängig von der charakteristischen Spannung der Verstärkungsklasse U_R wird die Verstärkung $G \sim (U_R)^\alpha \approx 10^5$ der PMT bestimmt und einer Verstärkungsklasse (Gain-Klasse) zugeordnet [9].

PMTs derselben Verstärkungsklasse sind in Gruppen von 44 Stück in der Kamera zusammengefasst und parallel an eine Hochspannungsquelle (HV) angeschlossen (s. Abb. 2.5 (a)), um eine etwa gleiche Verstärkung pro PMT zu erhalten.

Die Variation der Verstärkung innerhalb einer HV-Gruppe wird in der Ausleseelektronik durch eine individuell einstellbare, elektronische Verstärkung pro PMT-Kanal ausgeglichen.

Aus Sicht der Hardware spricht man von 20 Modulen (elektronische Flachbaugruppen), welche je 22 Kanäle (PMT-Signalleitungen einer Spalte der Kamera) verarbeiten (s. Abb. 2.5 (b)). Die Hoch- und Niederspannungskabel sowie die Datenkabel der Kamera sind in dem U-Profil der Halterung verlegt, um Schatteneffekte zu vermeiden.

Der einfallende Lichtpuls wird von der PMT zu einem dem Lichtfluss proportionalen Strompuls umgewandelt (s. Abschnitt 4.2). Die Elektronik verstärkt, filtert und digitalisiert mit einem Analog-Digital-Konverter (ADC, Abtastfrequenz 10 MHz) das PMT-Signal.

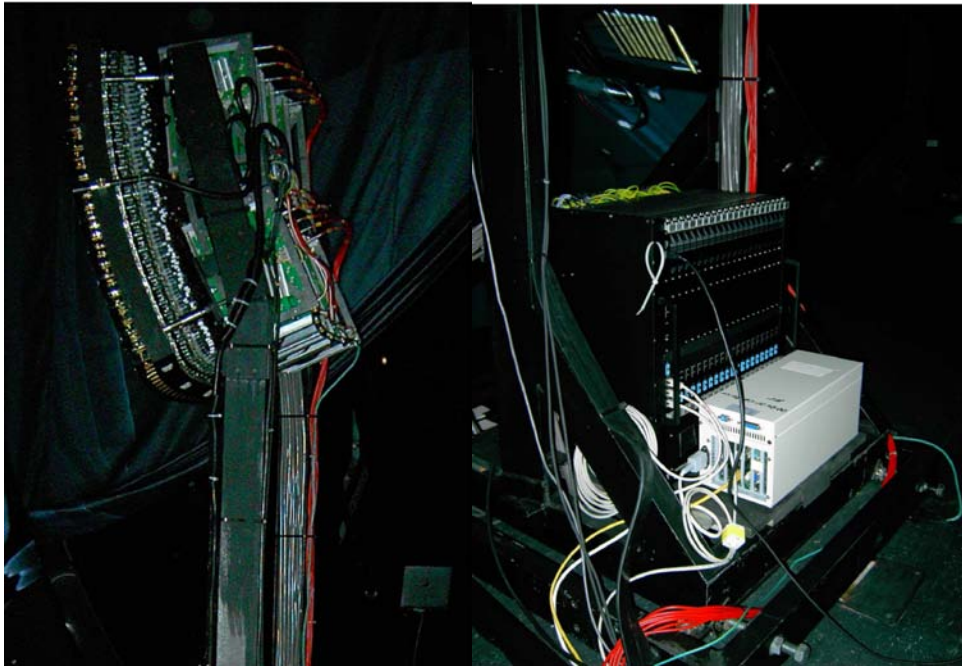


Abbildung 2.5: (a): Seitenansicht der Kamera: die roten HV-Kabel versorgen die 10 HV-Gruppen jeder Kamera von der Rückseite. 20 graue Signalkabel führen die PMT-Signale in Gruppen von 22 Pixel zur Ausleseelektronik. Die Führung der Kabel verläuft in dem U-Profil der Kamerahalterung, um Schatteneffekte zu minimieren. (b): Die Ausleseelektronik (schwarzes Gehäuse) mit 20 Steckkarten (Modulen) für jeweils 22 PMT-Signale (Kanäle) einer Spalte der Kamera und der so genannte MirrorPC (silbernes Gehäuse), der die Daten per Netzwerk an den so genannten EyePc überträgt.

Die Ausleseelektronik filtert das PMT-Signal durch einen Hoch-Pass, so dass der 12-Bit-ADC nur Lichtpulse digitalisiert. Untergrundlicht, das keine Lichtpulse enthält sondern konstant strahlt, wird auf diese Weise ausgefiltert. Die ADC-Werte schwanken um einen Mittelwert (Pedestal), der durch die Ausleseelektronik fest für jede PMT eingestellt ist.

Die digitale Signalverarbeitung der Ausleseelektronik ist durch FPGAs¹ auf den elektronischen Flachbaugruppen realisiert.

Ein mehrstufiges Triggersystem filtert die Daten entsprechend Abschnitt 3.1 aus, um die Datenrate und damit die Datenmenge zu reduzieren.

Ein MirrorPC verarbeitet die Daten jedes einzelnen Teleskops (vgl. Abb. 2.5 (b)). Der so genannte EyePC, einer pro Teleskopgebäude, sammelt die Daten von sechs MirrorPCs per Netzwerk. Die Daten der vier EyePCs und vom SD werden zentral in CDAS²(Malargüe) gesammelt.

Eine GPS³-Uhr ist in jedem Teleskopgebäude installiert. Sie erzeugt den absoluten Zeitstempel und gewährleistet eine Synchronisation zwischen den verschiedenen Teleskopen und den SD detektierten Ereignissen. Die GPS-Uhr stellt der Datenerfassung (DAQ⁴-System) die absolute Zeit und der Ausleseelektronik das Sekunden-Signal und ein davon abgeleitetes 10-MHz-Signal zur Verfügung.

¹englisch: Field Programmable Gate Arrays

²englisch: Central DAQ System

³englisch: Global Position System

⁴englisch: Data Acquisition

Kapitel 3

Triggeroptimierung

Im Messbetrieb digitalisiert die Ausleseelektronik jedes Teleskops permanent die Signale von 440 Photomultiplerröhren (PMTs) mit einer Abtastrate von 10 MHz. Die ungefilterte Datenrate läge bei knapp 9 Gigabyte pro Sekunde.

Deshalb ist ein Triggersystem notwendig, das in mehreren Stufen die Datenrate verringert. Der Trigger sollte ausschließlich physikalisch uninteressante Daten verwerfen, ohne dabei Ereignisse mit der Signatur hochenergetischer kosmischer Teilchen oder gar unerwartete, neue Signaturen zu verwerfen.

Die Triggerbedingung zu erfüllen bzw. triggern bedeutet, dass die jeweilige Triggerstufe die Ereignisdaten akzeptiert. Ein gutes Verständnis der Detektorelektronik und das Wissen über die zu erwartenden Schauer- und Untergrundsignaturen sind Voraussetzungen für die Optimierung und Weiterentwicklung des Triggersystems.

3.1 Das Triggersystem

Das Triggersystem der Fluoreszenzteleskope des Pierre-Auger-Observatoriums gliedert sich in zwei Hardware- und zwei Softwaretrigger [7].

3.1.1 Die erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe¹ (FLT) ist ein Trigger für jede einzelne PMT. Die Triggerbedingung ist an das PMT-Signal geknüpft, also auf die detektierte Helligkeit einzelner PMTs. Das mit 10 MHz digitalisierte PMT-Signal liefert ADC-Daten mit einer Zeitauflösung von 100 ns, wie in Abb. 3.1 blau gekennzeichnet.

Permanent bildet die Hardware einen gleitenden Mittelwert aus einer Anzahl n zeitlich aufeinander folgender ADC-Werte (in Abb. 3.1 rot dargestellt). Die Anzahl n ist ein Hardwareparameter ($n = 5 \dots 16$) und typischerweise auf 10 eingestellt.

Die Bildung des Mittelwertes unterdrückt die Fluktuationen des Untergrundlichtes [10]. Den gleitenden Mittelwert vergleicht die Elektronik ständig mit einem Schwellwert (schwarze Linie). Wird er überschritten, ist die Triggerbedingung erfüllt.

Es gilt zu beachten, dass kurze hohe Pulse in den ADC-Daten durch die Mittelwertbildung zu einem langen flachen Puls und lange flache ADC-Pulse zu einem kurzen Puls transformiert werden. Die Werte dieser Signale werden anschließend mit dem Schwellwert verglichen. Es gibt keine direkte Korrelation zwischen ADC-Pulsform und Pulsform nach der Mittelwertbildung.

Der Schwellwert wird durch ein Nennregelkreis der Hardware dynamisch so eingestellt, dass eine vorgegebene Solltriggerrate (typisch: 100 Hz) erreicht wird. Die Solltriggerrate ist ein Hardwareparameter und kann auf beliebige Werte voreingestellt werden.

Unterschreitet der gleitende Mittelwert wieder die Schwelle, wird der Trigger um die Holdoff-Zeit (Triggerverlängerungszeit) verlängert, damit die zweite Triggerstufe Koinzidenzen zwischen getriggerten

¹englisch: First Level Trigger

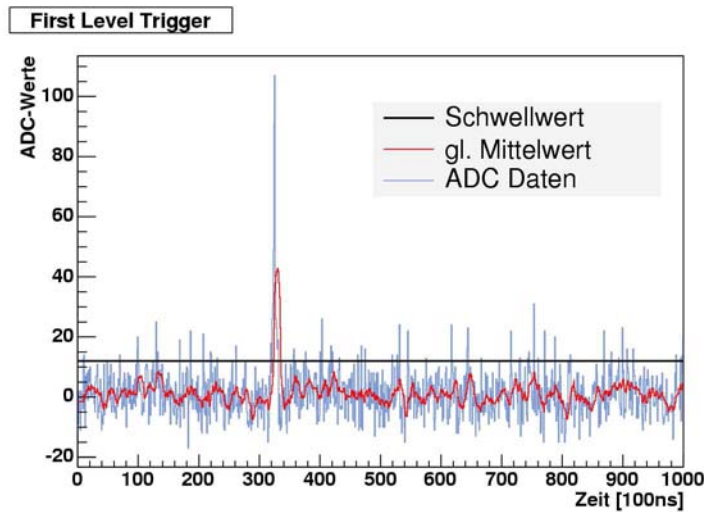


Abbildung 3.1: Beispiel eines digitalisierten PMT-Signals (blaue Kurve) nach Abzug des Pedestals. Die Signalfluktuations werden durch Berechnung des gleitenden Mittelwerts aus 10 vorangehenden Werten (rote Kurve) deutlich verringert. Sobald dieser Mittelwert die variable Schwelle (schwarze Linie) übersteigt ist die Triggerbedingung erfüllt.

Pixeln findet. Die Triggervergößerungszeit ist auf $20 \mu\text{s}$ eingestellt, ein Hardwareparameter, der Werte zwischen 500 ns und $51,5 \mu\text{s}$ annehmen kann.

Sämtliche Werte der FLT-Parameter werden durch einen Steueralgorithmus in der Ausleseelektronik eingestellt.

Die ADC-Daten schreibt der FPGA permanent in einen Ringspeicher mit einer Größe von 1000 Werten (Page). Für jede PMT und damit für jeden FLT sind 64 solcher Ringspeicher vorhanden. Ein Ereignis umfasst $100 \mu\text{s}$ ($\cong 1000$ Worten). 64 Ereignisse könnten aufgenommen werden, ohne dass Totzeit entstünde.

3.1.2 Die zweite Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe² (SLT) trifft ihre Triggerentscheidung auf Grundlage der vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixel und deren Triggerzeitpunkt. Das Funktionsprinzip des SLT basiert auf einer Mustererkennung [11].

Die Kamera besteht aus einer Matrix von 20 auf 22 PMTs. Die Ausleseelektronik ist so organisiert, dass 20 Module, eines für jede Spalte der Kamera, jeweils die FLT-Hardware für 22 PMT-Signale (Kanäle) bereitstellen, die in Form von elektronischen Flachbaugruppen realisiert sind (s. Abb. 2.5). Der SLT ist ebenfalls als eine elektronische Flachbaugruppe realisiert und befindet sich als 21. Karte im Überrahmen der Ausleseelektronik.

Alle 50 ns liest der SLT-Algorithmus die FLT-Informationen einer Spalte in seinen Speicher. Nach $1 \mu\text{s}$ sind alle Triggerinformationen der Kamera eingelesen. Der SLT sucht nach Teilen von Fluoreszenzlichtspuren (Spursegment), indem er das Bild der getriggerten Pixel auf definierte Muster durchsucht. Die Muster ergeben sich durch Drehung und Spiegelung der fünf Basismustern (s. Abb. 3.2). Wegen der spaltenweisen Auslesung der FLT-Informationen ergibt sich eine Zeitaufösung von $1 \mu\text{s}$.

Das Fluoreszenzlicht vieler Schauer fällt nicht immer so in eine PMT, dass dort die Triggerbedingung des FLT erfüllt ist, oder eine PMT kann defekt sein. Um in diesen Fällen die Effizienz des SLT-Algorithmusses nicht zu verringern, genügt die Bedingung, dass vier von fünf getriggerten Pixeln das Suchmuster erfüllen. Permanent defekte Pixel lassen sich durch den FLT dauerhaft anschalten, um die Triggereffizienz nicht zu beeinträchtigen.

²englisch: Second Level Trigger

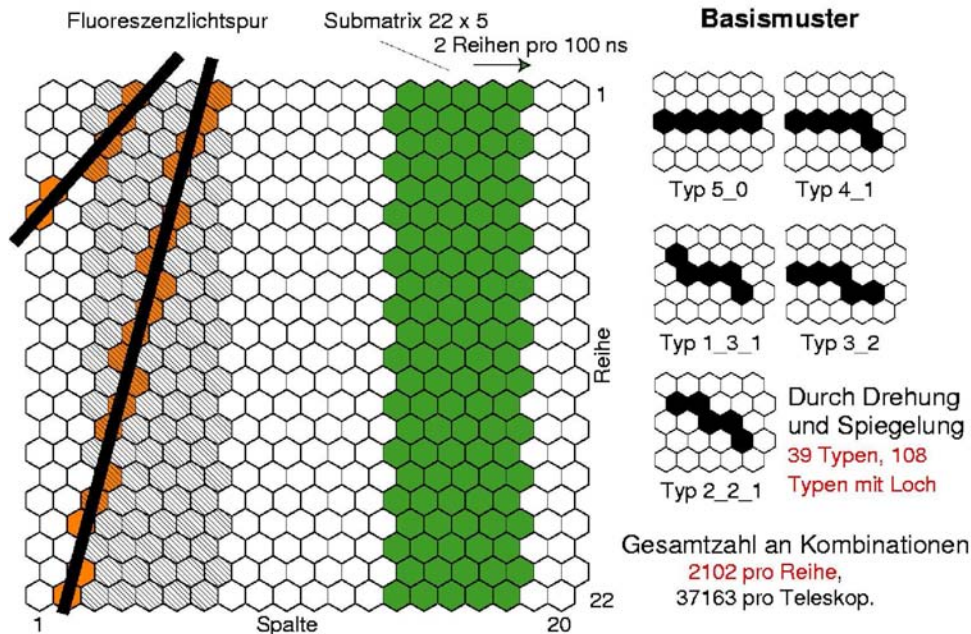


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Kamera mit 440 PMTs (links). Der SLT-Algorithmus sucht in einer fünfspaltigen Untermatrix (Submatrix) – grün dargestellt – nach Spursegmenten. Die Muster der Spursegmente müssen nicht alle vom FLT-Algorithmus getriggerte Pixel enthalten. Es genügen vier von fünf getriggerte Pixel. Gültige Muster ergeben sich auch aus Drehung und Spiegelung der Basismuster.

Betrachtet man die gesamte Kamera, so ergeben sich 37163 mögliche Kombinationen aus benachbarten Pixeln, die der SLT-Algorithmus überprüfen müsste. Um schnell und effektiv zu sein, sucht der SLT-Algorithmus in einer Untermatrix aus fünf Spalten die Muster bereits während der Einlese der Daten (s. Abb. 3.2). Um zu vermeiden, dass er dasselbe Muster mehrfach findet, fordert er ein Pixel am linken Rand der Untermatrix.

Ist zu einem Zeitpunkt die Triggerbedingung des SLT erfüllt, so schreiben die FPGAs weitere $70 \mu\text{s}$ ADC-Daten in die entsprechende FLT-Page und beginnen dann automatisch eine neue Page. Im FLT-Speicher sind $30 \mu\text{s}$ Vorgeschichte des PMT-Signals gesichert. Weitere Ereignisse können durch den automatischen Wechsel auf eine neue Page in der Ausleseelektronik detektiert werden, bevor die folgende Triggerstufen entschieden haben.

Triggerentscheidungen müssen möglichst schnell getroffen werden, damit keine Totzeiten des DAQ-Systems entsteht. Dies gilt vor allem für sehr hohe Ereignisraten, wie es bei Wetterleuchten vorkommt.

3.1.3 Weitere Triggerstufen

Weitere Triggerstufen sind in Softwarealgorithmen implementiert.

Die nächste, dritte Triggerstufe³ (TLT) entscheidet auf der Grundlage ausgelesener SLT-Informationen und bestimmter ADC-Daten einiger PMTs einer Kamera. Ist die Triggerbedingung des TLT erfüllt, werden ADC-Daten ausgewählter PMTs und alle SLT-Informationen aus der Hardware ausgelesen und diese Ereignisdaten gespeichert. Dann werden die entsprechenden Pages vom FLT-Algorithmus in der Ausleseelektronik wieder freigegeben.

Der TLT-Algorithmus entscheidet mit Hilfe der SLT- und ADC-Daten der vom FLT-Algorithmus getriggerten PMTs, ob das Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Er nimmt dabei das von dem SLT-Algorithmus gefundene Muster als Startmuster und durchsucht die SLT-Daten nach weiteren Mustern in zeitlicher und räumlicher Nähe. Falls Pixel in weiteren Mustern gefunden werden liest der TLT-Algorithmus

³englisch: Third Level Trigger

die ADC-Werte der gefundenen Pixel (max. 40) aus. Diese werden mit einem Pulssucher analysiert und die zeitliche Reihenfolge der vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixeln kontrolliert. Ist eine räumliche und zeitliche Korrelation von Pixeln gefunden, die einem Schauer entspricht, ist die Triggerbedingung erfüllt und bisher noch nicht ausgelesene Informationen aus der Elektronik werden gesichert [12].

Der Eventbuilder führt den Datenstrom der sechs Einzelteleskope im EyePC zusammen. Hier untersucht die letzte Triggerstufe – der T3 – die Daten erneut. Der T3-Algorithmus klassifiziert die Ereignisse nach definierten Gruppen. Ähnlich wie der TLT-Algorithmus sucht auch der T3-Algorithmus nach möglichen SLT-Mustern. Die gefundenen Muster verlängert der T3-Algorithmus, sucht dort nach Schauerspuren und analysiert die ADC-Daten mit einem Pulssucher. Die zeitliche Reihenfolge der vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixel wird überprüft, um Schauersignaturen zu finden.

Auf Basis der so gefundenen Information berechnet der T3-Algorithmus den Zeitpunkt, an dem der Schauer den Erdboden erreicht. Der berechnete Zeitpunkt wird nach CDAS weitergegeben, damit die Wasser-Cherenkov-Tanks (SD), die Signale zu diesem Zeitpunkt gemessen haben, ihre Information zur Auslese bereit halten. Durch die Kombination der Messdaten aus FD und SD zu einem Ereignis (Hybrideignis) kann genauer – als mit jedem Einzelsystem alleine – die Einfallrichtung und Gesamtenergie des Primärteilchens bei der Rekonstruktion bestimmt werden.

3.2 Die Multiplizität

Unter der Multiplizität versteht man die Anzahl der vom FLT-Algorithmus getriggerten PMTs einer Kamera zu einem Zeitpunkt. Das Multiplizitätssignal der Hardware wurde bisher noch nicht für Triggerzwecke benutzt.

3.2.1 Berechnung der Multiplizität

Der FLT-Algorithmus bildet aus den ADC-Werten einen gleitenden Mittelwert und vergleicht diesen mit einem Schwellwert (vgl. Abb. 3.1). Der FLT-Algorithmus zählt dabei die Anzahl der PMTs, deren gleitender Mittelwert momentan über dem Schwellwert liegt. Wird diese Anzahl gegen die Zeit aufgetragen, ergibt sich die Verteilung der Multiplizität mit einer Zeitauflösung von 100 ns.

In der schematischen Kameradarstellung eines Schauers sind die vom FLT-Algorithmus getriggerten PMTs grün dargestellt (s. Abb. 3.3 (a)). Betrachtet man die ADC-Daten der getriggerten Pixel, so sind die typischen langen Pulse des Schauers je Pixel zu erkennen (s. Abb. 3.3 (b)).

Das erzeugte Fluoreszenzlicht des Schauers benötigt einige Mikrosekunden, um das Gesichtsfeld der Kamera zu durchqueren. Der Schauer sendet dabei stetig isotrop Licht aus, welches nacheinander in benachbarten Pixeln sichtbar ist (vgl. Abb. 3.3 (b)). Die zeitliche Entwicklung des Multiplizitätssignales während eines relativ langen Zeitraumes (hier $26,9 \mu\text{s}$) um den Triggerzeitpunkt bei $30 \mu\text{s}$ zeigt Abb. 3.3 (c).

Die Myonen treffen die PMT direkt und erzeugen beim Durchdringen Elektronen oder Cherenkovlicht, das die PMT verstärkt. Das entstandene PMT-Signal erfüllt die Triggerbedingung des FLT. Das PMT-Signal eines Myons ist oft nicht länger als wenige 100 ns.

In der schematischen Kameradarstellung in Abb. 3.4 (a) ist ein direkter Myontreffer gezeigt. Die ADC-Daten dieser sechs PMTs zeigen deutlich den Myontreffer und die dabei fast gleichzeitig (100 ns) vom FLT-Algorithmus getriggerten vier Pixel (vgl. Abb. 3.4 (b)). Die zwei PMTs in der oberen rechten Ecke in Abb. 3.4 (a) sind zufällige vom FLT-Algorithmus getriggerte Pixel. Die Signale dieser zwei Pixel liegen außerhalb des dargestellten Zeitbereichs der ADC-Daten und der Verteilung der Multiplizität. Die typische Verteilung der Multiplizität für direkte Myontreffer zeigt einen kurzen aber hohen Puls von etwa einer Mikrosekunde, für das Beispiel ergibt sie sich zu Abb. 3.4 (c).

Das Hardwaresignal wird noch nicht in der hier beschriebenen Art benutzt. Eine Schnittstelle zum DAQ-System ist jedoch bereits vorgesehen, die Implementierung in Software ist Aufgabe dieser Arbeit. Für die im weiteren vorgestellten Ergebnisse wurde die Verteilung der Multiplizität aus den ADC-Daten der beteiligten PMTs durch Simulation der Hardware berechnet, um die Wirksamkeit zu testen und eventuell die Hardware zu verbessern.

Die hier diskutierten Fälle der Multiplizität eines Myons und eines Schauers sind besonders klare Beispiele, um anschaulich die Entstehung dieser Verteilung zu zeigen. In der Praxis zeigen Untergründereig-

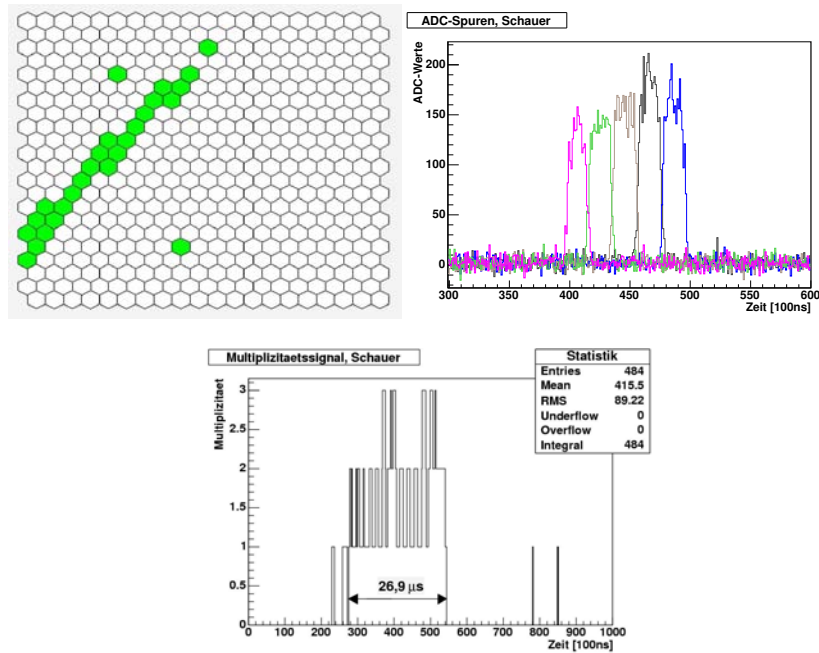


Abbildung 3.3: (a): Spur eines Schauers in der Kamera. Grüne Pixel sind vom FLT-Algorithmus getriggert worden. (b): Ausgewählte ADC-Spuren der getriggerten PMTs. (c): Verteilung der Multiplizität für den in (a) dargestellten Schauer.

nisse, wie zufällige Trigger, Wetterleuchten oder Myontreffer, jedoch die unterschiedlichsten Verteilungen der Multiplizität (s. Abb. 3.5).

Die Idee dieser Arbeit ist die Implementierung eines TLT-Algorithmusses, der Schauer- und Untergrundereignisse auf Grund der unterschiedlichen Verteilung der Multiplizität trennt.

3.2.2 Parametrisierung der Verteilung der Multiplizität

Die Verteilung der Multiplizität sollte durch möglichst wenige Parameter beschrieben werden, welche aber typische Charakteristika des Ereignisses erkennen lassen.

Wie beschrieben sind Myontreffer meist relativ hohe, aber dafür kurze Pulse. Günstige Parameter zur Charakterisierung sind somit die Länge und Höhe der Verteilung (vgl. Abb. 3.5 (d)). Schauer erzeugen eher lange und flache Pulse, deren Verteilung häufig zusammenhängend ist (vgl. Abb. 3.5 (a)-(c)). Dagegen sind bei Untergrundereignissen, wie Wetterleuchten oder Myontreffer der Kamera, Bereiche der Verteilung zum Triggerzeitpunkt zusammenhängend, aber kurz danach wieder getrennt (vgl. Abb. 3.5 (e),(f)). Als Parameter bietet sich deshalb das Integral über die zusammenhängende Fläche nahe des Triggerzeitpunkts und das Integral über die vollen $100 \mu\text{s}$ an. Lichtintensives Wetterleuchten ist schwer von Schauern zu trennen. Jedoch ist die Anzahl der vom FLT-Algorithmus getriggerten PMTs deutlich unterschiedlich. Diese Anzahl eignet sich ebenfalls als Parameter.

Die im folgenden definierten Parameter aus der Verteilung der Multiplizität und den SLT-Daten eines Ereignisses erwiesen sich für die Klassifizierung der Ereignisse als besonders geeignet.

Δt Der Algorithmus sucht im Zeitbereich von 240 bis 900 Bins der Verteilung der Multiplizität nach einem Maximum. Ausgehend von diesem Maximum sucht er jeweils zu größeren und zu kleineren Zeiten hin, bis der Wert der Verteilung zu einem Zeitpunkt Null ist. Die Anzahl der Bins, der so gefundenen zusammenhängenden Fläche, wird im folgenden als Δt bezeichnet. Findet der Algorithmus kein Maximum so definiert man den Δt als Null. Für das Beispiel in Abb. 3.3 (c) ergibt sich ein Δt von 269 [Zeitbins].

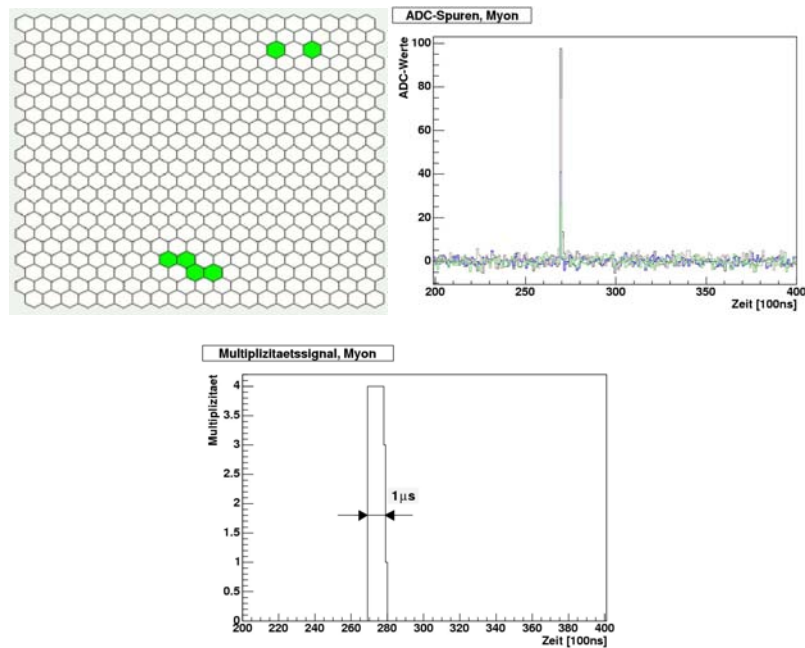


Abbildung 3.4: (a): Schematische Darstellung der Kamera mit den vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixeln (grün). (b): Ein Zeitausschnitt aus den ADC-Daten der vier in (a) getriggerten PMTs (zusammenhängend). (c): Verteilung der Multiplizität eines Myontreffers. Die zwei zufällig getriggerten Pixel in (a) liegen in (b) und (c) außerhalb des dargestellten Bereichs.

N_{Max} Die maximale Multiplizität im Bereich des Δt wird als N_{Max} bezeichnet. Im Fall eines Δt von Null ist auch N_{Max} als Null definiert. In der Beispielverteilung aus Abb. 3.3 (c) ergibt sich N_{Max} zu 3.

N_{trig} Das Integral über den Δt , die zusammenhängende Fläche zu den Zeiten des Triggers (bei ca. $30 \mu s$), wird als N_{trig} (Integral-Trigger) bezeichnet. Aus der Verteilung der Multiplizität ergibt sich für N_{trig} in Abb. 3.3 (c) ein Wert von 459 [Zeitbins].

N_{all} N_{all} bezeichnet man das Integral über den vollen Zeitbereich von 0 bis $100 \mu s$. Wie in der Statistikbox in Abb. 3.3 (c) (rechts oben) dargestellt, ergibt sich für N_{all} ein Wert von 484.

N_{pix} Die Anzahl aller vom FLT-Algorithmus getriggerten PMTs in der Zeit von 0 bis $100 \mu s$ wird als N_{pix} (Number of Triggered Pixel All) bezeichnet. Sie entspricht der Anzahl der grünen Pixel in Abb. 3.3 (a) und ergibt sich zu 26.

3.3 Das neue Triggerkonzept

Ein wesentlicher Nachteil des bestehenden Triggerkonzeptes für die dritte Triggerstufe⁴ (TLT) ist die Verwendung der ADC-Daten. Die Auslese der ADC-Daten durch den MirrorPC aus der Hardware ist sehr zeitintensiv und liegt für 440 PMTs bei etwa einer halben Sekunde. Benötigt der TLT-Algorithmus viel Zeit für die Datenauslese, führt dies bei hohen Ereignisraten zu Totzeiten des DAQ-Systems, weil der Speicher der Ausleseelektronik begrenzt ist. Dem kann entscheidend dadurch entgegengewirkt werden, dass die ADC-Daten nicht schon im TLT, sondern erst in weiteren Stufen mit verringerter Rate verwendet werden.

⁴englisch: Third Level Trigger

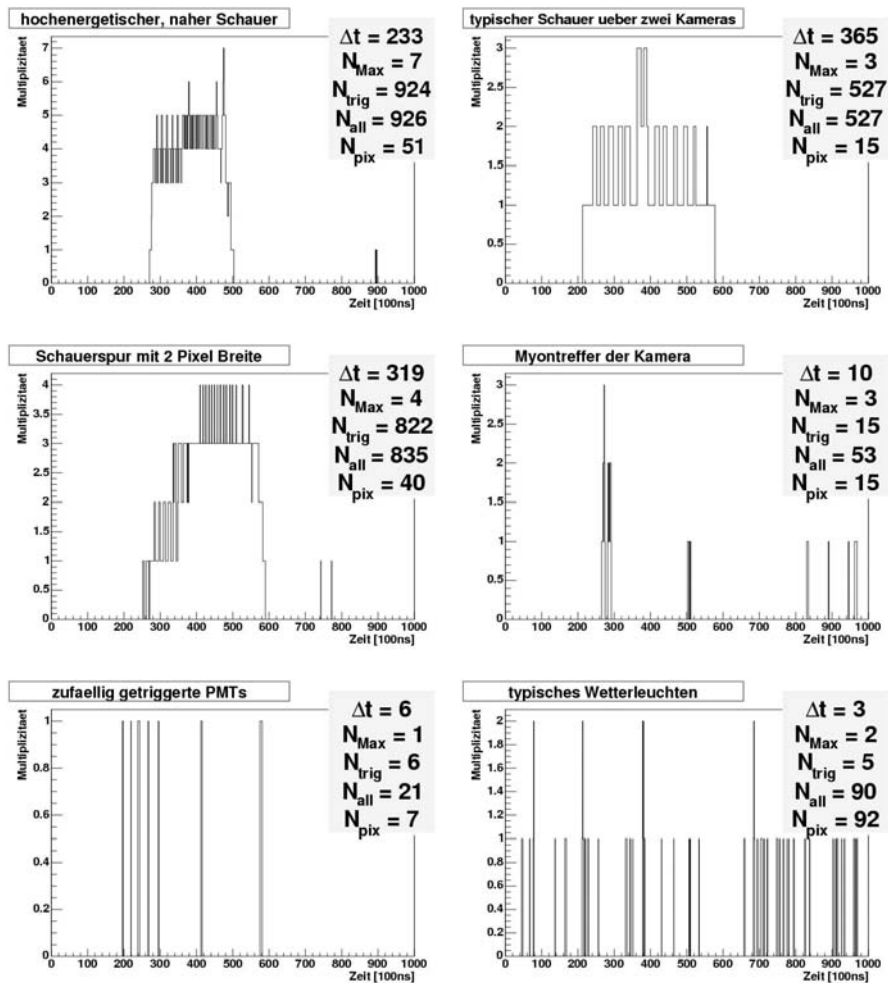


Abbildung 3.5: Typische Verteilungen der Multiplizität und die dazugehörigen Parameterwerte für einen hochenergetischen, nahen Schauer (a), einen Schauer über zwei benachbarte Kameras (b), eine Schauerspur mit einer Breite von 2 Pixeln (c), einen Myontreffer der Kamera und zufällig getriggerten Pixeln (d), rein zufällig getriggerte Pixel (e) und ein typisches Wetterleuchten (f). Die Kameradarstellung der Ereignisse (a)-(f) ist in Anhang A zu sehen.

Zudem erkennt der derzeitige TLT Wetterleuchten nur selten. Bei einer großen Anzahl von getriggerten Pixeln, wie es bei Wetterleuchten der Fall ist, versagt die Methodik des bisher verwendeten TLT-Algorithmusses. Das neue Triggerkonzept des TLT entscheidet schnell und effektiv ohne ADC-Daten auszulesen, nur auf der Basis des Multiplizitätssignals und den SLT-Informationen.

3.3.1 Vorgehensweise

Die Triggerentscheidung trifft der neue TLT – im Weiteren als nTLT bezeichnet – auf Grundlage der Pixelinformation des SLT und dem Multiplizitätssignal. Mit empirischen Schnitten im Raum der Parameter werden die Ereignisse voneinander getrennt mit dem Ziel, möglichst keine Schauerereignisse zu verwerfen und keine Untergründereignisse zu akzeptieren.

Abbildung 3.5 zeigt verschiedene Verteilungen der Multiplizität für unterschiedliche Ereignistypen mit deren Parameterwerten. Die dazugehörigen Kameradarstellungen sind in Anhang A zu sehen.

Die drei Schauerereignisse ((a)-(c)) zeigen jeweils für den Parameter Δt einen Wert > 200 und für

$N_{trig} > 500$. Hingegen ergibt die Analyse der Multiplizitätsverteilung der Untergrundereignisse ((d)-(f)) für die Parameter $\Delta t < 11$ und für $N_{trig} < 16$. Vergleicht man für jedes Beispiel in 3.5 den Parameter N_{all} mit N_{trig} so erkennt man, dass Schauerereignisse oft zusammenhängende Flächen zum Triggerzeitpunkt bilden und kaum Beiträge zur Multiplizitätsverteilung außerhalb dieser Fläche liefern – die Parameter N_{all} und N_{trig} sind etwa gleich groß. Dieser Zusammenhang gilt bei Untergrundereignissen nicht mehr. Die Werte für N_{all} sind alle größer als N_{trig} , d.h. die zusammenhängende Fläche zum Triggerzeitpunkt ist relativ klein zu den Beiträgen des Multiplizitätssignals innerhalb der $100 \mu s$. Durch Kombination verschiedener Parameter können so unterschiedliche Ereignistypen gefunden und Schauer- von Untergrundereignissen getrennt werden. Für Wetterleuchten bedeutet dies einen hohen Parameterwert N_{pix} und relativ kleine Werte für die übrigen Parameter (vgl. Abb. 3.5 (f)).

In der folgenden Untersuchung wird die Verteilung der Parameter zur Charakterisierung des Multiplizitätssignals (Δt , N_{Max} , N_{trig} , N_{all} , N_{pix}) betrachtet, die sich für Schauer- und Untergrundereignisse ergibt. In diesem Parameterraum werden nun Schnitte gesucht, die Schauer- von Untergrundereignissen trennen. Die Schnitte sind nicht eindeutig, weil die verschiedenen Ereignistypen im Parameterraum nicht eindeutig separieren. Die Schnitte sind dabei so gewählt, dass eher Untergrundereignisse akzeptiert als Schauerereignisse verworfen werden. Es ist die Aufgabe des nachfolgenden physikalisch motivierten T3-Algorithmusses diese auszufiltern.

3.3.2 Das Daten-Sample

Das Daten-Sample zur Optimierung und Überprüfung des nTLT-Algorithmusses setzt sich aus zwei unabhängigen Datenquellen zusammen. Untergrundereignisse werden durch so genannte MinBias-Daten repräsentiert. Schauerereignisse dagegen sind durch Monte-Carlo (MC) Methoden simulierte Ereignisse.

Die vom jetzigen DAQ-System aufgenommenen Ereignisdaten können nicht als Kontrollschauerdaten verwendet werden, da sie auch unerkannte Untergrundereignisse (hauptsächlich Wetterleuchten) enthalten, die man erst manuell aussortieren müsste.

Der TLT-Algorithmus leitet 10 % der verworfenen Ereignisse jedes Teleskops entsprechend gekennzeichnet an den T3 weiter. Das DAQ-System speichert hiervon 10 % in die MinBias-Datei. Der benutzte TLT-Algorithmus ist nicht ideal, daher besteht ein geringer Anteil der MinBias-Daten aus Schauerereignissen. Die vom TLT-Algorithmus akzeptierten Ereignisse, welche aber anschließend vom T3 als Untergrund klassifiziert werden, gelangen ebenfalls zu 10 % in die MinBias-Daten. Die verwendeten MinBias-Daten enthalten rund 22000 Ereignissen, darunter knapp 600 verursacht durch Wetterleuchten.

Die Schauerdaten wurden mit dem Simulations-Framework Conex [13] und FdSim [14] (Version v2r2c) mit der NKG-Option [15, 16] generiert. Diese Ereignisse variieren bezüglich Einfallsrichtung, Energie und Abstand zum Teleskop [17]. Die insgesamt generierten rund 30200 Ereignisse mit Energien zwischen $10^{17} eV$ und $10^{21} eV$ gliedern sich in ca. 14470 Schauer mit einem Eisenatom als Primärteilchen und ca. 15730 Schauer mit einem Proton als Primärteilchen [18, 19]. Während der erwartete Teilchenfluss mit zunehmender Energie stark abnimmt (vgl. Abb. 2.1), wurden die simulierten Schauerereignisse mit einem Spektralindex von 1 generiert, um eine hohe Statistik für seltene, energiereiche Schauer zu erhalten.

Hinzu kommen ca. 26800 generierte Schauerereignisse mit einem Proton als Primärteilchen und einer festen Energie von $10^{19} eV$.

Schauer Spuren hoher Energie werden häufig von mehreren, benachbarten Teleskopen detektiert. In diesem Fall werden die Parameter des Teilereignisses jedes beteiligten Teleskops in der Auswertung berücksichtigt.

Für das Daten-Sample verwendete MinBias-Daten sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die verwendeten simulierten Schauerdaten zeigt Tabelle 3.2.

Es ist zu beachten, dass der T3-Algorithmus Entscheidungen auf Grundlage der Daten aller beteiligten Teleskope pro Gebäude trifft. Hingegen stehen dem TLT-Algorithmus lediglich die Daten eines Teleskops – Teilereignis – zur Verfügung. Beinhaltet ein Datensatz z.B. ein Ereignis über zwei Teleskope, so ist die *Anzahl der Ereignisse* aus Tabelle 3.1 und 3.2 zwei für den TLT-Algorithmus (zwei Teilereignisse), hingegen ist die *Anzahl der Ereignisse* des T3-Algorithmusses aber eins. Mehr als 13 % der simulierten Schauerereignisse enthalten Schauer Spuren über zwei oder mehr Teleskope.

Dateiname	Abkürzung	Anzahl der Ereignisse
minbias_e1_000451_2004-08-11.00-20.root	minbias451	3787 (3783)
minbias_e1_000454_2004-08-12.23-33.root	minbias454	4224 (4220)
minbias_e1_000469_2004-08-21.00-49.root	minbias469	7894 (7866)
minbias_e1_000479_2004-08-24.04-29.root	minbias479	1587 (1584)
minbias_e1_000566_2004-11-09.01-01.root	minbias566	952 (944)
minbias_e1_000567_2004-11-09.03-04.root	minbias567	1953 (1926)
minbias_e1_000655_2005-01-07.03-12.root	minbias655	1450 (1430)

Tabelle 3.1: Überblick über die verwendeten MinBias-Daten. Die *Anzahl der Ereignisse* ohne Klammern sind die Anzahl der verworfenen Teilereignisse aus Sicht des TLT-Algorithmusses. Die Werte in Klammern geben die Anzahl der verworfenen Ereignisse aus Sicht des T3-Algorithmusses an. Die Ereignisse in den Dateien minbias566 sind zu über 44 % und in der Datei minbias567 zu über 10 % Wetterleuchten.

Dateiname	Abkürzung	Energie [eV]	Anzahl der Ereignisse
FdSim-Iron_17-21.root	Iron_17-21	$10^{17} - 10^{21}$	14469 (12666)
FdSim-Proton_17-21.root	Proton_17-21	$10^{17} - 10^{21}$	15727 (13824)
FdSim-Proton_19-01.root	Proton_19-1	10^{19}	9431 (8013)
FdSim-Proton_19-02.root	Proton_19-2	10^{19}	6660 (5747)
FdSim-Proton_19-03.root	Proton_19-3	10^{19}	10688 (9078)

Tabelle 3.2: Überblick über die verwendeten simulierten Schauerdaten. Die *Anzahl der Ereignisse* ohne Klammern sind die Anzahl der Ereignisse aus Sicht des TLT-Algorithmusses. Die Werte in Klammern geben die Anzahl der Ereignisse aus Sicht des T3-Algorithmusses an. Die Angabe der Energie bezieht sich auf die Energie des Primärteilchens.

3.3.3 Die Funktionsweise des Algorithmusses

Betrachtet man die 10 möglichen zweidimensionalen Verteilungen der Parameter Δt , N_{Max} , N_{int} , N_{all} und N_{pix} , erkennt man welche Parameter sich gut zur Trennung von Untergrund- und Schauerereignissen anbieten.

Empirische Schnitte, wie Linien, wurden eingesetzt, um die Bereiche zu trennen.

Die Angabe der Energieintervalle in den folgenden Abbildungen weist auf simulierte Daten hin. Hingegen ist die Angabe von Wetterleuchten oder Untergrund auf die MinBias-Daten bezogen.

Der Titel der jeweiligen Verteilung gibt an, welche Schnitte auf die dargestellte Daten angewandt wurden. Im Weiteren sind ausgewählte Verteilungen zweier Parameter gezeigt, welche die Funktionsweise des nTLT-Algorithmusses und die Anschaulichkeit der gewählten Schnitte zeigen sollen.

Der Wertebereich des Parameters N_{all} übersteigt für Schauerereignisse nie 6000. Hingegen haben 26 Untergrundereignisse (1 % der Daten) einen Parameterwert $N_{all} > 6000$ (s. Abb. 3.6). Diese Untergrundereignisse liefern über die Dauer von 100 μs immer wieder Beiträge für das Multiplizitätssignal ohne dabei zusammenhängende Flächen zu bilden.

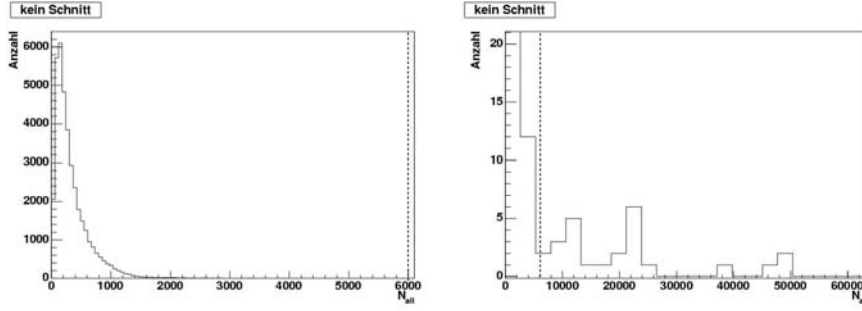


Abbildung 3.6: Eindimensionale Verteilung des Parameters N_{all} für simulierte Schauer (a) und einmal für MinBias-Daten (b). 1 % der Untergrunddaten liegt bei $N_{all} > 6000$. Der dargestellte Achsenbereich für N_{all} wurde entsprechend angepasst.

Deshalb werden alle Ereignisse mit

$$N_{all} > 6000 \quad (3.1)$$

als Untergrundereignis verworfen. Betrachtet man die Verteilung Δt über N_{Max} für die verbleibenden Ereignisse (s. Abb. 3.7) genauer, zeigt sich, dass weniger als 1 % Schauer im Bereich

$$8 < \Delta t < 15 \text{ UND } N_{Max} > 3 \quad (3.2)$$

vorhanden sind, aber gerade hier 25 % Untergrundereignisse liegen. Die genannte Bedingung verwirft Untergrundereignisse sofort. Die durch die beiden Schnitte verworfenen Ereignisse sind zumeist Myonen, daher werden die beiden Schnitte nach Gl. (3.1) und (3.2) zusammen als *Myonschnitt* bezeichnet.

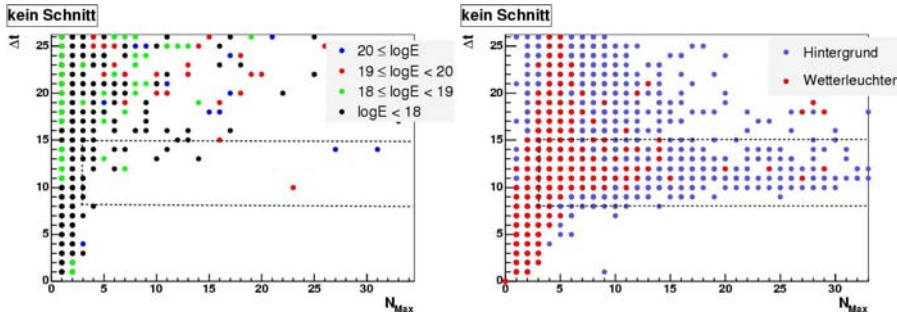


Abbildung 3.7: Verteilung von Δt über N_{Max} : Die Bereiche $8 < \Delta t < 15$ UND $N_{Max} > 3$ (Bereich innerhalb der gestrichelten Linien) zeigen eine Separation zwischen Schauer- und Untergrundereignissen. 19 Untergrundereignisse liegen in (b) innerhalb des gestrichelten Bereichs. Die Überlagerung der Parameterwerte für die Ereignisse lässt nur wenige Punkte im gestrichelten Bereich erkennen.

Wird der Myonschnitt auf die Testdaten angewendet und betrachtet man für die verbleibenden Ereignisse die Verteilung von Δt über N_{all} (s. Abb. 3.8), so ergibt sich ein Schnitt für die meisten Schauer – *Schauerschnitt*:

$$\Delta t > 60 \quad (3.3)$$

ODER

$$20 < \Delta t \leq 60 \text{ UND } N_{all} > 250 \quad (3.4)$$

ODER

$$0 < \Delta t \leq 20 \text{ UND } N_{all} > 600 . \quad (3.5)$$

Alle Ereignisse oberhalb des gestrichelten Bereichs in Abb. 3.8 werden vom nTLT-Algorithmus sofort akzeptiert. Schauerereignisse, die sich unterhalb des gestrichelten Bereichs befinden, werden durch weitere Schnitte von den Untergrundereignissen getrennt.

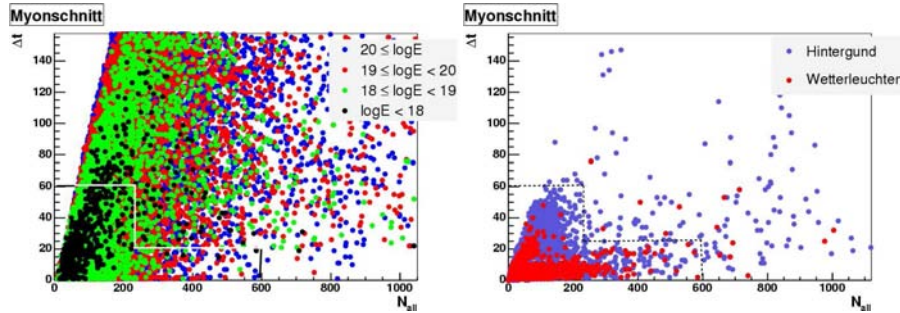


Abbildung 3.8: Verteilung von Δt über N_{all} : es sind nur Ereignisse dargestellt, welche der Myonschnitt verworfen. Zusätzlich wurden die Achsen in (a) und (b) auf die dargestellten Bereiche eingeschränkt. Die Ereignisse im Parameterraum, die oberhalb des gestrichelten Bereichs liegen, erfüllen den Schauerschnitt.

Die verbleibenden Ereignisse, die weder den Myon- noch den Schauerschnitt erfüllen, sind in Abb. 3.9 im Parameterraum dargestellt. Vergleicht man die Verteilung für Schauerereignisse (a) mit denen für Untergrundereignissen (b) so wird klar, dass der Schnitt

$$10 \cdot N_{pix} - N_{all} > 100 \quad (3.6)$$

überwiegend Wetterleuchten von den Schauerdaten trennt – *Wetterleuchterschnitt*.

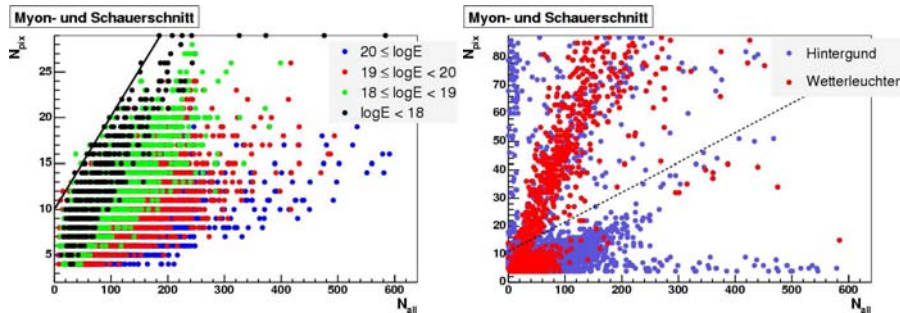


Abbildung 3.9: Parameterverteilung von N_{pix} über N_{all} der Daten, die den Myon- und Schauerschnitt nicht erfüllen. Die in (b) rot dargestellten Wetterleuchten lassen sich gut von den restlichen Daten durch einen Schnitt der Bedingung $10 \cdot N_{pix} - N_{all} > 100$ (oberhalb der gestrichelten Linie) separieren.

Wendet man den Myon-, Schauer- und Wetterleuchterschnitt auf das verwendete Daten-Sample an, ergibt sich für die beiden Parameter N_{all} und N_{trig} eine Verteilung wie in Abb. 3.10 dargestellt. Die Datenpunkte in den Verteilungen der Parameter N_{all} über N_{trig} gehören zu Ereignissen, die bisher mit dem Myon- und Wetterleuchterschnitt nicht verworfen und mit dem Schauerschnitt nicht akzeptiert wurden. Um in Abb. 3.10 die Schauer- von den Untergrundereignissen gut zu trennen, sind mehrere Schnitte nötig. Die N_{trig} -Achse teilt man in mehrere Teile auf und legt Geraden am Randbereich der Datenpunkte (vgl. Abb. 3.10 (b)), um das Gebiet oberhalb abzutrennen.

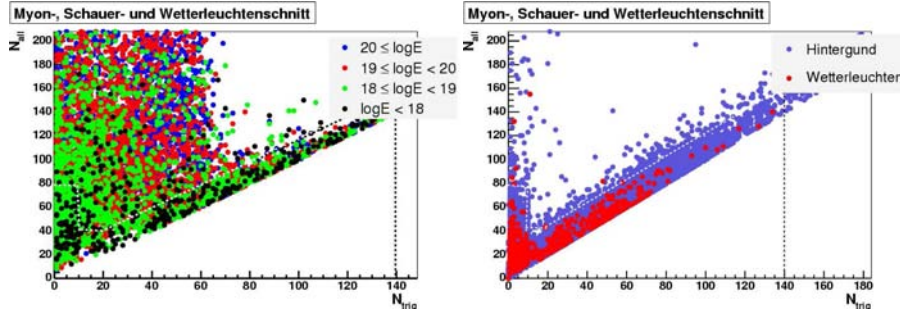


Abbildung 3.10: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} der bisher nicht klassifizierten Datenpunkte. Sie veranschaulichen die geometrische Motivation des 2. Schauerschnitts. Ereignisse, deren Parameter oberhalb des durch gestrichelte Linien gekennzeichneten Bereichs liegen werden akzeptiert.

Im Bereich unterhalb der Diagonalen sind keine Datenpunkte vorhanden, da es keinen Integralwert geben kann, der zu einer zusammenhängenden Fläche gehört, die größer als das Integral über den gesamten Zeitbereich von $100 \mu s$ ist. Der sich hieraus ergebende Schnitt trennt wieder Untergrund- von Schauerereignissen. Für diesen 2. *Schauerschnitt* gilt:

$$0 < N_{trig} < 10 \text{ UND } N_{all} > 79 \quad (3.7)$$

ODER

$$10 \leq N_{trig} < 20 \text{ UND } N_{all} > 39 \quad (3.8)$$

ODER

$$20 \leq N_{trig} < 140 \text{ UND } (19 \cdot N_{all} - 20 \cdot N_{trig}) > 360 \quad (3.9)$$

ODER

$$N_{trig} > 140 . \quad (3.10)$$

Ereignisdaten, die oberhalb des gestrichelten Bereichs liegen, akzeptiert der nTLT-Algorithmus. Die verbleibenden Daten aus Schauer- und Untergrundereignissen müssen weiter behandelt werden.

Die 10 Verteilungen zweier Parameter nach Auswertung von Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt zeigen keine offensichtliche, einfache Separierbarkeit (s. Abb. 3.11).

Die verbleibenden Schauerereignisse sind Primärteilchen niederer Energie bzw. fluoreszenzlichtschwache Ereignisse. Um diese Ereignisse ohne ADC-Daten und unter Verwendung des Multiplizitätssignals zu erkennen, werden alle Ereignisse, die der Bedingung

$$20 < N_{all} < 100 \quad (3.11)$$

genügen – *Zusatzschnitt* –, akzeptiert. Wie sich später zeigt, steigt dadurch der Anteil der Untergrundereignisse nicht übermäßig.

Die simulierten Schauerereignisse enthalten mehr als 13 % Schauerspuren, die von mehr als zwei Teleskopen zu sehen sind, aber nur mit einzelnen getriggerten Pixeln (Spur-Fragmente) in den äußeren Kameras abgebildet wurden. Dies gilt vor allem für Primärteilchen hoher Energie (s. Abb. 3.12).

Wenn zusätzlich der Schauer noch weit entfernt ist und deshalb nur wenig Fluoreszenzlicht in die jeweiligen PMTs fällt, dann zeigen die ADC-Daten keinen ausgeprägten Puls. Betrachtet man in einem solchen Fall (vgl. Abb. 3.12 (b)) nur das Fragment der Spur in einem Teleskop, sind die Parameter der Verteilung der Multiplizität oftmals charakteristisch für Untergrundereignisse.

Um die volle Information des Schauers und damit alle Informationen der beteiligten Kameras auszulesen, wurde in das DAQ-System der *Inter-Kamera-Trigger* eingeführt. Ist die SLT-Triggerbedingung erfüllt und findet der SLT zusätzlich getriggerte Pixel am Rand der Kamera (2 äußerste Spalten), so

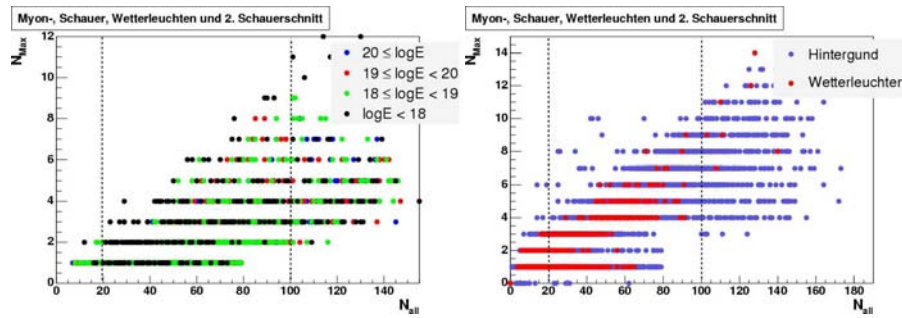


Abbildung 3.11: Die zwei ausgewählten Verteilungen von N_{Max} über N_{all} zeigen, dass keine offensichtliche Separation der Daten möglich ist. Ereignisse zwischen den gestrichelten Linien werden vom Zusatzschnitt akzeptiert.

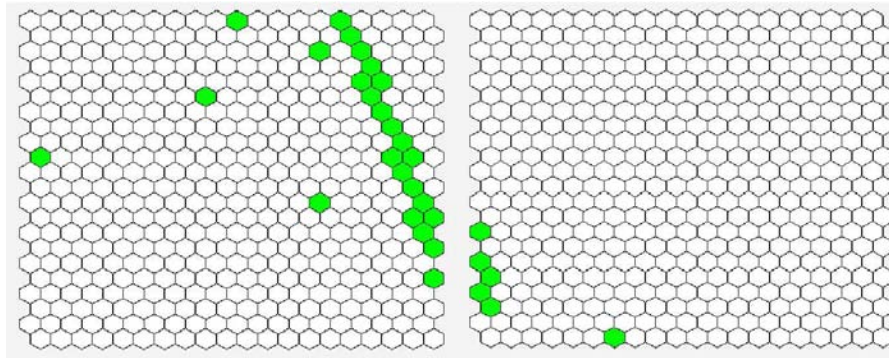


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Kamerabildes eines hochenergetischen Fluoreszenzschauers den zwei benachbarte Teleskope detektierten. Betrachtet man nur Kamerabild (b) ist die Schauerspur nicht zu erkennen.

sendet dieser ein Inter-Kamera-Signal an das entsprechende Nachbarteleskop. Ist dort ebenfalls die SLT-Triggerbedingung erfüllt entscheidet der TLT-Algorithmus über das Ereignis. Wenn aber kein SLT-Trigger erzeugt wurde, führt der Inter-Kamera-Trigger direkt zum Auslesen des Ereignisses ohne den TLT zu berücksichtigen. Der Inter-Kamera-Trigger wird bisher noch nicht vom DAQ-System ausgenutzt.

Der nTLT-Algorithmus versucht auf eine andere Weise Schauer-Fragmente zu finden und diese zu akzeptieren. Die noch verbleibenden Ereignisse werden mit Hilfe der Funktion `FragmentSearch()` untersucht. Die Namensgebung folgt aus dem Quelltext des nTLT-Algorithmusses. Die Funktion überprüft mit Hilfe der SLT-Information die vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixel in den ersten beiden und letzten Spalten der Kamera. Findet sich dort ein getriggertes Pixel, überprüft die Funktion die direkten Nachbarn auf vom FLT-Algorithmus getriggerte Pixel. Zufällig getriggerte Pixel werden dadurch ausgeschlossen. Werden auf diese Weise drei oder mehr zusammenliegende getriggerte Pixel gefunden, ist auch dieses Ereignis akzeptiert.

3.4 Ergebnisse

Für die Auswertung wurde der alte TLT-Algorithmus in der Version v1r11p5 sowie der nTLT-Algorithmus verwendet. Die jeweilige Effizienz ist das Verhältnis der akzeptierten Ereignisse zur Gesamtzahl der vorhandenen Ereignisse. Die jeweilige Unterdrückung ist das Verhältnis der verworfenen Ereignisse zur Gesamtzahl der analysierten Ereignisse.

3.4.1 Vergleich der Triggerstufen

Der T3-Trigger und der alte TLT wurden mit ihren Standardparametern initialisiert. Die genauen Zahlenwerte der akzeptierten bzw. unterdrückten Ereignisse und die daraus folgenden Effizienzen bzw. Unterdrückungen sind im Anhang A aufgelistet.

Unterdrückung und Effizienz des alten TLT- und des nTLT-Algorithmusses werden auf zwei verschiedene Arten verglichen. Zum einen analysieren die beiden TLT-Algorithmen die vom T3-Algorithmus akzeptierten Ereignisse. Zum anderen analysieren die TLT-Algorithmen unabhängig voneinander alle Ereignisse. Die vom nTLT akzeptierten Ereignisse analysiert daraufhin der T3. Dies entspricht der normalen Reihenfolge der Datenaufnahme.

Untersuchung der vom T3 akzeptierten Ereignisse

Die Untergrundereignisse (MinBias-Daten) und Schauerereignisse (simulierte Daten) werden direkt vom T3-Algorithmus analysiert. Die akzeptierten Ereignisse durchlaufen anschließend den alten und den nTLT-Algorithmus unabhängig voneinander. Die Ergebnisse mit Fehlern, die der Binomialstatistik folgen, sind in Abb. 3.13 für die MinBias-Daten (a) und die simulierten Daten (b) gezeigt.

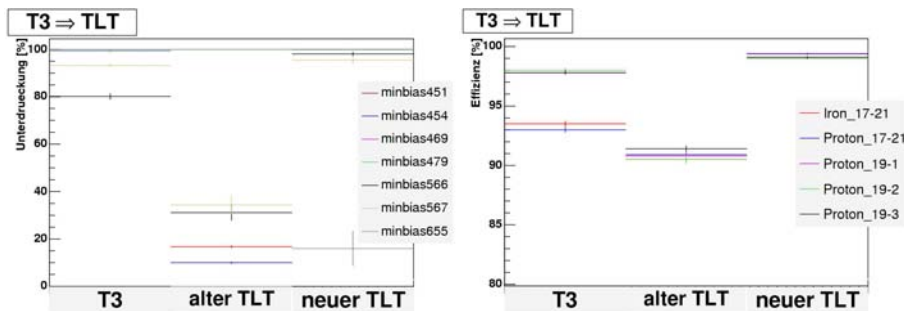


Abbildung 3.13: Die vom T3-Algorithmus akzeptierten Ereignisse durchlaufen anschließend den nTLT-Algorithmus. In Histogramm (a) ist die Unterdrückung für die MinBias-Daten in Prozent und im Histogramm (b) sind die Effizienzen in Prozent für die simulierten Schauerereignisse für verschiedene Triggerstufen aufgetragen. Die eingezeichneten Fehler folgen der Binomialstatistik. Die waagrechte Ausdehnung der Linien kennzeichnet die Triggerzugehörigkeit.

Nimmt man an, dass der T3-Algorithmus eine optimale Entscheidung über das jeweilige Ereignis treffen kann, da ihm sämtliche Informationen aus sechs Teleskopen vorliegen, sollten die vom T3-Algorithmus akzeptierten Ereignisse nahezu alle vom nTLT-Algorithmus akzeptiert werden.

Betrachtet man die MinBias-Daten, ausgenommen die Wetterleuchtendaten (minbias566- und minbias567-Datei), akzeptiert der T3-Algorithmus weniger als 1 % dieser Ereignisse (s. Abb. 3.13 (a)). Dies ist zu erwarten, da dem T3-Algorithmus die volle Information des Ereignisses zur Verfügung steht. Die wenigen fälschlich akzeptierten Ereignisse verwarf der nTLT-Algorithmus fast komplett, der alte TLT-Algorithmus akzeptierte dagegen den größten Teil. Die Unterdrückung der minbias655-Daten zeigt, dass über 99 % der Ereignisse beim T3 unterdrückt wurden, die 25 akzeptierten Ereignisse wurden bei dem nTLT-Algorithmus mit 16 % und bei dem alten TLT-Algorithmus mit 0 % verworfen.

Der T3-Algorithmus hat einige Probleme mit Wetterleuchtendaten. Hier akzeptierte der T3-Algorithmus fälschlich über 19 % (minbias566-Datei) bzw. über 6 % (minbias567-Datei) der Ereignisse. Der alte TLT-Algorithmus akzeptierte von diesen noch über 65 %, wohingegen der nTLT-Algorithmus nur etwas über 2 % bzw. 4 % als Schauer interpretierte. Das bedeutet eine Verbesserung um einen Faktor von 15 bis 30 zur Unterdrückung von Wetterleuchten.

Für die simulierten Daten ist zu erwarten, dass der T3-Algorithmus und die beiden TLT-Algorithmen nahezu alle Ereignisse akzeptieren. Der Vergleich in Abbildung 3.13 (b) zeigt, dass der T3-Algorithmus deutlich über 90 % der simulierten Schauer akzeptierte. Von diesen als Schauer erkannten Ereignissen würde der alte TLT-Algorithmus 10 % fälschlich verwerfen, der nTLT-Algorithmus dagegen nur 1 %.

Die Ineffizienz des TLT-Algorithmusses bei Untergrundereignissen wurde von 10 % auf nur 1 % verringert (Faktor 10). Die Effizienz konnte bei Schauerereignissen um fast 10 % von 91 % auf 99 % gesteigert werden.

Untersuchung der vom nTLT akzeptierten Ereignisse

Bei dieser Untersuchung durchlaufen die Schauer- und Untergrundereignisse ungefiltert und unabhängig den nTLT- und den alten TLT-Algorithmus. Die vom nTLT-Algorithmus akzeptierten Ereignisse analysiert danach der T3-Algorithmus. Diese Reihenfolge entspricht der normalen Datenaufnahme. Die Effizienz und Unterdrückung durch Kombination beider Trigger – T3 und nTLT – ist entscheidend. Die Ergebnisse mit Binominalfehler sind in Abb. 3.14 dargestellt.

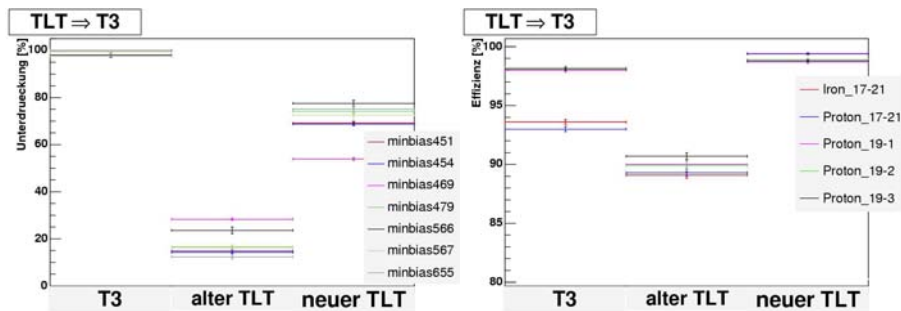


Abbildung 3.14: Ereignisse, die der nTLT-Algorithmus akzeptiert, analysiert danach der T3-Algorithmus. Die Ergebnisse der Unterdrückung in Prozent für die MinBias-Daten sind in Histogramm (a) aufgetragen. Histogramm (b) zeigt dagegen die Effizienz in Prozent für simulierte Schauerereignisse für verschiedene Triggerstufen. Die angegebenen Fehler folgen der Binomialstatistik. Die waagrechte Ausdehnung der Linien kennzeichnet die Triggerzugehörigkeit.

Die Unterdrückung von Ereignissen aus den MinBias-Daten sind für den nTLT-Algorithmus alle deutlich über denen des alten TLT-Algorithmus (s. Abb. 3.14 (a)). Der nTLT-Algorithmus verwirft über 70 % der Daten, sodass der T3-Algorithmus über 97 % der fälschlich akzeptierten Ereignisse verwirft. Der nTLT-Algorithmus unterdrückt im Schnitt über 70 % des Untergrundes. Wetterleuchten werden etwa zu erkannt 90 %, dies ergibt sich, wenn man den Anteil der Wetterleuchten bei dem verwendeten Datensatz berücksichtigt. Dies führt zu einer enormen Entlastung der Triggerrate am Eingang des T3-Algorithmusses.

Die Effizienzen für simulierte Ereignisdaten ist bei einem optimalen TLT-Algorithmus bei 100 % zu erwarten. Die akzeptierten Ereignisse, die den T3 erreichen und dort analysiert werden, sollten auch hier zu 100 % als Schauer klassifiziert werden.

Der nTLT-Algorithmus akzeptiert die simulierten Daten mit über 99 % für Energien zwischen $10^{17}eV$ und $10^{21}eV$ (s. Abb. 3.14 (b)). Hingegen bei Energien von $10^{19}eV$ liegt die Effizienz bei knapp 99 %. Der alte TLT-Algorithmus liegt durchweg konstant bei etwa 90 %. Der T3 verwirft nur knapp 3 % der Protonschauer mit einer Energie von $10^{19}eV$, aber fast 7 % der Schauerereignisse aus den Iron_17-21- und Proton_17-21-Daten.

Die Ineffizienz des TLT-Triggers bei Untergrunddaten verringerte sich um die Hälfte und die Effizienz verbesserte sich bei Schauerdaten um 10 %.

3.4.2 Effizienz und Unterdrückung des nTLT-Triggers

Schnitte

In Abb. 3.15 sind die Effizienzen für simulierte Daten und die Unterdrückung der Untergrunddaten der in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Schnitte sowie deren Fehler aus der Binomialstatistik dargestellt.

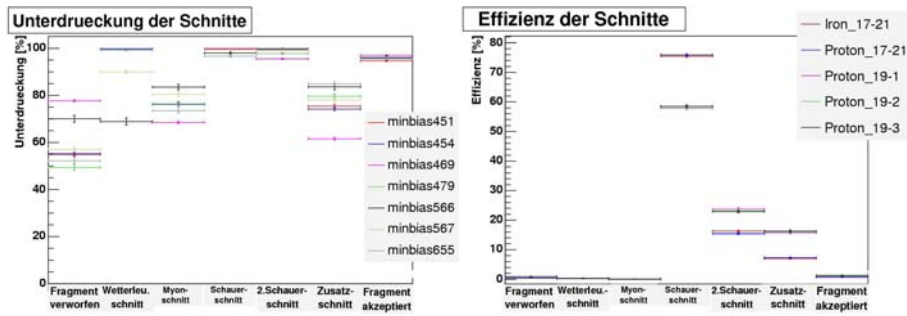


Abbildung 3.15: Effizienzen und Unterdrückungen der verschiedenen Schnitte des nTLT-Algorithmusses. Histogramm (a) zeigt dies für MinBias-Daten und Histogramm (b) für simulierte Schauer. Die waagrechte Ausdehnung der Linien kennzeichnet die Schnitzugehörigkeit.

Betrachtet man die Unterdrückung der Schnitte für die MinBias-Daten (vergleiche Abb. 3.15 (a)), unterdrücken der Wetterleuchten- und Myonschnitt, wie auch die Funktion `FragmentSearch()` mindestens 50 % bzw. 70 % der Ereignisse.

Auffällig ist der hohe Anteil an akzeptierten MinBias-Ereignissen durch den Zusatzschnitt. Andererseits sind die akzeptierten Ereignisse aus den simulierten Schauerdaten im Fall des Zusatzschnitts bei 20 % oder weniger. Eine Optimierung des nTLT-Algorithmusses in Bezug auf den Zusatzschnitt, um diesen durch andere effektivere Methoden zu ersetzen, ist vorstellbar.

Die Effizienz der Schnitte für simulierte Daten zeigt, dass lediglich die Funktion `Fragment verworfen` (unter 1 %) und der Wetterleuchtschnitt (unter 0,4 %) Schauerereignisse verwerfen.

Die schlechte Trennung der Schauer- von den Untergründereignissen im Zusatzschnitt kann, wie bereits in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, mehrere Ursachen haben. Hinzu kommt, dass auch die verwendeten MinBias-Daten ebenfalls Schauerdaten beinhalten.

Eine andere Ursache für die schlechte Trennung kann auf das Fehlen des Inter-Kamera-Triggers zurückgeführt werden. Jede Kamera, die von einem Schauer Licht detektiert, ist in den Parameterdaten präsent. Signaturen dieser Fragmente sind ähnlich zu Untergründereignissen und mischen sich in den Verteilungen der Parameter entsprechend.

Energie und Abstand

In Abb. 3.16 ist die Effizienz des Triggers in Abhängigkeit der totalen Energie des Primärteilchens (a) und in Abhängigkeit des Abstandes des Teleskops zur Schauerachse (b) dargestellt. Die angegebenen Fehler folgen der Binomialstatistik.

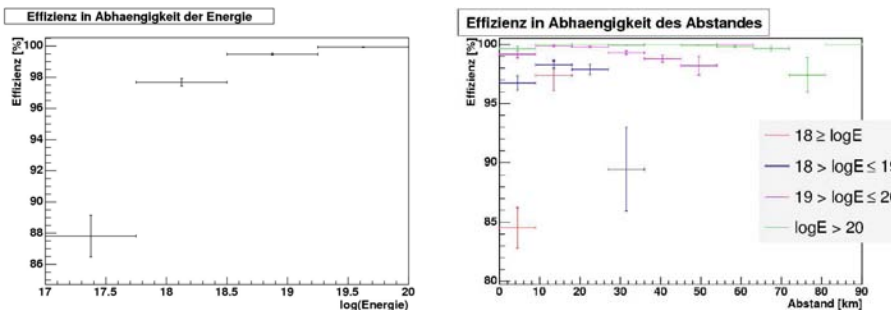


Abbildung 3.16: Dargestellt ist die Effizienz des nTLT-Algorithmus in Abhängigkeit der Energie (a) des Primärteilchens und in Abhängigkeit des Abstandes des Teleskops (b) zur Schauerachse. Die waagrechte Ausdehnung der Linien kennzeichnet den zugehörigen Energiebereich (a) bzw. den Abstandsbereich (b).

Die Simulation erfolgte im Energiebereich zwischen $10^{17}eV$ und $10^{21}eV$ bzw. bis zu einem Abstand von maximal 90 km zu den Teleskopen bei Energien von $10^{21}eV$ [18, 19]. Der maximale Abstand für kleinere Schauerenergien wurde entsprechend der Detektionswahrscheinlichkeit herabgesetzt, um die Simulationszeit zu verringern [17]. Das Fluoreszenzlicht weit entfernter Schauer mit kleiner Energie kann von den Teleskopen nicht nachgewiesen werden. Das Licht ist durch Streuung und Absorption in der Atmosphäre so stark abgeschwächt, dass eine Detektion mit den PMTs nicht möglich ist. Das erklärt den Abfall der Effizienz zu großen Entfernungen des Schauers.

Die Effizienz des nTLT-Algorithmusses nimmt mit steigender Energie stetig zu und erreicht bei Energien über $10^{20}eV$ seine Sättigung von 99,93 % (s. Abb. 3.16 (a)).

Die Effizienz des nTLT-Algorithmusses in Abhängigkeit des Abstandes zeigt, dass unabhängig von der Entfernung Schauerereignisse mit $E > 10^{19}eV$ zu über 96 % und mit $E > 10^{20}eV$ zu über 99,5 % akzeptiert werden (s. Abb. 3.16 (b)).

Bei geringem Abstand zum Teleskop durchquert der Schauer das Gesichtsfeld der Kamera in einer breiten Spur aus mehreren Pixeln. Die Lichtmenge pro PMT ist dadurch geringer – besonders bei kleinen Schauerenergien. Flache, direkt auf das Teleskope zufliegende Schauer senden in wenige PMT sehr viel Fluoreszenzlicht. Dies erklärt die geringere Effizienz bei nahen Schauern und steht in Einklang mit der Tatsache, dass eben solche Daten nur bedingt rekonstruierbar sind.

3.5 Ausblick

Der vorgestellte nTLT-Algorithmus benutzt dieselbe Programmierschnittstelle wie der bisher verwendete TLT-Algorithmus. Daher stellt es kein Problem dar, den alten TLT durch den nTLT zu ersetzen.

Die diskutierte Analyse zeigt, dass sehr viel Information in dem Multiplizitätssignal steckt. Ein Schritt in Richtung optimaler Ausnutzung des Signals ist mit dieser Arbeit getan. Aus der geringen T3-Effizienz gegenüber des nTLT-Algorithmusses ergibt sich eventuell eine Verbesserung des T3-Algorithmusses.

Die bisher unbekannt, aber benötigte Analysezeit pro Ereignis des nTLT-Algorithmusses kann abgeschätzt werden. Die Auslesedauer der SLT-Informationen und des Multiplizitätssignals liegt bei etwa 0,2 ms pro Ereignis.

Der alte TLT benötigt zur Auslese der ADC-Daten von maximal 40 PMTs pro Ereignis maximal 45 ms. Damit ist die Auslese deutlich schneller und der nTLT-Algorithmus hat entsprechend mehr Zeit bei der Analyse.

Die Bestimmung der maximal möglichen Triggerrate am Eingang des T3-Algorithmusses kann nur durch Messung im laufenden Betrieb des Experiments erfolgen. Die bisher aufgenommenen Schauerdaten (Run-Dateien) sind mit dem alten TLT-Algorithmus entstanden. Die Run-Daten enthalten – abhängig von den tatsächlichen Wetterbedingungen – mehr oder weniger Ereignisse durch Wetterleuchten. Auch die bisher aufgenommenen MinBias-Daten enthalten, wegen unzureichender Effizienz in den verschiedenen Triggern, noch Schauerereignisse.

Ein Daten-Sample, welches auf die tatsächlichen Raten verschiedener Untergrundereignisse normiert ist, ist nur mit sehr großem Aufwand zu erstellen. Die Datennahme mehrerer Teleskope müsste alle vom SLT-Algorithmus getriggerte Ereignisse komplett auslesen. Je nach Wetterlage ändert sich die Zusammensetzung des Untergrundes (z.B. Wetterleuchten). Die Triggerraten würden zu hoch und es käme zu Totzeiten des DAQ-Systems. Während der Totzeit würden andere Ereignisse (Schauer, Myonen, etc.) über dem Experimentalgebiet nicht detektiert. Das entsprechende Datenbeispiel gäbe die Realität nur beschränkt wieder.

Zu beachten gilt, dass bei Änderungen des Filters im FLT der nTLT-Algorithmus angepasst werden muss.

Kapitel 4

Ein-Elektron-Auflösung

Die Ein-Elektron-Auflösung (SER) der Photomultiplerröhren ist der bestimmende Faktor der Gesamtauflösung einer Photomultiplerröhre (PMT). Die Kenntnis der SER ist notwendig, um die elektrische Verstärkung der PMTs zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit sollte bestimmt werden in wie weit die Auflösung von PMT zu PMT variiert, das heißt, ob es wichtig ist die Abweichung von PMT zu PMT zu kennen, um diese bei der Auswertung und Kalibration zu berücksichtigen. Dazu war es weiterhin notwendig herauszufinden, ob es überhaupt möglich ist direkt im Experiment ohne aufwendige Eingriffe in den Aufbau die Ein-Elektron-Auflösung hinreichend genau zu messen.

4.1 Kalibration

Die Kalibration liefert die absolute Umrechnung zwischen dem Messsignal (in ADC-Werten) und der detektierten Lichtmenge (Photonen pro m^2 und pro 100 ns). Die Umrechnung ist für die Rekonstruktion des longitudinalen Profils und der Bestimmung der Gesamtenergie von Luftschauern unerlässlich [7].

4.1.1 Die verschiedenen Methoden

Die absolute Kalibration liefert direkt die Umrechnung zwischen dem digitalisierten ADC-Wert und der eingefallenen Lichtmenge für eine definierte Wellenlänge. Sie wird wegen des großen Aufwands nur in größeren Zeitabständen durchgeführt und berücksichtigt alle Effekte von der Transmission der UV-Filter bis zur Reaktion der analogen und digitalen Elektronik.

Die relative Kalibration besteht aus drei Messungen und wird jede Nacht durchgeführt, um relativen Veränderungen der PMTs zu bemerken und die zeitliche Stabilität der optischen Komponenten zu überwachen.

Die absolute Kalibration

Vor den Shutter wird ein Zylinder montiert, dessen Innenseite mit reflektierendem Material ausgekleidet ist und von Licht einer definierten Wellenlänge ($\lambda = (375 \pm 12)$ nm) beleuchtet wird [20]. Die absolute Kalibration schließt die Transmission des UV-Filters, Verluste an den Korrekturlinsen, Spiegelreflexionen, Schatteneffekte der Kamera, Lichtsammeleffizienzen, Verstärkung der PMT und das Verhalten der analogen und digitalen Elektronik mit ein.

Die Verstärkung jeder PMT wird im Rahmen der absoluten Kalibration von der Ausseelektronik so eingestellt, dass die Kalibrationskonstante im Rahmen der Einstellmöglichkeit für jedes Pixel gleich ist.

Die relative Kalibration

Die relative Kalibration besteht aus drei Einzelmessungen, genannt Kalibration A, Kalibration B und Kalibration C. Das benutzte Licht wird aus unterschiedlichen Lichtquellen über optische Fasern, die in einem Diffusor enden, zur Verfügung gestellt. Kalibration A nutzt eine blaue LED mit konstanter Wellenlänge als

Lichtquelle (LCU – s. Abs. 4.3.1). Kalibration B und C nutzen eine Xe-Lampe die Licht im Bereich von 300 nm bis 400 nm emittiert, derselbe Bereich auf den die Fluoreszenzteleskope sensitiv sind.

Für die Messung des Ein-Elektron-Spektrums wird die Kalibrationsmethode A verwendet.

- A** Die Intensität und Form der Lichtpulse sind einstellbar für eine feste, definierte Wellenlänge. Eine optische Faser endet im Mittelpunkt der Spiegelfläche in einem Diffusor und leuchtet direkt auf die Kamera. Hierdurch kann die Reflexion der Mercedes-Sterne und die Verstärkung der PMTs und der Elektronik bestimmt werden.
- B** Die Form des Lichtpulses ist nicht beeinflussbar, die Intensität und Wellenlänge sind durch Filter einstellbar. Zwei optische Fasern sind jeweils auf halber Höhe rechts und links an der Kamera befestigt und leuchten direkt auf den Spiegel. Dieser reflektiert das Licht auf die Kamera, damit werden die optischen Eigenschaften der Spiegel, der Mercedes-Sterne und der PMTs berücksichtigt.
- C** Die Form des Lichtpulses ist nicht beeinflussbar, die Intensität und Wellenlänge sind durch Filter einstellbar. Bei geschlossenem Shutter wird die Shutterinnenseite ausgeleuchtet, welche mit einer Reflexionsfolie beschichtet ist. Das reflektierte Licht durchläuft den Shutter und den UV-Filter, bevor es vom Spiegel auf die Kamera fällt.

Der Vergleich der Einzelmessungen erlaubt die verschiedenen Einflüsse, wie die Transmission des UV-Filters oder die Reflexionskoeffizienten der Spiegel, voneinander zu trennen. Eine Kombination der verschiedenen relativen Methoden erfasst alle optischen Eigenschaften der verwendeten Elemente und Schatteneffekte.

4.1.2 Die Auswertung

Die gesamte Verstärkung (Gain) G_o wird direkt mit der absoluten Kalibration für jede PMT bestimmt. Davon zu unterscheiden ist die elektronische Verstärkung G_e , die nur die PMT-Verstärkung und Elektronik beinhaltet.

Das Verhältnis G_o zu G_e ist abhängig von der optischen Transmission, der elektronischen Verstärkung und von wellenlängenabhängigen Größen, wie die Transmission des UV-Filters, der Reflexionskoeffizient der Spiegel, die individuelle Quanteneffizienz ϵ_q und die Sammeleffizienz ϵ_s der PMTs.

Die elektronische und damit auch die gesamte Verstärkung sind einstellbar. Dies kann sowohl durch Veränderung der Hochspannung für eine Gruppe von 44 PMTs oder durch Verstellen der elektrischen Verstärkung vor der Digitalisierung pro Kanal erreicht werden.

Verändert sich das Verhältnis von G_o zu G_e im Lauf der nächtlichen Kalibrationsmessungen, muss sich mindestens eine Abhängigkeit der gesamten Verstärkung geändert haben. Mit den Messungen der verschiedenen relativen Kalibrationsmethoden kann die sich geänderte Abhängigkeit bestimmt und deren zeitliches Verhalten überwacht werden.

Die gesamte Verstärkung $G_{o,i}$ für jeden Pixel i berechnet sich aus:

$$G_o(\lambda)_i = T(\lambda)_i \cdot m_i \cdot R(\lambda)_i \cdot \epsilon_q(\lambda)_i \cdot \epsilon_s(\lambda)_i \cdot G_{e,i}, \quad (4.1)$$

mit den Lichtverlusten durch Schatten der Kamera auf den Spiegeln m_i , der elektronischen Verstärkung G_e sowie den von der Wellenlänge λ abhängigen Größen: Transmission $T(\lambda)_i$ des UV-Filters, Reflexionskoeffizient $R(\lambda)_i$ des Spiegels, Quanteneffizienz $\epsilon_q(\lambda)_i$ und Sammeleffizienz $\epsilon_s(\lambda)_i$.

Die Abhängigkeit der Transmission des UV-Filters und des Reflexionskoeffizienten der Spiegel von der Wellenlänge kann getrennt bestimmt werden. Die Quanten- und Sammeleffizienz der PMTs sind durch den Hersteller bekannt. Die Bestimmung der gesamten Verstärkung durch die absolute Kalibration reicht deshalb bei einer Wellenlänge λ_0 aus.

Die elektronische Verstärkung G_e wird nach folgender Formel bestimmt [7]:

$$G_e = \frac{D}{M} \cdot \frac{10}{(1 + \nu_g) 2F}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist F die äquivalente Rauschbandbreite der analogen Kanäle, M die Amplitude des Messsignales, D die Varianz des Messsignales und $(1 + \nu_g)$ die Ein-Elektron-Auflösung (SER¹). Die SER ist eine PMT-

¹englisch: Single Electron Resolution

Eigenschaft, die die Eignung der PMT zur Messung von einzelnen Photonen beschreibt.

Bis auf die SER können die Größen aus Gleichung (4.2) direkt gemessen werden. Eine genaue Kenntnis der SER erlaubt mit dieser Gleichung die Berechnung von G_e und mit Gl. (4.1) die Überprüfung der absoluten Kalibration. Dabei werden Stück für Stück verschiedene Abhängigkeiten der gesamten Verstärkung bestimmt und daraus die absolute Kalibration berechnet. Eine absolute Messung des Filters und der Spiegel bei einer definierten Wellenlänge λ_0 liefert $T(\lambda_0)$ und $R(\lambda_0)$. Den Einfluss der Schatteneffekte m liefern Simulationen. Kenndaten des Herstellers liefern die Quanteneffizienz $\epsilon_q(\lambda_0)$ und Sammeleffizienz $\epsilon_s(\lambda_0)$. Die elektronische Verstärkung G_e wird durch Kalibrationsmethode A bestimmt.

Im Rahmen der Auger-Kollaboration wurden MC-Rechnungen durchgeführt, um die SER durch Simulation der Vorgänge in PMTs zu bestimmen [21]. Eine experimentelle Überprüfung der MC-Simulation und der Exemplarstreuung der SER für die verwendeten PMTs ist erforderlich.

4.2 Photomultiplerröhren

Die Fluoreszenzteleskope verwendeten ausschließlich PMTs vom Typ XP3062 des Herstellers Photonis². Die so genannte Head-Elektronik, die direkt auf die PMT aufgelötet ist, enthält einen Spannungsteiler für die acht Dynoden und einen Treiber für das differentiell übertragene PMT-Signal. Sie ist den Anwendungszwecken für Auger angepasst [22].

4.2.1 Funktionsweise

PMTs sind Detektoren zur Messung sehr schwacher Lichtsignale und Einzelphotonen. Sie bestehen aus einer Photokathode, einer Eingangsoptik, einem Elektronenvervielfacher und einer Anode (s. Abb. 4.1). Diese Elemente sind in einer Vakuumröhre hintereinander angebracht und werden von einer anliegenden Hochspannung (HV) gespeist.

Die Photokathode besteht aus dem Bialkalimaterial SbKCs, welches beim Auftreffen eines Photons mit genügender Energie mittels Photoeffekt ein Photoelektron emittieren kann. Die wellenlängenabhängige Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses beschreibt die Quanteneffizienz ϵ_q . Sie hängt von dem verwendeten Beschichtungsmaterial der Photokathode ab. Bei dem verwendeten Bialkalimaterial unserer PMTs entspricht dies einer Quanteneffizienz von $\epsilon_q \approx 25\%$, d.h. im Mittel bedarf es 4 Photonen, um ein Photoelektron zu erzeugen.

Ein erster Teil der Hochspannung ist derart an den Fokussierelementen und der ersten Dynode angelegt, dass sie die emittierten Elektronen fokussiert und auf die erste Dynode beschleunigt. Berücksichtigt man die Winkel, unter denen die Elektronen emittiert werden, und die endliche Ausdehnung der Fokussierelemente, dann ist es nicht möglich, alle Elektronen einzusammeln. Die Sammeleffizienz ϵ_s gibt diese Eigenschaft der PMT wieder und liegt bei ca. 85 %.

Die Aufteilung der anliegenden HV auf die Fokussierelemente und der acht Dynoden übernimmt ein Spannungsteiler, der sich in der Head-Elektronik der PMT befindet. Für die Messungen der SER wurde eine maximale HV von 1300 V eingestellt, um eine möglichst große Verstärkung und damit eine große Auflösung des Messsignals zu bekommen. Begrenzt wird die HV durch das verwendete Hochspannungssteuergerät. Die PMTs sind für eine maximale HV von 1500 V ausgelegt.

Beim Aufprall der Elektronen auf die erste Dynode schlagen diese im Mittel bis zu 12 Sekundärelektronen frei. Durch die anliegende Beschleunigungsspannung zwischen den weiteren Dynoden wird jedes einzelne Elektron beschleunigt und schlägt auf der folgenden Dynode im Mittel drei weitere Elektronen frei. Die entstehende Ladungswolke fließt als Strompuls von der Anode über einen Widerstand zur Masse ab und wird dort in Form eines Spannungspulses ausgelesen.

Die Anzahl der freigeschlagenen Sekundärelektronen pro Primärelektron pro Dynode hängt von dem verwendeten Dynodenmaterial ab. Die 1. bis 3. Dynode ist mit SbKCs, die 6. bis 8. Dynode ist mit Cu-BeO(Cs), die 4. und 5. Dynoden sind durch Bedampfungseffekte mit beiden Materialien beschichtet. Mit

²Photonis Datenblatt, *Product Specification - Photomultiplier Tubes - XP3062*, 2001, Verfügbar: <http://www.photonis.com/specifications.asp>

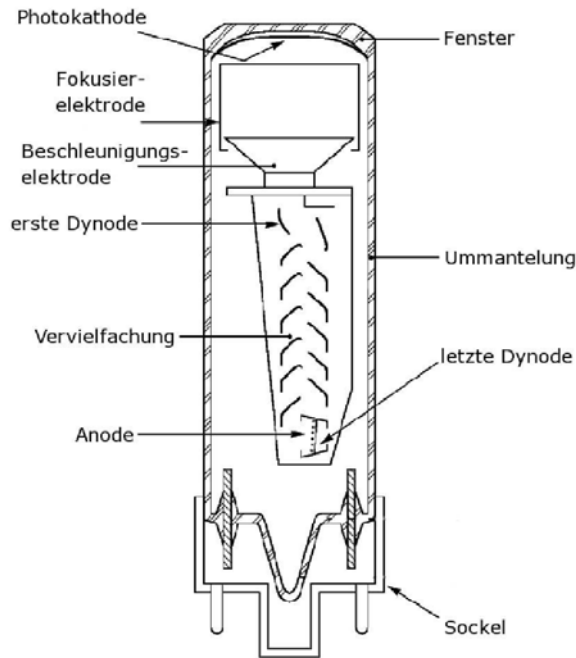


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer Photomultiplerröhre (PMT) [23]. Das Licht fällt durch das Fenster auf die Photokathode. Das durch den Photoeffekt erzeugte Elektron wird fokussiert, durch Hochspannung beschleunigt und auf die erste Dynode gelenkt, wo es weitere Elektronen aus dem Material schlägt. Diese werden erneut beschleunigt und in den folgenden Dynoden vervielfacht sich ihre Anzahl. Es entsteht eine Ladungswolke, die an der Anode einen Strompuls proportional zur einfallenden Lichtintensität erzeugt.

der Beschleunigungsspannung und dem Beschichtungsmaterial pro Dynode wird aus dem Kennliniendiagramm des Materials die mittlere Anzahl der freigeschlagenen Elektronen n_e pro Energie für eine Spannung von $U = 1300$ V abgelesen [23]. Berechnet man aus den Materialgrößen die zu erwartende Verstärkung G durch die Multiplikation über die Anzahl der Dynoden, so ergibt sich:

$$G = \prod_{i=1}^8 n_{e,i} \approx 1,2 \cdot 10^6. \quad (4.3)$$

Rechnerisch wird bei einer HV von 1300 V eine mittlere Verstärkung G erwartet von:

$$G = G_0 \left(\frac{U_{HV}}{U_0} \right)^\alpha \approx 1,2 \cdot 10^6, \quad (4.4)$$

mit der Referenzverstärkung $G_0 \approx 10^5$, der angelegten Spannung $U_{HV} = 1300$ V, der von der Verstärkungsstufe abhängigen Referenzspannung U_0 (ca. 800 V) und dem Verstärkungsindex α . G_0 , U_0 und α sind über eine Datenbank für jede PMT durch Messungen bekannt [9].

Die Fluktuationen in der Elektronenvervielfachung an den Dynoden können durch statistische Prozesse beschrieben werden. Der Einfluss der Fluktuation der ersten Dynode ist signifikant für das Messsignal. Für Lichtpulse bei denen im Mittel ein Elektron von der Kathode emittiert wird, zeigt das Messsignal kein scharfes Maximum, sondern eine breite Kurve (s. Abb. 4.2). Dieses Spektrum wird Ein-Elektron-Spektrum genannt, da in der PMT durch den Lichtpuls gerade ein Photoelektron entsteht und verstärkt wird. Je höher die angelegte Spannung an der PMT ist, desto breiter wird das Spektrum. Eine Größe, welche die

Fluktuationen der Dynoden und damit die Breite des Spektrums beschreibt, ist die relative Varianz ν_g , die proportional zum Quadrat der Breite σ^2 des Spektrums ist.

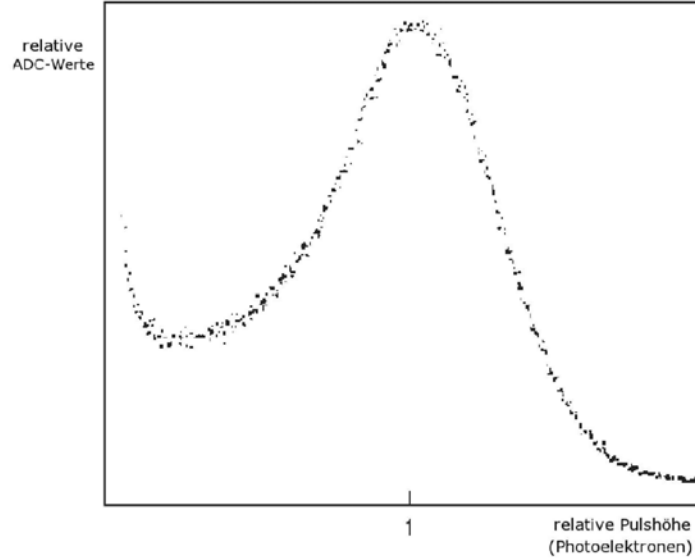


Abbildung 4.2: Typisches Ein-Elektron-Spektrum. Durch die Fluktuationen der Verstärkung an den Dynoden, vor allem an der Ersten, wird die Verteilung für 1 erzeugtes Photoelektron verbreitert.

4.2.2 Die relative Varianz ν_g

Die relative Varianz ν_g ist eine charakteristische Größe des Ein-Elektron (SE) Spektrums einer PMT. Sie hängt stark von den verwendeten Materialien und der Anordnung der Dynoden ab. Die mathematischen Grundlagen für diese Zusammenhänge stellt dieser Abschnitt dar. MC-Simulationen auf Basis der verwendeten PMTs wurden bereits durchgeführt [21].

Eine Lichtquelle sendet kurze Lichtpulse direkt zur PMT (s. Abschnitt 4.3.1). Die ankommenden Photonen folgen einer Poisson-Verteilung P' :

$$P'(r') = \frac{\mu'^{r'} e^{-\mu'}}{r'!}, \quad (4.5)$$

mit dem Erwartungswert $\langle r' \rangle = \mu'$.

Die Emission eines Photoelektrons wird durch die Binominal-Verteilung B' beschrieben, welche im Wesentlichen von der Quanteneffizienz $\epsilon_q = 25\%$ abhängt:

$$B'(r') = \frac{n'!}{r'!(n'-r')!} \epsilon_q^{r'} (1-\epsilon_q)^{n'-r'}. \quad (4.6)$$

Die Anzahl der Elektronen, die die Kathode verlassen, ergibt sich durch Faltung der Gleichung (4.5) und (4.6) wieder zu einer Poisson-Verteilung:

$$\tilde{P}(r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!}. \quad (4.7)$$

Der neue Erwartungswert $\langle r \rangle = \epsilon_q \langle r' \rangle = \mu$ der Verteilung ist um die Quanteneffizienz ϵ_q der Intensität der Lichtquelle verringert. Die Vervielfachung der Elektronen an den verschiedenen Dynoden beschreibt

die Polya-Verteilung P [24], die auf der einen Seite durch die Poisson-Verteilung und auf der anderen Seite durch eine Exponential-Verteilung begrenzt ist:

$$P(n, b) = \frac{\mu^n}{n!} (1 - b\mu)^{-\mu - \frac{1}{b}} \cdot \prod_{j=1}^{n-1} (1 + jb) . \quad (4.8)$$

Der Parameter b kontrolliert die Form der Verteilung, für $b=0$ ergibt sich eine Poisson-Verteilung, wie in Gleichung (4.7), hingegen für $b=1$ ergibt sich eine Exponential-Verteilung der Form $P(n, 1) = \mu^n (1 + \mu)^{-(n+1)}$. Für eine große Anzahl an Lichtpulsen unter gleichen Bedingungen kann der Zentrale Grenzwertsatz der Statistik angewandt werden [21].

Es zeigt sich, dass das SE-Spektrum durch Überlagerung von i Gauß-Verteilungen im Fall von i Photoelektronen beschrieben werden kann. Das Spektrum besitzt ein erstes Maximum, das für null emittierte Photoelektronen steht und dem Rauschen der Elektronik entspricht sowie einem zweiten Maximum (1 Photoelektron), welches sich in einem Abstand Δ befindet. Ein drittes Maximum (2 Photoelektronen) befindet sich im gleichen Abstand Δ vom zweiten und $2 \cdot \Delta$ vom ersten Maximum (vgl. Abb. 4.9). Δ entspricht der Verstärkung eines 1-Photoelektronensignals und ist damit identisch mit der elektronischen Verstärkung G_e .

Die relative Varianz ν_g definiert sich wie folgt:

$$\nu_g = \left(\frac{\sigma}{\Delta} \right)^2 . \quad (4.9)$$

mit der Varianz σ^2 des 1. Photoelektronmaximums und dem Abstand Δ zwischen den Mittelwerten der Verteilungen von null und dem 1. Photoelektron.

4.3 Messaufbau

Die Messung der relativen Varianz ν_g und damit die Bestimmung der Ein-Elektron-Auflösung (SER) wurde im Pierre-Auger-Observatorium (Argentinien) durchgeführt. Bereits in Abs. 4.1.1 wurden die verschiedenen relativen Kalibrationsmethoden beschrieben. Die Messung der SER erfolgte mit dem gleichen Aufbau wie die Kalibration A.

4.3.1 Die Lichtquelle

Als Quelle kurzer Lichtpulse dient die LED Control Unit (LCU). Die LCU (siehe Abb. 4.3) definiert Dauer, Amplitude und Frequenz der Lichtpulse, die von einer blauen LED des Typs Luxeon V Emitter³ (Wellenlänge $\lambda = 470_{-10}^{+20}$ nm) ausgesandt werden. Die verwendete LED ist speziell für Lichtpulse kleiner als 50 ns geeignet und ersetzt für diese Messung die in der Kalibration A verwendete LED. Die Lichtpulse teilen sich in sechs Lichtwellenleiter (Glasfaser) auf, die jeweils zu einem Teleskop führen und dort in einem Diffusor enden, der eine gleichmäßige Ausleuchtung aller 440 PMTs gewährleistet.

4.3.2 Der Trigger und das DAQ-System

Die LCU erzeugt zeitgleich mit dem Strompuls für die LED ein Triggersignal zur Auslese der Teleskope. Dies führt zu einer guten Unterdrückung des Untergrundes. Denn nur so ist die Messung der SE-Spektren im Experiment möglich. Beide Signale – LED-Puls und Auslesetrigger des DAQ-Systems – erfolgen mit konstanter Phasenbeziehung zum 10-MHz-Signal der GPS-Uhr.

Die ADC-Daten des digitalisierten LED-Pulses schreibt der FLT-Algorithmus für 100 μ s auf eine Page. Um Zeit bei der Auslese der ADC-Daten aus der Hardware zu sparen, werden nur ADC-Daten aus einem definierten Zeitfenster der Länge 10,5 μ s aus dem Speicher gelesen.

Wegen unterschiedlicher Laufzeiten der elektrischen Signale und des Lichtes, liegt der eigentliche, digitalisierte Lichtpuls bei einem späteren Zeitpunkt als dem Triggerzeitpunkt (s. Abb. 4.4).

³Luxeon V Emitter Datenblatt, *power light source*, Technical Data DS34, 2002, Verfügbar: <http://www.luxeon.com>

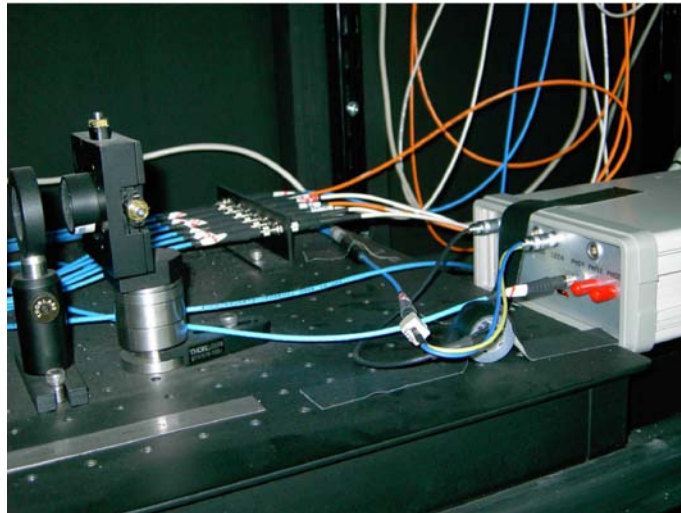


Abbildung 4.3: LED Control Unit (LCU) (silbernes Gerät) verbunden einer blauer LED für Lichtpulse < 50 ns (blau-gelbes Kabel). Das Licht wird über Lichtwellenleiter (blaue Leitungen) an die sechs Teleskope verteilt.

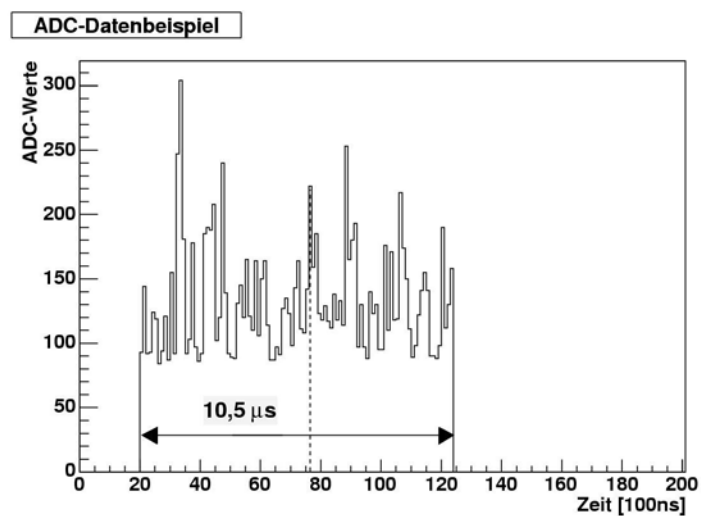


Abbildung 4.4: Beispiel für ausgelesene ADC-Daten eines Pixels. Aufgetragen sind die ADC-Werte über der Zeit. Die Auslese erfolgte innerhalb eines definierten Zeitfensters der Länge $10,5 \mu\text{s}$, immer dann wenn die LCU einen Lichtpuls erzeugt. Dies führt zu einer guten Unterdrückung des Untergrundes. Wegen des kurzen LED-Pulses liegt das eigentliche Messsignal im Zeitbin 77 (gestrichelte Linie). Die dominierenden Fluktuationen des Untergrundes lassen das Messsignal nur schwer erkennen.

Die Bestimmung des Pedestals erfolgt aus ADC-Werten vor dem eingefallenen Lichtpuls. Eine große Anzahl von Messungen muss möglichst schnell durchgeführt werden, damit Drifteffekte gering bleiben.

Zur Datenauslese wurde ein spezielles DAQ-Programm verwendet [25], welches eine direkte Auslese der ADC-Daten ermöglicht.

4.4 Durchführung der Messung

4.4.1 Die Vorbereitung

Tagsüber und außerhalb der Messperiode sind die Shutter der Teleskope geschlossen und die Spannungsversorgungen ausgeschaltet. Zusätzlich sind Vorhänge zwischen UV-Filter und Kamera heruntergelassen, um Tageslicht weitgehend von der Kamera fern zu halten.

Die Messung wurde am Teleskop Nr. 6 im Teleskopgebäude von Coihueco am 22. November 2004 aufgenommen. Dieses Teleskop war ausgewählt, weil seine Blickrichtung auf noch nicht mit Wasser-Cherenkov-Tanks bestückte Fläche des Experimentalgebietes zeigte. Im Fall unerwarteter Probleme bei der Messung der SER hätte der Ausfall dieses Teleskops den normalen Messbetrieb am wenigsten beeinträchtigt. Die Messung wurde tagsüber mit geschlossenem Shutter durchgeführt, aber aus technischen Gründen war es nicht möglich zusätzlich den Vorhang zu schließen, um eventuell einfallendes Licht zu unterdrücken.

Die Ausleseelektronik wurde mit Standardwerten initialisiert und die HV auf 1300 V eingestellt. Erst nach über 2 Stunden begann die Messung, damit Einschalteteffekte der Geräte und Rauschen der PMTs ausgeschlossen sind und sich eine thermische Stabilität einstellen konnte.

Die Lichtpulse der LCU werden relativ zu einer Phase zum 10-MHz-Signal des GPS-Servers erzeugt und können in Schritten von 25 ns verschoben werden. Um Laufzeiteffekte der Signale in der Elektronik und des Lichtes im Glasfaserkabel zu kompensieren, wurde die Phase des Zeitpunktes des Lichtpulses so variiert, dass das digitalisierte Messsignal genau in die Mitte eines Zeitbins fällt. Damit wird das Signal-zu-Rausch Verhältnis optimiert.

Dabei wurde die Intensität maximal und die Dauer minimal gewählt. Vier Messungen mit einer Phasenverschiebung von 25 ns, 50 ns, 75 ns und 100 ns wurden aufgenommen. Die ADC-Daten von 100 Pulsen wurden für jeden Zeitbin aufsummiert und durch die Anzahl der addierten Pulse dividiert (s. Abb. 4.5). Die Phaseneinstellung, bei der die Amplitude für das Signal am Größten war, wurde für die folgende Messung gewählt (Phaseneinstellung = 100 Einheiten).

Mit der richtigen Phaseneinstellung wurde die Intensität so eingestellt, dass die PMT pro Lichtpuls ein oder kein Photoelektron emittiert. Das ideale Zeitfenster der ADC-Daten wurde mit weiteren Probemessungen eingestellt (s. Abb. 4.5).

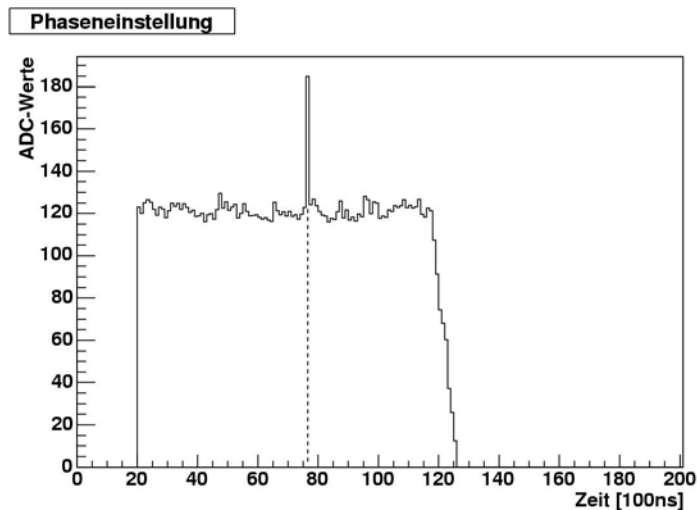


Abbildung 4.5: Die Verteilung der ADC-Daten zeigt eine Probemessung von 100 Lichtpulsen und einer festen Phasenverschiebung von 100 ns der LCU zum 10-MHz-Signal der GPS-Uhr. Die ADC-Daten wurden aufsummiert und durch die Anzahl der addierten Pulse dividiert. Die Datenauslese erfolgt innerhalb eines definierten Zeitfensters. Die senkrecht gestrichelte Linie weist auf das PMT-Signal im Zeitbin 77, indem das Messsignal erwartet wird.

4.4.2 Die Messung

Das DAQ-Programm für die SER-Messung wurde von einem Computer aus gesteuert, dass über das interne Netzwerk des Teleskopgebäudes auf die Ausleseelektronik zugriff.

Drei aufeinander folgende Messungen wurden in der Zeit von 17:00 Uhr bis 20:00 Uhr (Ortszeit) aufgenommen. Jede Einzelmessung dauerte durchschnittlich 50 Minuten. Pro Messung wurden ungefähr 9000 Lichtpulse aufgenommen. Die Einstellung zwischen den Messungen blieb unverändert, um zeitlich veränderliche Effekte, wie äußerer Lichteinfall oder Drift der HV-Geräte, über einen Vergleich der Einzelmessungen zu erkennen.

4.5 Auswertung

4.5.1 Behandlung des Untergrundes

Die ADC-Daten pro Lichtpuls wurden durch ein definiertes Zeitfenster ausgelesen. Verzögerungen im Triggerzweig und in der optischen Faser bewirkten einen Lichtpuls nach $7,7 \mu\text{s}$ (Bin 77) im Auslesezeitfenster der ADC-Daten. Dieser Offset ist eine konstante Größe des verwendeten Messaufbaus.

Streulicht im Gebäude, durch Undichtigkeiten des Shutters von außen einfallendes Licht und Rauschen der PMTs und der Elektronik verursachen Signale, die im Weiteren als Untergrund bezeichnet werden. Der Untergrund zeigt sich in der Fluktuation der ADC-Daten (s. Abb. 4.4).

Das Spektrum eines beliebigen Zeitpunktes vor dem Signalzeitpunkt (Bin 77) zeigt, dass relativ viel Streulicht permanent die PMT beleuchtet (s. Abb. 4.6).

Das Spektrum zeigt deutlich Signaturen von wenigen Photoelektronen. Ohne zusätzliche Lichtquelle folgt diese Verteilung einer Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert um das Pedestal. In diesem Fall ist das erste Maximum, bei dem kein Photoelektron emittiert wurde, eine Gauß-Verteilung um das Pedestal und in einem Abstand folgt die Verteilung für ein und zwei emittierte Photoelektronen.

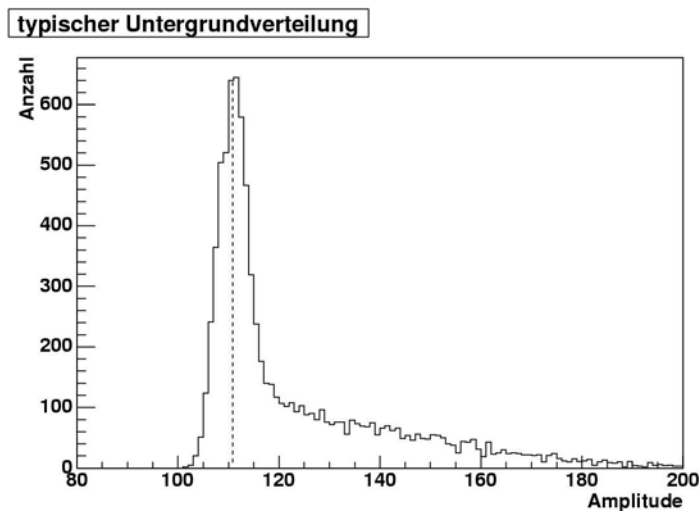


Abbildung 4.6: Typische Verteilung des Untergrundes zu einem beliebigen Zeitpunkt vor dem Lichtpuls. Das um das Pedestal zentrierte Maximum bei einer Amplitude von 111 wird durch das Rauschen der PMT und der Elektronik verursacht, der flache Abfall der Verteilung kommt von Streulicht im Gebäude.

Bildet man den Mittelwert über alle geeigneten ADC-Werte vor dem Signal (37) und subtrahiert diesen vom eigentlichen Signal-ADC-Wert, wäre der Untergrund gut eliminiert und das Pedestal berücksichtigt. Die reine Subtraktion des Pedestals verschiebt das Spektrum gegen Null, der Anteil des Streulichtes verschiebt das Spektrum zu negativen Werten hin. Subtrahiert man den gemittelten ADC-Wert vom eigentlichen Signalwert und trägt diesen Wert über die Anzahl für viele LED-Pulse auf, ergibt sich daraus das

SE-Spektrum in Abb. 4.7. Die Subtraktion des gemittelten ADC-Wertes unterdrückt ebenfalls korreliertes Rauschen zwischen benachbarten ADC-Werten.

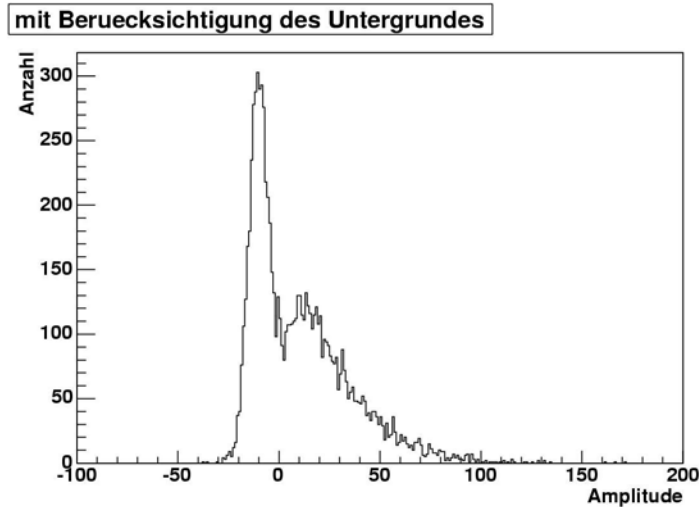


Abbildung 4.7: Ein-Elektron-Spektrum mit Berücksichtigung des Untergrundes. Die Subtraktion des Pedestals verschiebt das Spektrum gegen Null, der Streulichtanteil des Untergrundes verschiebt dagegen das Spektrum leicht zu negativen Werten.

4.5.2 Parametrisierung des Ein-Elektron-Spektrums

Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, parametrisiert man das SE-Spektrum durch Überlagerung mehrerer Gauß-Verteilungen. Die Lichtintensität der Pulse wurde so gewählt, dass null oder 1-Photoelektron entsteht. Eine endliche Restwahrscheinlichkeit für das Emittieren von zwei oder mehr Photoelektronen lässt sich mit der Poisson-Statistik berechnen und findet sich in den Spektren wieder.

Als Parametrisierung für das SE-Spektrum eignet sich die Überlagerung von drei Gauß-Verteilungen wie folgt:

$$f(x) = Max_{BG} \cdot e^{\left(\frac{-(x-P_{BG})^2}{2\sigma_{BG}^2}\right)} + Max_{1Phe} \cdot e^{\left(\frac{-(x-(P_{BG}+\Delta))^2}{2\sigma_{1Phe}^2}\right)} + Max_{2Phe} \cdot e^{\left(\frac{-(x-(P_{BG}+2\cdot\Delta))^2}{2\sigma_{2Phe}^2}\right)}. \quad (4.10)$$

Die mit Max oder σ^2 gekennzeichneten Parameter beschreiben die Amplitude bzw. die Varianz für den Untergrund (Index BG), das 1-Photoelektronmaximum (Index $1Phe$) und das 2-Photoelektronmaximum (Index $2Phe$) und der Parameter Δ den Abstand zwischen den Verteilungen.

Zur Vereinfachung wurde angenommen, dass das Rauschen der Elektronik vernachlässigbar ist im Verhältnis zu der Breite des 1- bzw. erst recht der Mehrelektronenverteilung. Das lässt sich wegen $\sigma_{BG}^2 \approx 20 < \sigma_{1Phe}^2 \approx 170$ rechtfertigen (s. Abb. 4.9).

Die Verschiebung der Spektren hin zu leicht negativen Werten auf Grund des Streulichtes beeinflusst die Parametrisierung nicht, da hier die absolute Lage des Spektrums nicht berücksichtigt wird. Auf eine Normierung der drei Gauß-Funktionen wurde in Gl. (4.10) verzichtet. Das eigentliche Maximum Max^* ergibt sich so, z.B. für das Untergrundmaximum, zu $Max_{BG}^* = Max_{BG} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{BG}$.

Das verwendete Analyseprogramm *root*⁴ liefert für jedes Spektrum der 440 PMTs den jeweils besten Parametersatz und dessen Fehler, sowie die Qualitätsgröße $\frac{\chi^2}{ndf}$ (ndf = Anzahl der Freiheitsgrade). Ei-

⁴CERN Collaboration, *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*, Version: 3.05/07, 2004, Verfügbar: <http://root.cern.ch>

ne typische Max_{BG} - und χ^2 -Verteilung ist in Abb. 4.8 zu sehen, eine ausführliche Darstellung der aus Gl. (4.10) angepassten Parameter findet man in Anhang B.

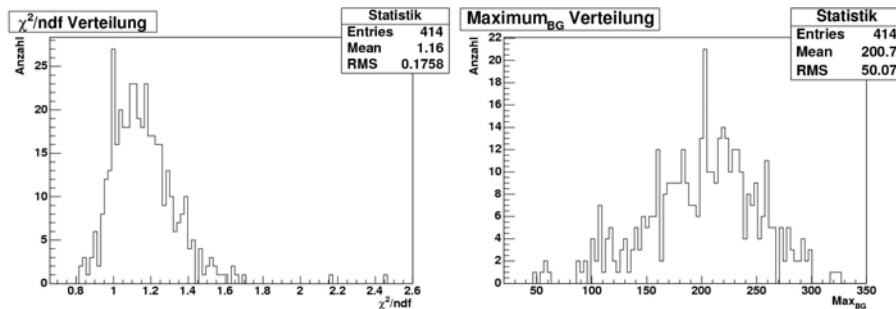


Abbildung 4.8: Typische χ^2 - und Max_{BG} -Verteilung der Messung mit einer Kamera. Die gewählte Parametrisierung konnte in diesem Beispiel die SE-Spektren von 414 PMTs beschreiben.

4.5.3 Das Ein-Elektron-Spektrum

Ein Beispiel für eine angepasste Parametrisierung nach Gl. (4.10) für ein SE-Spektrum zeigt Abbildung 4.9. Die Variationen der verschiedenen Spektren sind ausführlich in Anhang B dargestellt.

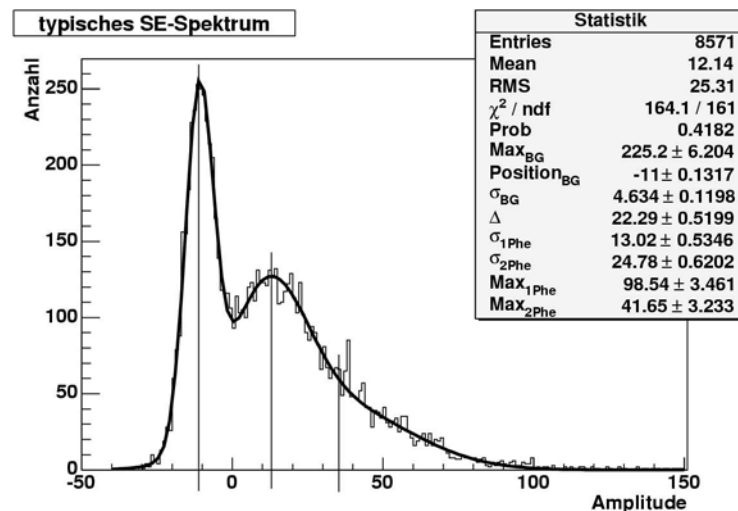


Abbildung 4.9: Typisches gemessenes SE-Spektrum (Histogramm) mit angepasster Parametrisierung, den Anpassungsparametern und deren statistische Fehler zeigt die Legende. Die senkrechten Linien kennzeichnen die Position des Hintergrund-, des 1-Photoelektron- und des 2-Photoelektronmaximums. Der Abstand zwischen den Linien entspricht dem Parameter Δ .

Bei keiner der drei Messungen war es möglich, die Parametrisierung für alle 440 SE-Spektren anzupassen. Die Kameradarstellungen in Abbildung 4.10 zeigen für jede Messung PMTs, bei denen keine Anpassung der Parametrisierung möglich war. Die Spektren dieser PMTs werden im Weiteren nicht behandelt, jedoch in Anhang B kurz diskutiert. Eine zeitliche Entwicklung ist ersichtlich. Es wird vermutet, dass PMTs, deren Spektren sich nicht mit der gewählten Parametrisierung nach Gl. (4.10) beschreiben lassen, zu viel Streulicht detektierten. Im Laufe der Messung scheint dies für PMTs am Rand der Kamera (Kanalnummer 1) und nahe der Mitte (Kanalnummer 8, Modulnummer 10) zu gelten.

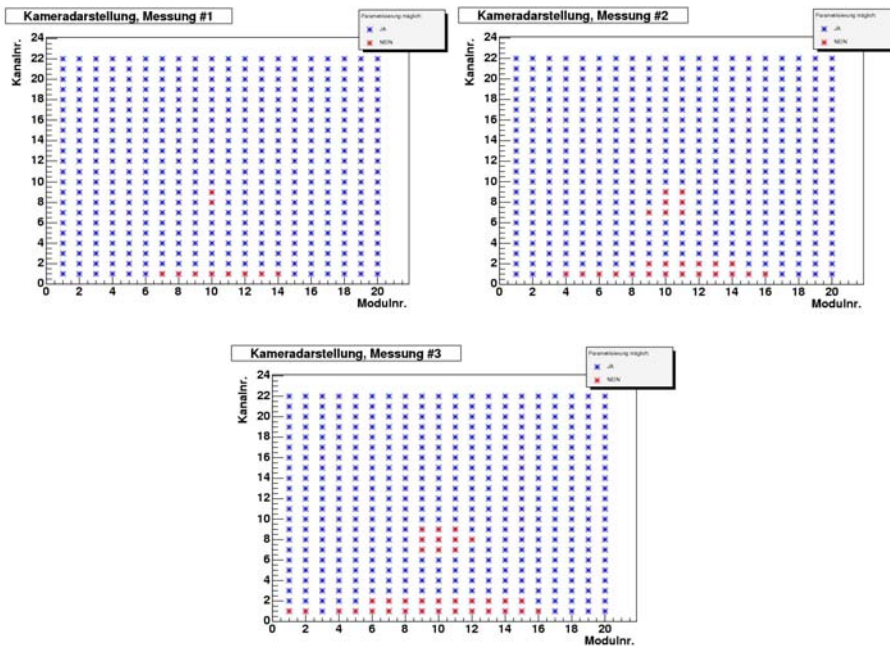


Abbildung 4.10: Dargestellt ist schematisch die Sicht auf die PMT-Kamera für die drei Messungen in zeitlicher Reihenfolge: (a), (b) und (c). Die mit rot markierten PMTs konnte die gewählte Parametrisierung nicht beschreiben.

Eine Erklärung hierfür kann die Sonneneinstrahlung auf die Shutteröffnung sein, da der Vorhang – wie bereits erwähnt – aus technischen Gründen nicht geschlossen war.

4.5.4 Konsistenzprüfungen

Das Verhältnis des Parameters Max_{BG}^* zu Max_{1Phe}^*

Die dargestellte Ansicht der Kamera in Abb. 4.11 entspricht der Intensitätsverteilung der Lichtpulse. Unter Berücksichtigung der korrekten Normierung in der Parametrisierungsfunktion Gl. (4.10) erhält man $Max_{BG}^* = Max_{BG} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{BG}$ und $Max_{1Phe}^* = Max_{1Phe} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{1Phe}$. Ist das Verhältnis von Max_{BG}^* zu Max_{1Phe}^* klein, wie im mittleren Teil der Kamera, fällt viel Licht auf die PMTs; ist hingegen das Verhältnis groß, wie an den Randbereichen der Kamera, so fällt dort wenig Licht auf die PMTs.

Das Verhältnis von Max_{BG}^* zu Max_{1Phe}^* spiegelt die auf die PMT auftreffende Lichtmenge wider. Vergleich man dieses Verhältnis für die verschiedenen Messungen, können Aussagen über die Konstanz der Lichtintensität der LED getroffen werden. Die weißen Stellen in Abb. 4.11 entsprechen den PMTs bei denen die gewählte Parametrisierung versagt.

Die von der LED gespeiste Glasfaser endet in einem Diffusor, der in Richtung des Zentrums der Kamera ausgerichtet sein sollte. Die Abb. 4.11 zeigt einen leichten Versatz aus dem Schwerpunkt der Kamera.

Die SE-Spektren in Bereichen der nicht verwendeten PMT-Daten zeigen ein kleines Verhältnis der Maximumwerte – hohe Intensität. Der Ausfall der PMT-Daten aus Kanalnummer 1 deutet auf eine zusätzliche Lichtquelle hin.

Auffällig ist, dass die Streuung des Verhältnisses der Maxima nicht gleich ist. Der Ausfall der PMT-Spektren im Bereich der Kanalnummer 8 und Modulnummer 10 kann auf eine Änderung in der Fixierung der optischen Fasern bzw. auf eine Änderung in der Intensität des Streulichtes während der Messzeit hindeuten. Diese Effekte lassen sich im Nachhinein nicht überprüfen. Da nur wenige SE-Spektren in diesem Bereich der Kamera nicht parametrisierbar sind, wurde dieser Effekt nicht weiter untersucht.

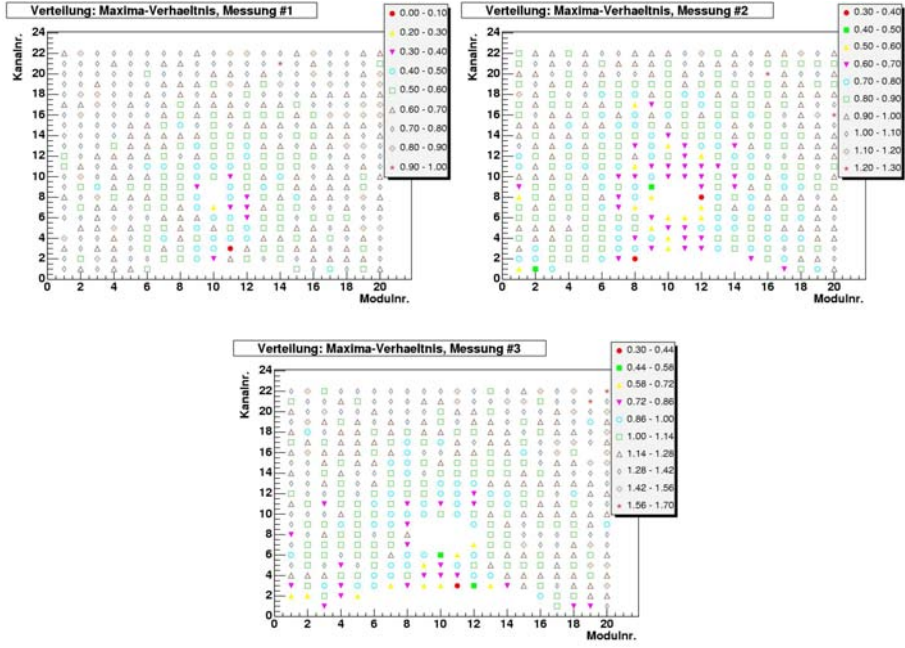


Abbildung 4.11: Dargestellt, durch eine farbliche Kodierung, ist das Verhältnis von Max_{BG}^* zu Max_{1Phe}^* , die der Intensitätsverteilung der Lichtpulse entspricht. Kleine Werte in der Legende entsprechen einer hohen Intensität, große Werte dagegen einer geringen Intensität der Lichtpulse. Die drei Abbildungen sind in der zeitlichen Messreihenfolge dargestellt: (a), (b) und (c). Die weiß markierten Pixel sind durch die gewählte Parametrisierung nicht beschreibbar.

Die Δ -Verteilung

Die 440 PMTs sind in 10 Gruppen von 44 PMTs zusammengefasst und parallel an eine HV-Quelle angeschlossen, wie bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 4.12 zu sehen.

Der Parameter Δ beschreibt den Abstand der Verteilung für null und 1-Photoelektron. Man erwartet ähnliche Δ -Verteilungen für PMTs derselben HV-Gruppe, da sie nur PMTs mit etwa gleichem Verstärkungsindex beinhaltet [9] (s. Abb. 4.13). Die Mittelwerte der gezeigten HV-Gruppen für die erste und letzte Messung bestätigen dies. Sie sind innerhalb ihres Fehlers (RMS) zeitlich konstant. Abbildungen zu allen HV-Gruppen befinden sich in Anhang B.

Die Erhöhung der Verstärkung

Der Parameter Δ ist die Amplitude (in ADC-Werten) pro Photoelektron, entspricht also der elektrische Verstärkung G_e und hängt von der verwendeten HV ab. Die Verstärkung bei einer Spannung U_0 erhöht sich bei größerer Spannung U um einen Faktor ϕ . Für die relative Verstärkung ϕ gilt:

$$\phi = \frac{G_e}{G_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^\alpha, \quad (4.11)$$

mit der elektrischen Verstärkung G_e bei einer Spannung $U = 1300$ V, der elektrischen Verstärkung G_0 bei der Referenzspannung U_0 und dem Verstärkungsindex α der PMT.

Die Parameter Δ lässt sich mit Hilfe der relativen Verstärkung ϕ bei einer beliebigen HV wie folgt ausdrücken:

$$\Delta = \phi \Delta_0, \quad (4.12)$$

mit der elektrischen Verstärkung Δ_0 des PMTs bei Standard-HV-Einstellung.

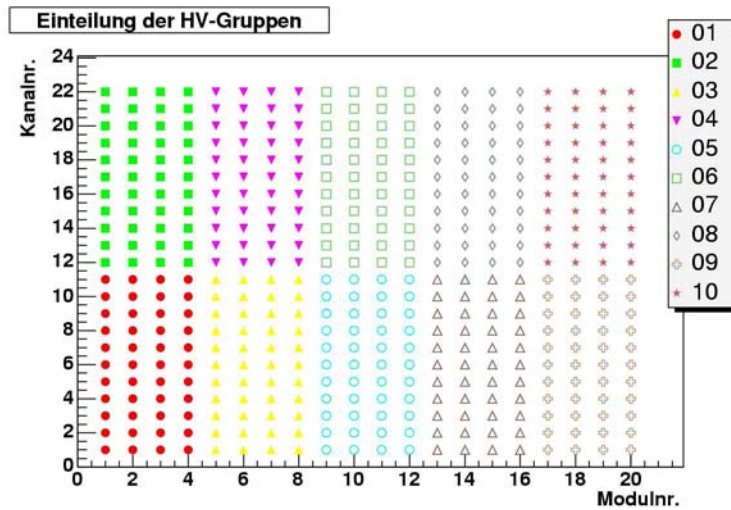


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Kamera mit den 10 PMT-Gruppen, innerhalb derer die PMTs durch eine gemeinsame Hochspannung (HV) versorgt werden. Die HV-Gruppennummer ist in der Legende angegeben.

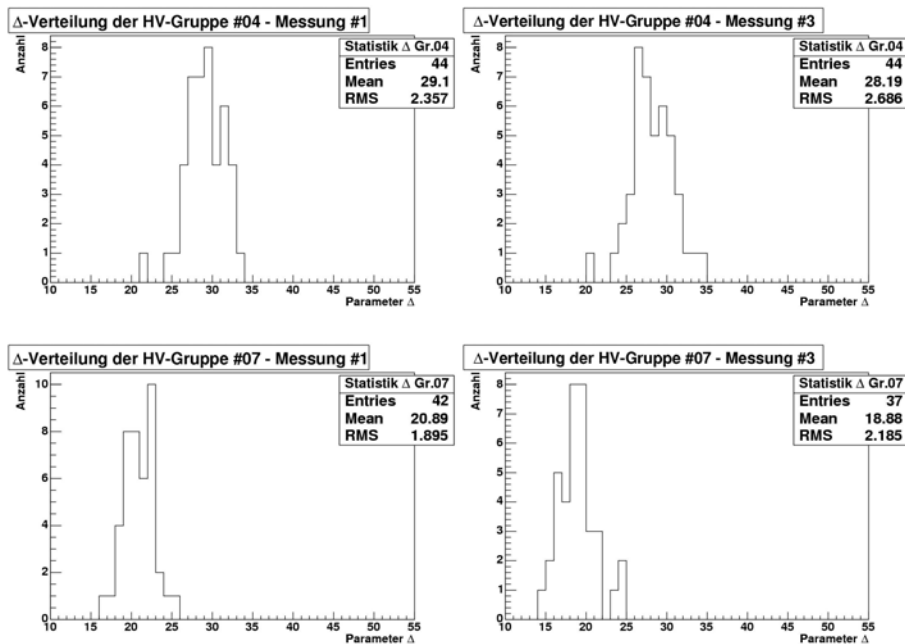


Abbildung 4.13: Verteilung des Parameters Δ für PMTs der 4. HV-Gruppe während Messung #1 (a) und #2 (b) bzw. der 7. HV-Gruppe für Messung #1 (c) und #2 (d). Die Mittelwerte der gezeigten HV-Gruppen sind für die erste und letzte Messung innerhalb ihres Fehlers (RMS) zeitlich konstant.

Mit Hilfe der HV werden die PMTs so eingestellt, dass sich der ADC-Wert pro detektiertes Photoelektron um etwa zwei erhöht. Aus den Kalibrationsdaten ergibt sich Δ_0 bei der Standard HV-Einstellung zu:

$$\Delta_0 = (2,3 \pm 0,2) \frac{\text{ADC-Wert}}{\text{Photoelektron}} \quad (4.13)$$

Der statistische Fehler der Kamera ist angegeben, der Fehler der Einzelmessung für jede PMT liegt bei wenigen Prozent. Gleichung (4.11) liefert mit den bekannten Parametern der PMTs gemittelt über die gesamte Kamera eine relative Verstärkung mit statistischem Fehler von:

$$\phi = 13,2 \pm 2,8. \quad (4.14)$$

Mit dem bekannten Δ_0 und unter Anwendung von Gl. (4.12) ergibt sich eine erwartete Verstärkung:

$$\Delta_{Erwartet} = (30,4 \pm 2,0) \frac{\text{ADC-Wert}}{\text{Photoelektron}}. \quad (4.15)$$

Aus Abb. 4.14 entnimmt man der Verteilung den experimentell ermittelten Wert für den Parameter Δ und einen Fehler (RMS) von:

$$\Delta_{Exp} = (28,2 \pm 6,2) \frac{\text{ADC-Wert}}{\text{Photoelektron}}. \quad (4.16)$$

Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers mit dem erwarteten Wert $\Delta_{Erwartet}$ überein.

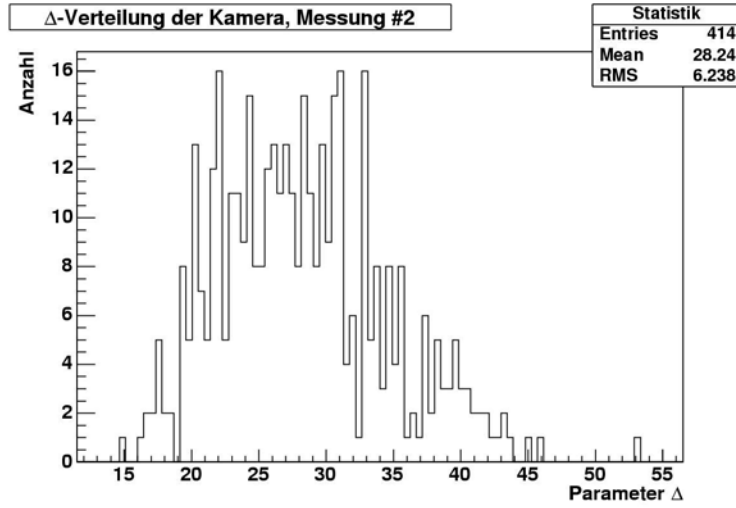


Abbildung 4.14: Dargestellt ist die Verteilung des Parameters Δ für die zweite Messung. Aufgetragen sind alle Messwerte der Parameter Δ für die 10 HV-Gruppen. Dies erklärt die große Streuung des Mittelwertes.

Ein Vergleich zwischen $\Delta_{Erwartet}$ und Δ_{Exp} auf Basis jeder HV-Gruppe ist in Anhang B gezeigt. Es zeigt sich bei dieser Auswertung eine noch bessere Übereinstimmung zwischen Messung und Erwartung als bei der gemittelten Betrachtung.

4.6 Ergebnisse der Ein-Elektron-Auflösung

4.6.1 Fehlerbetrachtung der Einzelmessung

Für jede PMT der Kamera wurde das SE-Spektrum aufgenommen und die gewählte Parametrisierung nach Gl. (4.10) angepasst (s. Abb. 4.9). Aus den resultierenden Parametern σ_{1Phe} und Δ wurde nach Gl. (4.9) die relative Varianz ν_g berechnet. Unter Benutzung der allgemeinen Fehlerfortpflanzung nach Gauß ohne Kovarianzen ergibt sich für den statistischen Fehler der relativen Varianz ν_g :

$$\sigma_{\nu_g}^2 = \left(\frac{\partial \nu_g}{\partial \sigma_{1Phe}} \right)^2 \sigma_{\sigma_{1Phe}}^2 + \left(\frac{\partial \nu_g}{\partial \Delta} \right)^2 \sigma_{\Delta}^2 \quad (4.17)$$

$$= \left(2 \frac{\sigma_{1Phe}}{\Delta^2} \right)^2 \sigma_{\sigma_{1Phe}}^2 + \left(-2 \frac{\sigma_{1Phe}^2}{\Delta^3} \right)^2 \sigma_{\Delta}^2. \quad (4.18)$$

Als Beispiel ist hier für das SE-Spektrum aus Abb. 4.9 die Fehlerfortpflanzung gezeigt. Es ergibt sich mit $\Delta = 22,29 \pm 0,52$ und $\sigma_{1Phe} = 13,02 \pm 0,53$ für ν_g ein Wert und statistischen Fehler von:

$$\nu_g = 0,34 \pm 0,03 . \quad (4.19)$$

Der relative Fehler der Einzelmessungen von ν_g ist im Mittel bei 10 % (Messung 1), 9,3 % (Messung 2) und 9,3 % (Messung 3).

Die SER, $\Phi = (1 + \nu_g)$, kommt damit für die Einzelmessung im Mittel auf einen statistischen Fehler nach Gl. (4.17) und (4.19) von:

$$\Phi = 1,34 \pm 0,03 . \quad (4.20)$$

Hier ist der relative Fehler der Einzelmessung im Mittel bei 2,8 % (Messung 1), 2,5 % (Messung 2) bzw. 2,5 % (Messung 3).

4.6.2 Fehlerbetachtung der Gesamtmessung

Der Fehler (RMS) für ν_g aus den drei Messungen und der Gesamtmessung kann direkt aus Abb. 4.15 abgelesen werden.

$$1. \text{ Messung } \nu_g = 0,37 \pm 0,05 \quad (4.21)$$

$$2. \text{ Messung } \nu_g = 0,37 \pm 0,05 \quad (4.22)$$

$$3. \text{ Messung } \nu_g = 0,38 \pm 0,07 \quad (4.23)$$

Es ergibt sich ein relativer Fehler für ν_g von 13,5 % (Messung 1), 12,1 % (Messung 2) und 17,6 % (Messung 3). Der Fehler der SER Φ ergibt sich zu 3,7 % (Messung 1), 3,3 % (Messung 2) bzw. 4,8 % (Messung 3).

4.6.3 Die ν_g -Verteilung und die Ein-Elektron-Auflösung

Eine mittlere relative Varianz $\bar{\nu}_g$ aus allen drei Messungen, die der Verteilung in Abb. 4.15 (d) folgt, ergibt sich zu:

$$\bar{\nu}_g = 0,37 \pm 0,05 . \quad (4.24)$$

Eine mittlere SER $\bar{\Phi}$ ergibt sich aus den Ergebnissen der drei Messungen (4.21)ff mit statistischem Fehler zu:

$$\bar{\Phi} = 1,37 \pm 0,05 . \quad (4.25)$$

mit einem relativen Fehler von 4 %.

Betrachtet man die ν_g -Verteilungen der Einzelmessungen, wie in Abb. 4.15 (a)-(c) gezeigt, so erhöht sich der Mittelwert leicht, aber der Fehler (RMS) steigt nur wenig an. Die Konsistenz der Einzelmessungen zueinander zeigt, dass der Sonneneinfall und die Tatsache, dass einzelne SE-Spektren nicht verwendet werden konnten, keinen großen Effekt auf die ν_g -Verteilungen haben.

Die aus den MC-Simulationen bekannte Größe für $\bar{\Phi}$ beträgt $\bar{\Phi}_{Sim} = 1,41$ [21]. Das Messergebnis weicht davon nur um 3 % ab und ist innerhalb der Fehlergrenzen mit dem MC-Wert verträglich. Der geringe relative Fehler von 4 % zeigt, dass die Exemplarstreuung der verwendeten PMTs sehr gering ist und näherungsweise als konstant betrachtet werden kann.

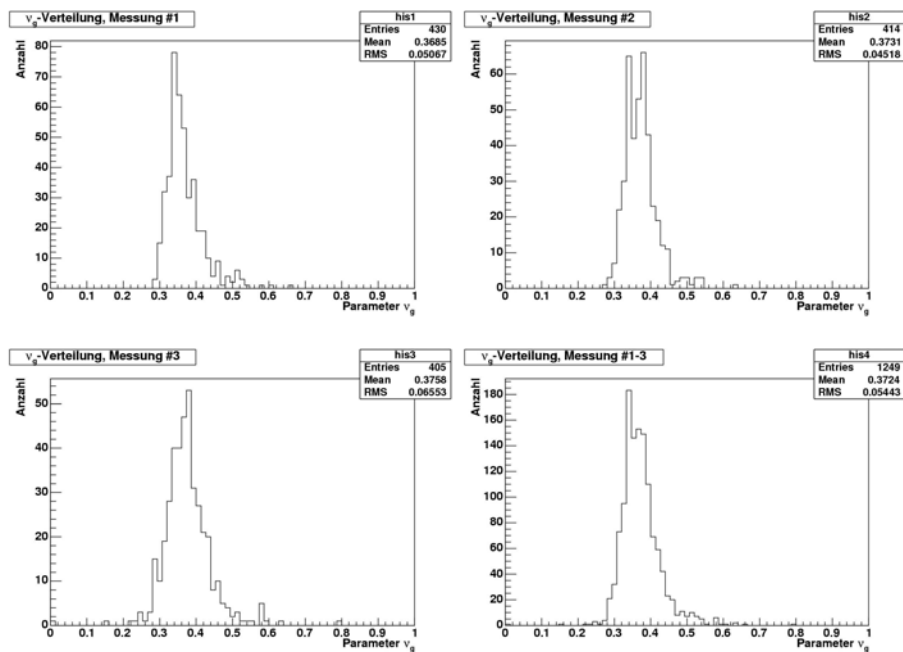


Abbildung 4.15: (a)-(c): Verteilung von ν_g aus den Einzelmessungen. (d): Verteilung der relativen Varianz ν_g aus allen drei Messungen.

4.7 Resümee

Die Messung der SE-Spektren mit hinreichender Auflösung war ohne Änderung des Experimentaufbaues, wegen des flexiblen Konzeptes, möglich.

Die MC-Simulation ist mit den vorgestellten Messergebnissen gut verträglich. Das zeigt, dass die Funktionsweise der PMTs gut verstanden ist. Der geringe statistische Messfehler deutet auf eine geringe Exemplarstreuung der gemessenen PMTs hin. Für das benutzte Teleskop #6 in Coihueco sind die Werte der SER fast gleich. Eine Datenbank zur Verwaltung individueller SER-Werte ist deshalb nicht nötig.

Weitere Messungen der SE-Spektren für alle Teleskope sollten durchgeführt werden, um die Exemplarstreuung auch bei weiteren Kameras abschätzen zu können. Diese Messungen sollten nachts durchgeführt werden, um Streulichteffekte zu vermeiden.

Als nächster Schritt könnte eine Messung vorgenommen werden, welche die SER aller sechs Teleskope des selben Gebäudes gleichzeitig misst. Das verwendete DAQ-Programm könnte für alle Teleskope parallel die Daten auslesen und speichern.

Kapitel 5

Zusammenfassung

5.1 Triggeroptimierung

Ein neuer Triggeralgorithmus wurde für die dritte Stufe (TLT – Third Level Trigger) eines mehrstufigen Triggersystems entwickelt. Anstatt zeitaufwendig ADC-Daten aus der Hardware auszulesen, verwendet der neue TLT-Algorithmus das bisher nicht benutzte Multiplizitätssignal der Ausleseelektronik. Der neue Trigger wurde besonders optimiert zur Verwerfung von Ereignissen verursacht durch Wetterleuchten.

Die zeitliche Entwicklung des Multiplizitätssignales wird durch fünf Parameter charakterisiert. Im Parameterraum separiert der neue TLT durch einfache Schnitte Schauer- von Untergründereignissen. Durch Anwendung weniger Schnitte ist eine schnelle und effektive Triggerstufe entstanden. Der neue TLT-Algorithmus verwirft weniger als 1 % realer Schauer und der akzeptierte Anteil der Untergründereignisse wird in der nachfolgenden T3-Triggerstufe weiter reduziert. Dieser Stufe steht die volle Ereignisinformation aller beteiligten Teleskope zur Entscheidung zur Verfügung.

Die vorgestellte Analyse ergab, dass das Multiplizitätssignal sehr viel Information enthält, die zur Klassifizierung der Ereignisse genutzt werden kann. Der Anteil der falsch klassifizierten Schauer von 10 % im alten TLT verringerte sich um einen Faktor 10. Die Erkennung von Untergründereignissen konnte von 20 % auf 70 % erhöht werden. Im Fall von Wetterleuchten wird sogar eine Unterdrückung von über 73 % erreicht.

Der neuen TLT-Algorithmus entlastet nicht nur wegen seiner hohen Effizienz den nachfolgenden T3-Trigger sondern ist zudem zeitsparend wegen des Nichtauslesens von ADC-Daten aus der Hardware. Dies ermöglicht eine höhere Triggerrate der Hardware ohne das dabei Totzeiten des DAQ-Systems entstehen, wie es jetzt bei Wetterlagen mit viel Wetterleuchten vorkommen kann.

5.2 Ein-Elektron-Auflösung

Die Ein-Elektron-Auflösung der Photomultiplerröhren ist der bestimmende Faktor der Gesamtauflösung einer Photomultiplerröhre (PMT). Seine Kenntnis ist für die Fluoreszenzteleskope notwendig, um die elektrische Verstärkung der PMTs zu bestimmen.

Das Ein-Elektron (SE) Spektrum, aus welchem sich die Ein-Elektron-Auflösung berechnet, wurde für jede PMT des Teleskops Nr. 6 in Coihueco mit dem Aufbau von Kalibration A aufgenommen und analysiert. Lediglich die Standard-LED wurde durch eine spezielle LED für kurze Lichtpulse (< 50 ns) ersetzt.

Die PMT-Kameras sind für eine Intensität von einigen wenigen bis zu hunderttausend Photonen optimiert. Dank des flexiblen technischen Konzeptes der Teleskope kann dennoch das Spektrum einzelner Photonen ohne größeren Aufwand mit hinreichender Auflösung gemessen werden.

Eine charakteristische Größe dieser Spektren ist die Ein-Elektron-Auflösung (SER). Die SER ist eine PMT-Eigenschaft, die die Eignung der PMT zur Messung von einzelnen Photonen beschreibt. Sie wurde bisher nur mittels Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

Aus allen gemessenen SE-Spektren ergibt sich eine gemittelte SER $\bar{\Phi}_{Exp}$ mit einem statistischem Fehler von:

$$\bar{\Phi}_{Exp} = 1,37 \pm 0,05 .$$

Dieser Wert ist innerhalb seines relativen Fehlers (4 %) verträglich mit dem aus Monte-Carlo-Simulationen bekannten Wert $\bar{\Phi}_{Sim} = 1,41$.

Der kleine statistische Fehler von $\bar{\Phi}_{Exp}$ zeigt, dass die Exemplarstreuung der SER für die verwendeten PMTs vernachlässigbar ist. Die material- und geometrieabhängige PMT-Größe kann somit für die verwendeten PMTs als konstant angesehen werden.

Anhang A

Abbildungen zum TLT-Algorithmus

A.1 Beispiele zur Erklärung der Multiplizität

Typische Schauerereignisse

Die abgebildeten Verteilungen basieren auf simulierten Schauerereignissen.

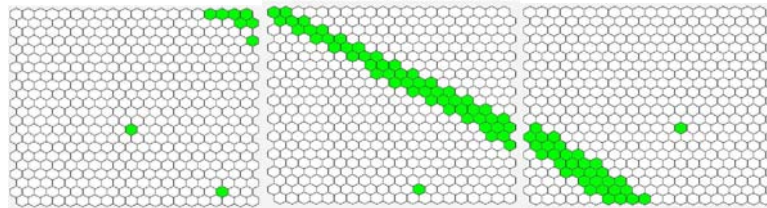


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Kamera für einen hochenergetischen, nahen Schauer. In Abb. A.2 ist die Verteilung der Multiplizität für die mittlere Kamera (b) dargestellt. Das Fluoreszenzlicht des Schauers lief von oben links (a) nach unten rechts (c). Die grün markierten Pixel außerhalb der Spur sind zufällige vom FLT-Algorithmus getriggert worden.

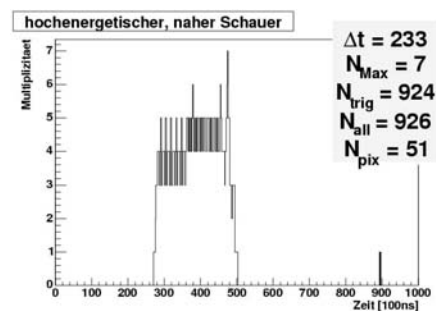


Abbildung A.2: Verteilung der Multiplizität des hochenergetischen, nahen Schauers aus Abb. A.1 für die mittlere Kamera. Wegen der breiten Schauerfront und der hohen Intensität triggern viele Pixel gleichzeitig und das Multiplizitätssignal erreicht ein Wert über 5. Die Einträge im Histogramm bei etwa $9 \mu s$ sind durch das zufällige vom FLT-Algorithmus getriggerte Pixel im unteren Bereich des Teleskops entstanden (vgl. Abb. A.1).

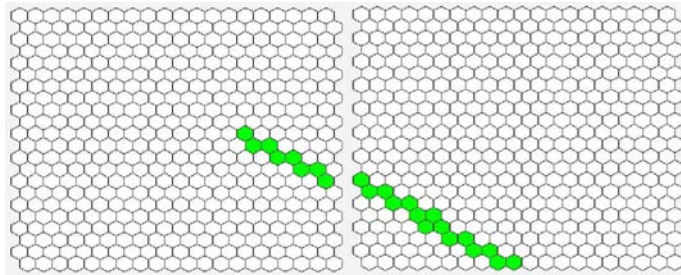


Abbildung A.3: Schematische Darstellung eines typischen Luftschauers im Bild zweier Teleskope. Die Verteilung der Multiplizität ist in Abbildung A.4 für Kamera (b) dargestellt. Der Schauer bewegte sich von oben links (a) nach unten rechts (b).

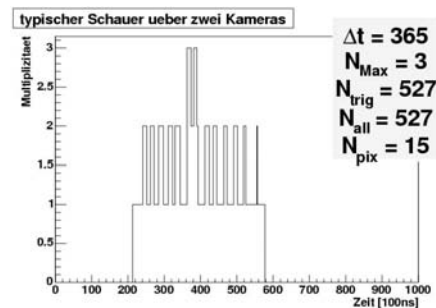


Abbildung A.4: Verteilung der Multiplizität eines typischen Luftschauers wie in Abbildung A.3 (b) dargestellt. Im Mittel ist ein Pixel immer mit dem gleitenden Mittelwert über dem Schwellwert. Je nach Winkel zum Teleskop und Abstand können bis zu drei Pixel einen Beitrag zum Multiplizitätssignal liefern.

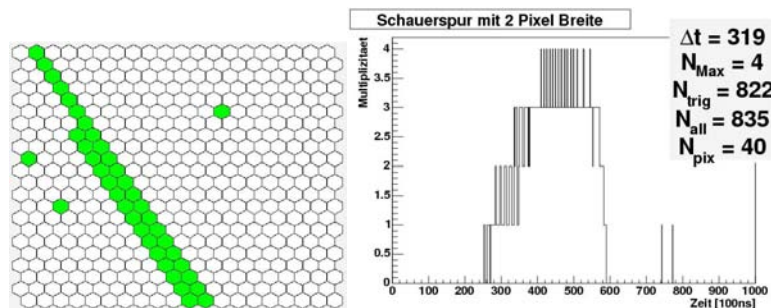


Abbildung A.5: Schematische Darstellung eines Schauers von oben nach unten (a) und die dazugehörige Verteilung der Multiplizität (b). Das Fluoreszenzlicht des Schauers reichte aus, um eine Spur von zwei Pixel Breite zu detektieren. Das Multiplizitätssignal zeigt mit zunehmender Breite einen steigenden Wert, bis es sein Maximum von 4 erreicht.

Typische Untergründereignisse

Die abgebildeten Verteilungen sind Ereignisse aus den MinBias-Daten.

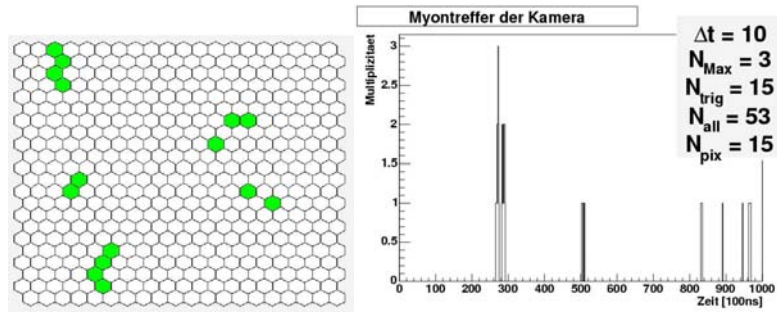


Abbildung A.6: Schematische Darstellung der Kamera eines Myontreffers mit zufälligen vom FLT-Algorithmus getriggerten Pixeln ist in (a) dargestellt. Die Verteilung der Multiplizität des Myontreffers zeigt Histogramm (b). Die Beiträge nach $45 \mu s$ (Zeit > 450) werden durch die zufälligen Pixel erzeugt.

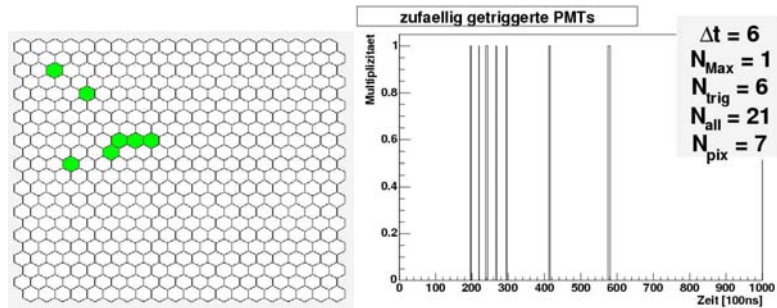


Abbildung A.7: Das Kamerabild zufälliger vom FLT-Algorithmus getriggelter Pixel ist in (a) zu sehen. Die Verteilung der Multiplizität (b) zeigt keine langen zusammenhängenden Flächen – charakteristisch für Myonen.

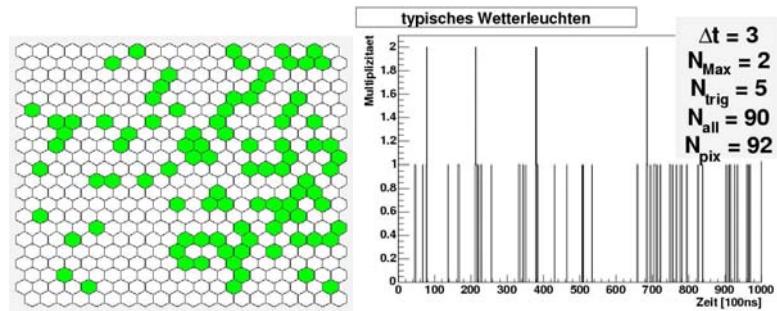
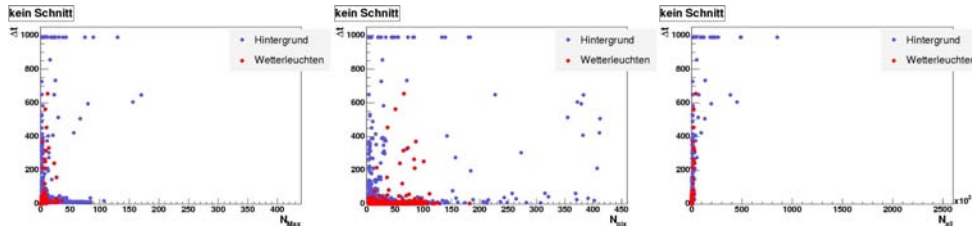
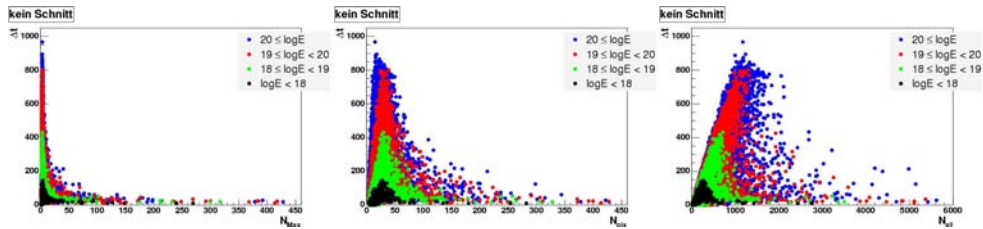
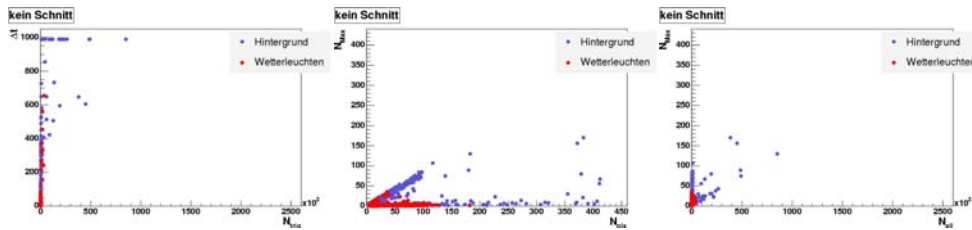
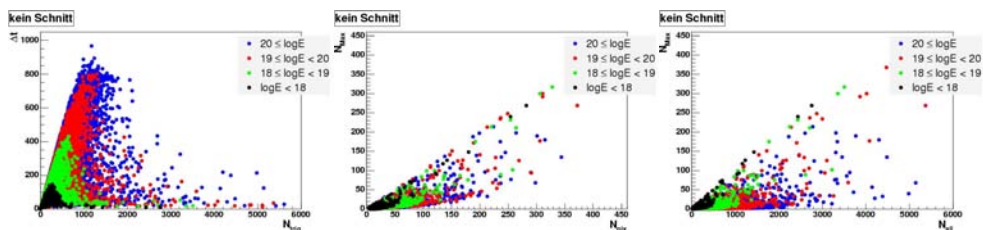


Abbildung A.8: Typisches Wetterleuchten (a) im Bild der Kamera. Die dazugehörige Verteilung der Multiplizität zeigt (b). Über einen weiten Zeitraum sind keine zusammenhängenden Flächen zu finden.

A.2 Ausführliche Funktionsweise

Eine ausführliche Darstellung der verschiedenen nTLT-Parameter illustrieren die zweidimensionale Verteilungen der Parameter: Δt , N_{Max} , N_{pix} , N_{all} und N_{trig} . Sie bilden die Basis für die gewählten geometrischen Schnitte des nTLT-Algorithmusses. Die Verteilungen sind zur Vollständigkeit des Abschnitts 3.3.3 dargestellt.

Verteilungen zweier Parameter ohne Schnitt:

Abbildung A.9: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse ohne Schnitt.Abbildung A.10: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse ohne Schnitt.Abbildung A.11: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse ohne Schnitt.Abbildung A.12: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse ohne Schnitt.

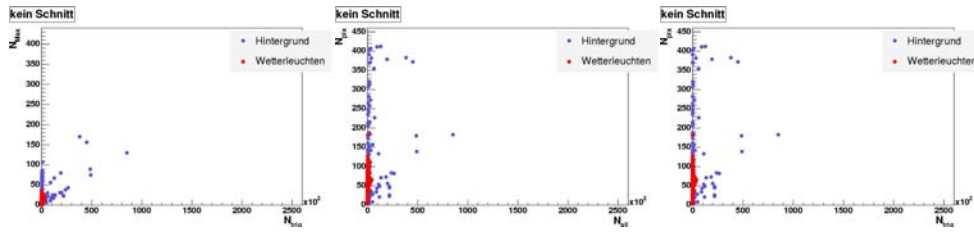


Abbildung A.13: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für Hintergrundereignisse ohne Schnitt.

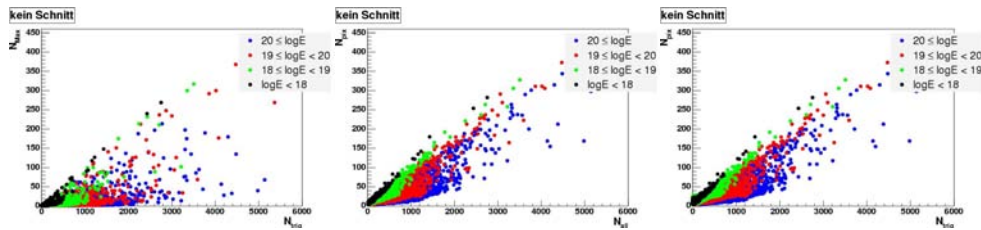


Abbildung A.14: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für simulierte Schauerereignisse ohne Schnitt.

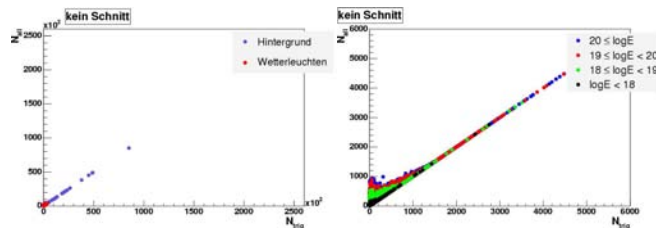


Abbildung A.15: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} für Hintergrund- (a) und simulierte Schauerereignisse (b) ohne Schnitt.

Verteilungen zweier Parameter mit Myonschnitt:

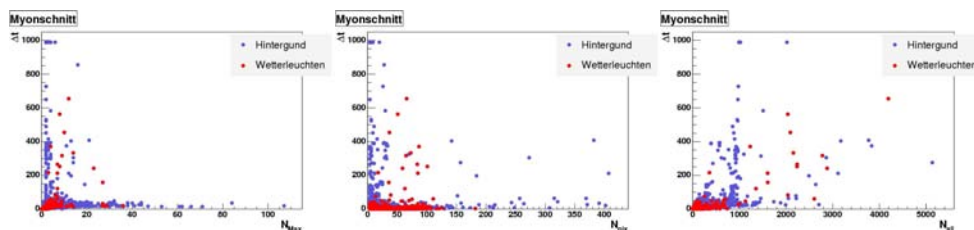


Abbildung A.16: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse mit Myonschnitt.

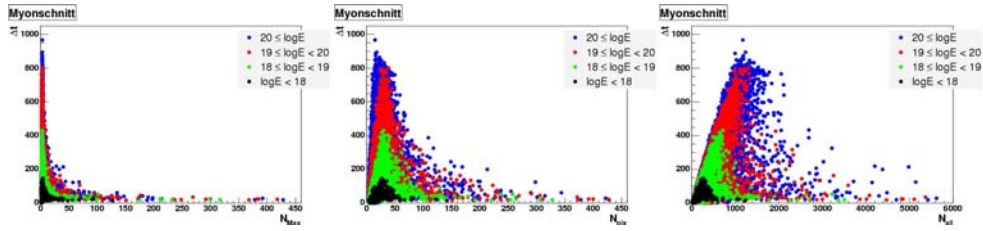


Abbildung A.17: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myonschnitt.

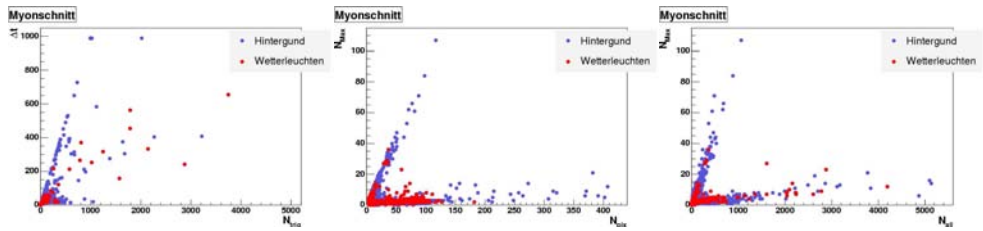


Abbildung A.18: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundergebnisse mit Myonschnitt.

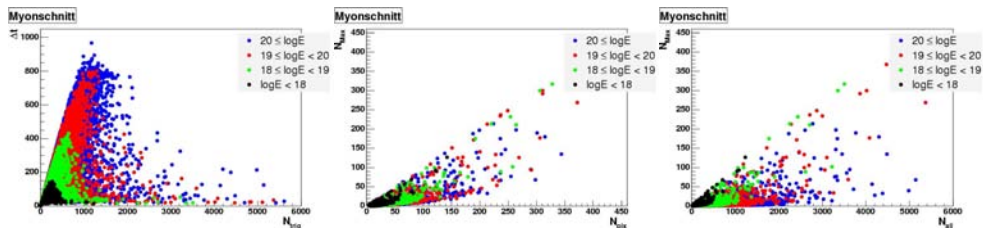


Abbildung A.19: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myonschnitt.

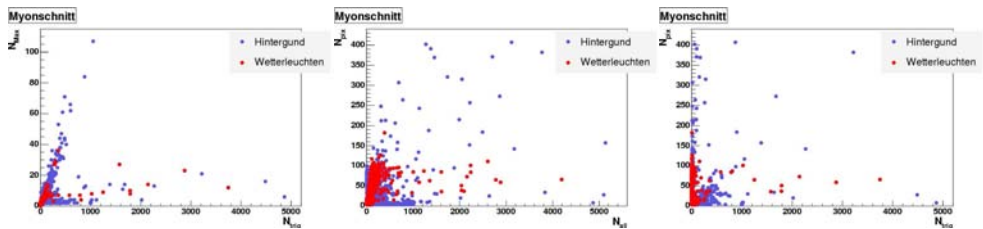


Abbildung A.20: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für Hintergrundergebnisse mit Myonschnitt.

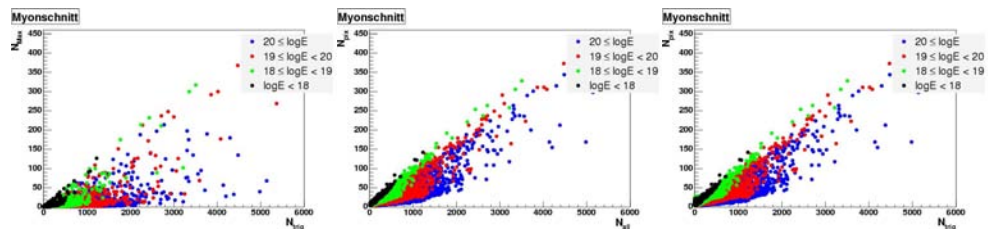


Abbildung A.21: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myonschnitt.

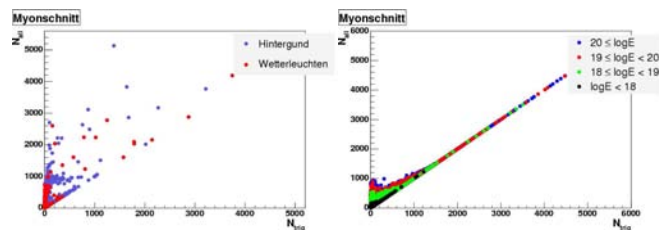


Abbildung A.22: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} für Hintergrund- (a) und simulierte Schauerereignisse (b) mit Myonschnitt.

Verteilungen zweier Parameter mit Myon- und Schauerschnitt:

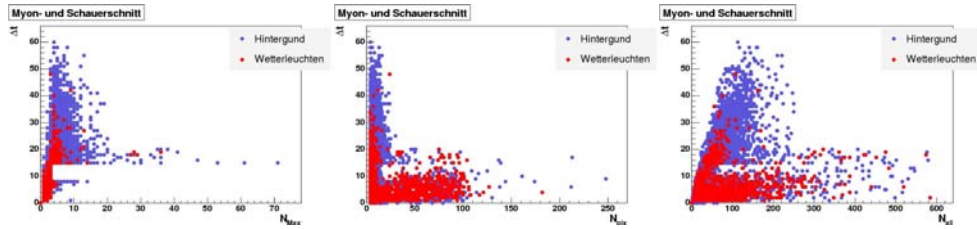


Abbildung A.23: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

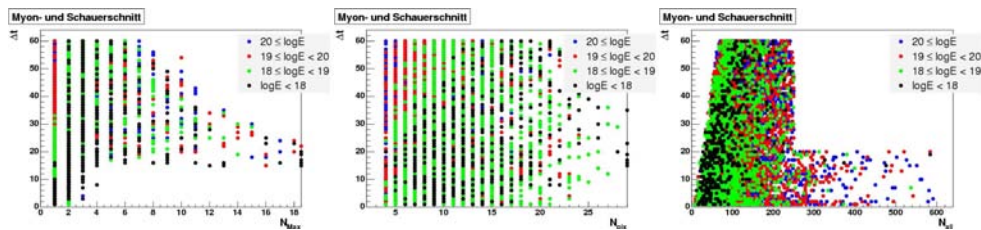


Abbildung A.24: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

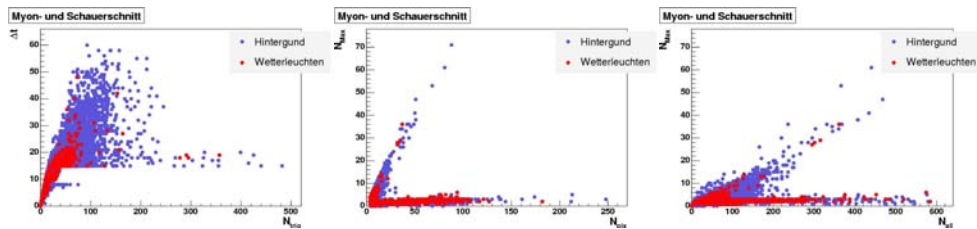


Abbildung A.25: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

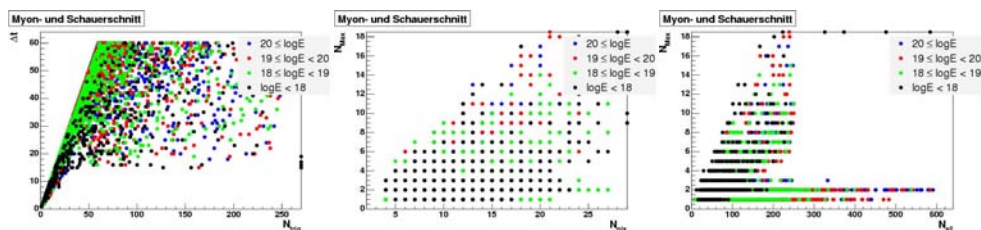


Abbildung A.26: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

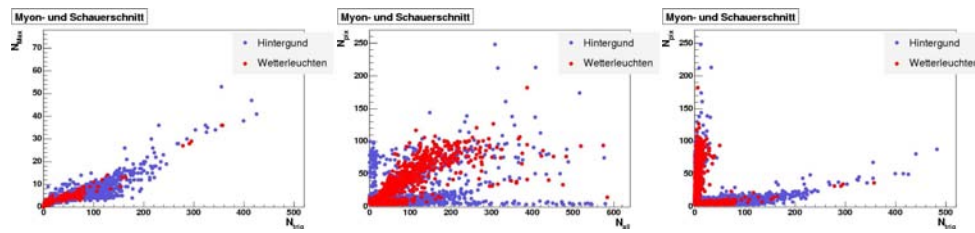


Abbildung A.27: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

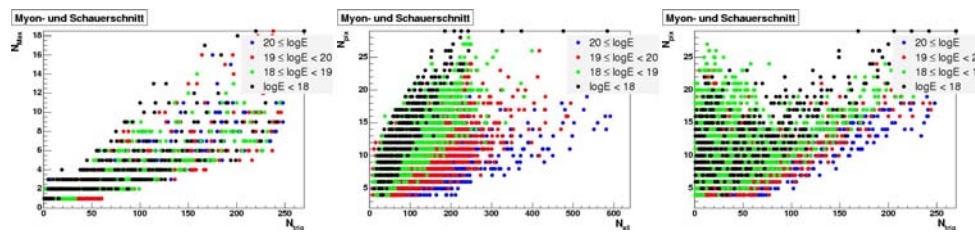


Abbildung A.28: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon- und Schauerschnitt.

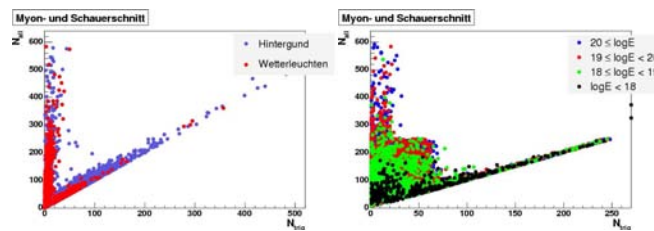


Abbildung A.29: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} für Hintergrund- (a) und simulierte Schauerereignisse (b) mit Myon- und Schauerschnitt.

Verteilungen zweier Parameter mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtschnitt:

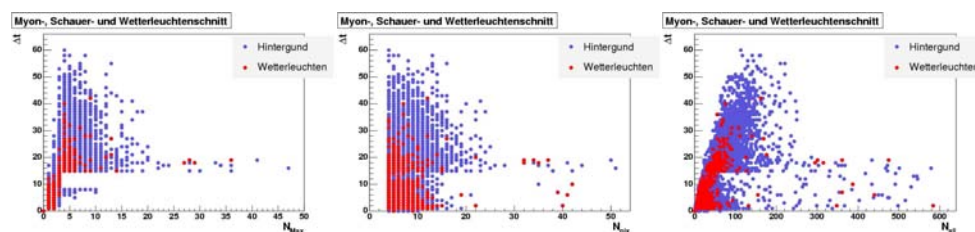


Abbildung A.30: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtschnitt.

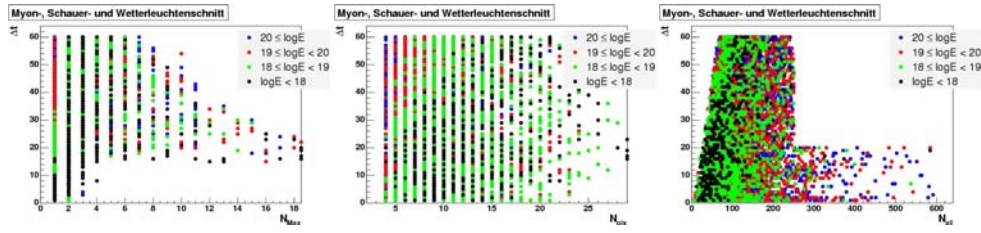


Abbildung A.31: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtenschnitt.

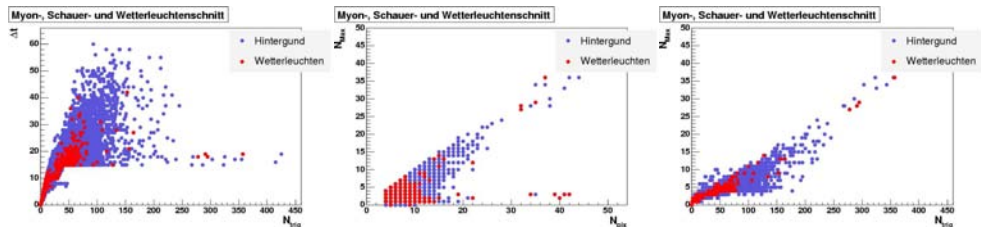


Abbildung A.32: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundergebnisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtenschnitt.

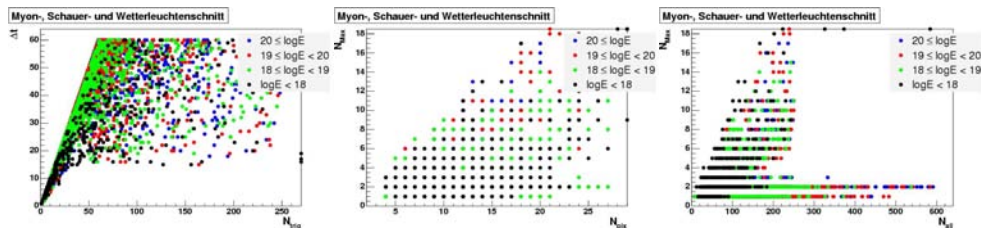


Abbildung A.33: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtenschnitt.

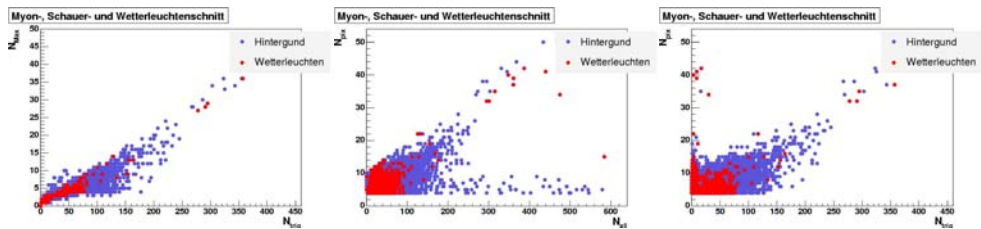


Abbildung A.34: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtenschnitt.

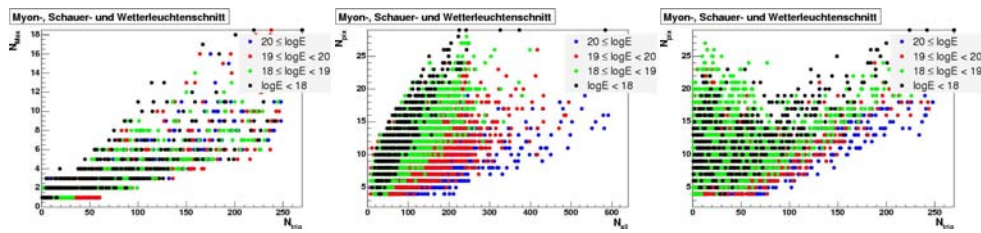


Abbildung A.35: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtschnitt.

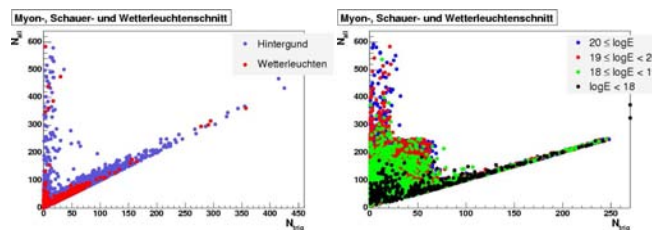


Abbildung A.36: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} für Hintergrund- (a) und simulierte Schauerereignisse (b) mit Myon-, Schauer- und Wetterleuchtschnitt.

Verteilungen zweier Parameter mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt:

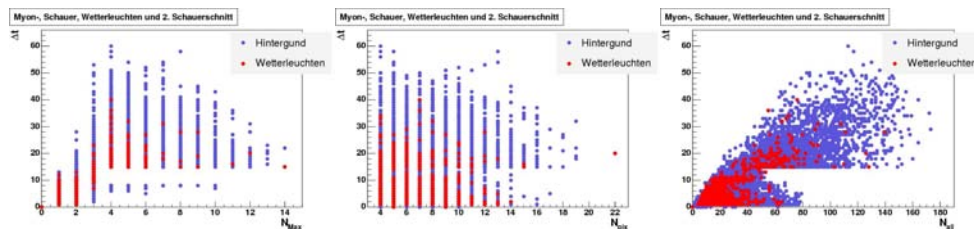


Abbildung A.37: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundereignisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

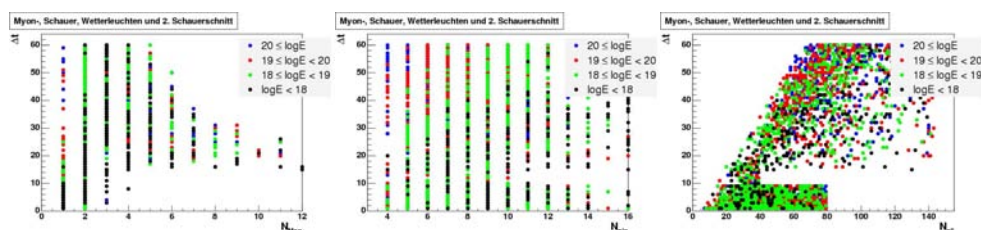


Abbildung A.38: Verteilungen von Δt über N_{Max} (a), N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

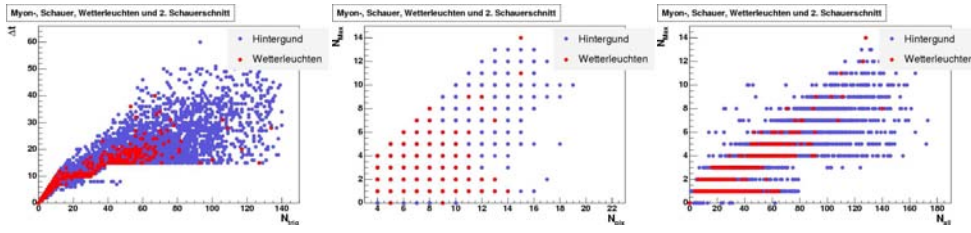


Abbildung A.39: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für Hintergrundergebnisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

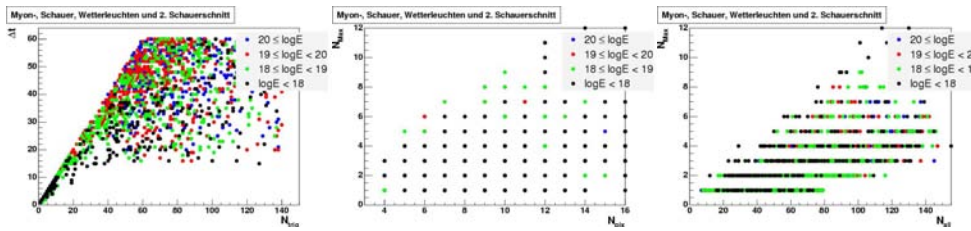


Abbildung A.40: Verteilungen von Δt über N_{trig} (a), N_{Max} über N_{pix} (b) und N_{all} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

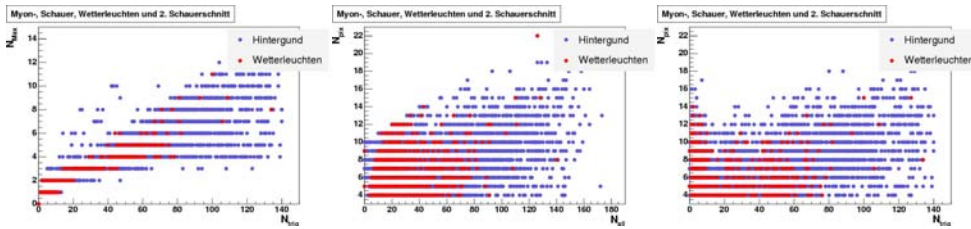


Abbildung A.41: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für Hintergrundergebnisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

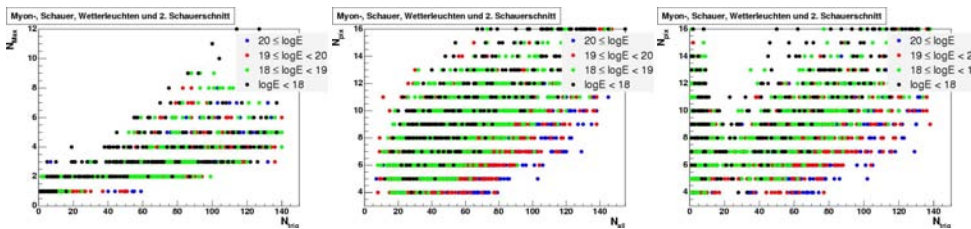


Abbildung A.42: Verteilungen von N_{Max} über N_{trig} (a), N_{pix} über N_{all} (b) und N_{trig} (c) für simulierte Schauerereignisse mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

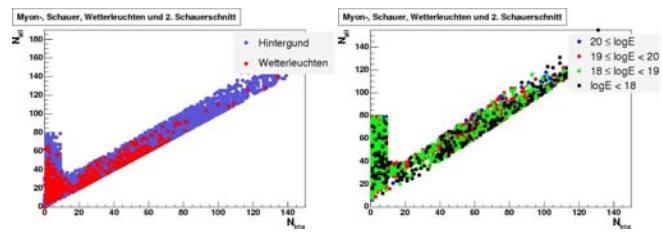


Abbildung A.43: Verteilungen von N_{all} über N_{trig} für Hintergrund- (a) und simulierte Schauerereignisse (b) mit Myon-, Schauer-, Wetterleuchten- und 2. Schauerschnitt.

A.3 Vergleich der Triggerstufen

Der Abschnitt dient der Vollständigkeit der bereits in Abschnitt 3.4.1 diskutierten Ergebnisse.

Die Effizienz ist das Verhältnis der akzeptierten Ereignisse zur Gesamtzahl der vorhandenen Ereignisse. Die Unterdrückung ist das Verhältnis der verworfenen Ereignisse zur Gesamtanzahl der analysierten Ereignisse.

Die in den Tabellen A.1-?? angegebenen Werte in Klammern bedeuten für die verschiedenen Trigger die Anzahl der verworfenen (Untergrundereignisse) bzw. die Anzahl der akzeptierten (Schauerereignisse) Ereignisse. Die Bezeichnung T3, alter TLT und nTLT sind die abkürzenden Bezeichnungen des Algorithmus der jeweiligen Triggerstufe. Die Anzahl der Ereignisse pro Datei ist in Abschnitt 3.3.2 in Tabelle 3.1 und 3.2 angegeben.

Untersuchung der vom T3 akzeptierten Ereignisse

Schauer- und Untergrundereignisse durchlaufen zuerst den T3-Algorithmus. Die dort akzeptierten Ereignisse analysieren anschließend der nTLT- und der alte TLT-Algorithmus unabhängig voneinander. Die genauen Zahlenwerte für Untergrundereignisse sind in Tabelle A.1 und für Schauerereignisse in Tabelle A.2 dargestellt.

Datei	T3	alter TLT	nTLT
minbias451	99,9 % (3778)	16,7 % (1)	100 % (6)
minbias454	99,8 % (4210)	10 % (1)	100 % (10)
minbias469	99,9 % (7865)	100 % (1)	100 % (1)
minbias479	100 % (1584)	100 % (0)	100 % (0)
minbias566	80,1 % (756)	31,1 % (60)	98 % (189)
minbias567	93,2 % (1794)	34,4 % (52)	95,4 % (144)
minbias655	99,2 % (1419)	0 % (0)	16 % (4)

Tabelle A.1: Prozentangabe der verworfenen Untergrundereignisse der MinBias-Daten. Die genaue Anzahl der Ereignisse ist für jede Triggerstufe in Klammern angegeben.

Datei	T3	alter TLT	nTLT
Iron_17-21	93,5 % (11844)	90,5 % (12344)	99,4 % (13560)
Proton_17-21	93 % (12856)	90,9 % (13415)	99,4 % (14667)
Proton_19-1	97,8 % (8017)	90,8 % (8399)	99 % (9158)
Proton_19-2	98 % (5613)	90,5 % (5918)	99 % (6480)
Proton_19-3	97,8 % (8879)	91,4 % (9584)	99,1 % (10388)

Tabelle A.2: Effizienz der simulierten Schauerdaten für jede Triggerstufe in Prozent. Die in Klammer angegebene Zahl ist die Anzahl der akzeptierten Ereignisse der jeweiligen Datei.

Untersuchung der vom nTLT akzeptierten Ereignisse

Die Schauer- und Untergrundereignisse durchlaufen ungefiltert und unabhängig den neuen und den alten TLT-Algorithmus. Die vom nTLT-Algorithmus akzeptierten Ereignisse analysiert danach der T3-Algorithmus. Dies ist die Reihenfolge der normalen Datenaufnahme.

Datei	T3	alter TLT	nTLT
minbias451	100 % (1168)	14,9 % (563)	69,2 % (2619)
minbias454	100 % (1316)	14,3 % (604)	68,8 % (2906)
minbias469	100 % (3635)	28,3 % (2233)	53,9 % (4254)
minbias479	100 % (408)	16,4 % (260)	74,2 % (1178)
minbias566	98,1 % (210)	23,6 % (225)	77,5 % (738)
minbias567	99,1 % (351)	16,6 % (324)	72,5 % (1415)
minbias655	97,7 % (338)	12,3 % (178)	75,1 % (1089)

Tabelle A.3: Prozentangabe der verworfenen Untergrundereignisse der MinBias-Daten. Die genaue Anzahl der Ereignisse ist für jede Triggerstufe in Klammern angegeben.

Datei	T3	alter TLT	nTLT
Iron_17-21	93,6 % (11782)	89,1 % (12890)	99,5 % (14379)
Proton_17-21	93 % (12794)	89,3 % (14050)	99,6 % (15626)
Proton_19-1	98 % (7758)	90 % (8489)	99,1 % (9312)
Proton_19-2	98,2 % (5579)	89,9 % (5988)	99,2 % (6587)
Proton_19-3	98,1 % (8795)	90,7 % (9692)	99,1 % (10560)

Tabelle A.4: Effizienz der simulierten Schauerdaten für jede Triggerstufe in Prozent. Die in Klammer angegebene Zahl ist die Anzahl der akzeptierten Ereignisse der jeweiligen Datei.

Anhang B

Abbildungen zur Ein-Elektron-Auflösung

B.1 Verteilungen der Anpassungsparameter

Zur Vollständigkeit sind die Verteilungen der Anpassungsparameter der SE-Spektren für die drei Messungen dargestellt (s. Abb. B.1 bis B.7). Die Verteilung des Parameters Δ für jede HV-Gruppe wird in Abschnitt B.3 diskutiert.

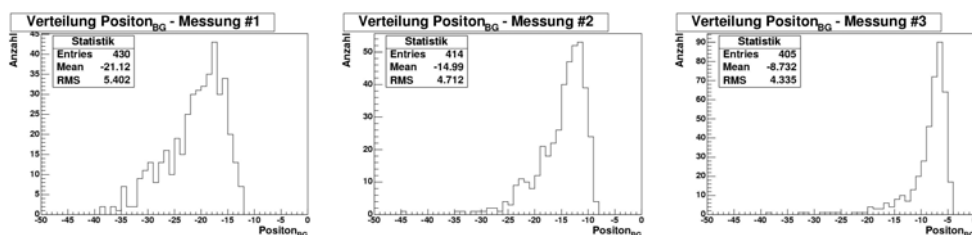


Abbildung B.1: Abgebildet ist die Verteilung des Anpassungsparameters P_{BG} für die verschiedenen Messungen. Der Mittelwert der Verteilungen verschiebt sich im Laufe der Messungen in Richtung Nullpunkt. Nach Subtraktion des Pedestals vom Messsignal müsste P_{BG} im Mittel bei Null liegen, aber wegen eines konstanten Lichteinfalls während der Messung ergibt sich eine zusätzliche Verschiebung des Mittelwertes zu kleineren Werten hin. Je höher die Intensität des Lichteinfalls, desto größer der Versatz der Verteilung zu kleineren Werten hin. Der zeitliche Verlauf zeigt, dass der Lichteinfall während der Messung abgenommen hat.

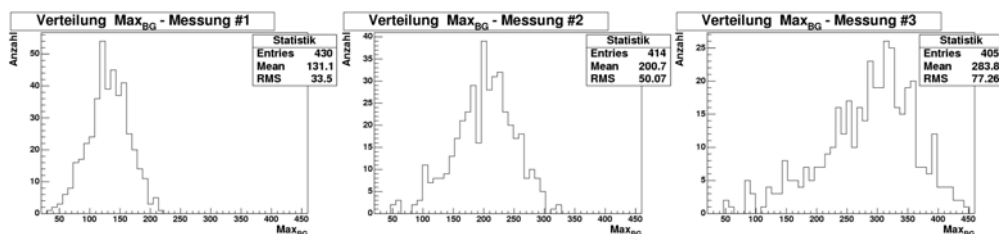


Abbildung B.2: Die Verteilung des Parameters Max_{BG} zeigt einen steigenden Mittelwert und Fehler (RMS), aber eine gleich bleibende Breite der Verteilung σ_{BG} für die Messungen (vgl. Abb. B.3). Die Intensität der verwendeten LED ist über die Messdauer leicht abgefallen. Im Mittel erreichten weniger Photonen die PMTs, um Photoelektronen zu erzeugen.

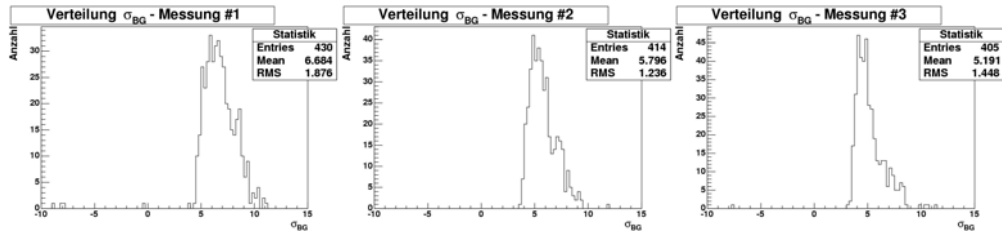


Abbildung B.3: Verteilung des Parameters σ_{BG} , der während der Messungen gleich blieb (s. Abb. B.2).

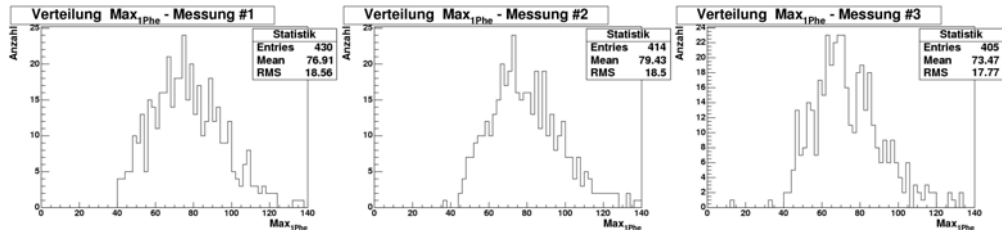


Abbildung B.4: Der Parameter Max_{1Phe} ist etwa konstant während den Messungen bei gleich bleibendem Fehler (RMS). Die Breite der 1-Photoelektronverteilung σ_{1Phe} (vgl. Abb. B.5) bleibt in den Messungen konstant. Im Mittel wurden mit gleichhäufig 1-Photoelektron erzeugt.

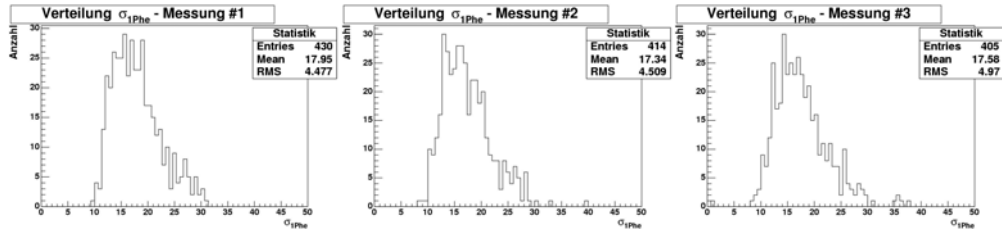


Abbildung B.5: Verteilung des zeitlich konstanten Parameters σ_{1Phe} (s. Abb. B.4).

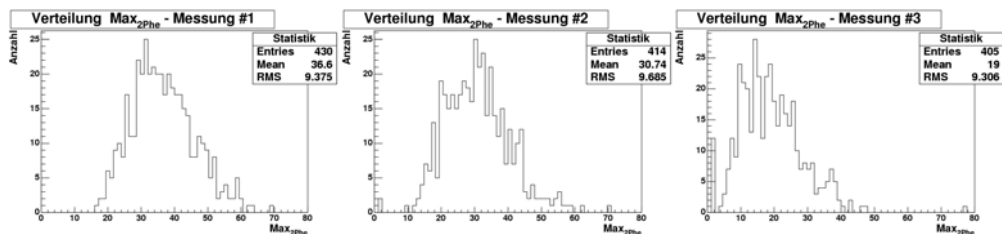


Abbildung B.6: Der Parameter Max_{2Phe} fällt stetig mit jeder späteren Messung. Die Breite der 2-Photoelektronenverteilung ist zeitlich ungefähr konstant (vgl. Abb. B.7). Da die Intensität der LED im Laufe der Messungen sank, erreichten im Mittel weniger Photonen die PMTs in den einzelnen Messungen. Daher konnte im Mittel weniger oft 2-Photoelektronen erzeugt werden, aber etwa gleich oft 1-Photoelektronen.

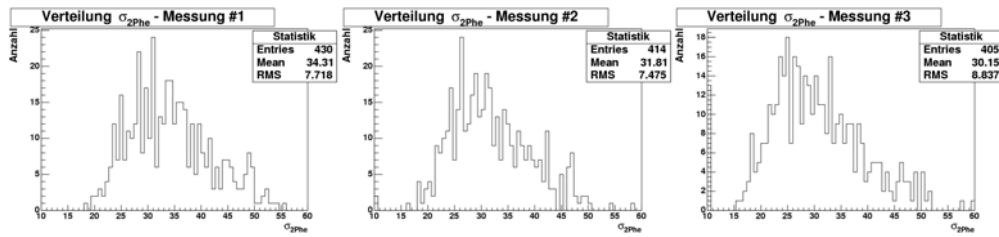


Abbildung B.7: Der Parameter σ_{2Phe} blieb im Lauf der Messungen konstant (siehe Abb. B.6). Die zunehmende Spitze bei (b) und (c) an der Stelle $\sigma_{2Phe} = 10$ ist durch die Begrenzung des Anpassungsparameters zu erklären.

B.2 Ein-Elektron-Spektren

Die genaue Lage der PMTs in der Kamera ist in Abb. B.15 dargestellt.

Die Variationen der Spektren

Beispiele für SE-Spektren mit ihren angepassten Parametern und ihren Fehler für verschiedene PMTs und Messungen sind in Abbildung B.8 bis B.11 dargestellt. Die Spektren zeigen die abnehmende Intensität der LED über die Messdauer. Die Höhe des Hintergrundmaximums Max_{BG} steigt stetig über die Messdauer bei etwa gleicher Breite σ_{BG} . Die Abnahme undefinierten Lichteinfalls auf die PMTs ist durch die Verschiebung der Position P_{BG} des Hintergrundmaximums zum Nullpunkt im Verlauf der Messung zu erkennen.

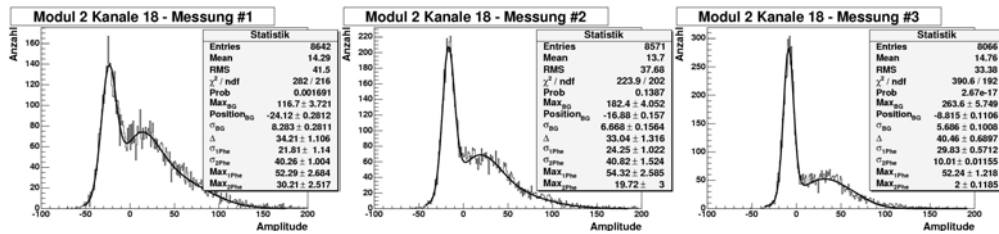


Abbildung B.8: SE-Spektren für unterschiedliche Messungen einer PMT im oberen linken Bereich der Kamera.

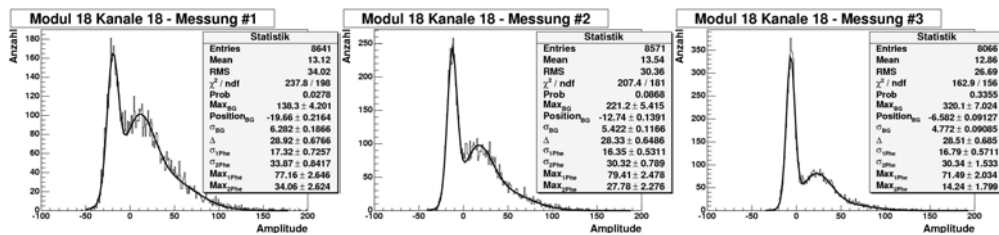


Abbildung B.9: SE-Spektren für unterschiedliche Messungen einer PMT im oberen rechten Bereich der Kamera.

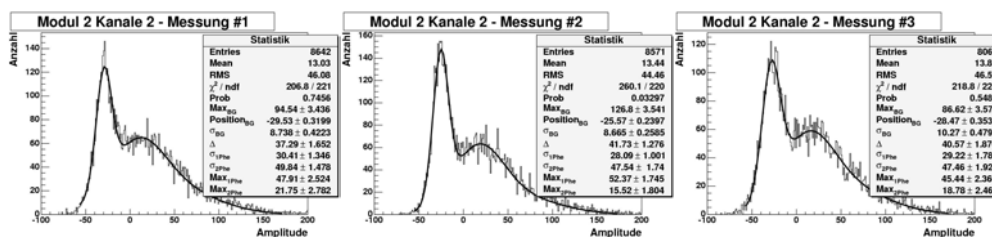


Abbildung B.10: SE-Spektren für unterschiedliche Messungen einer PMT im unteren linken Bereich der Kamera.

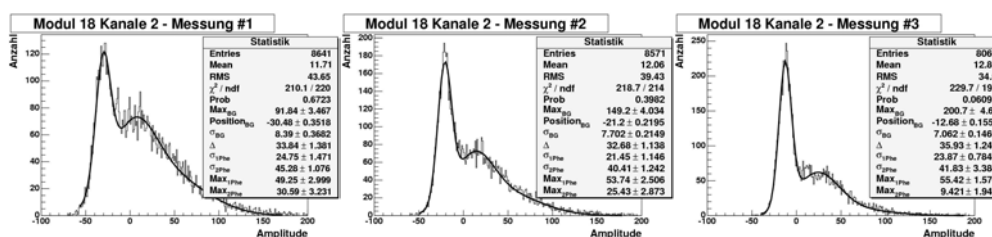


Abbildung B.11: SE-Spektren für unterschiedliche Messungen einer PMT im unteren rechten Bereich der Kamera.

Die nicht parametrisierbaren Spektren

Ausgewählte nicht parametrisierbare SE-Spektren, bei denen der Untergrund subtrahiert wurde, sind in Abb. B.12 bis B.14 dargestellt. Die Photoelektronmaxima sind nicht zu erkennen und die Parametrisierung nach Gl. (4.10) versagt.

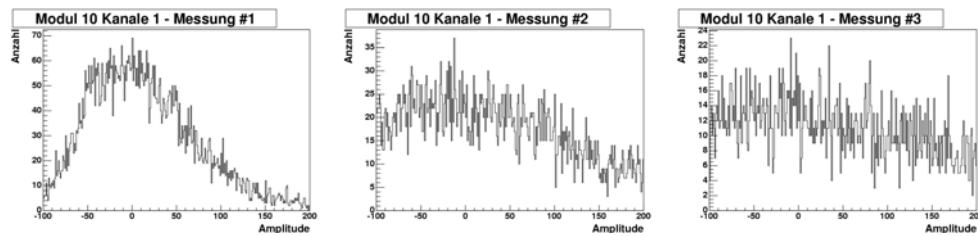


Abbildung B.12: Nicht parametrisierbare SE-Spektren einer PMT im mittleren, unteren Bereich der Kamera.

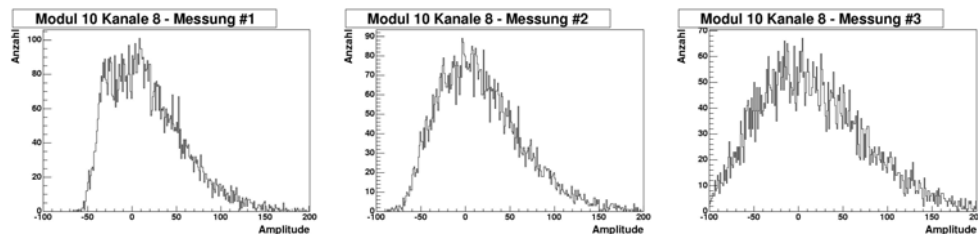


Abbildung B.13: Nicht parametrisierbare SE-Spektren im Mittelpunkt der Kamera.

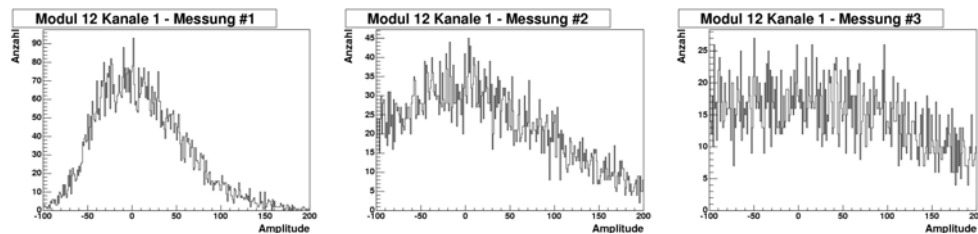


Abbildung B.14: Nicht parametrisierbare SE-Spektren im Mittelpunkt der Kamera.

B.3 Konsistenzprüfungen

Die Δ -Verteilung

Die schematische Einteilung der Kamera in 10 HV-Gruppen zeigt Abb. B.15.

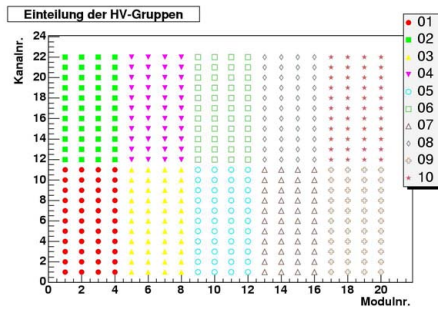


Abbildung B.15: Schematische Darstellung der Kamera, eingeteilt in 10 HV-Gruppen.

Die Verteilung des Δ -Parameters ist für jeweils eine HV-Gruppe und drei nacheinander folgende Messungen aufgetragen (s. Abb. B.16-B.25). Die Mittelwerte der HV-Gruppen sind etwa konstant während der drei Messungen und stimmen innerhalb ihrer Fehler (RMS) über die Messdauer überein.

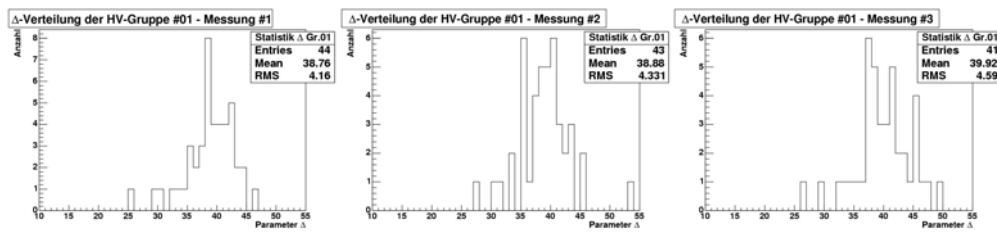


Abbildung B.16: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #1 für drei Messungen.

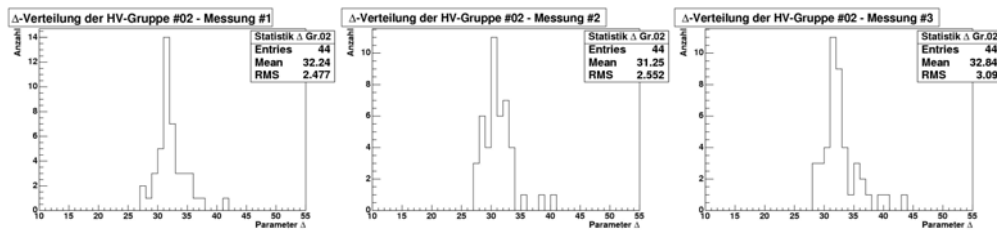


Abbildung B.17: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #2 für drei Messungen.

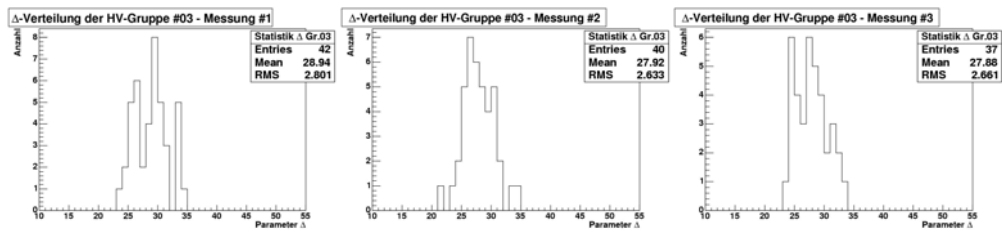


Abbildung B.18: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #3 für drei Messungen.

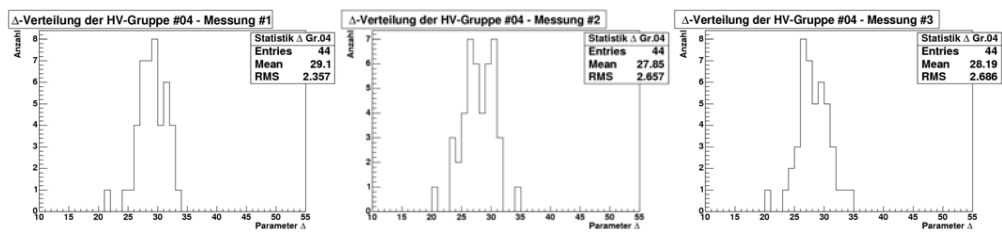


Abbildung B.19: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #4 für drei Messungen.

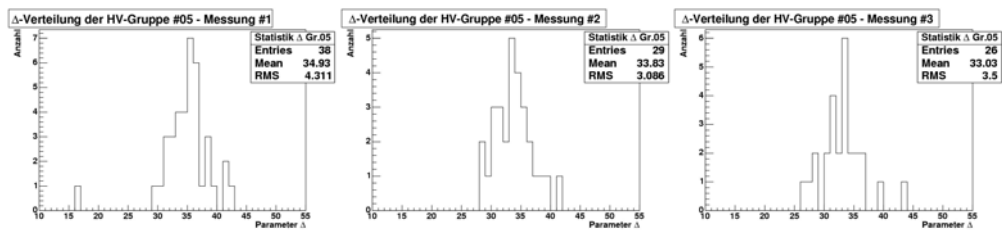


Abbildung B.20: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #5 für drei Messungen.

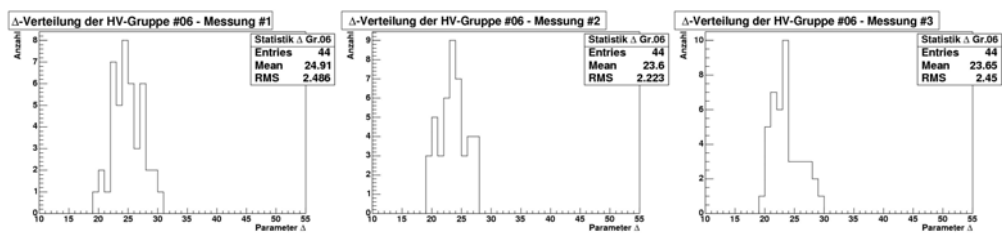
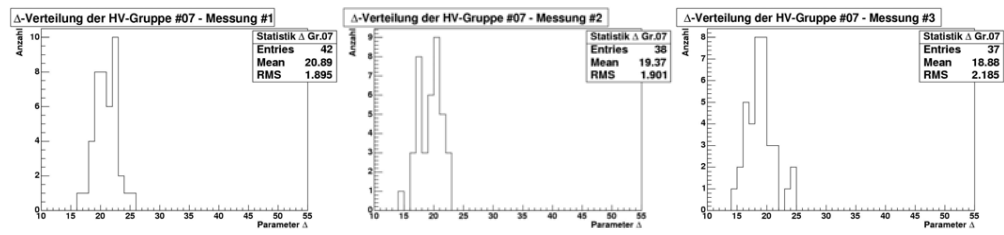
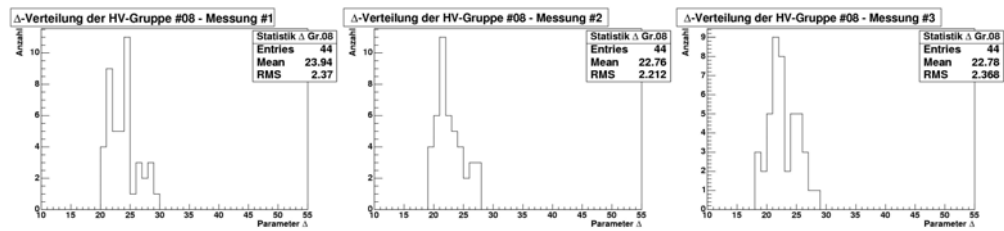
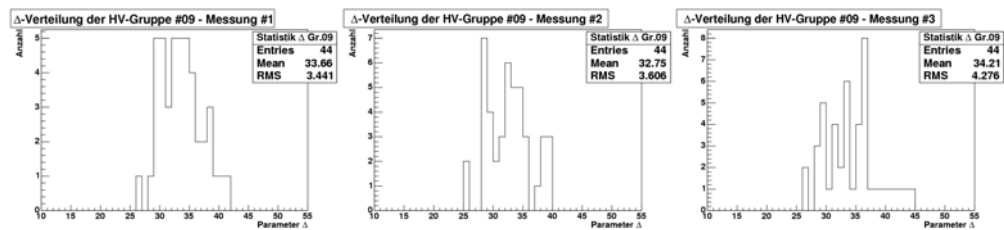
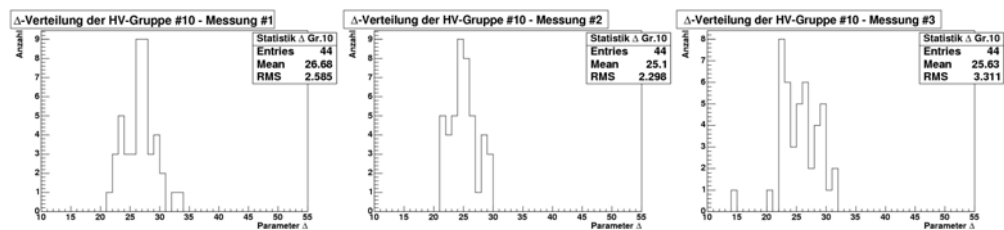


Abbildung B.21: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #6 für drei Messungen.

Abbildung B.22: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #7 für drei Messungen.Abbildung B.23: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #8 für drei Messungen.Abbildung B.24: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #9 für drei Messungen.Abbildung B.25: Δ -Verteilung der HV-Gruppe #10 für drei Messungen.

Die Erhöhung der Verstärkung

In Abschnitt 4.5.4 ist der Vergleich der Erhöhung der elektrischen Verstärkung für eine Kamera (10 HV-Gruppen) dargestellt. Dabei wurde über alle 10 HV-Gruppen gemittelt. In diesem Abschnitt findet ein Vergleich pro HV-Gruppe statt (s. Tabelle B.1).

HV Gr. Nr.	$\tilde{\Delta}_{0,theo}$ [$\frac{ADC-Wert}{Photoelektron}$]	$\tilde{\Phi}_{theo}$	$\tilde{\Delta}_{theo}$ [$\frac{ADC-Wert}{Photoelektron}$]	$\tilde{\Delta}_{exp}$ [$\frac{ADC-Wert}{Photoelektron}$]
1	$2,24 \pm 0,12$	$18,52 \pm 0,48$	$41,52 \pm 2,42$	$39,19 \pm 7,56$
2	$2,40 \pm 0,15$	$15,30 \pm 0,33$	$36,74 \pm 2,40$	$32,11 \pm 4,71$
3	$2,22 \pm 0,11$	$12,63 \pm 0,36$	$28,08 \pm 1,55$	$28,25 \pm 4,67$
4	$2,39 \pm 0,11$	$12,70 \pm 0,31$	$30,33 \pm 1,57$	$28,38 \pm 4,46$
5	$2,20 \pm 0,12$	$15,16 \pm 0,49$	$33,30 \pm 2,17$	$33,93 \pm 6,35$
6	$2,36 \pm 0,15$	$10,41 \pm 0,17$	$24,60 \pm 1,60$	$24,05 \pm 4,13$
7	$2,24 \pm 0,15$	$08,64 \pm 0,20$	$19,36 \pm 1,33$	$19,68 \pm 3,47$
8	$2,32 \pm 0,13$	$10,50 \pm 0,22$	$24,38 \pm 1,49$	$23,16 \pm 4,17$
9	$2,27 \pm 0,17$	$15,38 \pm 0,30$	$34,88 \pm 2,64$	$33,54 \pm 6,57$
10	$2,31 \pm 0,13$	$12,91 \pm 0,35$	$29,84 \pm 1,86$	$25,80 \pm 4,64$

Tabelle B.1: In der Tabelle sind die Ergebnisse des Vergleichs zwischen erwartetem und gemessenem Parameter $\tilde{\Delta}$, der der elektrischen Verstärkung G_e entspricht, für jede HV-Gruppe aufgetragen. Die Spalte *HV Gr. Nr.* ist die Nummer der HV-Gruppe (vgl. Abb. B.15), $\tilde{\Delta}_{0,theo}$ ist die gemessene, über die HV-Gruppe gemittelte absolute Verstärkung im normalen Messbetrieb, $\tilde{\Phi}_{theo}$ ist der theoretische, über die HV-Gruppen gemittelte Faktor, um den sich die Verstärkung erhöht, bei einer HV von 1300 V, $\tilde{\Delta}_{theo}$ ergibt sich aus $\tilde{\Delta}_{0,theo} \cdot \tilde{\Phi}_{theo}$ und entspricht der elektrischen Verstärkung einer HV-Gruppe und $\tilde{\Delta}_{exp}$ entspricht der gemessenen, über eine HV-Gruppe gemittelten elektrischen Verstärkung bei einer HV von 1300 V. Alle Fehlerangaben sind statistische Fehler, die Fehler der Einzelmessung für $\tilde{\Delta}_{exp}$ liegt im Bereich weniger Prozent und sind nicht angegeben.

Die Werte für $\tilde{\Delta}_{exp}$ sind den Abbildungen B.16 bis B.25 entnommen. $\tilde{\Delta}_{0,theo}$ ist die gemessene, über die HV-Gruppe gemittelte absolute Verstärkung im normalen Messbetrieb. Die Ergebnisse der absoluten Kalibration zum Zeitpunkt der durchgeführten Messung liefert diese Werte. Die Größe $\tilde{\Phi}_{theo}$ ist die theoretische, über die HV-Gruppen gemittelte relative Verstärkung bei einer HV von 1300 V. Sie ergibt sich aus Gl. (4.12) aus Abschnitt 4.5.4. Um ein Vergleich von $\tilde{\Delta}_{exp}$ mit $\tilde{\Delta}_{theo}$ zu zeigen, berechnet man $\tilde{\Delta}_{theo}$ durch Multiplikation von $\tilde{\Delta}_{0,theo}$ und $\tilde{\Phi}_{theo}$ für jede HV-Gruppe.

Die berechnete Verstärkung $\tilde{\Delta}_{theo}$ stimmt innerhalb ihrer Fehler gut mit der experimentell ermittelten Verstärkung $\tilde{\Delta}_{exp}$ je HV-Gruppe überein.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Abu-Zayyad et al., astro-ph/0203273, *Proc. 26th ICRC*, Utah 1999
- [2] R. Engel, private Mitteilung
- [3] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer, 2004.
- [4] K. Greisen, *Phys. Rev., Lett.* 16, (1966) p748-750
- [5] G. Zatsepin und V. Kuz'min, *JETP Lett.* 4, (1966) p78ff
- [6] M. Nagano and A.A. Watson, *Observations and implications of the ultrahigh energy cosmic rays*, *Reviews of Modern Physics*, (2000) p689-732
- [7] Technical Design Report, unveröffentlichter Bericht, 2004, Verfügbar: <http://tdpc01.fnal.gov/auger/org/tdr/index.html>
- [8] J. Oehlschlaeger und R. Engel, private Mitteilung, 2005
- [9] K. H. Becker et al., *Photomultiplier Tests for the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory in Wuppertal*, GAP-2004-053, unveröffentlichter Bericht, 2004
- [10] H. Gemmeke et al., *First Measurements with the Auger Fluorescence Detector Data Acquisition System*, *Proc. ICRC*, Hamburg 2001, p769
- [11] M. Kleifges et al., *Design of the Trigger System for the Auger Fluorescence Detector*, *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol. 47 No. 2 (2000), p371-375
- [12] H. Gemmeke et al., *Concept of a Trigger System for the Pierre Auger Fluorescence Detector*, GAP-1996-043, unveröffentlichter Bericht, 1996
- [13] T. Pierog et al., astro-ph/0411260, *To appear in the Proc. 13th ISVHECR*, Greece 2004
- [14] L. Prado et al., *Simulation of the fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **545** (2005) 632
- [15] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics*, **3**, 1956
- [16] K. Kamata and J. Nishimura, *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, **6**, 93, 1958
- [17] S. Petrerá, *Towards a full simulation of the FD Aperture*, GAP-2004-015, unveröffentlichter Bericht, 2004
- [18] M. Unger, private Mitteilung, 2005
- [19] R. Ulrich, private Mitteilung, 2005
- [20] J. Brack et al., *Prototype Auger Absolute Calibration System: Fluorescence Detector Calibration at Los Leones*, GAP-2002-033, unveröffentlichter Bericht, 2002, Verfügbar: http://www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [21] A. de Capoa, *Calibration of the FD telescope channels using light pulses*, GAP-2002-005, unveröffentlicher Bericht, 2002, Verfügbar: http://www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl
- [22] Auger Collaboration, *Headelectronics - Technical Specifications*, unveröffentlicher Bericht, 2003, Verfügbar: <http://topserver.mi.infn.it/auger/newhe/>
- [23] Photonis Photomultiplier Tubes, *Principles and Applications*, Photonis (2002), Verfügbar: <http://www.photonis.com/Photomultiplier/AppBook.htm>
- [24] RCA Photomultiplier Handbook, *Theory - Design - Application*, Appendix G, RCA (1980)
- [25] A. Menshikov, private Mitteilung, 2005