



Diplomarbeit

„Pixel by Pixel Kalibration“
für die Pierre Auger Fluoreszenz Teleskope

Lukas Niemietz
Bergische Universität Wuppertal
Fachbereich C - Physik

Wuppertal, den 10. Juni 2010

WU D - 10-05

Zusammenfassung

Das Pierre Auger Observatorium in der argentinischen Pampa ist ein ca. 3000 km² großer Hybrid-Detektor zur Untersuchung hochenergetischer kosmischer Strahlung. Ziel ist es, das Spektrum und mögliche Quellen der kosmischen Strahlung genauer zu bestimmen.

Das Observatorium besteht zum einen aus ca. 1600 Cherenkov-Wassertanks und zum anderen aus 27 Fluoreszenz-Teleskopen, welche eine Pixelmatrix von jeweils 440 Photomultipliern (PMTs) enthalten.

Bei den bisher angewandten Kalibrationsmethoden der Fluoreszenz-Teleskope wird die gesamte Kamera beleuchtet, so dass sie nicht sensitiv auf Effekte wie z.B. *cross-talk* oder Reflektionen sind. Gegenstand dieser Arbeit ist eine neue Kalibrationsmethode, die die PMTs der Kamera nacheinander mit einem Lichtpunkt abfährt und somit einzeln vermessen kann.

Über ein Spiegelsystem mit zwei Spiegeln, wovon einer zur Ablenkung in horizontaler und der andere zur Ablenkung in vertikaler Richtung benutzt wird, lenkt man einen Lichtpunkt gezielt auf die Kamera. Der Lichtpunkt wird mittels einer Quelle im ultravioletten oder blauen Licht erzeugt.

Bei ersten Messungen wurden einzelne Vertauschungen in der Verkabelung der PMTs entdeckt. Des Weiteren sind Reflektionen des Lichts von der Kamera über den Spiegel zurück auf die Kamera zu erkennen und zu bestimmen. Ebenfalls ist es möglich, die Inhomogenität der Sensitivität der Kamera sowie der einzelnen PMTs zu testen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Spektrum der kosmischen Strahlung	4
2.2	Zusammensetzung	7
2.3	Teilenschauer	9
2.4	Beschleunigungsmechanismen	11
2.5	Detektionsmethoden	14
3	Das Pierre Auger Observatorium	19
3.1	Oberflächendetektoren	19
3.2	Fluoreszenzteleskope	20
3.2.1	Kalibrationsmethoden	21
4	“Pixel-by-Pixel” Kalibration	25
4.1	Motivation und Kalibrationsidee	25
4.2	Verwendete Hardware	25
4.2.1	Lichtquelle mit Treiber	25
4.2.2	Spiegeleinheit	26
4.3	Spiegel	27
4.4	Steuerung per PC	27
4.5	Eigenschaften der Hardware	28
5	Durchführung der Messungen	33
6	Auswertung der Messungen	37
6.1	Berechnung der PMT-Koordinaten	37
6.2	Analyse-Werkzeuge	38
6.3	Betrachtung der Daten im FDEyeDisplay	39
6.4	Alignment	40
6.5	Fehler in der PMT Verkabelung	44
6.6	Inhomogenität der PMTs und der Kamera	47
6.7	Reflektionen	53
6.8	Relativ-Kalibration	58
6.8.1	Auswertung der Photodiode	58
6.8.2	Vergleich mit Cal A	58
6.9	Simulation von Schauern	59
7	Fazit und Ausblick	65
8	Anhang	67
8.1	Befehlsübersicht	67
8.2	Messanleitung	68
8.3	Plots aller Kameras zur Pixelverkabelung	74

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrum der kosmischen Strahlung	5
2.2	Spektrum der KS im Bereich des GZK Cut-offs	7
2.3	Vergleich der relativen Häufigkeit der Elemente	8
2.4	Mittlere atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Energie	8
2.5	Heitler-Modell	10
2.6	Modell eines hadronischen Schauers	12
2.7	Cherenkov Lichtkegel	15
2.8	Spektrum des Fluoreszenzlichts	16
3.1	Fluoreszenz-Detektor mit Oberflächentank	19
3.2	Lageplan des Pierre Auger Observatoriums	19
3.3	Oberflächentank	20
3.4	Skizze eines Fluoreszenzteleskopes	21
3.5	Skizze des Kamera-Layouts	22
3.6	Photonis PMT und Reflektor-Ring	23
3.7	Relativ-Kalibrationsquellen	23
4.1	Foto der Lichtquelle mit Treiberboard und Kollimatorlinse	26
4.2	Spiegeleinheit mit zugehörigem Treiber	27
4.3	Reflektivität der Spiegel	28
4.4	Drehung der Scannerspiegel in Abhängigkeit der Spannung	30
4.5	Temperaturabhängigkeit der Scanner	31
4.6	Temperaturverlauf im Gebäude über eine Messung	32
5.1	Foto des Aufbaus	33
5.2	Foto des modifizierten Aufbaus	34
6.1	Skizze zur Berechnung der PMT-Koordinaten	38
6.2	Schuss auf einen PMT im FDEyeDisplay	39
6.3	Schuss auf einen Mercedes-Stern im FDEyeDisplay	40
6.4	Reflektionen im FDEyeDisplay	41
6.5	Skizze zum Alignment	42
6.6	DAC-Input gegen PMT-Position	43
6.7	Plots zur Qualität des Alignment	44
6.8	Pixelvertauschungen in HEAT #1 und LA #1	46
6.9	Inhomogenität der Mitte von HEAT #2	47
6.10	Inhomogenität von PMT 232 aus HEAT #2	48
6.11	Inhomogenität der gesamten Kamera	49
6.12	Plots zur mittleren Inhomogenität der PMTs	51
6.13	Abweichungen der PMTs vom Mittel	52
6.14	Skizze zum Begriff Spot	53
6.15	Reflektionen in Coihueco #4	54
6.16	Reflektionen in Coihueco #4	55
6.17	Reflektionen in Coihueco #4	56
6.18	Verteilung der Ladung	57
6.19	Intensität der Schüsse gegen die Signalhöhe in der Kamera	59
6.20	Plots zur Relativ-Kalibration	60
6.21	Projektion der Verteilung von Ladung/Cal A	61

6.22	Gain aus Cal A	61
6.23	Zusammenhang zwischen PMT-Ladung und Cal A-Gain	62
6.24	Probleme beim Triggern der Schauersimulationen	63
6.25	Schauersimulation	64
8.1	Foto des Treiberborads	68
8.2	Foto und Zeichnung des LED-Treiberborads	69
8.3	Plots zur Pixelverkabelung in Los Leones	74
8.4	Plots zur Pixelverkabelung in Los Morados	75
8.5	Plots zur Pixelverkabelung in Loma Amarilla	76
8.6	Plots zur Pixelverkabelung in Coihueco	77
8.7	Plots zur Pixelverkabelung in HEAT	78

1 Einführung

Seit der Entdeckung der kosmischen Strahlung durch Victor F. Hess im Jahre 1912 stellen sich folgende Fragen:

- Woher kommt die kosmische Strahlung?
- Wie werden die Teilchen beschleunigt?
- Gibt es eine Höchstenergie, bis zu der Teilchen beschleunigt werden?

Heute, fast 100 Jahren später, sind diese Fragen noch immer nicht geklärt. Deshalb gibt es zahlreiche Projekte, welche versuchen diesen Fragen auf den Grund zu gehen. Der weltweit größte Detektor zur Untersuchung von hochenergetischer kosmischer Strahlung ist das Pierre-Auger Observatorium in der argentinischen Pampa. Ausgestattet mit 1600 Oberflächendetektoren und 27 Fluoreszenz-Teleskopen werden mit diesem Hybrid-Detektor Teilchenschauer untersucht.

Um mögliche Quellen der kosmischen Strahlung zu identifizieren, ist eine maximale Präzision erforderlich. Zur Bestimmung der Energie der Primärteilchen müssen die jeweils 440 Photomultiplier (PMTs) der Fluoreszenz-Teleskope ordnungsgemäß kalibriert sein. Dazu existieren verschiedene Methoden, welche jeweils die gesamte Kamera beleuchten. Daher ist es mit den bestehenden Kalibrationsmethoden nicht möglich, verschiedene Effekte wie z.B. Reflektionen oder Verkabelungsfehler zu erkennen und zu untersuchen.

Deshalb wurde eine neue Methode entwickelt, welche ermöglicht, einzelne PMTs mit einem kleinen Lichtpunkt anzuschließen und deren Verhalten zu analysieren. Dazu wird das Licht einer LED (340 oder 450 nm Wellenlänge) kollimiert und über einen Lichtleiter auf zwei bewegliche Spiegel gelenkt. Die beiden Spiegel, einer zur Ablenkung in horizontaler und der andere zur Ablenkung in vertikaler Richtung, können gezielt gedreht werden. So ist es möglich, den Lichtpunkt gezielt auf eine bestimmte Position auf der Kamera zu lenken.

Gegenstand der Arbeit ist die Entwicklung dieser Kalibrationsmethode sowie die Vorstellung erster Ergebnisse aus zwei Messreihen in Argentinien.

2 Kosmische Strahlung

Im Jahre 1900 beschäftigten Wilson, Elster und Geitel sich mit der Restleitfähigkeit der Luft. Dazu stellten sie Elektroskope auf, welche Ladungen messen, und bestimmten die Zeit, die für eine Entladung der Elektroskope benötigt wurde. 1903 stellte Rutherford fest, dass durch eine Abschirmung der Elektroskope mit Bleiplatten diese Zeit verlängert wird. Aufgrund dessen nahm man an, eine radioaktive Hintergrundstrahlung ionisiere die Luft und führe so zur Entladung. Terrestrische Strahlung, die von Erzen in der Erde ausgeht, sollte für diese Hintergrundstrahlung der Grund sein.

Wolf bestätigte 1910 diese Hypothese, indem er in einem Experiment auf dem Eiffelturm in Paris bis zu einer Höhe von ca. 267 Metern feststellte, dass die Intensität der Hintergrundstrahlung mit der Höhe abnahm.

1912 entdeckte Victor F. Hess die extra-terrestrische Komponente der Hintergrundstrahlung auf der Erde, indem er in einem Ballon die Intensität der Strahlung bis zu einer Höhe von 5 km maß [2]. Wie erwartet, ging die Intensität erst einmal zurück, stieg jedoch ab einer Höhe von ca. 1000 m wieder an. Daher auch der Name *Höhenstrahlung* als Bezeichnung für die kosmische Strahlung. 1936 erhielt Hess für diese Entdeckung den Nobelpreis.

Erste Untersuchungen der kosmischen Strahlung zeigten, dass die Intensität abhängig von der geomagnetischen Breite ist. Die Lorentz-Kraft, die Kraft, die in einem elektromagnetischen Feld auf eine bewegte elektrische Ladung wirkt,

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

ist abhängig von der Ladung q , Geschwindigkeit und Richtung der ankommenden Teilchen \vec{v} in Bezug zum Magnetfeld \vec{B} . So spüren Teilchen am Äquator, die senkrecht auf die Feldlinien des Erdmagnetfeldes treffen, die maximale Lorentz-Kraft $|\vec{F}_L| = q \cdot v \cdot B$, während ein Teilchen am magnetischen Pol, welches parallel zum Magnetfeld eintrifft, keine Lorentzkraft spürt $|\vec{F}_L| = 0$. Daraus zog man den Schluss, dass die kosmische Strahlung geladen sein muss.

Kosmische Höhenstrahlung ist überwiegend positiv geladen, wie der Ost-West-Effekt zeigt. Die geladenen Teilchen werden im Magnetfeld der Erde auf Spiralbahnen abgelenkt. Betrachtet man nun die Richtung der ankommenden Teilchen, so ist zu erkennen, dass von Westen mehr Teilchen ankommen. Würde man die Spuren verschiedener Teilchen von der Erde aus zurückverfolgen, so würde man sehen, dass es im Osten Spuren positiver Teilchen gibt, die nicht in den Weltraum führen. Somit können aus Ostrichtung weniger Teilchen detektiert werden und man erhält für positiv geladene Teilchen das beschriebene Ost-West Ungleichgewicht.

Ebenfalls gibt es Bahnen im Magnetfeld der Erde, in denen Teilchen mit einem bestimmten Impuls eingefangen werden und zwischen Nord- und Südpol hin und her pendeln. Dieser Bereich wird Van-Allen-Gürtel genannt und wurde im Jahre 1958 mittels eines Satelliten nachgewiesen. [3]

Kosmische Strahlung trägt auch zum Verständnis des Standardsystems bei. Durch sie konnte Anderson 1932 erstmals die Existenz des Positrons, das Antiteilchen des

Elektrons, in einer Nebelkammer nachweisen [4]. 1937 folgte die Entdeckung des Myons, dem schweren „Bruder“ des Elektrons mit gleichen Eigenschaften, aber einer etwa 200-fach größeren Masse. [5]

1938 war Pierre Auger der Erste, der Koinzidenzen zwischen mehreren Detektoren, die entfernt von einander aufgestellt waren, beobachtete [6]. Er schloss daraus, dass primäre Teilchen, die in ein Medium eindringen, wie z.B. Luft, Sekundärteilchen auslösen, welche wiederum weitere Sekundärteilchen auslösen. So kann ein Primärteilchen mit sehr hoher Energie weit mehr als 10^6 Sekundärteilchen auslösen, die in einer Schauerfront von etwa 1 m Dicke und mehreren Kilometern Durchmesser auf die Erde treffen.

In der Astroteilchenphysik werden die Energien in Elektronen Volt¹ (eV) angegeben. Heute wissen wir, dass die Erde von ca. 1000 Teilchen pro Sekunde pro Quadratmeter getroffen wird. Allerdings ist die Ereignisrate mit Teilchen höherer Energie, wie das Pierre Auger Observatorium in Argentinien sie beobachtet, viel kleiner. So trifft bei einer Energie von etwa 10^{18} eV nur noch ein Teilchen pro km^2 pro Jahr auf die Erde. Daher müssen die Detektoren sehr groß dimensioniert sein, um hohe Ereignisraten zu erhalten.

2.1 Spektrum der kosmischen Strahlung

Der Fluss der Teilchen, hängt sehr stark von der Energie der Teilchen ab. In Abb. 2.1 ist der Fluss der Teilchen doppelt logarithmisch gegen die Energie der Teilchen aufgetragen und es ist zu erkennen, dass das Spektrum der kosmischen Strahlung mit zunehmender Energie sehr steil abfällt. Der Fluss der kosmischen Strahlung variiert über 32 Größenordnungen und ist damit die über den größten Messbereich bestimmte physikalischen Größe. Ebenso ist der gemessene Energiebereich, welcher von 10^9 eV bis 10^{21} eV reicht und somit über 12 Größenordnungen variiert, eine messtechnische Herausforderung.

Will man das Spektrum mathematisch beschreiben, so handelt es sich um ein Potenzgesetz. Der Fluss der Teilchen fällt mit einer Potenz der Energie:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma}. \quad (2.2)$$

Das Spektrum lässt sich in drei Teile einteilen: zum einen der Bereich bis zum sogenannten Knie bei etwa 10^{15} eV mit einem spektralen Index von $\gamma \approx 2.7$, zum anderen der Bereich vom Knie bis zum Knöchel bei $\sim 10^{19}$ eV mit einem spektralen Index von $\gamma \approx 3.0$, ab dem Knöchel flacht das Spektrum wieder etwas ab. Aufgrund der dünnen Datenlage und den dementsprechend großen Fehlern ist es nicht möglich einen genauen spektralen Index für diesen Bereich anzugeben. Insgesamt ist zu beachten, dass das Spektrum eine sehr steile Kurve beschreibt und die oben genannten Bereiche erst sichtbar werden, wenn man das Spektrum in den Plots künstlich abflacht. So ist es üblich den Fluss mit einer Potenz der Energie von etwa 2.5 zu multiplizieren. Der Grund für den Verlauf des Spektrums ist noch nicht hinreichend geklärt, es existieren allerdings Ansätze zur Klärung. [1]

¹1 eV ist die Energie eines Elektrons, welches mit 1 Volt beschleunigt wurde, $1 \text{ eV} \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

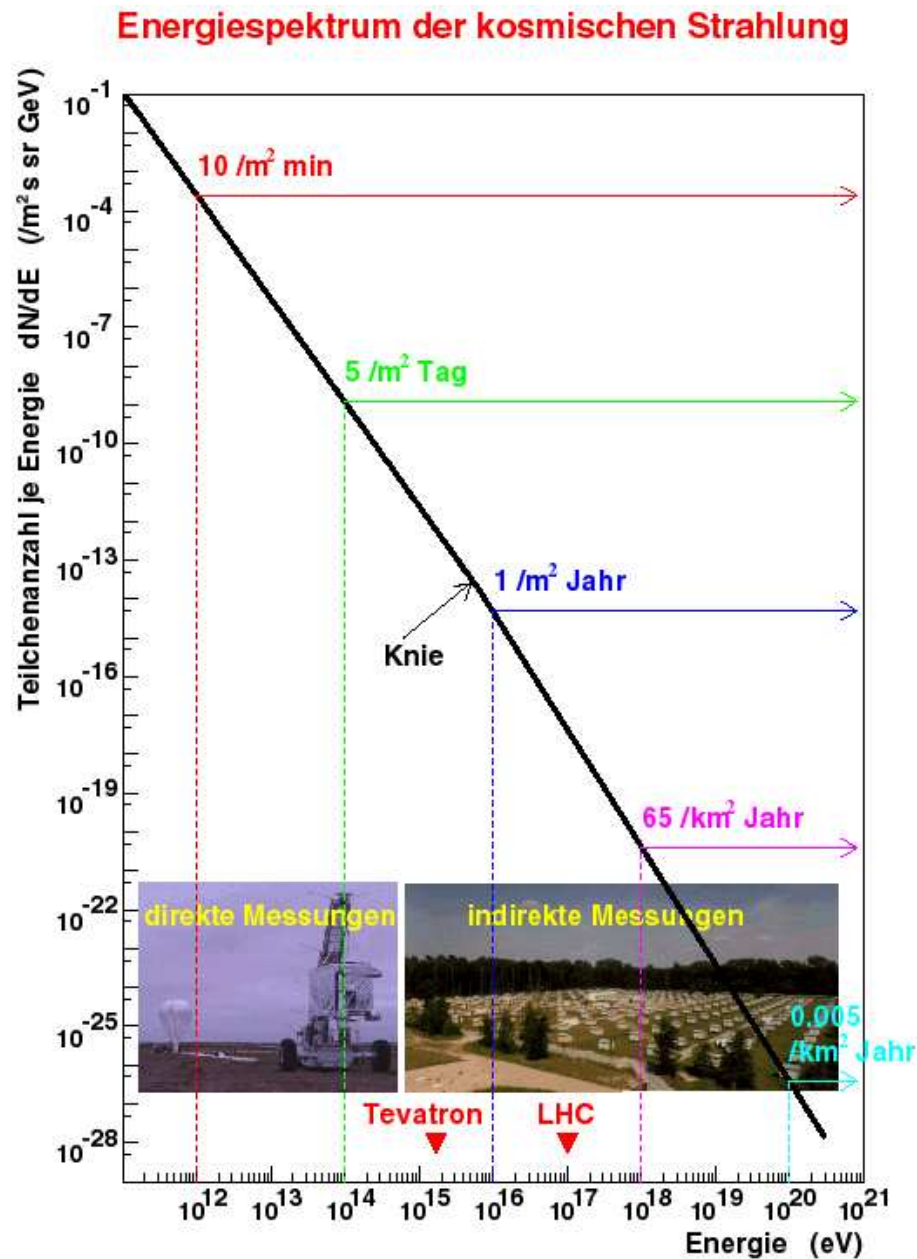


Abbildung 2.1: Spektrum der kosmischen Strahlung (aus [31]).

Sucht man nach Quellen für kosmische Strahlung, so lässt sich aufgrund des Verlaufs sagen, dass ein thermaler Ursprung ausgeschlossen werden kann. Das Spektrum folgt nicht dem Planckschen Strahlungsgesetz für Schwarzkörper, sondern einem Potenzgesetz.

Möchte man bestimmen bis zu welcher Energie das Magnetfeld der Galaxie Teilchen binden kann, so muss man die Gyroradien, auf denen die Teilchen kreisen, betrachten und berechnen bis zu welcher Energie diese Radien der Größe der Galaxie entsprechen. Der Gyroradius lässt sich herleiten durch das Gleichsetzen von Zentrifugal-

und Lorentzkraft (mit $\vec{v} \perp \vec{B}$):

$$\frac{mv^2}{r_G} = Z \cdot e \cdot v \cdot B, \quad (2.3)$$

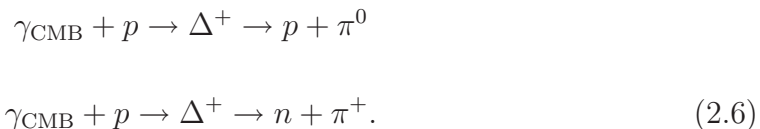
$$r_G = \frac{m \cdot v}{Z \cdot e \cdot B}. \quad (2.4)$$

Daraus folgt für den Impuls eines einfach geladenen Teilchens:

$$p = e \cdot r_G \cdot B \quad (2.5)$$

(p : Impuls; B : Magnetfeld; v : Geschwindigkeit des Teilchens; m : Masse des Teilchens; Z : Kernladungszahl; r_G : Gyroradius)

Setzt man in diese Formel realistische Werte von $B = 10^{-10}$ T und $r = 5$ pc (1 pc = 3.26 Lichtjahre = $3.0857 \cdot 10^{16}$ m) ein, so kommt man auf einen maximalen Impuls von $p_{\max} = 4.6 \cdot 10^{15}$ eV/c für ein in der Galaxie gebundenes Teilchen. Für schwerere Teilchen ist dieser Maximalimpuls kleiner. Es kommt daher zu einem Abfall des Flusses, da nur noch die leichten Teilchen in der Galaxie gebunden bleiben und die schwereren dem System verloren gehen. Dieses Verhalten würde den Abfall des Spektrums nach dem Knie erklären und ist zur Zeit der gängigste Erklärungsansatz. Ab einer Energie von $6 \cdot 10^{16}$ eV erwartet man, dass das Spektrum abbricht, da Teilchen höherer Energie mit den Schwarzkörper-Photonen der sogenannten 2.7 K-Hintergrundstrahlung (CMB), einem Relikt des Urknalls, wechselwirken, über eine Delta-Resonanz Pionen erzeugen und dabei einen Großteil ihrer Energie verlieren:



Diese Grenze wurde erstmals 1966 von Greisen [10], Zatsepin und Kuzmin [11] berechnet und wird daher *GZK-Cut-off* genannt.

Das AGASA-Experiment [7] der Universität Tokio kann den GZK-Cut-off nicht bestätigen, wogegen HiRes [8] und Auger [9] eine Unterdrückung des Flusses feststellen (siehe Abb. 2.2). Allerdings werden in allen Experimenten Teilchen mit Energien größer als $6 \cdot 10^{19}$ eV beobachtet. Dies gibt ein gewisses Rätsel auf, da die mittlere freie Weglänge für Teilchen mit dieser Energie nur ca. 50 Mpc beträgt und die Anzahl der ankommenden Teilchen somit stark unterdrückt sein sollte. Die einzige Erklärung hierfür scheint zu sein, dass die Quellen sich relativ nah an der Erde befinden.

Dies lässt sich ausnutzen, wenn man Astronomie mit hochenergetischen Teilchen betreibt. Da der Hintergrund an hochenergetischen Teilchen oberhalb der GZK-Grenze stark unterdrückt ist, sollten nur Teilchen aus hochenergetischen Quellen in der Nähe der Erde ($\lesssim 100$ Mpc) detektiert werden.

Die Daten des Pierre Auger Observatoriums zeigen eine Korrelation der kosmischen Strahlung mit einer Energie oberhalb von $\sim 6 \cdot 10^{19}$ eV und aktiven galaktischen Kernen unterhalb eines Abstands von ~ 75 Mpc [14].

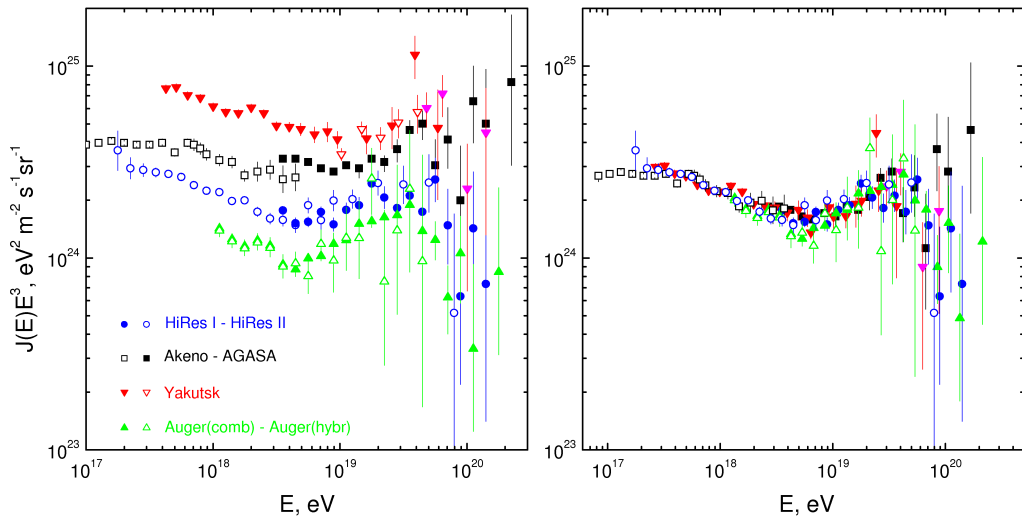


Abbildung 2.2: Spektrum der kosmischen Strahlung im Bereich des GZK Cut-offs, links ohne - rechts mit aufeinander normierter Energiekalibration (aus [13]).

2.2 Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei niedrigen Energien lässt sich sehr gut z.B. durch Satellitenmessungen bestimmen. Da die niederenergetischen Teilchen aufgrund des starken Abfalls des Flusses dominant sind, lässt sich die Zusammensetzung der geladenen Komponente gut bestimmen. Sie besteht zu 98% aus Atomkernen und zu 2% aus Elektronen. Bei den Atomkernen handelt es sich zu meist um Protonen (85%) und α -Teilchen (12%). Die restlichen 3 % stammen aus schwereren Kernen mit einer Ordnungszahl $Z \geq 3$.

Vergleicht man die Häufigkeit der Elemente in der kosmischen Strahlung mit der Häufigkeit der Elemente in unserem Sonnensystem (Abb. 2.3), so sehen die beiden Kurven einander sehr ähnlich. Es gibt allerdings auffällige Abweichungen. So ist in der kosmischen Strahlung ein Überschuss der Elemente Lithium ($Z = 3$), Beryllium ($Z = 4$), und Bohr ($Z = 5$) sowie der Elemente mit einer Ordnungszahl knapp unterhalb von Eisen ($Z = 26$) zu erkennen. Angenommen der Ursprung der solaren und der kosmischen Materie sei derselbe, so ist es möglich, dass die schwereren Kerne Kohlenstoff ($Z = 6$), Sauerstoff ($Z = 8$) und Eisen auf dem Weg zur Erde auf ein anderes Teilchen treffen, aufbrechen und in Kerne mit kleineren Ordnungszahlen übergehen. Diesen Vorgang nennt man Spallation.

Leichter Teilchen können tiefer in die Atmosphäre eindringen als schwerere, da auf Grund der geringeren Anzahl der Kernteilchen weniger Wechselwirkungen stattfinden. Wie später unter 2.3 beschrieben, folgt daraus eine größere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums X_{\max} , gemessen in g/cm^2 . Folglich ist X_{\max} ein guter Indikator für die Art des Primärteilchens.

Betrachtet man X_{\max} in Abhängigkeit der Energie, die sogenannte *Elongation Rate* (Elongation Rate = $X_{\max}(10 \cdot E_0) - X_{\max}(E_0)$) und vergleicht dies mit theoretischen Modellen (Abb. 2.4), so ist zu erkennen, dass es sich vermutlich um eine Mischung

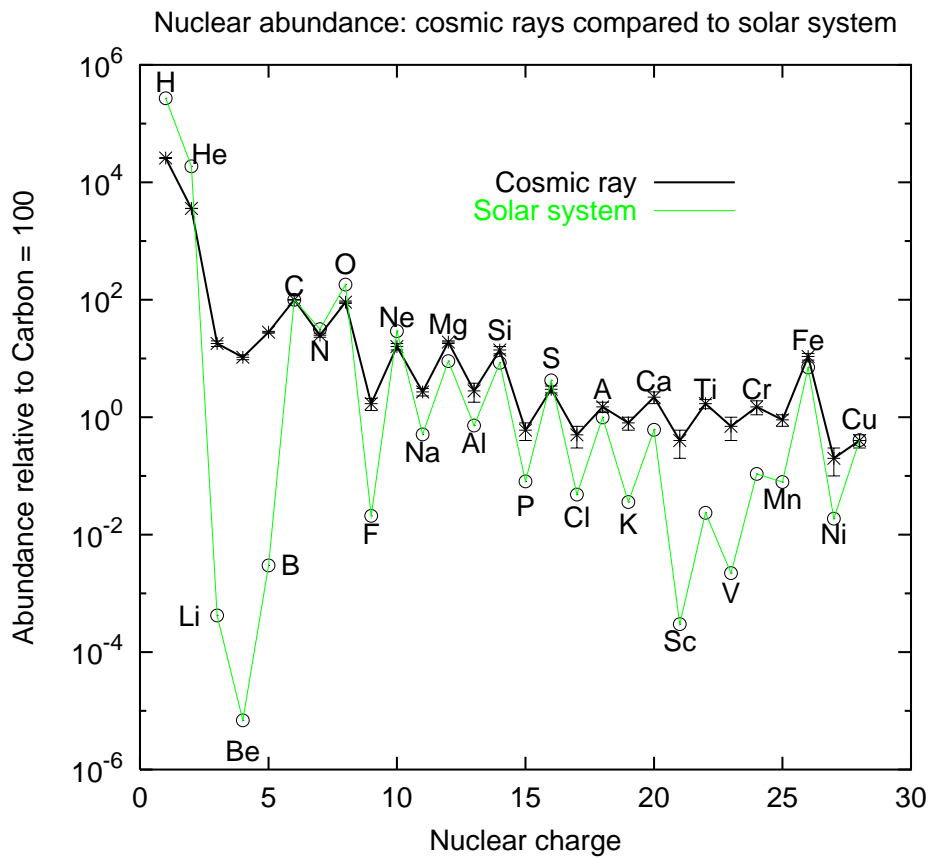


Abbildung 2.3: Relative Häufigkeit der Elemente in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem (aus [15]).

aus leichten und schweren Elementen handelt. Neueste Auger Daten zeigen einen Anstieg der Anzahl schwerer Elemente bei höheren Energien. [12]

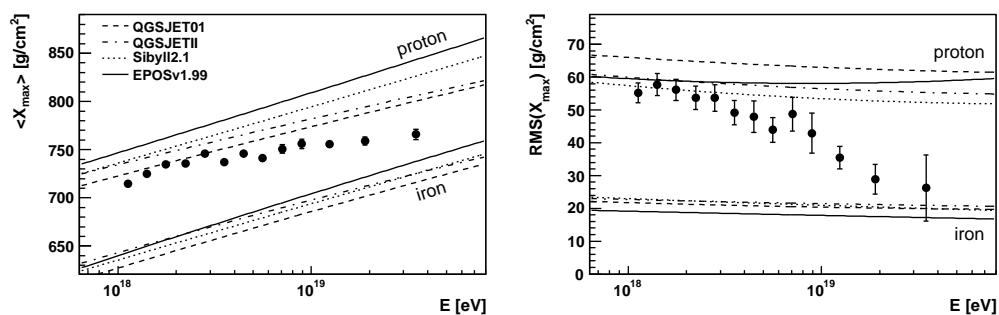


Abbildung 2.4: Indizien für die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Aufgetragen ist die mittlere atmosphärische Tiefe (X_{\max}) und $\text{RMS}(X_{\max})$ gegen die Energie, im Vergleich zu den Werten aus Simulationen für Eisen oder Protonen als Primärteilchen (aus [12]).

2.3 Teilchenschauer

Teilchen ab einer Energie von etwa 10^{14} eV lösen ausgedehnte Teilchenschauer (EAS - **E**xtended **A**ir **S**hower) mit einem Durchmesser von bis zu mehreren Kilometern aus. Bei Energien von mehr als $\sim 10^{18}$ eV spricht man von ultra-hochenergetischer kosmischer Strahlung (UHECR - **U**ltra **H**igh **E**nergy **C**osmic **R**ays). Treffen Elektronen mit hoher Energie auf Materie, so verlieren sie gemäß der Bethe-Bloch Formel an Energie:

$$\frac{dE}{dx} = -\alpha(E) - \frac{E}{X_0}. \quad (2.7)$$

Die dominanten Effekte sind hierbei Verluste durch Ionisation, beschrieben durch den Faktor $\alpha(E)$ und die Bremsstrahlung. X_0 ist die sogenannte Strahlungslänge, welche stark vom Medium abhängt. Sie liegt z.B. für ein Elektron in Luft bei 37 g/cm^2 . Ionisation und Bremsstrahlung sind konkurrierende Effekte. Die Ionisation ist dominant bei niedrigeren, die Bremsstrahlung bei höheren Energien. Bei der Bremsstrahlung wird ein Photon frei, welches durch Paarbildung wieder neue Teilchen erzeugen kann. Daher macht es bis auf eine Wechselwirkungslänge keinen Unterschied, ob das primäre Teilchen ein Photon oder ein Elektron war. Bei der Ionisation werden nur niederenergetische Photonen erzeugt, welche nicht zur Paarbildung fähig sind.

Die Energie, bei der der Verlust durch Ionisation gleich dem Verlust durch Bremsstrahlung ist, wird *kritische Energie* ($E_C \approx 86 \text{ MeV}$) genannt. Unterhalb der kritischen Energie werden keine neuen Teilchen erzeugt. Die Teilchen geben nur noch Energie ab.

Das Heitler-Modell zur kosmischen Strahlung ist ein relativ einfaches Modell, welchem das oben beschriebene Verhalten zu Grunde liegt [17]. Ein Primärteilchen mit hoher Energie trifft auf die Atmosphäre und löst nach einer Wechselwirkungslänge (λ_{em}) ein zweites Teilchen aus. Die primäre Energie (E_0) verteilt sich auf beide Teilchen. Ist die verbliebene Energie der Teilchen (E_i) hoch genug, lösen sie nach einer weiteren Wechselwirkungslänge wieder jeweils ein neues Teilchen aus. Durch diese Kaskade entsteht ein ausgedehnter Teilchenschauer mit mehreren Kilometern Durchmesser. Für die Anzahl der Teilchen N und für die Energie der Teilchen E_i nach einer atmosphärischen Tiefe X gilt solange $E_i > E_C$:

$$N(X) = 2^{X/\lambda_{\text{em}}}, \quad (2.8)$$

$$E_i(X) = \frac{E_0}{N(X)} = \frac{E_0}{2^{X/\lambda_{\text{em}}}}. \quad (2.9)$$

Wenn die Energie der einzelnen Teilchen gleich der kritischen Energie ist, hat der Schauer die maximale Anzahl an Teilchen:

$$N_{\text{max}} = \frac{E_0}{E_C}. \quad (2.10)$$

Für die Schauertiefe an diesem Punkt gilt:

$$X_{\text{max}} = \lambda_{\text{em}} \cdot \log_2 \left(\frac{E_0}{E_C} \right). \quad (2.11)$$

Dieses Modell stellt die Vorgänge stark vereinfacht dar, jedoch gibt es Aufschluss über wesentliche Dinge. Zum einen, dass die Anzahl der Teilchen in einem Schauer näherungsweise proportional zur Primärenergie ist und zum anderen, dass die Schauertiefe X_{\max} logarithmisch mit der Energie steigt.

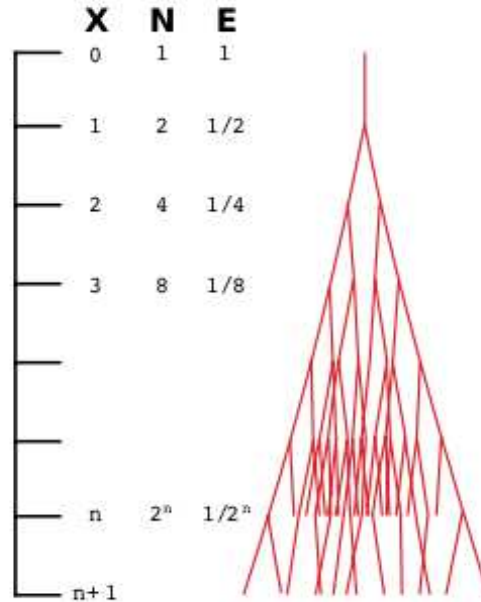


Abbildung 2.5: Heitler-Modell eines Schauers. E: Energie der Teilchen, N: Anzahl der Teilchen, X: Atmosphärische Tiefe/ λ_{em} (aus [20]).

Auch die Abhängigkeit der Schauertiefe von der Masse des Primärteilchens lässt sich leicht verstehen. Betrachtet man schwerere Kerne mit einer Massenzahl A , so wird die Energie auf alle Nuklide verteilt und die Energie eines einzelnen Kernteilchens ist E_0/A . Daraus folgt, dass schwerere Kerne ihr Maximum früher ausbilden und es gilt für die Schauertiefe X_{\max} :

$$X_{\max} \propto \frac{E_0}{A}. \quad (2.12)$$

Eine Parametrisierung für das longitudinale Schauerprofil bei einer mittleren freien Weglänge der Teilchen λ ist die sogenannte Gaisser-Hillas Funktion [18]:

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{(X_{\max} - X)/\lambda} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right). \quad (2.13)$$

Bei Schauern, die durch ein hadronisches Primärteilchen ausgelöst werden, benötigt man ein anderes Modell. Hadronische Teilchen sind zu schwer, um durch Bremsstrahlung nennenswert Energie zu verlieren. Daher muss das Heitler-Modell etwas modifiziert werden.

Nimmt man an, das einfallende Teilchen habe eine Energie E_0 und wechselwirke nach einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ_{had} mit der Luft zu n_{tot} Teilchen

mit einer Energie von

$$E_i = \frac{E_0}{n_{\text{tot}}}, \quad (2.14)$$

2/3 der Teilchen gehen in eine geladene Komponente (geladene Pionen π^\pm) mit n_{ch} Teilchen und 1/3 in eine neutrale Komponente (neutrale Pionen π^0) mit n_n Teilchen über. Die ungeladenen Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s in zwei Photonen: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Diese lösen eine elektromagnetische Kaskade aus.

Die geladenen Teilchen wechselwirken solange, bis die Energie der Teilchen eine typische Energie, unter der sie zerfallen, überschreitet ($E_i > E_{\text{dec}}$). Für diese Energie gilt:

$$E_{\text{dec}} = \frac{E_0}{(n_{\text{tot}})^n}. \quad (2.15)$$

Nimmt man an, bei jeder hadronischen Wechselwirkung entstehe ein Myon, so folgt für die Anzahl der Myonen im Schauer:

$$N_\mu = (n_{\text{ch}})^n = \left(\frac{E_0}{E_{\text{dec}}} \right)^\alpha, \quad (2.16)$$

mit $\alpha = \frac{\ln(n_{\text{ch}})}{\ln(n_{\text{tot}})} = 0.86 - 0.93$. E_{dec} und α variieren für verschieden Modelle.

Betrachtet man den Anteil der elektromagnetischen Komponente so gilt:

$$E_{\text{had}} = \left(\frac{2}{3}\right)^n E_0 \text{ und } E_{\text{em}} = E_0 - E_{\text{had}}.$$

Bei typischen Werten für die Anzahl der hadronischen Generationen von 5-6 folgt damit ein energieabhängiger Anteil von beispielsweise 70-80% bei 10^{15} eV und 90-95% bei 10^{20} eV.

2.4 Beschleunigungsmechanismen

Wie schon beschrieben, werden Teilchen mit einer Energie über 10^{20} eV in verschiedenen Experimenten gemessen. In Abschnitt 2.1 wurde gezeigt, dass diese Energie den maximalen Impuls überschreiten, der in der Milchstraße gebunden bleiben kann. Daher vermutet man, dass es sich hierbei um eine extragalaktische Komponente handelt.

Betrachtet man die Leistung, welche nötig ist, um die kosmische Strahlung zu erzeugen und zu beschleunigen und nimmt eine mittlere Energiedichte in der Milchstraße von $\rho_E \approx \text{eV}/\text{cm}^3$ an, so kommt man mit einem Volumen der galaktischen Scheibe $V_D = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$ und einer mittleren Verweildauer der Teilchen in der galaktischen Scheibe von $\tau_R \sim 6 \cdot 10^6$ Jahren, auf eine benötigte Leistung von:

$$L_{\text{KS}} = \frac{V_D \rho_E}{\tau_R} = 5 \cdot 10^{40} \frac{\text{erg}}{\text{s}}. \quad (2.17)$$

Vergleicht man diese Leistung mit der Leistung, die bei Supernova-Explosionen frei wird, unter der Annahme von etwa drei Supernovae in der Galaxie pro Jahrhundert, so kommt man für die Leistung auf einen ungefähren Wert von:

$$L_{\text{SN}} \sim 3 \cdot 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}. \quad (2.18)$$

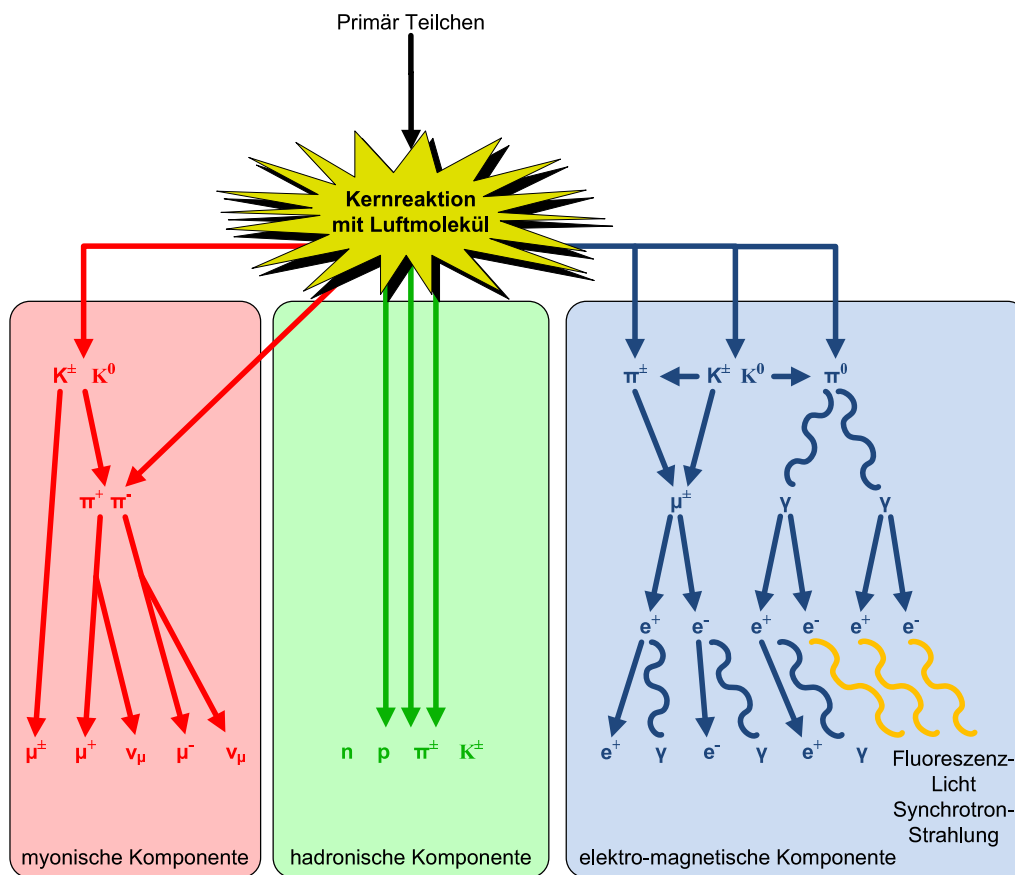


Abbildung 2.6: Modell eines hadronischen Schauers (nach [20]).

Daher würden bei einer Effizienz von ca. 1%, Supernovae als Beschleuniger in Frage kommen.

Der Ansatz Supernovae als Beschleuniger der kosmischen Strahlung zu betrachten, wird durch das Spektrum, welches bei der Schockbeschleunigung entsteht, gestärkt, da dieses dem beobachteten Spektrum sehr ähnlich ist [18]. Man bezeichnet dies als einen sogenannten *bottom-up-Mechanismus*, bei dem niederenergetische Teilchen beschleunigt werden. Im Gegensatz dazu gibt es die sogenannten *top-down-Mechanismen*, bei denen extrem schwere exotische Teilchen in hochenergetische Teilchen zerfallen. Darauf wird hier nicht näher eingegangen.

Fermi Beschleunigung 2. Ordnung

Der Fermi-Mechanismus 2. Ordnung betrachtet die Wechselwirkung von Teilchen mit galaktischen Magnetwolken. Dringt ein Teilchen mit der Geschwindigkeit v in eine Gaswolke mit der Geschwindigkeit u ein, so gilt für die Energie eines ankommenden relativistischen Teilchens mit $E_0 \simeq p_0 c$ im Koordinatensystem der Wolke:

$$E_0^* = \gamma_{\text{Wolke}}(E_0 + \beta_{\text{Wolke}} p_0) , \tag{2.19}$$

mit $\beta_{\text{Wolke}} = u/c$ und $\gamma_{\text{Wolke}} = (1 - \beta_{\text{Wolke}}^2)^{-1/2}$. Der Stern steht für das Koordinatensystem der Wolke. Nimmt man an, die Wechselwirkung mit der Wolke sei elastisch,

so gilt für die Energie des Teilchens, wenn es die Wolke entgegen der Ursprungsrichtung wieder verlässt:

$$E_1 = \gamma_{\text{Wolke}}(E_0^* + \beta_{\text{Wolke}} p_0^*) = E_0 \cdot \gamma_{\text{Wolke}}^2 (1 + \beta_{\text{Wolke}})^2. \quad (2.20)$$

Daraus folgt ein mittlerer Energiezuwachs von:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_1 - E_0}{E_0} = \gamma_{\text{Wolke}}^2 (1 + \beta_{\text{Wolke}})^2 - 1 = \xi. \quad (2.21)$$

Diese Werte hängen stark vom Winkel θ des ein- bzw. ausfallenden Teilchens im Bezug zur Flugrichtung der Wolke ab. Betrachtet man die Geschwindigkeitskomponente des Teilchens in Richtung der Fluggeschwindigkeit der Wolke, so hängt diese von $\cos(\theta) \beta_{\text{Wolke}}$ ab. Der Winkel der Teilchen, die die Wolke verlassen, schwankt zufällig verteilt um $\langle \cos(\theta_{\text{aus}}) \rangle = 0$. Für die eintreffenden Teilchen spielt die Geschwindigkeit der Wolke eine wesentliche Rolle und es gilt $\langle \cos(\theta_{\text{ein}}) \rangle = -\beta/3$. Über die Mittelung der Winkel kommt man auf einen Energiezuwachs pro Stoß von $\xi \simeq 4/3 \beta_{\text{Wolke}}^2$.

Da der Energiezuwachs von der 2. Ordnung der Wolkengeschwindigkeit abhängt, nennt man diesen Beschleunigungsmechanismus Fermi-Mechanismus 2. Ordnung. Teilchen brauchen daher sehr lange, um über diesen Beschleunigungsmechanismus beschleunigt zu werden. Sie verlieren zudem durch Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium auf dem Weg von einer zur anderen Gaswolke Energie. Daher ist dieser Mechanismus nur bedingt geeignet, Teilchen mit sehr hohen Energien zu erzeugen.[19]

Fermi Beschleunigung 1. Ordnung

Beim Fermi-Mechanismus 1. Ordnung handelt es sich um eine Beschleunigung durch Schockwellen. Diese entstehen z.B. durch Supernovae. Dabei wird eine Gashölle des explodierenden Sterns abgestoßen, propagiert mit sehr hoher Geschwindigkeit durch das All und bildet eine Schockfront gegenüber dem interstellaren Medium. Hinter der Schockfront breitet sich das Gas langsamer aus, als die Schockfront selbst. Die Geschwindigkeit der Schockfront v_S ist größer als die Geschwindigkeit des Gases v_G und es gilt: $v_S = 4/3 v_G$. Breitet sich die Schockfront im interstellaren Medium (ISM) mit der Geschwindigkeit v_S aus, so strömt im Ruhesystem der Schockfront das ISM mit $u_1 = v_S$ auf die Schockfront zu und danach mit einer kleineren Geschwindigkeit u_2 von der Schockfront weg. Im Laborsystem bewegt sich das Gas hinter der Schockfront mit einer Geschwindigkeit von $u_1 - u_2$ von der Schockfront weg und die Materie vor der Schockfront strömt mit u_1 auf den Schock zu.

Einige Teilchen des ISM fließen mit der Materie hinter der Schockfront ab, andere werden zurückgestreut und durchfliegen die Schockfront erneut. Mittelt man wieder über alle möglichen Winkel, so erhält man einen Energiegewinn pro Durchquerung der Schockfront von:

$$\xi \sim 4/3 \beta_S, \quad (2.22)$$

mit $\beta_S = (u_1 - u_2)/c$.

Da bei diesen Beschleunigungen der Energiezuwachs mit der 1. Ordnung der Geschwindigkeit wächst, spricht man hierbei von der Fermi Beschleunigung 1. Ordnung, bei welcher Energien von bis zu 100 TeV erreicht werden können. [19], [1]

Haben die Teilchen nach einem Stoß im Mittel eine Energie von $E_0(1 + \xi)$, so haben sie nach n Stößen eine Energie von:

$$E_n = E_0 (1 + \xi)^n. \quad (2.23)$$

Daraus folgt:

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \xi)}. \quad (2.24)$$

Ist die Wahrscheinlichkeit P_{esc} , dass ein Teilchen nach einem Stoß das System verlässt konstant, so ist die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen n -mal zu stoßen $(1 - P_{\text{esc}})^n$. Somit lässt sich die Anzahl der Teilchen mit einer Energie oberhalb E_k abschätzen durch:

$$N(E_n) = N(E > E_n) = N_0 \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma}, \quad (2.25)$$

mit:

$$\gamma = \frac{\ln(1/(1 - P_{\text{esc}}))}{\ln(1 + \xi)} \approx \frac{P}{\xi}. \quad (2.26)$$

Durch weitere Überlegungen lässt sich ein spektraler Index für Energien ab ca. 10^{15} eV von $\gamma \approx (2.0 - 2.2)$ berechnen. Die Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium auf dem Weg zur Erde erklärt das etwas steiler gemessene Spektrum mit einem Wert von $\gamma \approx 2.7$.

2.5 Detektionsmethoden

Zur Detektion kosmischer Strahlung gibt es verschiedene Wege. Kosmische Strahlung mit niedrigen Energien, bis zu etwa 10^{14} eV, lässt sich direkt nachweisen, z.B. in Ballon- oder Satellitenexperimenten. Bei höheren Energien wird der Fluss der Teilchen so gering, dass man auf indirekte Messungen übergehen muss, welche im Folgenden beschrieben werden.

Szintillationsdetektoren

Die einfachsten Detektoren bestehen aus einem Feld von mehreren Detektoren mit Szintillatorplatten. Dringen Teilchen in eine dieser Platten ein, so regen sie Teilchen im Szintillator an. Beim Übergang zurück in den Grundzustand geben die Teilchen ihre Anregungsenergie in Form eines bläulichen Lichts, welches mit Photomultipliern (PMTs) gemessen werden kann, ab. Die Intensität des erzeugten Lichts ist proportional zur Energie, die in der Platte deponiert wird. Ein Detektor besteht aus mehreren Lagen Szintillatorplatten. Die ersten Szintillatorplatten dienen als Detektoren für Elektronen und Photonen, die ungebremsten Myonen haben einen relativ kleinen Energieverlust in den Platten. Daher befinden sich zwischen zwei Szintillatorplatten aus Eisen oder Blei, welche nur von Myonen durchdrungen werden können und diese abbremsten. Die hinterste Szintillatorplatte dient als Myonendetektor. Über ein Feld von diesen Detektoren lassen sich Teilchenschauer nachweisen und durch den Zeitversatz zwischen einzelnen Detektorstation lässt sich die Richtung des Schauers bestimmen.

Es muss nur eine geringe Fläche mit Detektoren versehen sein, z.B. 1.2% bei KASCADE, da sich aus dem Signal der einzelnen Detektoren die Gesamtenergie im Schauer und damit die Energie des Primärteilchens berechnen lässt.

Cherenkov Wassertanks

Nach einem ähnlichen Prinzip funktionieren die Cherenkov Wassertanks. Hierbei werden keine Szintillatorplatten als Detektionsmedium genutzt, sondern hochreines Wasser.

Gemäß $c_{\text{medium}} = c_0/n$ ist die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium mit einem Brechungsindex n , für Wasser $n = 1.33$, langsamer als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 . Bewegen sich geladene Teilchen in einem dielektrischen Medium mit einer größeren Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so erzeugen sie einen Lichtkegel ähnlich zum Machschen-Kegel bei Objekten mit Überschallgeschwindigkeit, siehe Abb. 2.7. Das ausgesandte bläuliche Licht ist das sogenannte Cherenkov-Licht [22]. Treffen Teilchen mit annähernd Vakuum-Lichtgeschwindigkeit in einen Wassertank, so erzeugen sie Cherenkov-Licht und verlieren dabei an Geschwindigkeit. Diesen Effekt kennt man z.B. von Wasserbecken in Kernkraftwerken, in welchen die Brennstäbe lagern.

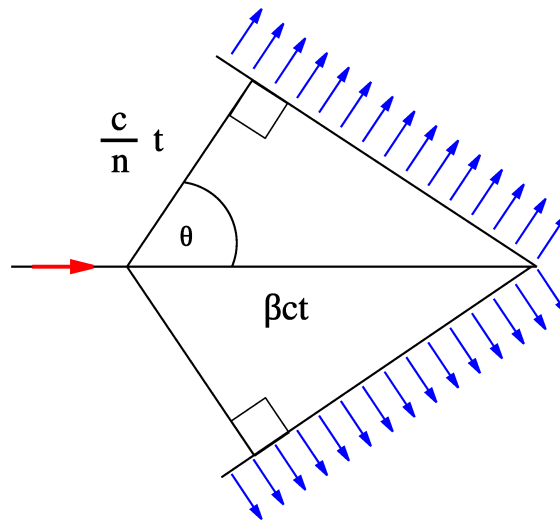


Abbildung 2.7: Skizze des Cherenkov-Lichtkegels (aus [23]).

Das Detektorfeld besteht aus mehreren Wassertanks. In jedem lässt sich das von einfallenden Teilchen erzeugte Cherenkov-Licht mit PMTs messen. Dies ermöglicht, wie bei den Szintillationsdetektoren, die Berechnung der Energie der Teilchen und wie oben beschrieben die Bestimmung der Gesamtenergie und Richtung des Schauers, bzw. des Primärteilchens.

Durch die Höhe der Wassertanks von etwa einem Meter im Vergleich zur Höhe der Szintillatorplatten mit einigen Zentimetern ist es möglich, Schauer in einem Bereich von größeren Zenitwinkeln zu beobachten. Selbst horizontale Schauer sind mit dieser Methode zu erkennen. So ist es möglich, Strahlung aus einem größeren Himmelsbereich zu detektieren. Cherenkovlicht wurde schon z.B. bei Super-Kamiokande detek-

tiert, allerdings nicht in verschiedenen Tanks, sondern in einem riesen Tank. Beim Pierre Auger Observatorium werden viele kleinere Cherenkov-Wassertanks genutzt.

Fluoreszenzlicht

Treffen Teilenschauer in die Atmosphäre, so wechselwirken sie mit den umgebenden Luftmolekülen. Dabei werden einzelne Moleküle angeregt. Gehen diese wieder in ihren Grundzustand über, so senden sie Photonen aus, das Fluoreszenzlicht. Daraus folgt, dass hochenergetische Teilchen eine Leuchtspur erzeugen. Die Photonen werden im Gegensatz zur Cherenkov-Strahlung isotrop abgestrahlt. Daher ist es möglich, Schauer von der Seite zu beobachten. Die Luft besteht im wesentlichen aus Stickstoff, somit sind die Stickstoff-Übergänge dominant. In Abb. 2.8 erkennt man, dass die größten Emmissionen der Fluoreszenzstrahlung zwischen 300 und 400 nm liegt. Die Intensität des Lichts ist proportional zur Anzahl der Teilchen im Schauer. Da die Anzahl der Teilchen wiederum proportional zur Energie des Primärteilchens ist, ist die Messung des Fluoreszenzlichtes eine sehr gute Möglichkeit, die Energie der Primärteilchen und die Longitudinalverteilung der Schauer zu bestimmen. Diese Nachweisttechnik wurde schon z.B. bei HiRes und nun beim Pierre Auger Observatorium verwendet.

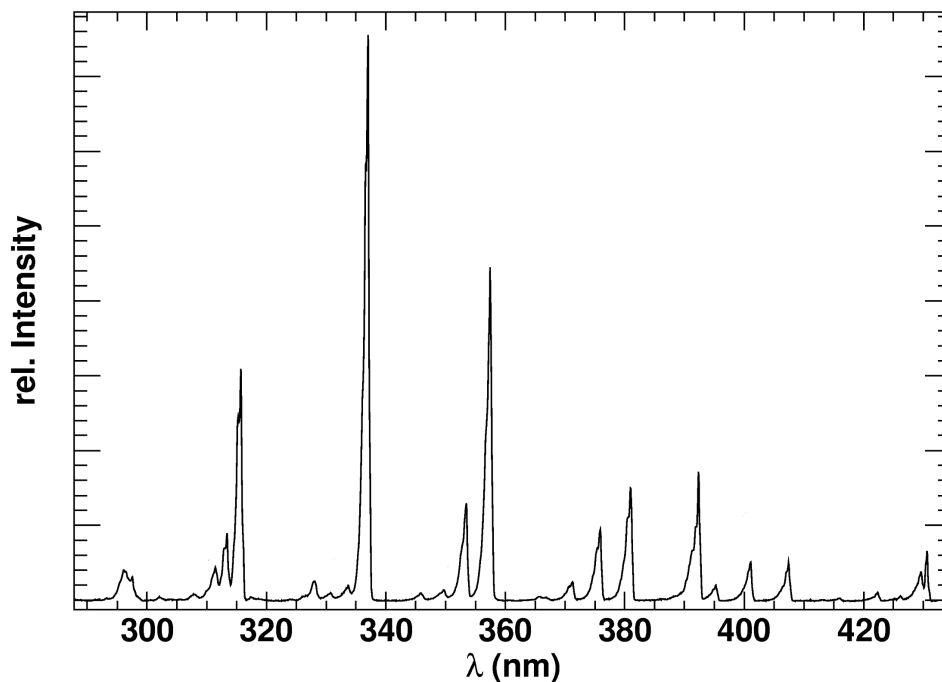


Abbildung 2.8: Spektrum des Fluoreszenzlichts. Aufgetragen ist die relative Intensität gegen die Wellenlänge (aus [21]).

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Methoden kann das Fluoreszenzlicht nur in fast mondlosen Nächten gemessen werden. Daher ist die Beobachtungszeit der Fluoreszenzdetektoren mit ca. 13% der Betriebszeit stark begrenzt. [27]

Messung von Radio Emissionen

Eine weitere Detektionsmöglichkeit bietet die Messung von Radioemissionen, die bei Teilenschauern ab einer Primärenergie von $\sim 10^{17}$ eV entstehen. Zum einen emittieren die Teilchen in der Atmosphäre kohärente Cherenkov Strahlung [29], die stark in Flugrichtung gebündelt ist. Zum anderen gibt es Wechselwirkungen mit dem Magnetfeld der Erde, geladene Teilchen werden durch das Magnetfeld abgelenkt und emittieren ebenfalls kohärente Strahlung, dies nennt man den sogenannten *geosynchrotron Effekt*. In den Experimenten CODALEMA und LOPES wird diese Nachweisteknik bereits genutzt, für Auger ist sie in der Testphase [24]. Der Vorteil ist, wie bei den Cherenkov Wassertanks, eine mögliche Betriebszeit von 24 Stunden am Tag.

3 Das Pierre Auger Observatorium

Das Pierre Auger Observatorium in der argentinischen Pampa Amarilla ist ein Hybriddetektor bestehend aus 1600 Oberflächendetektoren (SD) und 27 Fluoreszenzteleskopen (FD). Es deckt eine Fläche von etwa 3000 km² ab und ist damit weltweit das größte Experiment zur Untersuchung kosmischer Strahlung.

Die komplette Steuerung wird von einem Hauptgebäude aus vorgenommen, welches sich in Malargüe befindet. Dort ist auch die zentrale Datennahme (CDAS - Central Data Acquisition System), in der die Daten der verschiedenen Oberflächentanks und der Teleskope verarbeitet und gespeichert werden.



Abbildung 3.1: Fluoreszenz-Detektor *Los Leones* im Hintergrund mit dem nächsten Oberflächentank im Vordergrund (aus [25]).

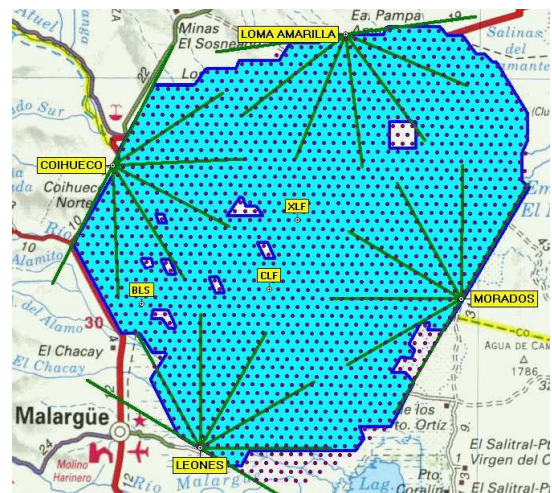


Abbildung 3.2: Lageplan des Pierre Auger Observatoriums (aus [26]).

3.1 Oberflächendetektoren

Die Oberflächendetektoren bestehen aus einem Kunststofftank, gefüllt mit hochreinem Wasser. Die Tanks haben einen Durchmesser von ca. 1.8 m und eine Höhe von ca. 1.2 m. Das Cherenkov-Licht, welches von Teilchen im Tank emittiert wird, wird mittels drei PMTs, die im Deckel des Tanks angebracht sind, gemessen. Diese haben einen Durchmesser von ca. 23 cm. Die Tanks werden in Abb. 3.2 durch die einzelnen Punkte dargestellt.

Die Spannungsversorgung erfolgt über eine Batterie, welche über ein Solarpanel geladen wird. So können die Oberflächendetektoren eigenständig rund um die Uhr Daten nehmen. Über eine Funkverbindung werden die Daten der Tanks zu den FD-Gebäuden gesendet. Von dort aus werden sie weiter zum CDAS geleitet. Da für spätere Schauerrekonstruktionen die Zeitinformationen sehr genau sein müssen, wird mittels einer GPS-Antenne die GPS-Zeit ausgelesen.

Die einzelnen Detektoren sind über das gesamte Areal triangular in einem Abstand von 1.5 km aufgestellt.

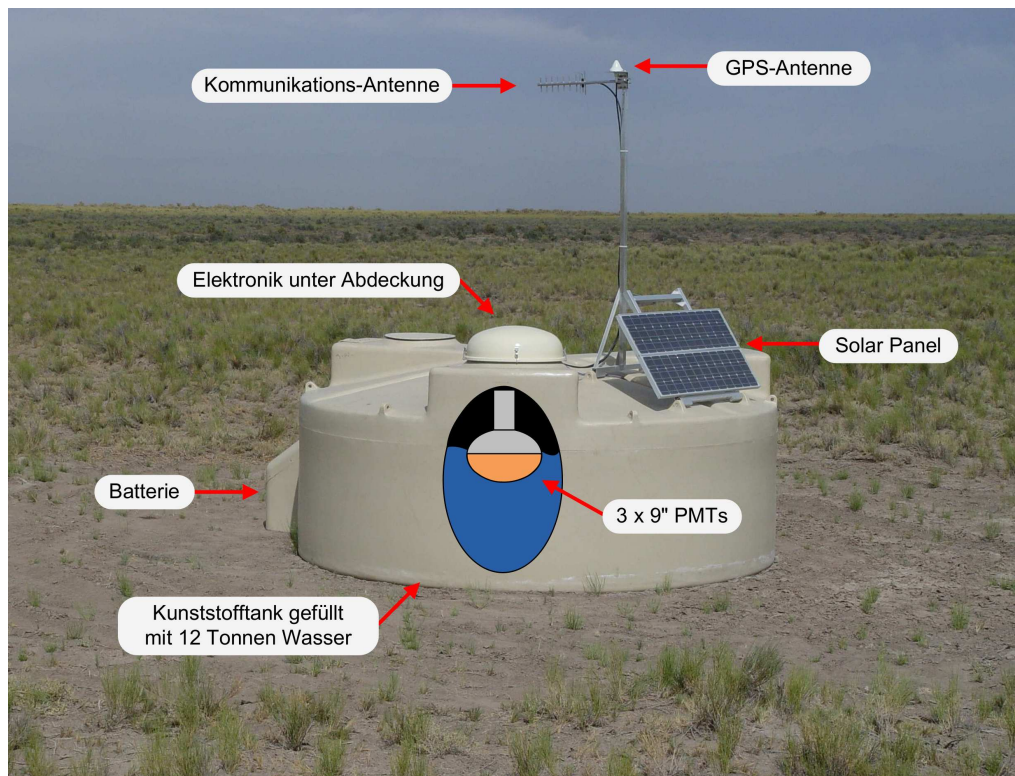


Abbildung 3.3: Oberflächentank (aus [25]).

3.2 Fluoreszenzteleskope

Wie schon beschrieben, liegt der Frequenzbereich des Fluoreszenzlichts in einem Wellenlängenbereich von 300-400 nm. Daher sind die Teleskope auf diesen Bereich optimiert. Das eintreffende Licht wird zuerst durch einen MUG-6-Filter gefiltert, welcher im ultraviolettem Licht bis 410 nm transparent ist. Die Kamera ist nach dem Schema einer Schmidt-kamera aufgebaut, jedoch mit Modifikationen. Um das Sichtfeld zu vergrößern, befindet sich hinter dem Filter ein Korrektur-Ring, der Licht, welches am Rand der Kamera vorbeigehen würde, auf diese lenkt. Ein 13 m² großer Spiegel aus mehreren Segmenten reflektiert die einfallenden Photonen auf die Kamera. In der gesamten Anlage gibt es zwei verschiedenen Spiegelsysteme: die hexagonalen *tschechischen*, welche aus Aluminium ausgefräst wurden und die quadratischen *deutschen*, aus beschichtetem Glas. Die Kamera besteht aus 440 hexagonalen PMTs, welche in einer Wabenstruktur mit 20 x 22 PMTs angeordnet sind. Die gesamte Kamera hat eine Größe von ca. 90 x 90 cm, während ein PMT ca. 4.3 cm breit ist. Sie blickt in einem Winkel von 0 – 30° in den Himmel. Die drei neuen Teleskope der HEAT-Erweiterung können um 30° geneigt werden, was einem vertikalen Blickwinkel von 30 – 60° entspricht. Das Gesichtsfeld einer Kamera beträgt 30° × 30°. Um die Totfläche zwischen den PMTs zu verringern, sind Reflektoren um die PMTs angebracht, welche das einfallende Licht in einen der PMTs reflektieren sollen. Diese Reflektor-Ringe werden *Mercedes-Sterne* genannt. Um die Kamera den Tag über vor der Lichteinstrahlung der Sonne zu schützen, befindet sich vor der Öffnung des

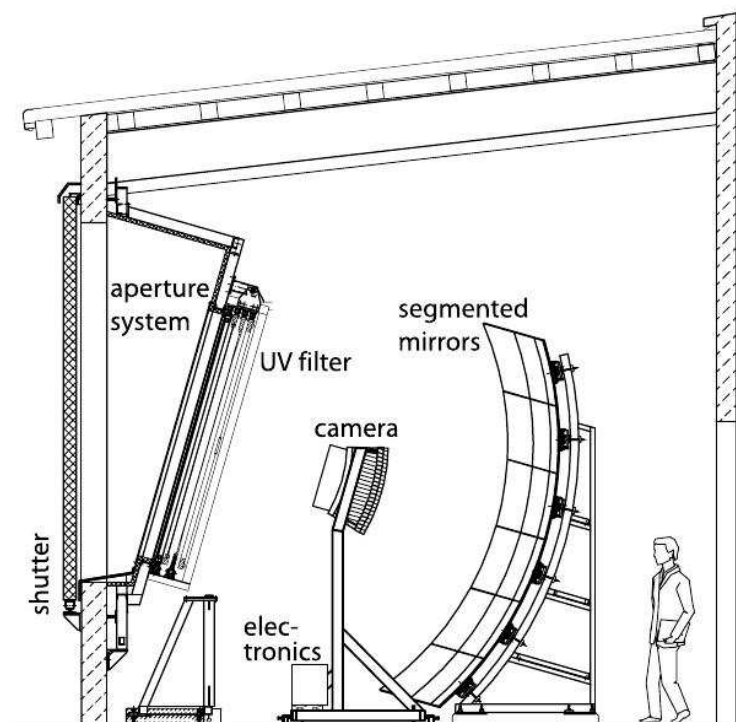


Abbildung 3.4: Skizze eines Fluoreszenzteleskops (aus [27]).

Teleskops ein Tor, der sogenannte *Shutter*.

Jeweils sechs dieser Teleskope sind in jedem der vier Gebäude in einer Art Halbkreis untergebracht. Diese befinden sich, wie in Abb. 3.2 zu erkennen, an den Rändern des Observatoriums: Los Leones im Süden, Los Morados im Osten, Loma Amarilla im Norden und Coihueco im Westen. Die sechs Teleskope überblicken jeweils einen Bereich von insgesamt 180° . Dazu gibt es die HEAT Erweiterung, welche aus drei zusätzlichen Teleskopen bei Coihueco besteht.

3.2.1 Kalibrationsmethoden

Da die Signale, die die Kamera misst, in eine Anzahl von Photonen umgerechnet werden müssen, ist eine Kalibration nötig. Die Absolut-Kalibration wird mit der *Drum* gemacht, einer Lichtquelle mit definierter Helligkeit, welche vor der Öffnung des FD-Teleskops montiert wird.

Die Drum-Kalibrierung ist sehr aufwendig, daher gibt es drei Arten zur Relativ-Kalibration um Abweichungen einzelner PMTs zu entdecken. Zur Zeit werden sie regelmäßig vor und nach jeder Schicht durchgeführt. Ein Run ist die Messeung über eine Nacht. Die wesentlichen Unterschiede der Methoden liegen in ihrer Position zur Kamera und der Wellenlänge des Lichts:

- *Cal A* befindet sich in einem kleinen Loch in der Mitte des Spiegels und leuchtet direkt auf die Kamera. Das Licht einer 375 nm LED wird über Lichtleiter und einen Diffusor auf die Kamera gelenkt. Es wird die jeweilige Verstärkung der einzelnen Pixel, also der Gain, bestimmt.

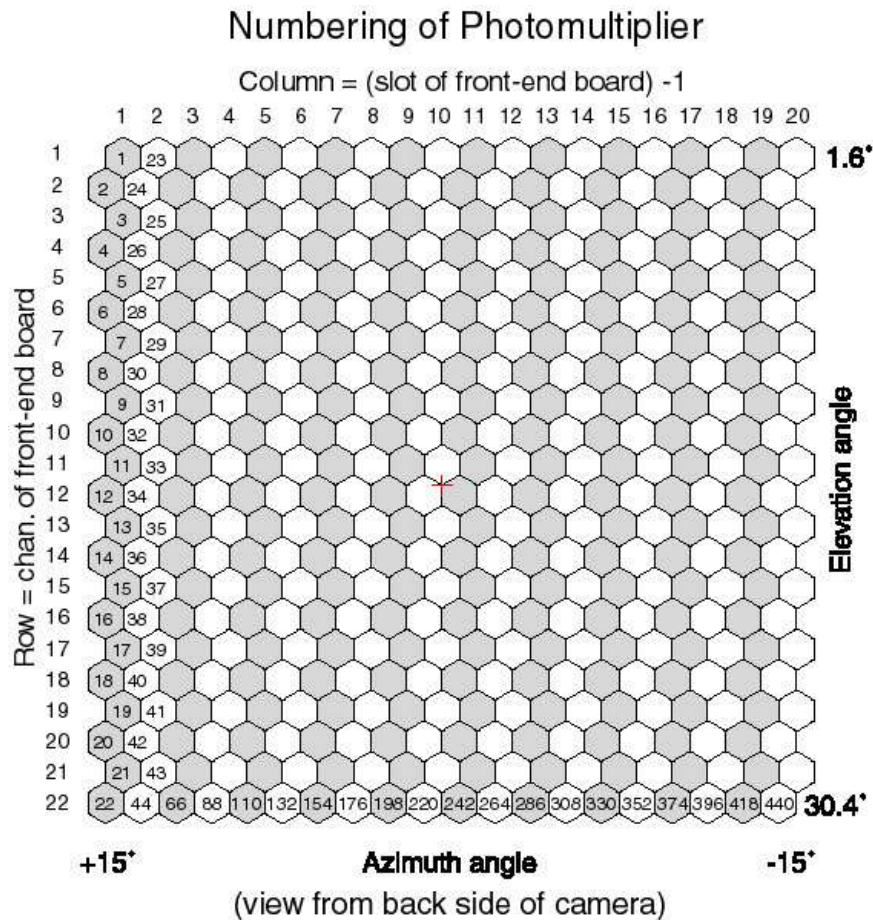


Abbildung 3.5: Skizze des Kamera-Layouts. Zu beachten ist, dass die Nummerierung im Bild in *Camera View* ist, die weiteren Plots aber im *Sky View* sind (Kamera vertikal gespiegelt) (aus [28]).

- *Cal B* sitzt am Rahmen der Kamera und beleuchtet diese indirekt über den Spiegel mit Licht verschiedener Wellenlängen. Die Lichtquelle ist eine Xenonlampe. Das Licht wird gefiltert und über Lichtleiter auf den Diffusor gelenkt. Von dort aus wird es über den Spiegel zurück auf die Kamera geworfen.
- *Cal C* beleuchtet die Kamera ebenfalls indirekt über den Spiegel in verschiedenen Wellenlängen, jedoch zusätzlich durch die optischen Systeme wie den Korrektor-Ring und Filter. Das Licht einer Xenonlampe wird ebenfalls gefiltert und über Lichtleiter auf die Rückseite des Shutters gelenkt, welcher mit Tyvek als diffusem Reflektor beschichtet ist.

Der Nachteil dieser Kalibrationsmethoden besteht darin, dass immer die gesamte Kamera angeleuchtet wird. So sind Effekte wie z.B. Reflektionen oder ein Überlagern des Signals auf einen anderen Pixel nicht zu erkennen. Bei der Analyse der Daten gibt es zudem Hinweise auf Verkabelungsfehler der PMTs. Es ist generell sehr schwierig,



Abbildung 3.6: Links und Mitte: Photonis PMT mit angelöteter Base (Fotos von Sven Querchfeld). Rechts: Zeichnung eines Reflektor-Rings (aus [27]).

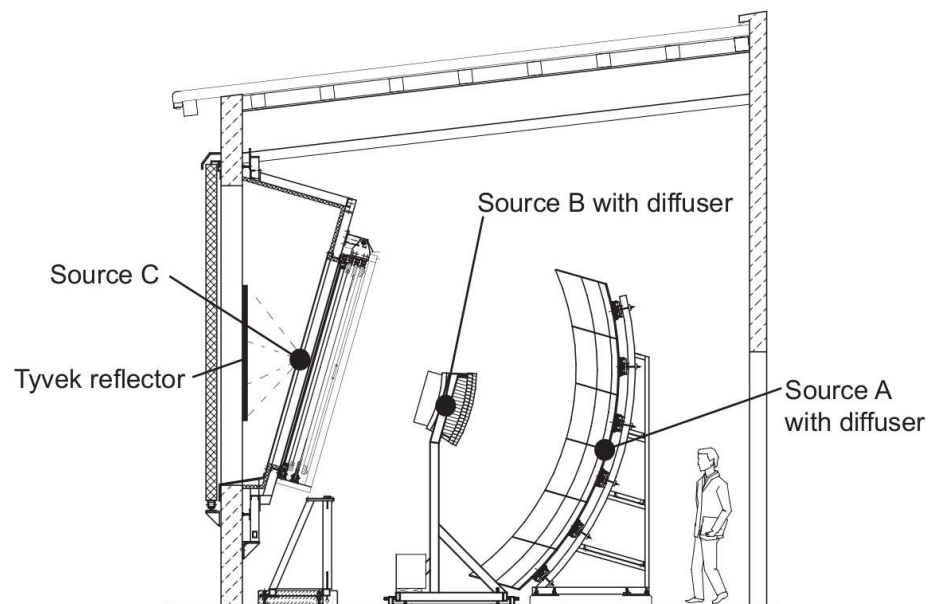


Abbildung 3.7: Relativ Kalibrationsquellen in einer schematischen Zeichnung der Kamera (aus [27]).

in den Schauern eine Vertauschung von PMTs eindeutig zu identifizieren. Daher ist es sinnvoll, eine Kalibrationsmethode zu nutzen, welche PMTs gezielt anspricht und deren Verhalten analysiert. [27]

4 “Pixel-by-Pixel” Kalibration

4.1 Motivation und Kalibrationsidee

Ziel der neuen “*Pixel-by-Pixel*” Kalibration ist es, einzelne PMTs zu beleuchten. Ein Lichtpunkt wird gezielt auf einen Punkt der Kamera gelenkt, dadurch ist es möglich, z.B. das Verhalten der *Mercedes-Sterne* zu testen, Reflektionen an der PMT Oberfläche, die vom Spiegel zurück auf die Kamera reflektiert werden, zu analysieren und die Inhomogenität eines PMTs oder auch der gesamten Kamera zu betrachten. Zudem ist das Ziel, mit dieser Methode mögliche *mis-cablings*, also Vertauschungen in der Verkablung der PMTs, zu finden.

4.2 Verwendete Hardware

4.2.1 Lichtquelle mit Treiber

Die Lichtquelle für diese Kalibrationsmethode wurde in Karlsruhe am KIT² entwickelt. Sie besteht im Wesentlichen aus einer LED, wahlweise einer blauen mit einer Wellenlänge von 450 nm oder einer im UV-Bereich mit einer Wellenlänge von 375 nm. Das Licht der LED wird in einen Lichtleiter gelenkt und mittels einer Kollimatorlinse gebündelt. Diese Linse ist in eine Halterung eingebaut, welche eine Montage an der Halterung des Scanners ermöglicht. Über kleine Schrauben ist eine feine Justage des Lichtstrahls möglich.

Es ist bekannt, dass die Lichtpulse einer LED nicht immer gleich hell sind. Daher wurde eine Photodiode (PHD) eingebaut, welche die Intensität der einzelnen Pulse direkt an der LED misst.

Zur Ansteuerung der Lichtquelle wurde in Karlsruhe ein zusätzliches Board entwickelt, welches im Weiteren *LED-Treiberboard* genannt wird.

Dieses Board bietet folgende Möglichkeiten:

- Einstellen der Anzahl der Pulse
- Einstellen der Dauer der Pulse in μs
- Einstellen der Intensität der Pulse in DAC
- Einstellen der Verzögerung zwischen den Pulsen in μs
- Auslesen der Hintergrundintensität in der Photodiode in ADC
- Auslesen der Pulsintensität in der Photodiode in ADC
- Ausgabe eines Triggersignals
- Kommunikation über I^2C mit anderen Boards
- Zusatzfunktion: DC-Mode, bei der die LED konstant leuchtet

²Karlsruher Institut für Technologie

Um die Intensität der Leuchtkraft der LED einzustellen, ist es nötig, den Strom, der durch die LED fließt, von mA in DAC umzurechnen:

$$A_{\text{LED,[DAC]}} = \left(\frac{A_{\text{LED,[mA]}}}{25} + \frac{1}{56} \right) \cdot 4095 \quad (4.1)$$

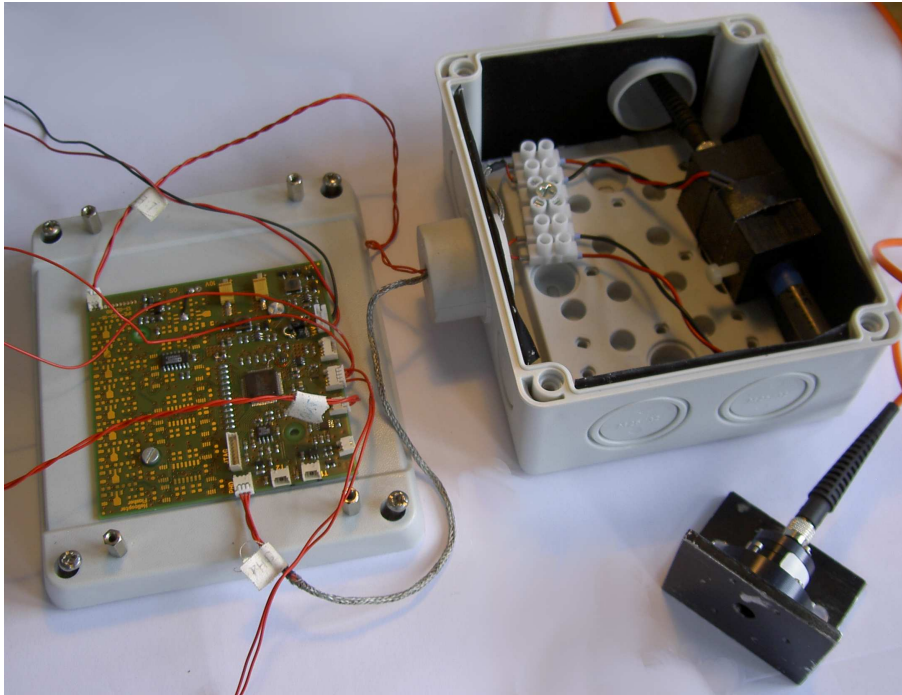


Abbildung 4.1: Foto der Lichtquelle (mitte) mit Treiberboard (links) und Kollimatorlinse (vorne rechts).

4.2.2 Spiegeleinheit

Die Spiegeleinheit, ein Laser-Scanner³ für Discoteken, besteht aus einem horizontal und einem senkrecht gelagerten rechteckigen Spiegel. Diese Spiegel sind an ihrer Längsachse an jeweils einem Galvanomotor befestigt, welcher eine Drehung von $\pm 20^\circ$ erlaubt. In der Ruhelage wird der auf den horizontal angebrachten Spiegel treffende Lichtstrahl auf den zweiten vertikal angebrachten Spiegel gelenkt. Von da aus wird der Lichtstrahl horizontal aus dem Scanner hinausgeworfen. Wird nun der vertikale Spiegel in seiner Längsachse gedreht, so erhält man eine Verschiebung des ausgeworfenen Lichtstrahls in der x-Achse. Bei einer Drehung des horizontalen Spiegels erhält man dementsprechend eine Verschiebung in der y-Achse.

Die Steuerung der Galvanomotoren geschieht über den Strom, der sie durchfließt, nicht über eine Spannung, wie sonst üblich. Um trotz des benötigten hohen Stroms einen stabilen Betrieb zu gewährleisten, ist ein zusätzlicher Treiber nötig. Dieser Treiber wandelt eine angelegte Spannung in einen Strom um, der zur Steuerung der Galvanomotoren dient.

³Modell K12n von www.mylaserpage.de

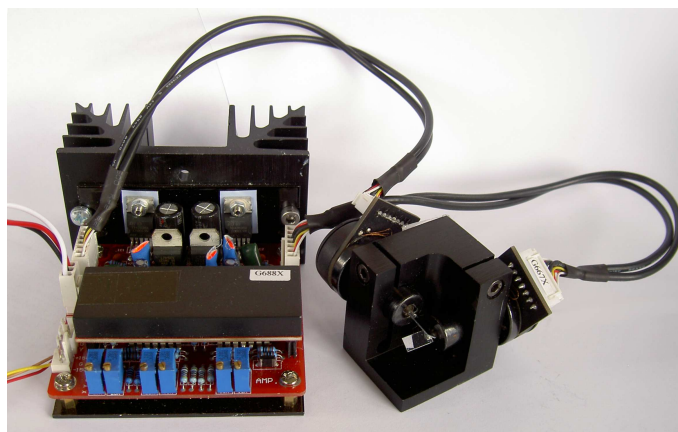
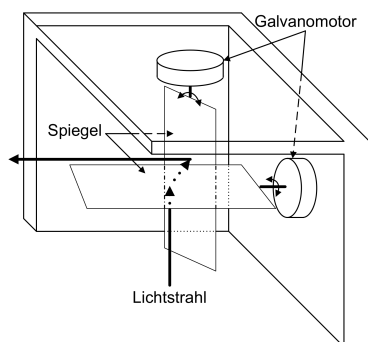


Abbildung 4.2: Skizze und Foto der Spiegeleinheit mit zugehörigem Treiber.

4.3 Spiegel

Da die Messungen im UV-Bereich durchgeführt werden und Standardspiegel im UV-Bereich nicht reflektiv sind, ist es notwendig, speziell beschichtete Spiegel zu nutzen. Eine Reflektionsmessung von Reflektoren der Firma *alanod* ergab, dass Aluminium ein geeignetes Reflektormaterial ist. Deshalb wurde ein Satz Spiegel aus einer Aluminiumprobe, einem dünnen Blech, gefertigt, vgl. Abb. 4.3. Jedoch zeigte sich, dass diese Spiegel schlechte Abbildungseigenschaften besitzen. Daher wurde für die ersten Messungen in Argentinien nur eine blaue LED mit den Standardspiegeln verwendet. Für spätere Messreihen im UV-Bereich wurden Siliziumwafer und Deckgläser passend zugeschnitten und mit Aluminium bedampft. Eine Messung der Reflektivität der selber bedampften Spiegel erfolgte durch die direkte Messung der Intensität des Lichts einer Deuteriumlampe, abhängig von der Wellenlänge und Messung der Intensität des von einem Spiegel reflektierten Lichts. Die Wellenlänge wurde mittels eines Monochromators eingestellt. Die Intensitätsbestimmung erfolgt durch Auslesen des Stroms einer Photodiode. Bei dieser Messung ergab sich eine Reflektivität von etwa 80% im Bereich von 375 nm. Da die Intensität der LED relativ hoch ist und die PMTs sehr empfindlich sind, reicht diese Reflektivität aus.

4.4 Steuerung per PC

Um die Steuerung mit einem PC vornehmen zu können, ist ein Board nötig, das Steuerboard, welches in der Arbeitsgruppe zu diesem Zweck entwickelt wurde. Dieses kann mit dem Treiberboard der Lichtquelle über den seriellen Datenbus I^2C kommunizieren, um die Vorgaben für die einzelnen Schüsse vorzugeben, bzw. die Photodiode auszulesen. Diese Daten werden über RS232 via USB an einen PC übergeben. Zusätzlich muss, um die Spiegel an eine bestimmte Position zu fahren, eine zugehörige Spannung erzeugt werden. Dies erfolgt durch Vorgabe von DAC-Counts mit dem PC, welche vom Board in eine Spannung umgewandelt werden. Eine Liste der Befehle zur Steuerung befindet sich im Anhang. Zusätzlich ist eine ± 12 V Spannungsquelle für das Steuerboard und das Treiberboard der Lichtquelle nötig.

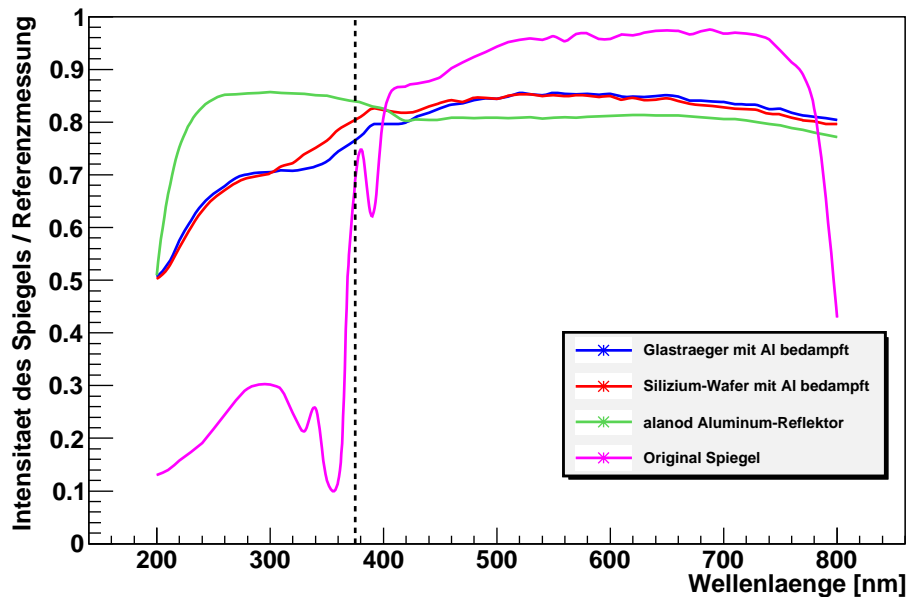


Abbildung 4.3: Intensität des von einem Spiegel reflektierten Lichts im Verhältnis zu einer Referenzmessung mit einer Deuterium- und Wolfram-Lampe. Die Reflektivität der Original-Spiegel bricht im UV-Bereich ein. Daher sind sie, im Gegensatz zu dem Reflektor der Firma alanod, für Messungen in diesem Wellenlängenbereich nicht zu gebrauchen. Die Spiegel aus mit Aluminium bedampften Silizium-Wafern scheinen eine leicht höhere Reflektivität als die bedampften Deckgläser zu besitzen, liegen aber beide leicht unter der Reflektivität des Reflektors der Firma alanod.

4.5 Eigenschaften der Hardware

Es liegen drei verschiedene Scanner mit den zugehörigen Treibern vor. Um ihre Eigenschaften wie Linearität oder Temperaturabhängigkeiten zu testen, werden sie wie folgt aufgebaut: Eine senkrecht montierte Laserdiode wird unter dem Scanner angebracht, so dass sie über die beiden Spiegel horizontal auf eine 1.75 m entfernte Leinwand schießt. Diese Entfernung entspricht in etwa dem späteren Abstand zwischen Scanner und Kamera im Teleskop. Ein Funktionsgenerator wird als Spannungsquelle für die x- und y-Achse genutzt. Mittels einer Rechteckspannung mit vorgegebener Amplitude und Frequenz werden zwei Punkte auf der Leinwand erzeugt. Bei diesen Tests zeigt sich, dass die Drehung der Spiegel proportional zur Signalstärke in Volt ist, vgl. Abb. 4.4. Die maximale Eingangsspannung beträgt ± 10 V. Weitere Untersuchungen zeigen eine Abhängigkeit der Auslenkung von der Temperatur der Galvanomotoren, vgl. Abb. 4.5. Die Daten zeigen eine Veränderung der Auslenkung von ca. $0.25 \text{ cm}/^\circ\text{C}$ eines Punktes, bei einer Signalthöhe von 9 V, in 1.75 m Abstand. Der vorherrschende Effekt, der zur Erwärmung der Scanner führt, ist die Frequenz des angelegten Signals. Werden die Punkte bei Messungen mit einer Frequenz von etwa 1 Hz angefahren, ist die Erwärmung sehr gering und vernachlässigbar. Somit kann man davon ausgehen, dass die Umgebungstemperatur dominant ist. Diese ist

durch die Regelung der Klimaanlage in den Gebäuden über den Zeitraum einer Messung konstant. In Abb. 4.6 ist zu erkennen, dass die Temperaturdifferenz während der längsten Messung in Argentinien nur ca. 0.3 °C betrug.

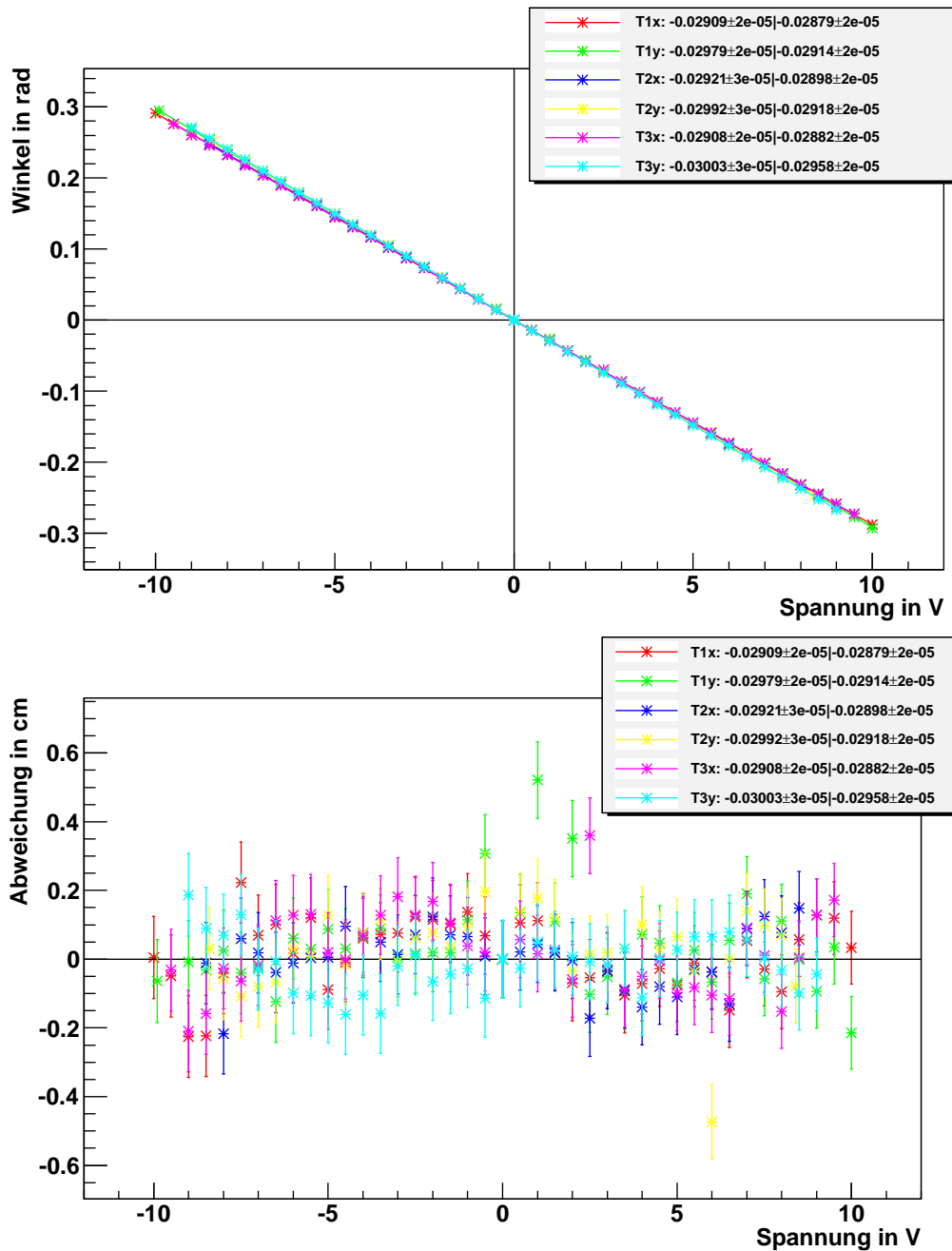


Abbildung 4.4: Oben: Drehung der Scannerspiegel in rad in Abhängigkeit der angelegten Spannung in V für verschiedene Scanner mit den zugehörigen Treibern (T1-T3) in x- und y-Achse. Unten: Abweichung der Messwerte vom linearen Fit, umgerechnet in eine Abweichung in cm in einer Entfernung von 1.75 m zum Scanner, aufgetragen gegen die angelegte Spannung.

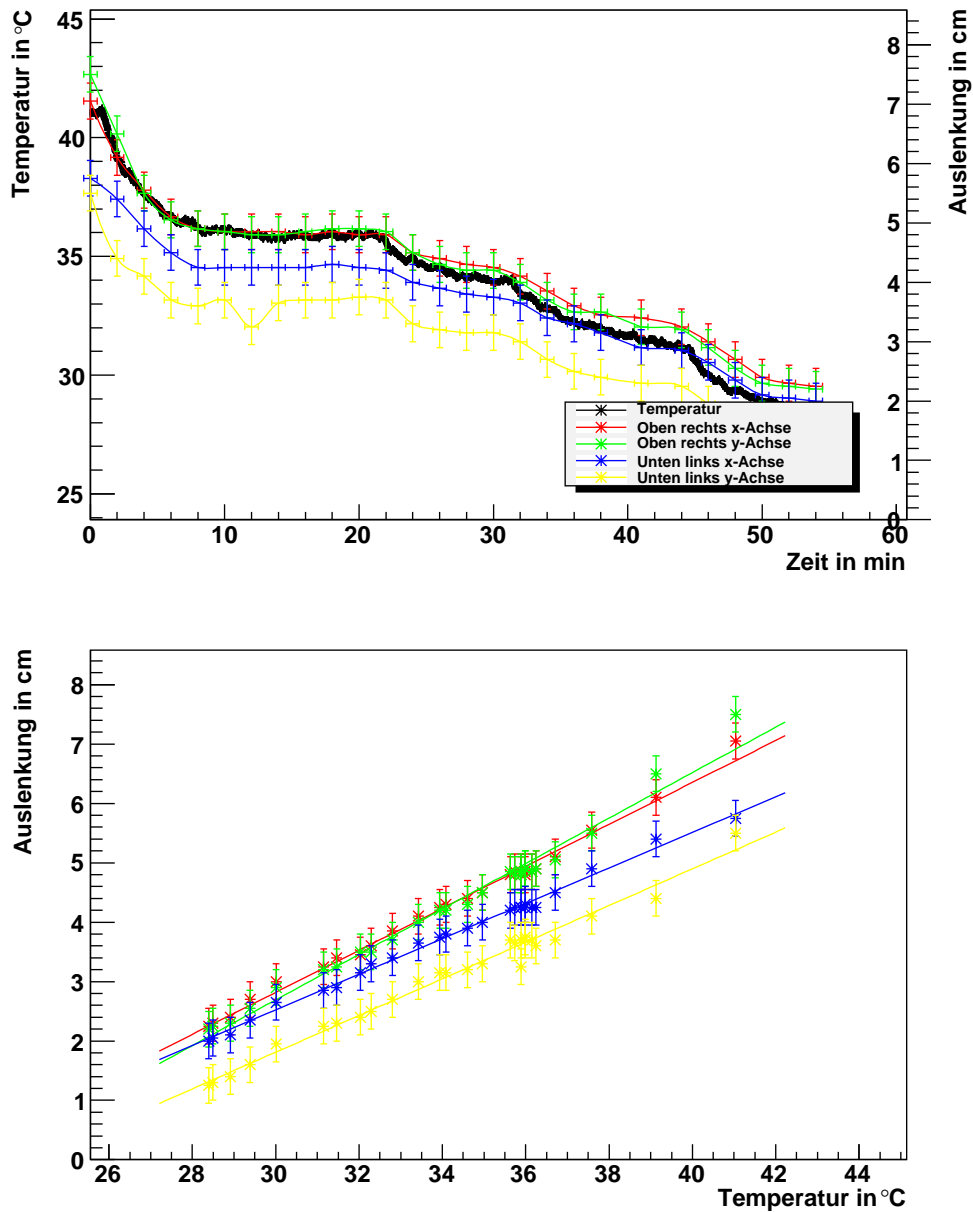


Abbildung 4.5: Oben: Abweichung in cm von zwei Punkten auf einer Leinwand in einem Abstand von 1.75 m zum Scanner und die Temperatur der Scanners in °C, im zeitlichen Verlauf. Unten: Abweichung der beiden Punkte in cm, in Abhängigkeit der Temperatur des Scanners in °C.

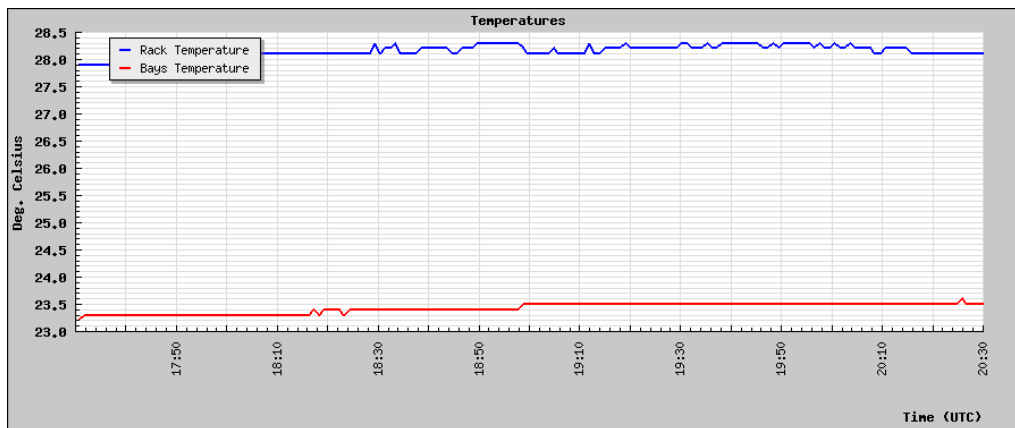


Abbildung 4.6: In rot der Temperaturverlauf im Gebäude Coihueco während der längsten Messung am 11.03.2010 von 17:30 - 20:30 Uhr (UTC), in blau die Temperatur der im Teleskop eingebauten Elektronik.

5 Durchführung der Messungen

Ziel der ersten Messungen am Pierre Auger Observatorium in Argentinien im November 2009 war es, die Hardware zu testen und mögliche Vertauschungen von einzelnen PMTs bezüglich der Datennahme, im weiteren *mis-cablings*, zu finden. Aufgrund der einfacheren Handhabung wurde für die erste Messreihe eine blaue LED mit den Standardspiegeln verwendet.

Zur Positionierung des Scanners wurde am Rahmen der Kamera ein vom KIT entwickeltes Gestell befestigt. Dieses ermöglicht die Montage der Spiegeleinheit mit dem zugehörigen Treiber auf einer kleinen Plattform vor der Mitte des Spiegels. Somit sitzt der Scanner direkt vor Cal A, wie in Abb. 5.1 zu sehen ist. Die zusätzlichen Geräte, wie Spannungsversorgung, Steuerungsboard und Lichtquelle befanden sich auf einem Tisch in der Nähe der Kamera. Da sich während einer Messung niemand im Teleskop aufhalten kann, wurde ein Laptop zur Steuerung genutzt, der über eine Netzwerkverbindung mit einem zweiten PC verbunden war.

Die Ausrichtung des Scanners erwies sich als sehr schwierig, da der erzeugte Lichtpunkt kaum zu sehen war und es daher sehr schwer war, den Scanner auf der Plattform zu justieren. Deshalb wurde beschlossen, die gesamte Kamera in einem kleinen Raster abzufahren. Die Schrittweite entsprach etwa der Größe eines halben PMTs, dass jeder PMT zweimal in x- und y-Richtung getroffen werden sollte, was insgesamt vier Schüsse auf jeden PMT ergibt.

Um die Inhomogenität der PMTs zu testen, wurde ein Bereich von etwas mehr als der Größe eines Pixels in der Mitte und zum Vergleich in einer Ecke der Kamera mit einer sehr kleinen Schrittweite abgetastet. Dies sollte ermöglichen, sowohl das Verhalten des PMTs als auch das der Mercedes Sterne zu analysieren. In der dritten Messperiode wurde ein zusätzlicher Scan mit einer kleinen Schrittweite der gesamten Kamera gemacht, um die Inhomogenität der PMTs untereinander zu vergleichen. Da die Galvanomotoren des Scanners relativ schnell sind, sollte es ebenfalls möglich sein, Schauer zu simulieren, indem man einen konstanten Lichtpunkt über die Kamera lenkt. Da die Auslenkung bei den ersten Tests nicht groß genug war um den Lichtpunkt aus der Kamera herauszubewegen, war es nicht möglich die LED in den DC-Mode zu stellen, weil dieser eventuell die PMTs zerstören könnte. Daher wird

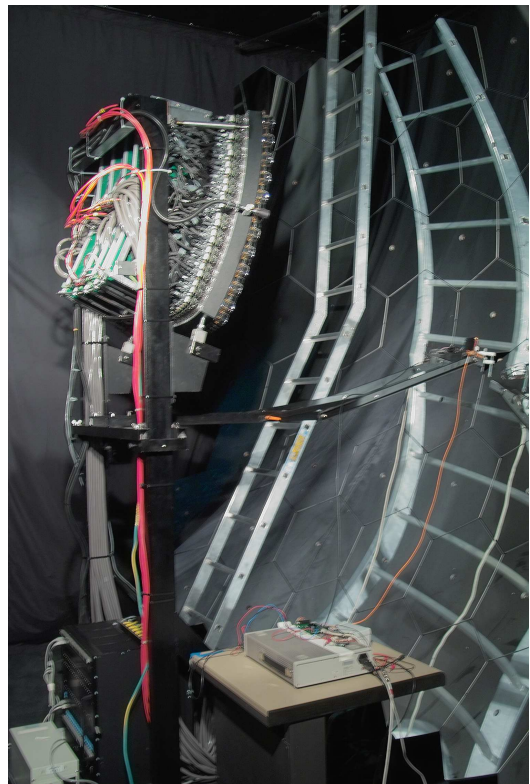


Abbildung 5.1: Foto des Aufbaus in Coihueco.

ein langer Schuss erzeugt und danach eine Änderung der Position des Lichtpunkts von der einen zur anderen Seite der Kamera vorgeben. Ein externes Triggersignal wird hierbei nicht verwendet, sondern die normalen Trigger der Kamera, welche bei dieser Art Messung von sich aus triggern sollten.

Während des Kollaborationstreffens im März 2010 startete eine zweite Messreihe mit den neuen, mit Aluminium bedampften, Spiegeln und einer UV-LED. Zusätzlich wurde die Halterung modifiziert. Statt des Rahmens der Kamera wird die Halterung des Spiegels genutzt, um daran eine Plattform, unter welcher der Scanner angeschraubt ist, zu befestigen. Diese wird an einem Träger direkt neben Cal A befestigt, so dass der Scanner, wie Cal A, durch das Loch in der Mitte des Spiegels schießt. Die Vorteile dieser Konstruktion sind die wesentlich einfachere Montage, sowie eine einfachere Justage, weil der Scanner bequem zu erreichen ist. Da sich keine Teile im Strahlengang der Kamera befinden die die reguläre Datennahme behindern würden, kann mit dieser Konstruktion der Scanner über einen längeren Zeitraum montiert bleiben. Das Loch im Spiegel ist bei den deutschen Spiegeln wesentlich kleiner, somit kann diese Halterung in Teleskopen mit deutschen Spiegeln nicht genutzt werden.

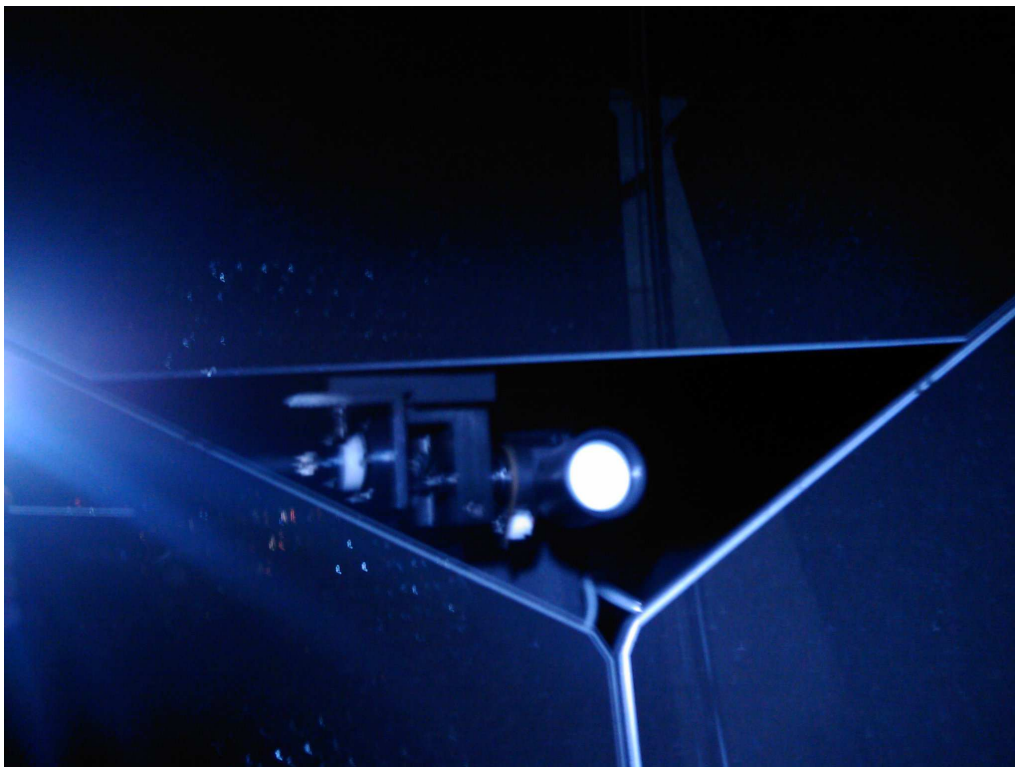


Abbildung 5.2: Foto des modifizierten Aufbaus mit Befestigung am Rahmen des Spiegels, direkt neben Cal A.

Folgend ist eine Übersicht zu den erfolgten Messungen in Argentinien:

- Erste Messungen vom 10.11.09 bis zum 19.11.09 zum Kennenlernen der Hardware, Erstellen eines Setups für weitere Messungen, Simulation von Schauern

Tabelle 1: Auflistung der erfolgten Messungen.

Teleskop	Messperiode	Schrittweite	Abgescannter Bereich
alle	1-3	100	0-4000, 95-4095
HEAT #2	1	20	0-200, 0-200
HEAT #3	1-3	21	1848-2248, 1848-2248
Coihueco #4&5	3	102	0-4080, 15-4095
Coihueco #4	3	40	0-4095, 0-4095
HEAT #1	1	Simulation von Schauern	

in HEAT #1 und der Suche nach mis-cablings in Coihueco #1, HEAT #1 und HEAT #2 durch D. Kruppke-Hansen⁴, L. Niemietz⁴ und J. Rautenberg⁴

- Messung in allen Teleskopen vom 15.12.09 bis zum 13.01.10 durch J. Kleinfeller⁵ um die Kameras auf mis-cablings zu untersuchen
- Test des neuen Aufbaus mit UV-LED und neu beschichteten Spiegeln vom 08.03.10 bis zum 11.03.10 durch J. Parrisius⁵ und J. Rautenberg⁴ in Coihueco #4 und #5.

Die vom Steuerboard erzeugte Spannung war bei den ersten Messungen zu gering, um die Spiegel voll auszulenken. Daher wurden bei diesen Messungen die Randbereiche der Kameras nicht getroffen. Eine Modifikation der Widerstände auf dem Steuerboard löste dieses Problem, so dass in den späteren Messungen bei einer optimalen Justage die gesamte Kamera vermessen werden konnte.

Da bei dieser Art der Messung jeweils die gesamte Kamera ausgelesen wird, sind die Datenmengen, die geschrieben werden müssen, größer als die im regulären Betrieb, bei dem nur die getriggerten Pixel gespeichert werden. Daher ist die Geschwindigkeit, mit der man die Kamera abtasten kann, von der Datenerfassung (DAQ) stark begrenzt. Beim Testen von verschiedenen Modi zeigte sich, dass die DAQ bei einer Geschwindigkeit von ca. 1 Hz keine Datenverluste hatte. Die HEAT Teleskope haben eine veränderte Auslese und sampeln doppelt so schnell wie die anderen Teleskope. Aufgrund der damit verbundenen größeren Datenmengen ist dort nur eine Geschwindigkeit von ca. 1.5 Hz zu erreichen.

⁴Bergische Universität Wuppertal

⁵Karlsruher Institut für Technologie - Institut für Kernphysik

6 Auswertung der Messungen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Auswertung der gemessenen Daten. Im ersten Abschnitt wird die Berechnung der PMT-Koordinaten erläutert, welche später für das Alignment nötig sind. Es wird ein kurzer Überblick über die verwendenden Analyse-Werkzeuge gegeben. Nach der Durchführung des Alignments wird die Suche nach Fehlern in der PMT-Verkabelung beschrieben. Desweiteren folgen Analysen zur Inhomogenität der Kamera und der PMTs sowie zu Reflektionen an der PMT-Oberfläche. Abschließend erfolgt der Versuch einer Relativ-Kalibration und eine Auswertung der Schauer-Simulationen.

6.1 Berechnung der PMT-Koordinaten

Um die Daten auszuwerten, ist es zunächst notwendig, die Position der einzelnen PMTs zu kennen. Dies ist ein aufwändiges Verfahren, da die Kamera dem Ausschnitt einer Kugeloberfläche mit einem Radius von $r_{\text{Kamera}} = 174.3$ cm entspricht. Die Kamera besteht aus 20 x 22 PMTs, vgl. Abb 3.5. Für die weiteren Betrachtungen wird der PMT in Reihe 11 und Spalte 10 als Mittelpunkt angenommen. Ein PMT entspricht einem Winkel von $\phi = 1.5^\circ$ in Richtung der x-Achse. Aufgrund der hexagonalen Struktur sind die Reihen der Kamera jeweils um einen halben PMT versetzt. In der y-Achse entspricht ein PMT einem Winkel von $\theta = 1.299^\circ$. Die gesamte Kamera schließt also einen Winkelbereich von $\phi = 30^\circ$ und $\theta = 28.6^\circ$ ein. Ein PMT in der Reihe b und Spalte a hat somit den Winkel:

$$\phi(a, b) = \begin{cases} 1.5^\circ \cdot (a - 10), & \text{falls } n \text{ gerade,} \\ 1.5^\circ \cdot (a - 10) + 0.75^\circ, & \text{falls } n \text{ ungerade.} \end{cases}$$
$$\theta(a, b) = (b - 11) \cdot 1.299^\circ + 90^\circ. \quad (6.1)$$

Mit diesen Winkeln und dem Radius der Kamera lässt sich die Position der PMTs auf der Kugeloberfläche berechnen. Die Position der PMTs wird in ein kartesisches Koordinatensystem umgerechnet. Dies erleichtert die Angabe der Position des Scanners. Um nun die PMT-Koordinaten in das System des Scanners zu transformieren, ist zu beachten, dass der Ursprung des ursprünglichen Koordinatensystems im Mittelpunkt der Sphäre, auf der sich die Kamera befindet, liegt.

$$\begin{pmatrix} x(a, b) \\ y(a, b) \\ z(a, b) \end{pmatrix} = r_{\text{Kamera}} \begin{pmatrix} \sin(\theta(a, b)) \cdot \cos(\phi(a, b)) \\ \sin(\theta(a, b)) \cdot \sin(\phi(a, b)) \\ -\cos(\theta(a, b)) \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

Mittels der kartesischen Koordinaten ist es einfach, die Position des Beobachters zu verschieben. Der Abstand des Scanners zur Oberfläche der Kamera entlang der x-Achse sei $r_{\text{Scanner-Kamera}}$.

$$\begin{pmatrix} x'(a, b) \\ y'(a, b) \\ z'(a, b) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (r_{\text{Scanner-Kamera}} + r_{\text{Kamera}} - x(a, b)) \\ -y(a, b) + \text{Versatz} \\ z + \text{Höhe} \end{pmatrix}. \quad (6.3)$$

Da man nun von der anderen Seite auf die Kamera guckt, müssen die y-Werte gespiegelt werden und es kann ein seitlicher Versatz addiert werden, falls der Scanner

nicht mittig vor der Kamera montiert ist. Die Höhe, also die z -Achse, bleibt unverändert, wobei es möglich ist eine Höhe zu addieren um von oben bzw. unten auf die Kamera zu gucken. Im später beschriebenen Alignment wird die Höhe sowie der Versatz angefittet.

Da der Scanner über die Drehung der Spiegel gesteuert wird, ist es nötig, die neu berechneten Koordinaten wieder in ein sphärisches Koordinatensystem zu transformieren, wobei der Radius und damit die Länge des kollimierten Lichtstrahls keine Rolle spielt.

$$\theta'(a, b) = -\text{atan} \left(\frac{z(a, b)}{\sqrt{x^2(a, b) + y^2(a, b)}} \right),$$

$$\phi'(a, b) = \text{atan2}(y(a, b), x(a, b)). \quad (6.4)$$

Die berechneten Werte von θ' und ϕ' sind also die Winkel, welche vom Scanner eingestellt werden müssen, um einen PMT zu treffen.

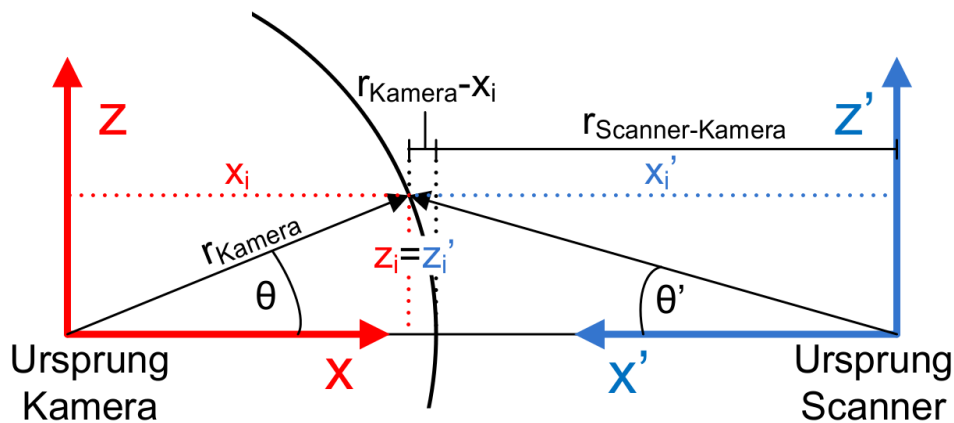


Abbildung 6.1: Skizze zur Berechnung der PMT-Koordinaten. Zu sehen ist ein x - z Schnitt der Sphäre, auf der die Kamera sitzt. Eingezeichnet sind die für die Koordinatentransformation wichtigen Größen.

6.2 Analyse-Werkzeuge

Zur Bewertung der gemessenen Daten existiert das Programm FDEyeDisplay. Mit diesem Programm ist es möglich, die Rohdaten der Teleskope, welche als *.root* Daten vorliegen, in einem Ereignisbetrachter anzuschauen, wie in Abb. 6.2 dargestellt. In einem Fenster werden die PMTs der Kamera angezeigt. In einem weiteren Fenster sind die Ereignisse, die Schüsse auf die Kamera, aufgelistet. Es besteht die Möglichkeit, die Ereignisse durchzuscrollen und auszuwählen. Bei Auswahl eines Ereignisses werden in dem zuvor genannten Fenster die PMTs, welche eine bestimmte Signalhöhe überschreiten, farblich markiert. Durch die Markierung einzelner PMTs, ist es möglich in einem zusätzlichen Fenster den Signalverlauf in diesen PMTs auszugeben. Aufgetragen ist die Signalhöhe in ADC-Counts gegen die Zeit in bins von

100ns (für HEAT bins von 50ns).

Um die Rohdaten automatisiert zu analysieren, existiert das auf C++ basierende Framework Offline [32]. Dies bietet die Möglichkeit, über selbstgeschriebene Skripte und bestehende Module, die Daten der Kamera auszuwerten. Mit dem Modul *EventFileReader* werden die Daten der Kamera eingelesen. Der *FdCalibrator* rechnet die Intensität der Signale in der Kamera in Photonen um. Da hier eine eigenständige Kalibration durchgeführt werden soll, wird nicht auf existierende Kalibrationen zurückgegriffen, um die ADC-Counts in Photonen umzurechnen, sondern die ADC-Counts der PMTs werden mit einem konstanten Faktor multipliziert. Dies wäre für die hier gemachten Analysen eigentlich nicht nötig, aber der *FdCalibrator* setzt bestimmte Variablen, welche in der weiteren Analyse erforderlich sind. Um in den Ereignissen die Lichtpulse zu finden, existiert der *FdPulseFinder*. Hierin können die Mindest- und Maximallänge der Lichtpulse vorgegeben werden. Da die Schüsse immer gleich lange Pulse erzeugen, kann dieses Fenster sehr klein gewählt werden, was die Analysezeit erheblich verkürzt. Die von den Modulen erzeugten Variablen, z.B. die Ladung im jeweiligen PMT, können in eigenen Skripten zur Analyse verwendet werden. Zur Erzeugung der Plots werden in den erzeugten Skripten verschiedene ROOT-Klassen genutzt.

6.3 Betrachtung der Daten im FDEyeDisplay

Um einen ersten Eindruck der Daten zu bekommen, welche bei der Kalibration genommen werden, wird das FDEyeDisplay genutzt.

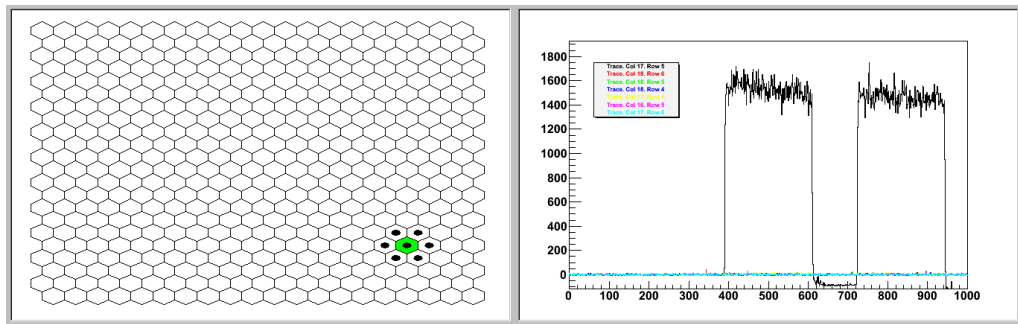


Abbildung 6.2: Schuss auf einen PMT im FDEyeDisplay. Links: PMT-Position im SkyView, rechts: das Signal, der mit einem Punkt markierten PMTs, aufgetragen gegen die Zeit in bins von 100ns.

In Abb. 6.2 ist zu erkennen, dass der Lichtpunkt klein genug ist, um nur einen PMT zu treffen. Der getroffene, grün markierte, PMT hat ein klares Signal mit einer Intensität von ca. 1600 Photonen/Zeit-Bin. Dieses ist im rechten Plot aufgetragen. In den umgebenen PMTs ist kein Signal zu erkennen.

Abb. 6.3 zeigt den Schuss auf einen Mercedes-Stern. Im rechten Plot ist zu sehen, dass sich das Signal auf drei PMTs verteilt. Hierbei liegt die Signalthöhe von zwei PMTs bei ca. 500 und dem dritten PMT bei etwa 200. Vergleicht man dies mit einem direkt getroffenen PMT, so kommt man bei dem Schuss auf den Mercedes-Stern auf

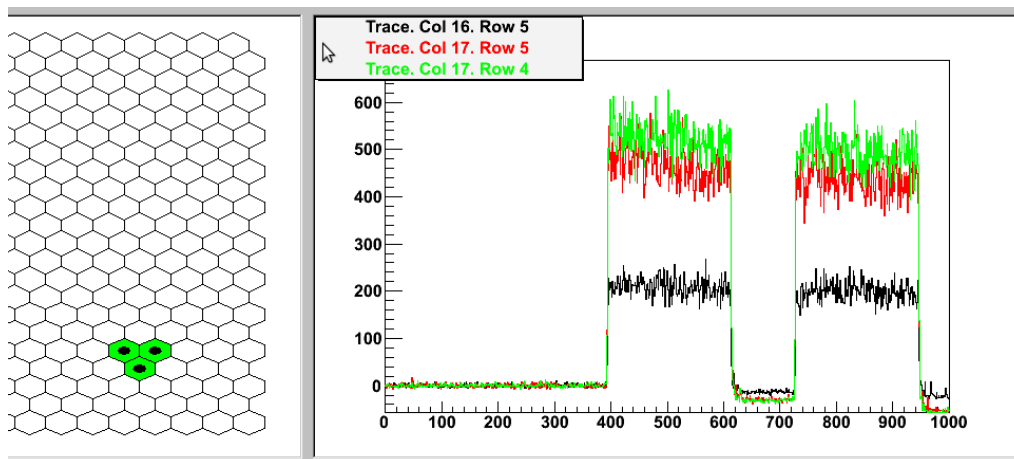


Abbildung 6.3: Schuss auf einen Mercedes-Stern im FDEyeDisplay. Links: PMT Position im SkyView, rechts: das Signal, der mit einem Punkt markierten PMTs, aufgetragen gegen die Zeit in bins von 100ns.

eine etwas kleinere Gesamtintensität von ca. 1200 im Vergleich zu dem voll getroffenen PMT mit einer Intensität von ca. 1600. Dies stellt für die späteren Analysen eine einfache Methode dar, um die Position des Lichtpunktes auf der Kamera genauer zu bestimmen, wenn mehrere PMTs getroffen wurden. Man gibt anhand der Ladung, dem Signal eines PMT, eine Gewichtung des jeweiligen PMTs vor. Die Positionen der getroffenen PMTs wird mit dieser Gewichtung gemittelt.

$$x_{\text{mittel}} = \frac{\sum x_i \cdot \text{Ladung}_i}{\sum \text{Ladung}_i}. \quad (6.5)$$

Abb. 6.4 zeigt einen Schuss, bei dem im äußeren Bereich ebenfalls PMTs ein Signal gemessen haben, welches allerdings viel schwächer ist, als das im angeschossenen PMT. Da zwischen dem angezielten und den PMTs mit dem schwachen Signal kein PMT ein nennenswertes Signal gemessen hat, liegt es nahe, hier von Reflektionen auszugehen. Das Licht, welches auf einen PMT trifft, wird zum Teil an der Oberfläche reflektiert. Da die Spiegel ein Reflektionsvermögen von mehr als 90% haben, wird das Licht fast ohne Verluste wieder auf die Kamera gelenkt, wo es in weiteren PMTs ein Signal erzeugt. Dieses Verhalten wird im Abschnitt 6.7 genauer untersucht. Alle weiteren Analysen wurden mittels Offline erstellt.

6.4 Alignment

Um die Schüsse auf die Kamera zu analysieren, ist es sinnvoll zu wissen, wohin man auf der Kamera geschossen hat. Dazu erstellt man ein *Alignment*⁶. Dies wird im Folgenden mit den Messdaten durchgeführt. Bekannt sind die Positionen der Schüsse in DAC-Counts sowie die Position der PMTs in Bogenmaß. Untersucht man welcher PMT bei welchem DAC-Wert getroffen wurde, so kann man die Position der Schüsse in DAC gegen die Position des getroffenen PMTs in Bogenmaß auftragen.

⁶Alignment - Positionierung des Systems

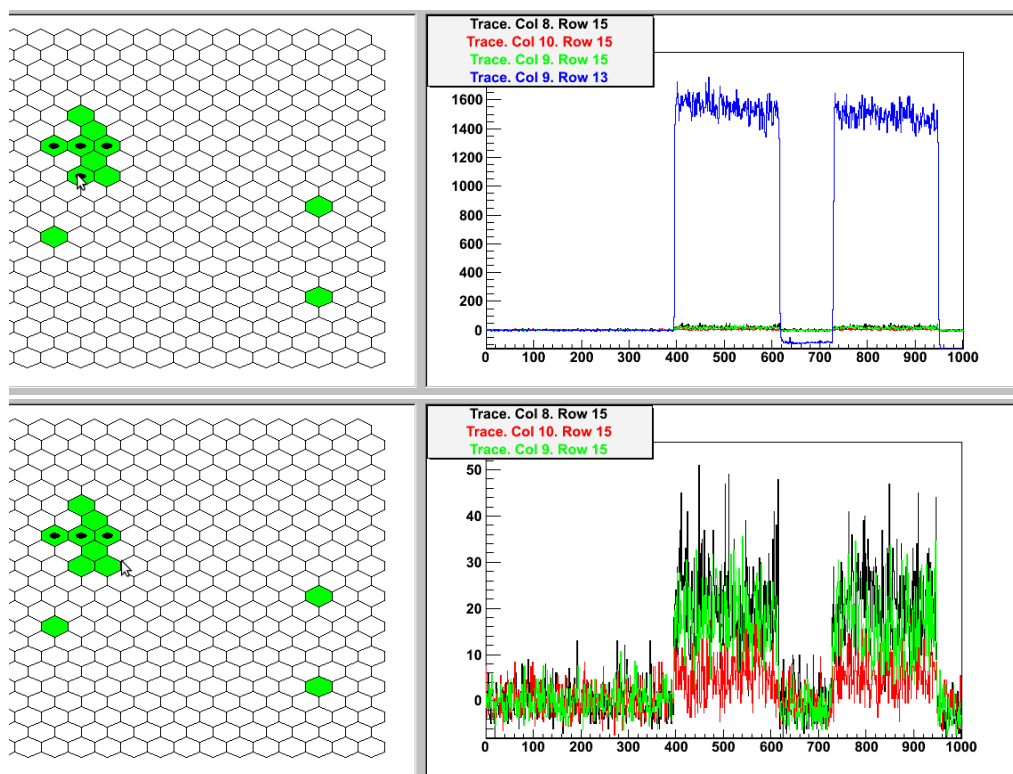


Abbildung 6.4: Reflektionen des Lichts von der PMT-Oberfläche über den Spiegel zurück auf die Kamera im FDEyeDisplay. Oben: Signal des getroffenen PMTs. Unten: Signal der Reflektionen. Die nicht mit einem Punkt markierten PMTs enthalten kein nennenswertes Signal.

Im Idealfall erhält man so eine Gerade und damit eine einfache Formel, um die DAC-Counts in die entsprechenden Winkel des Schusses umzurechnen, siehe Abb. 6.6. Dies ermöglicht die Suche des Schusses, welcher für jeden PMT am nächsten zu dessen Zentrum liegt. Dazu berechnet man die erwartete Position der PMTs in DAC-Counts und ordnet den Schuss mit dem geringsten Abstand diesem PMT zu. Es müssen jedoch zusätzliche Effekte berücksichtigt werden, so dass man eine leichte Modifikation des Fittes vornehmen muss:

- Der Scanner befindet sich nicht waagrecht zur Kamera.
- Höhe und Abstand des Scanners sind in Bezug zur Kamera unbekannt.
- Die neu beschichteten Spiegel sind nicht genau in einem rechtem Winkel zueinander angebracht.

Dazu können die Standardfits nicht verwendet werden, weil die Drehung des Scanners in den Daten eine gleichzeitige Berücksichtigung der x- und y-Koordinaten erfordert. Mit TMinuit hat man die Möglichkeit eigene Fitfunktionen und sein eigenes χ^2 , welches minimiert werden soll, zu definieren.

Die hier verwendete Fit-Funktion lautet:

$$X_{[\text{DAC}]} = X_{[\text{rad}]} \cdot a_x \cdot \cos(\alpha) - Y_{[\text{rad}]} \cdot a_y \cdot \sin(\alpha) + b_x + Y_{[\text{rad}]} \cdot a_y \cdot \sin(\beta), \quad (6.6)$$

$$Y_{[\text{DAC}]} = X_{[\text{rad}]} \cdot a_x \cdot \sin(\alpha) - Y_{[\text{rad}]} \cdot a_y \cdot \cos(\alpha) + b_y. \quad (6.7)$$

a_x und a_y entsprechen den Geradensteigungen, b_x und b_y den Achsenabschnitten der jeweiligen Achse. α ist der Drehwinkel, um welchen der Scanner in Bezug auf die Kamera geneigt ist. β beschreibt die Abweichung des Winkels zwischen den beiden Spiegeln zu einem rechten Winkel, d.h. wenn die Y_{DAC} -Achse nicht wie idealer Weise rechtwinklig auf der X_{DAC} -Achse steht.

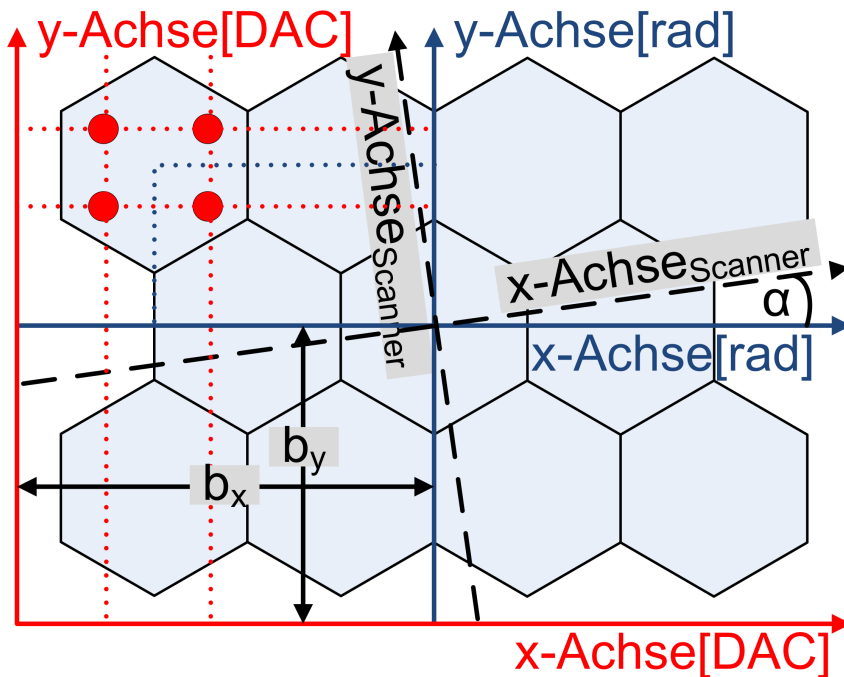


Abbildung 6.5: Skizze zum Alignment.

Die Position des Scanners, Abstand und Höhe zur Kamera, geht bei der Berechnung der Koordinaten ein. Diese werden in jedem Schritt der χ^2 -Minimierung, wie unter 6.1 beschrieben, neu berechnet. Zusätzlich hat sich gezeigt, dass eine seitliche Verschiebung des Scanners zur Kamera vorgenommen werden muss, bzw. dass die Kamera zum Scanner leicht seitlich verdreht ist, vgl. Abb. 6.7. Der Abstand wird mit 160 cm abgeschätzt, da er bei kleineren Veränderungen (± 10 cm) keinen großen Einfluss hat und so die Anzahl der freien Parameter reduziert wird. Die Veränderung des Abstandes führt im Wesentlichen nur zu einer Veränderung der Abstände der PMTs, welche wieder im Fit angepasst werden.

TMinuit bildet die Summe der Quadrate der Abweichung der Daten von der Fitfunktion und versucht diese durch geeignete Wahl der freien Parameter zu minimieren. Um die Qualität des Alignment zu testen, bietet es sich an, einen engmaschigen Scan mit der Schrittweite eines fünftel PMTs der gesamten Kamera zu machen. Dieser

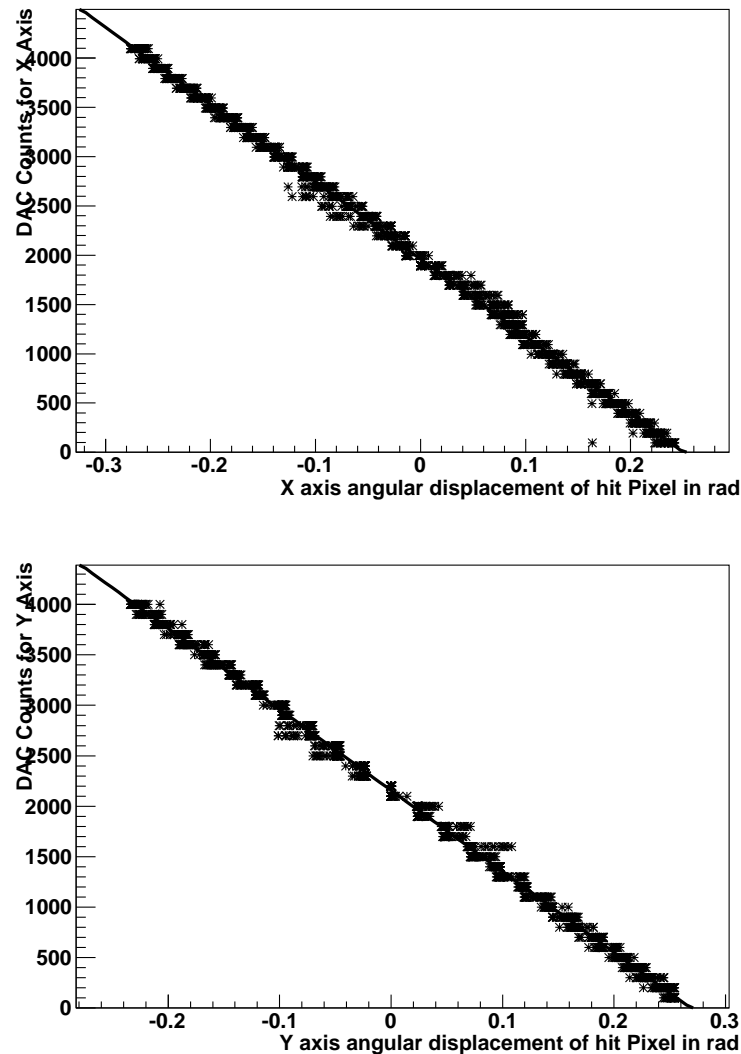
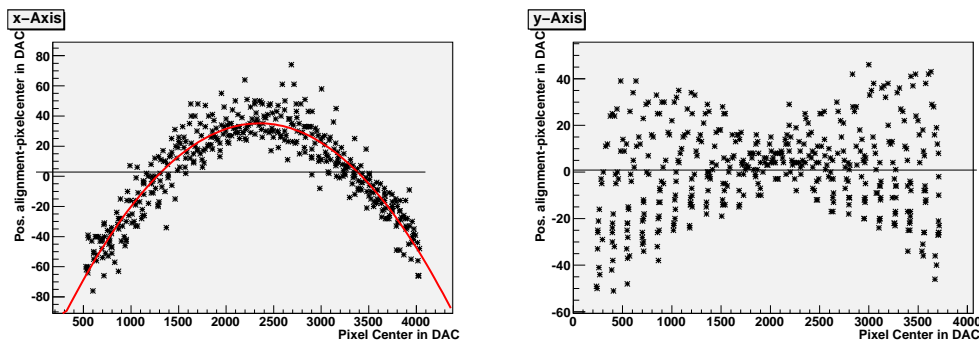


Abbildung 6.6: DAC-Input der Schüsse, aufgetragen gegen Position des getroffenen PMTs in Bogenmaß mit linearem Fit. Oben: für x-Achse, unten: für y-Achse.

Scan ermöglicht, aufgrund des feinen Rasters, eine Position für einen PMT direkt aus den Daten zu berechnen, was unter 6.6 näher beschrieben wird. In Abb. 6.7 ist zu sehen, dass mit allen Korrekturen das Alignment in diesem Scan eine Genauigkeit von ca. 20 DAC-Counts erreicht. Dies entspricht in etwa der Breite eines Zehntel PMTs. Da die anderen Teleskope mit einer wesentlich größeren Schrittweite abgetastet werden, ist zu erwarten, dass das Alignment dort etwas ungenauer ist. So liegt die Anzahl der Schüsse bei dem feinmaschigen Scan bei 10 609 Schüssen, wobei bei den übrigen Scans der Teleskope nur 1 681 Schüsse gemacht wurden.



mit Korrektur:

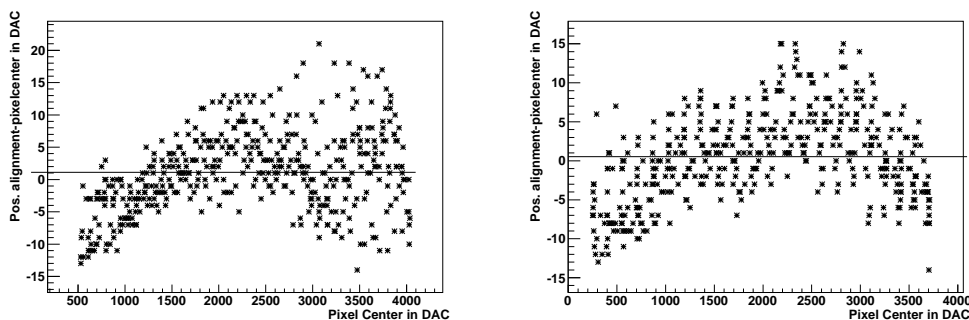


Abbildung 6.7: Plots zur Qualität des Alignment. Aufgetragen ist die Abweichung der durch das Alignment bestimmten Position von der in 6.6 bestimmten Position gegen die Position auf der x- bzw. y-Achse. Die oberen Plots berücksichtigen, im Gegensatz zu den unteren Plots, keine seitliche Verdrehung der Kamera zum Scanner. Die waagerechte Linie in den Plots deutet den Mittelwert an.

6.5 Fehler in der PMT Verkabelung

Nach dem Erstellen des Alignments ist es einfach, in den Daten den Schuss zu suchen, welcher den geringsten Abstand zum Zentrum eines PMTs hat. Nun kann man untersuchen, ob der angezielte PMT wirklich getroffen wurde oder ob ein anderer PMT getroffen wurde. Dies erfolgt in der Analyse durch die Suche nach dem *hottest Pixel*, also dem PMT mit der größten Ladung in einem Ereignis.

Da die Datenmenge für die meisten Teleskope mit 1 681 Ereignissen viel kleiner ist als die, für oben genannte Messung zur Untersuchung des Alignments, mit 10 609 Ereignissen, kommt es bei der Auswertung immer wieder zu Fehlern bei der Suche nach dem besten Schuss. In diesem Fall wird ein beliebiger Nachbar-PMT getroffen. Solange der fälschlicherweise getroffene PMT selbst in dem entsprechenden Schuss als korrekt verkabelt identifiziert wird, kann ein mis-cabling des angezielten PMTs ausgeschlossen werden. Wird aber der fälschlicherweise getroffene PMT angezielt und statt dessen der ursprünglich angezielte PMT getroffen, so handelt es sich eindeutig um ein mis-cabling.

Insgesamt wurden in fünf Kameras mis-cabling identifiziert, wie in Tabelle 2 aufgelistet. Bei dreien lag eine einfache Vertauschung von zwei PMTs vor. In Loma Ama-

Tabelle 2: Übersicht über Pixelvertauschungen und nicht getroffene Pixel auf Grund der zu geringen Auslenkung der Spiegel für die verschiedenen Teleskope.

Teleskop	Datum der Messung	Anz. Mis-Cablings	Anz. nicht getroffener PMTs
L11	30.12.09	1	9
L12	30.12.09	0	20
L13	30.12.09	0	7
L14	01.12.10	0	11
L15	13.01.10	0	0
L16	30.12.09	0	6
Lm1	21.12.09	0	0
Lm2	21.12.09	0	0
Lm3	28.12.09	0	0
Lm4	23.12.09	0	0
Lm5	28.12.09	0	4
Lm6	28.12.09	0	0
La1	15.12.09	1	0
La2	16.12.09	1	0
La3	16.12.09	1	0
La4	16.12.09	0	0
La5	17.12.09	0	0
La6	18.12.09	0	0
Co1	15.11.09	0	124
Co2	12.01.09	0	37
Co3	12.04.09	0	0
Co4	11.03.10	0	0
Co5	11.03.10	0	5
Co6	12.04.09	0	0
Heat1	19.11.09	24	77
Heat2	30.11.09	0	145
Heat3	25.11.09	0	117

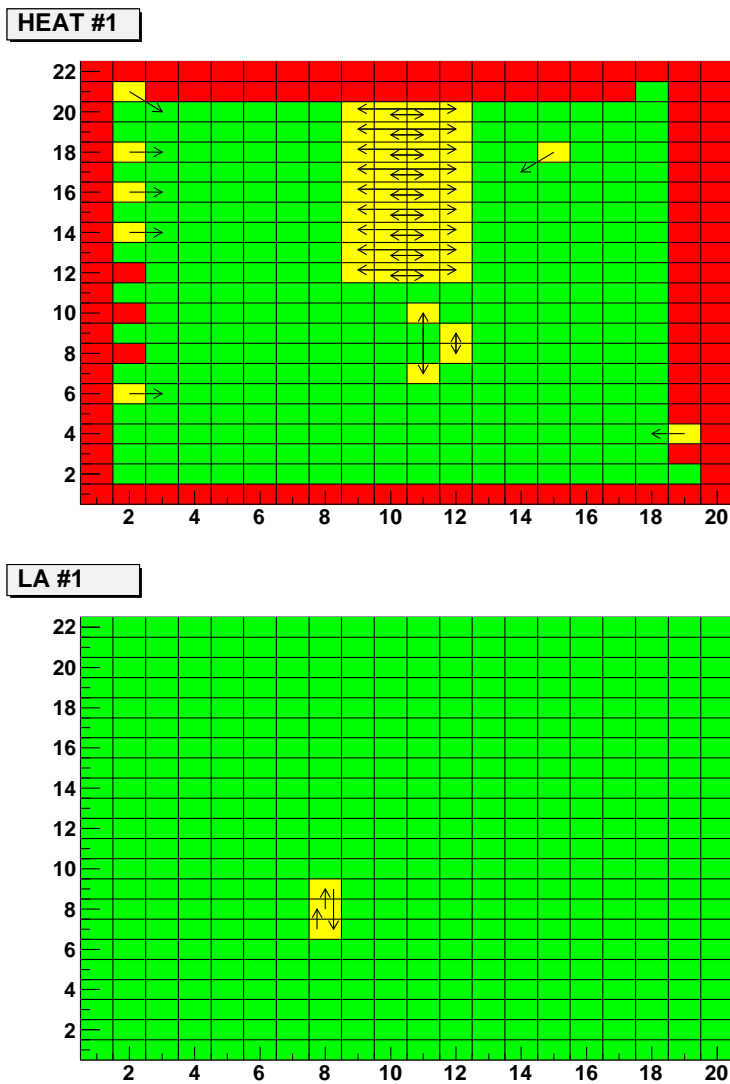


Abbildung 6.8: Pixelvertauschungen in HEAT #1 oben und in Loma Amarella #1 unten. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

■ Pixel richtig zugeordnet,
 ■ Pixel falsch zugeordnet,
 ■ Pixel nicht getroffen.

Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

rilla #1 waren drei PMTs untereinander vertauscht. Besonders auffällig ist das Teleskop HEAT #1, bei welchem zusätzlich zu zwei einfachen Vertauschungen vier Pixel-Reihen, welche an einer HV angeschlossen sind in umgekehrter Reihenfolge angeschlossen wurden, vgl. Abb 6.8. Die entsprechenden Abbildungen der vollständigen Teleskope befinden sich im Anhang.

6.6 Inhomogenität der PMTs und der Kamera

Um die Inhomogenität eines PMTs zu testen, wurde in der ersten Messperiode ein kleiner Bereich in der Mitte und zum Vergleich ein Bereich am Rand der Kamera mit einer sehr kleinen Schrittweite abgetastet. Da die x- und y-Koordinaten der Schüsse bekannt sind, ist es möglich, die Ladung in der Kamera gegen die Schussposition in einem zweidimensionalen Graphen aufzutragen. In Abb. 6.9 ist klar zu erkennen, dass die PMTs nicht homogen reagieren, und die Schüsse auf die Mercedes-Sterne nur eine geringere Ladung in der Kamera deponieren. Wie man in Abb. 6.10 in den Schnitten entlang der x- und y-Achse durch den Mittelpunkt eines PMTs feststellen kann, beruht diese Inhomogenität vor allem auf der der x-Achse. Die Intensität des Signals im PMT beträgt maximal etwa 350 000 Photonen⁷, während im Minimum nur ein Intensität von 250 000 Photonen erreicht wird. Dies ergibt eine Schwankung um ca. 30%.

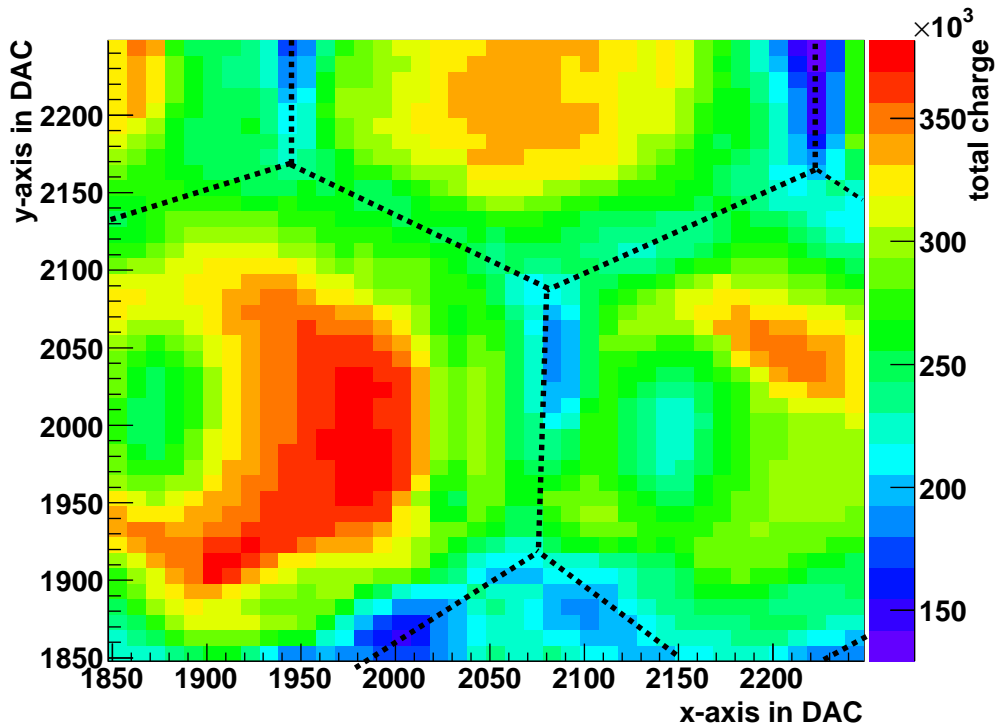


Abbildung 6.9: Aufgetragen ist die Ladung der Kamera Heat #2 gegen die angezielte Position in DAC-Counts. Der abgebildete Bereich befindet sich in der Mitte der Kamera. Die gepunkteten Linien deuten die Umrisse der PMTs an.

Um diese Effekte genauer untersuchen zu können, wurde ein feinmaschiger Scan von der gesamten Kamera Cohiueco #4 gemacht, bei dem eine Schrittweite eingestellt wurde, die der Breite eines fünftel PMT entspricht. Es sollte im Mittel jeder PMT 25 mal getroffen werden.

⁷mit Umrechnung von ADC-Counts in Photonen durch FDCalibrator, vgl. Abschnitt 6.2

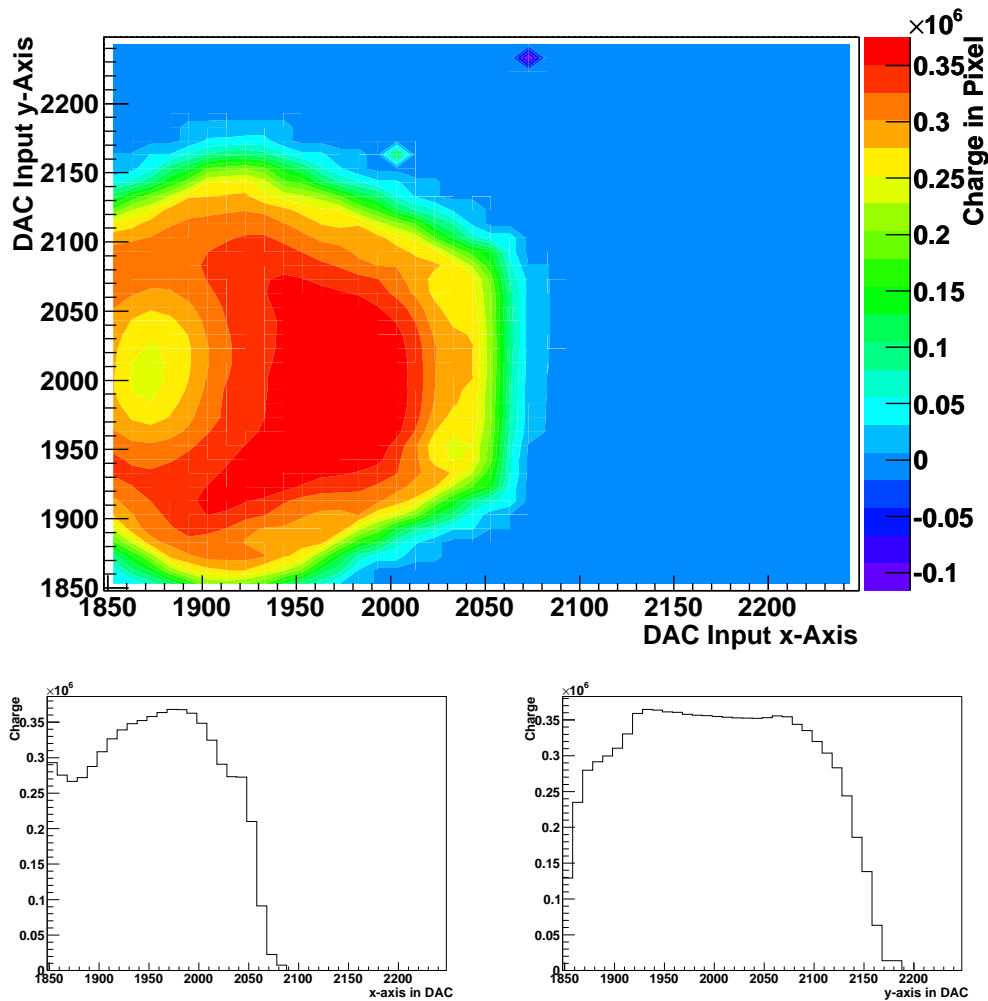


Abbildung 6.10: Oben: Ladung im PMT 232, einem mittleren PMT des Teleskops HEAT #2, aufgetragen gegen den DAC-Input der x- und y-Achse. Unten: Schnitt entlang der x-Achse links und der y-Achse rechts.

In Abb. 6.11 ist die Ladung in der gesamten Kamera gegen die angezielte Position in DAC-Counts getragen. Wie erwartet ist zu erkennen, dass Schüsse auf die Mercedes-Sterne etwa 1/3 weniger Ladung in der Kamera deponieren als die Schüsse direkt auf einen PMT.

Trägt man nun für jeden PMT die Signalhöhe in Bezug zu den DAC-Counts der Schüsse auf, so kann man im Plot die Position des PMTs identifizieren und versuchen, so den Mittelpunkt des PMTs zu ermitteln. Um die PMTs besser im Plot ausmachen zu können, wurde in einem ersten Schritt ein Bereich von ± 250 DAC-Counts um die Position jedes PMTs aus dem Alignment gelegt und dieser geplottet. Die Präzision des Alignment ist jedoch für die weiteren Untersuchungen zu ungenau. Vergleicht man die Positionen der PMTs in den Plots, so schwanken sie um den Mittelpunkt. Daher muss eine genauere Positionsbestimmung erfolgen. Die Werte der x- und y-Achsen der Bins, die eine Ladung von mehr als 200 000 enthalten,

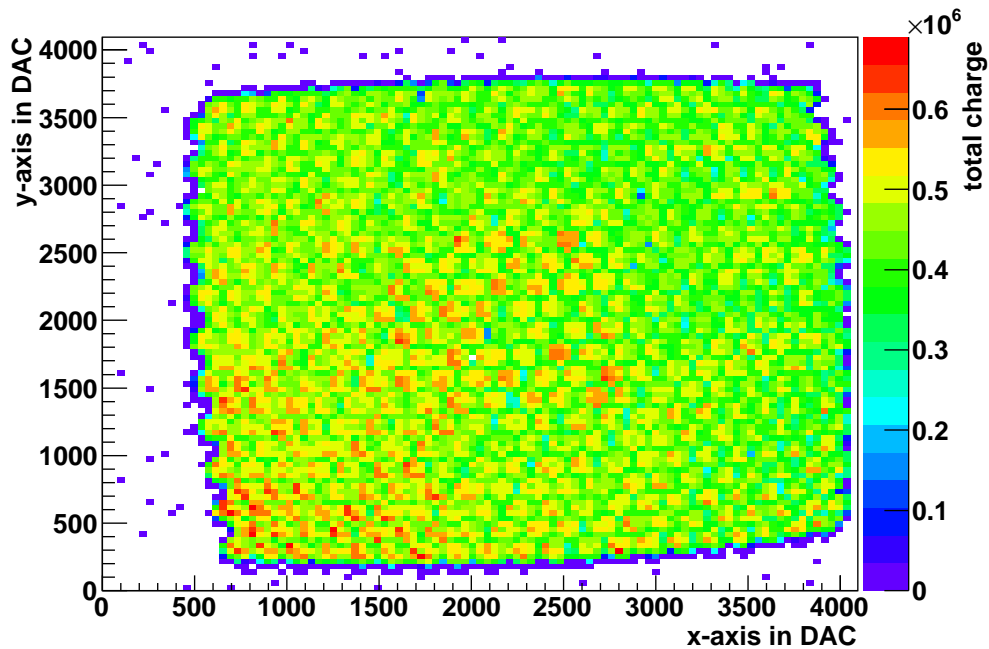


Abbildung 6.11: Aufgetragen ist die Gesamtladung in der Kamera als Farbkodierung gegen den die angezielte Position in DAC-Counts.

werden gemittelt. So erhält man einen präziser bestimmten Mittelpunkt der PMTs und kann die Ladung in den PMTs erneut mit den neuen Mittelpunkten plotten. Die Plots werden als Histogramm mit 40 Bins in x- und y-Achse erstellt. Die einzelnen Bins des Histogramms kann man nun direkt vergleichen, da sich die PMTs in den Plots an der gleichen Stelle befinden. Weil alle PMTs einen unterschiedlichen Gain haben, ist es nötig eine Normalisierung vorzunehmen. Diese erfolgt durch ein Angleichen der maximalen Ladung in einem PMT. Daraus lässt sich ein weiterer Plot für das durchschnittliche Verhalten der PMTs erzeugen. Man erstellt ein neues Histogramm mit der gleichen Anzahl an Bins in x- und y-Achse, wie in den Plots für die einzelnen PMTs, in denen man den Mittelwert des jeweiligen Bins aus den Plots für die PMTs aufträgt. Dabei werden die PMTs am Rand ausgelassen, da diese oft nicht im Mittelpunkt der Plots liegen. Um zu sehen wie groß die Schwankungen in den jeweiligen Bins und damit die Unterschiede zwischen den einzelnen PMTs sind, wurde die Standardabweichung vom Mittelwert in den jeweiligen Bins gebildet und wiederum in ein eigenes Histogramm gefüllt. Darin ist zu erkennen, dass die Inhomogenität sich für die einzelnen PMTs in der Mitte kaum unterscheidet, aber Schwankungen an den Rändern zu erkennen sind. Dies ist vermutlich ein Effekt, der aus Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Mittelpunkte der PMTs stammt. Während die Verteilung der Ladung in der PMT-Mitte relativ flach ist, fällt sie am Rand stark ab. Somit hat eine kleine Verschiebung der Positionierung in der Mitte keinen großen Effekt, während sie am Rand eine große Änderung des Wertes zur Folge hat.

In den Plots ist ebenfalls zu erkennen, dass die PMTs im Mittel auf ihrer linken Seite stärker reagieren als rechts. Die Abweichungen liegen bei einer mittleren Ladung

von ca. 500 000 links und 400 000 rechts, was einen Unterschied von ungefähr 20% bedeutet. Zu beachten hierbei ist, dass der Scanner bei der Messung falsch herum montiert war und daher die Seiten im Vergleich zu Abb. 6.10 vertauscht sind. Da die PMT-Oberfläche homogen aus Glas ist, muss dies ein Effekt, der im Inneren des PMTs entsteht, sein.

In [34] wurden ähnliche Abweichungen von ca. 20%, bei der Messung von zwei PMTs, festgestellt. Die dort gemessene Verteilung der Effizienz in Abhängigkeit der Position eines Lichtpunktes auf der Oberfläche des ersten PMTs fällt zur Mitte des PMTs ab, steigt jedoch zu beiden Rändern wieder an. Der zweite PMT zeigt ein, zu den obigen Analysen, ähnliches Verhalten, steigt jedoch nicht an beiden, sondern nur an einem Rand stark an. Insgesamt ist die Verteilung aber etwas flacher. Zudem sind Wellen in den Plots zu erkennen, welche jedoch bei der hier verwendeten Auflösung nicht zu erkennen sind. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die PMT-Inhomogenität aus den Daten von HEAT #1 sehr gut mit den Ergebnissen aus [34] übereinstimmen, aber die Mittelung der PMTs aus Coihueco #4 leichte Unterschiede aufweist.

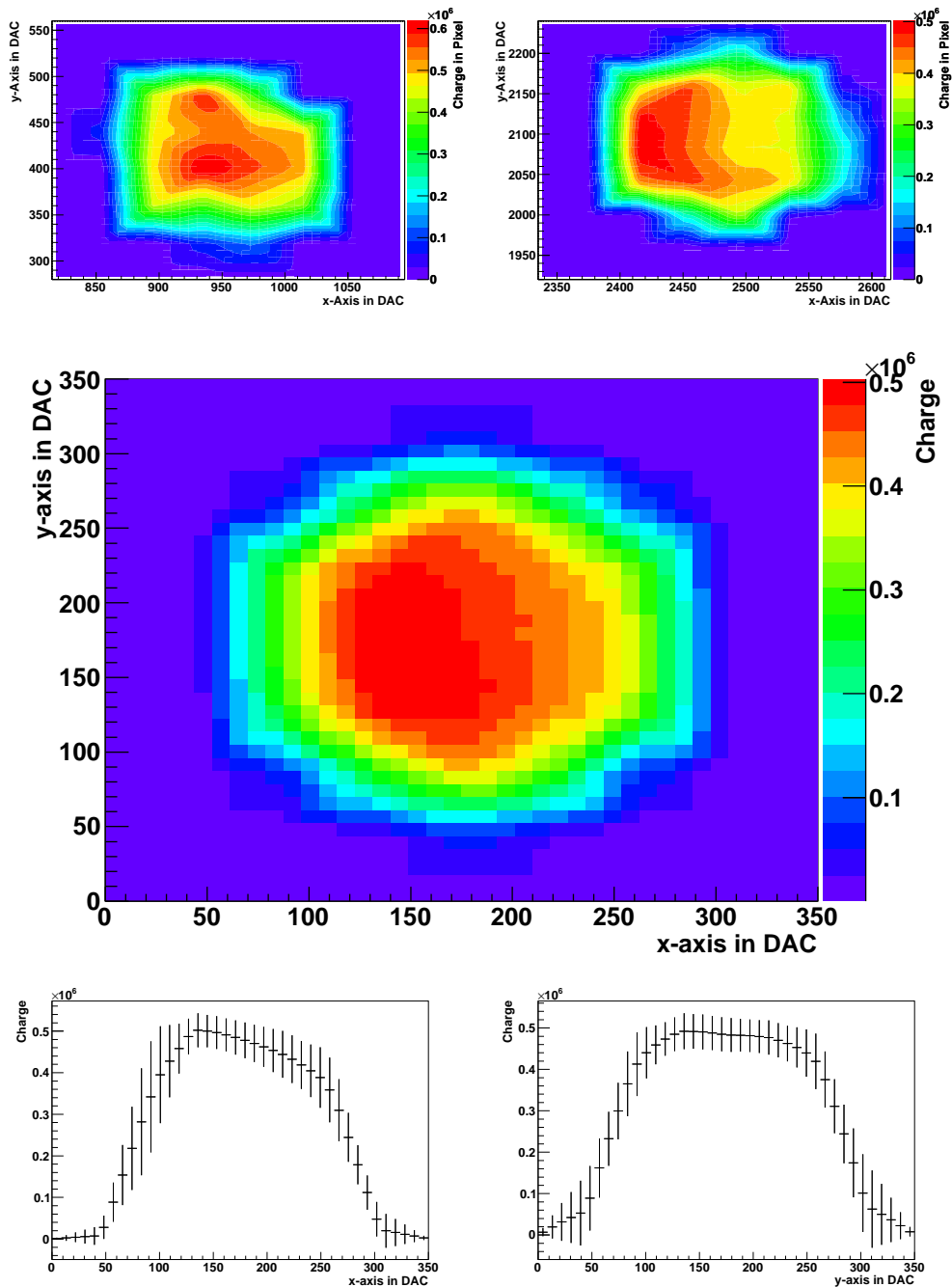


Abbildung 6.12: Oben links: Inhomogenität des PMTs 43, einem PMT links oben in der Kamera. Oben rechts: Inhomogenität des PMTs 231, einem PMT in der Mitte der Kamera. Mitte: Inhomogenität der PMTs, erzeugt durch Mittelung der Plots aller innenliegenden PMTs. Unten: Schnitt des gemittelten PMTs entlang der x-Achse links und der y-Achse rechts. Der Fehler entspricht der Standardabweichung in den jeweiligen Bins, vgl. Abb. 6.13.

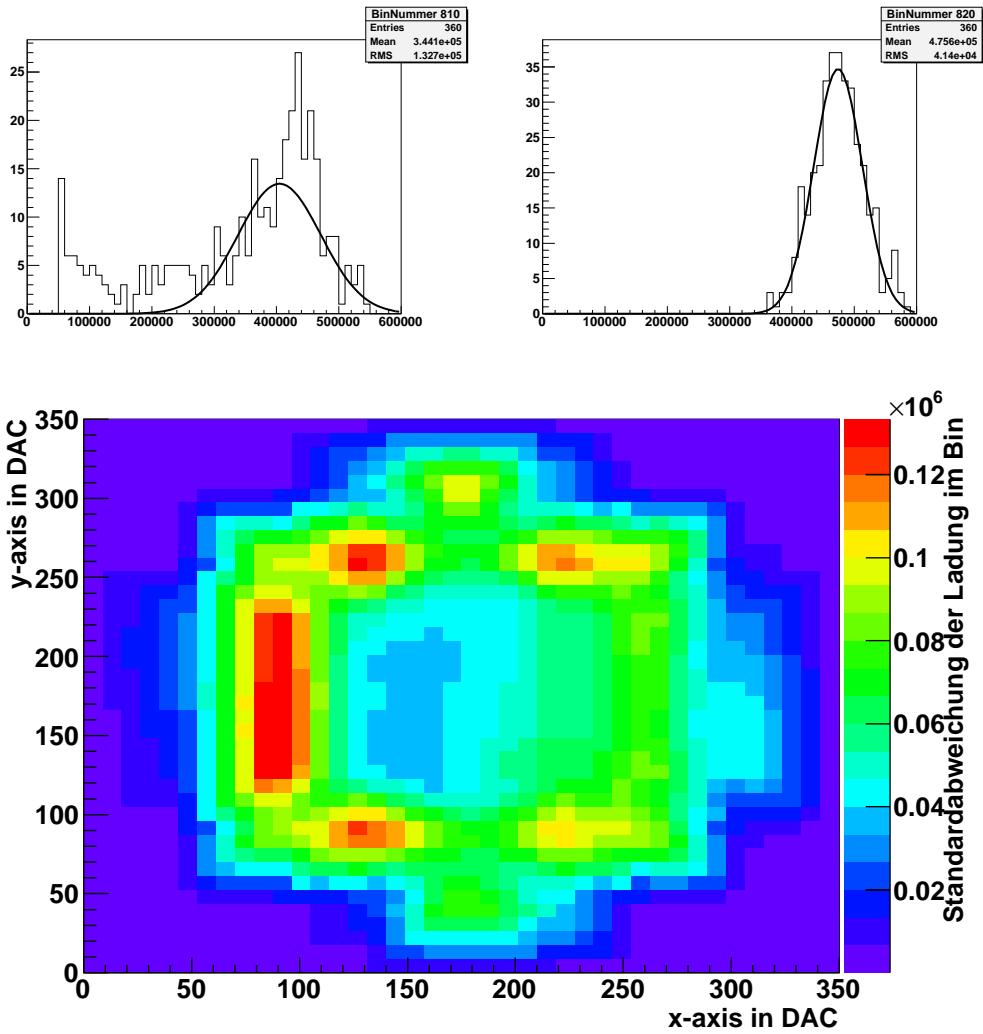


Abbildung 6.13: Oben links: Verteilung der Ladungen der einzelnen PMTs im Bin 810, einem Bin am linken Rand des gemittelten PMTs. Oben rechts: Ladung im Bin 820, einem Bin in der Mitte des gemittelten PMTs. Unten: Standardabweichung der Bins des gemittelten PMT.

6.7 Reflektionen

Will man die Reflektionen an der Kamera studieren, so muss man zuerst überlegen, wie man die Reflektionen definiert. Im Weiteren wird die Ladung des hottest Pixel und die der umliegenden PMTs als Spot bezeichnet. Dieser wird gebildet, um Effekte aus Ungenauigkeiten der Positionierung, und damit ein Signal in den benachbarten PMTs, auszuschließen. Zieht man von der Gesamtladung den Spot ab, so erhält man die Ladung in der Kamera, welche nicht durch direkt einfallendes Licht, sondern durch Reflektionen entstanden sein kann.

Ziel der weiteren Analysen ist es, die Intensität der Reflektionen festzustellen, den Verlauf der Reflektionen zu studieren sowie zu prüfen, ob die PMTs homogen reflektieren.

Trägt man die Reflektionen zu den aus dem Alignment bestimmten besten Schüssen auf, so ist zu erkennen, dass wie erwartet nur im mittleren Teil der Kamera Reflektionen zu beobachten sind. Bei zu großen Winkeln wird das Licht nicht mehr auf die Kamera reflektiert, sondern daneben. Dies ist in Abb. 6.15 gezeigt, in der zusätzlich zur Intensität der Reflektion Pfeile vom angezieltem PMT zum hottest Pixel der Reflektionen eingezeichnet sind. Die Abbildung zeigt, dass die Reflektionen bei größeren Abständen zum Mittelpunkt eine größere Auslenkung haben und zwar radial vom Mittelpunkt der Kamera aus. Betrachtet man das Verhältnis der Reflektionen zur Gesamtladung in der Kamera, so kommt man auf maximale Werte von ca. 20%.

Für weitere Untersuchungen können ähnliche Methoden, wie die zur Untersuchung auf Inhomogenitäten, genutzt werden. Zum einen kann man die Reflektionen aller Schüsse gegen den DAC-Input auftragen, zum anderen Pfeile von der angezielten Position zum hottest Pixel der Reflektionen einzeichnen. Die Ergebnisse hierbei unterscheiden sich kaum von den zuvor genannten. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Mercedes-Sterne keine Reflektionen in der Kamera erzeugen.

Durch die Bestimmung der Mittelpunkte der PMTs lässt sich, ähnlich zu den Plots für die Inhomogenität der einzelnen PMTs, für jeden PMT ein Plot erstellen, in dem die Reflektionen gegen die Position des Lichtpunktes eingetragen werden. Bildet man nun für die PMTs, die nennenswerte Reflektionen enthalten den Mittelwert, so ist zu erkennen, dass die Reflektionen am Mittelpunkt des PMTs am stärksten sind. Zudem sind, ähnlich wie bei der Inhomogenität, beim Schnitt durch den PMT entlang der x-Achse, Asymmetrien zu beobachten. Diese sind der Inhomogenität der PMTs entgegengesetzt. Dort, wo der PMT weniger empfindlich ist, sind die Reflektionen etwas stärker, während an den Stellen, wo der PMT empfindlicher ist, die Reflektionen geringer sind. Dies lässt sich nicht durch die Glasoberfläche des PMTs erklären und liefert wiederum Hinweise auf Effekte im Inneren des PMTs.

Betrachtet man für die Schüsse, die im Alignment den PMTs zugeordnet wurden, die Verteilung der Ladung, vgl. Abb. 6.18: in der gesamten Kamera, im hottest Pixel, in

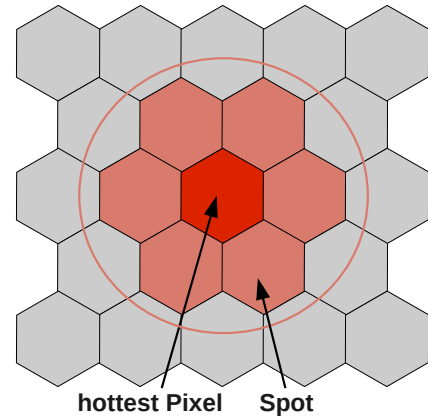


Abbildung 6.14: Skizze zum Begriff Spot.

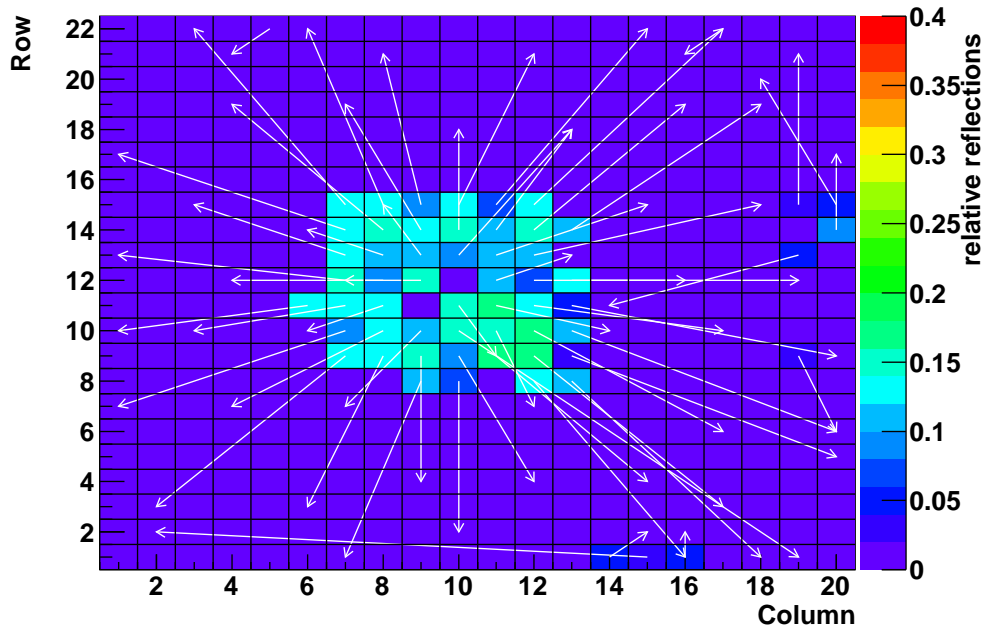


Abbildung 6.15: Reflektionen in Coihueco #4: relativer Anteil der Reflektionen an der Gesamtladung beim Schuss auf den angezielten PMT in Farbkodierung. Die Pfeile zeigen vom angezielten PMT zum hottest Pixel der Reflektionen.

den PMTs um den hottest Pixel und in den Reflektionen, so ist zu sehen, dass fast die gesamte Ladung im hottest Pixel ist. In den PMTs um den hottest Pixel herum ist kaum Ladung. Auffällig ist, dass bei Schüssen auf PMTs, die in den ersten vier Spalten liegen, viel mehr Schüssen Ladung außerhalb des hottest Pixel deponieren, als Schüssen auf PMTs außerhalb dieses Bereichs. Vermutlich liegt dies an der Aufweitung des Lichtpunktes durch die Halterung des zweiten Spiegels. Betrachtet man die Reflektionen so sieht man zum einen einen Hintergrund an Ereignissen mit sehr wenig Ladung in den Reflektionen und zum anderen eine Anhäufung von Ereignissen mit einem Anteil an Reflektionen von etwa 20%. Der Hintergrund ist wieder leicht erhöht für die Schüsse in dem Bereich der ersten vier Spalten der Kamera.

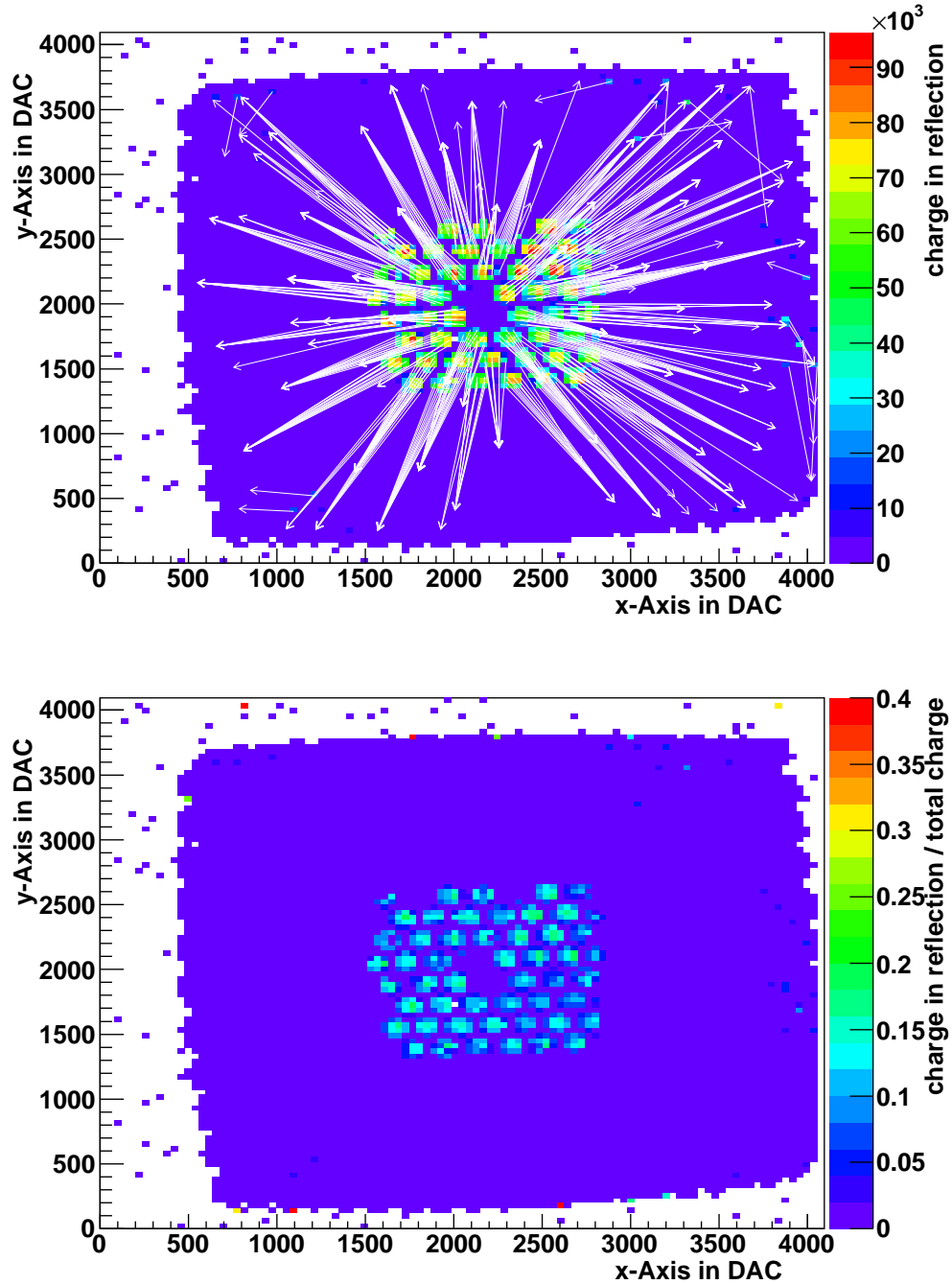


Abbildung 6.16: Reflektionen in Coihueco #4: oben: Ladung der Reflektionen beim Schuss auf die angezielte Position in DAC-Counts. Die Pfeile zeigen von der angezielten Position zur Position des hottest Pixel der Reflektionen. Unten: relativer Anteil der Reflektionen an der Gesamtladung.

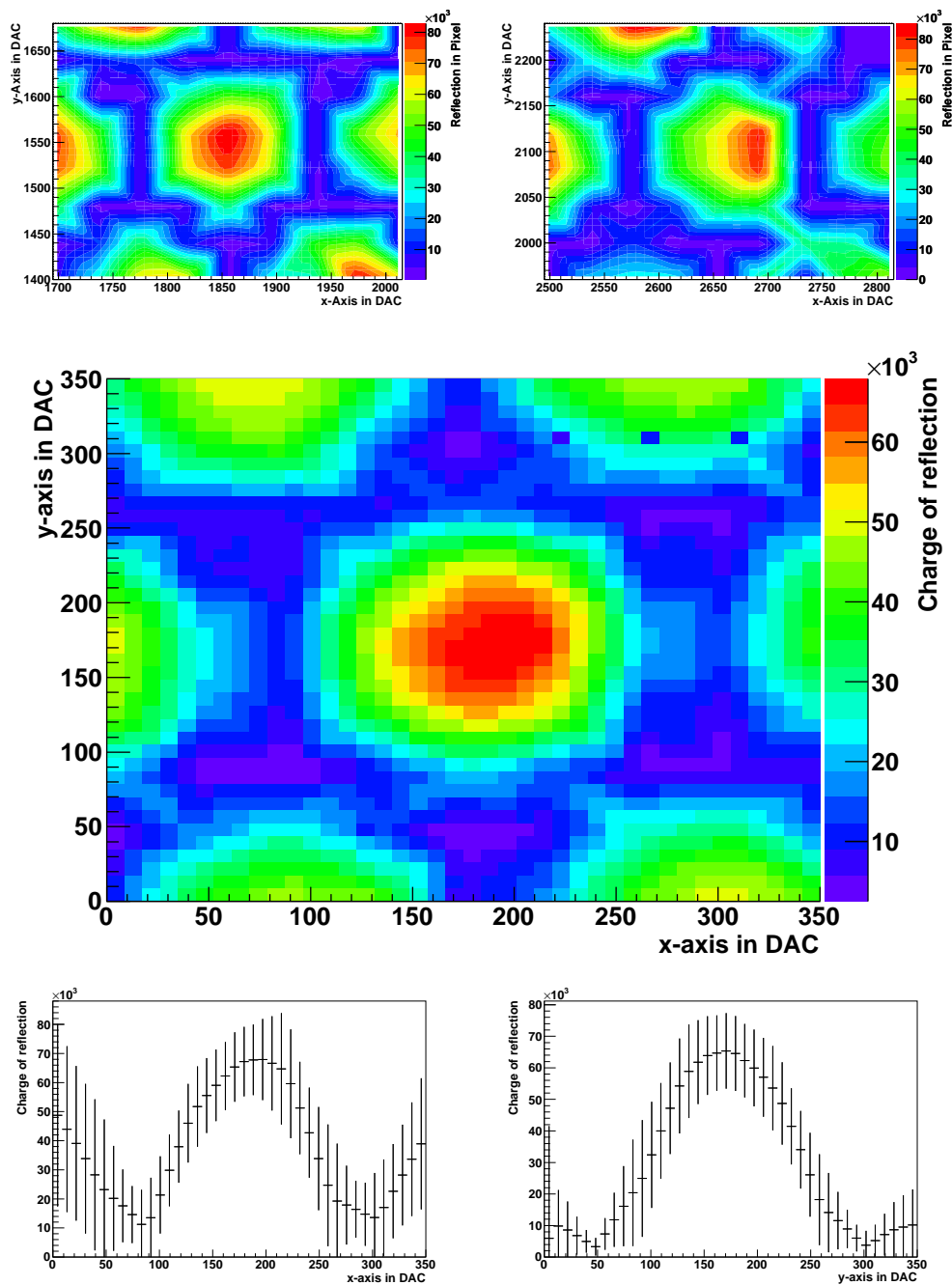


Abbildung 6.17: oben: Ladung der Reflektion in der Kamera, aufgetragen gegen die Schusspositionen (links: um PMT 168, rechts: um PMT 253). Der mittlere Plot zeigt die Reflektionen in Abhängigkeit von der Schussposition, gemittelt über alle PMTs mit nennenswerten Reflektionen. Unten: Schnitt entlang der x-Achse links und der y-Achse rechts. Der Fehler entspricht der Standardabweichung in den jeweiligen Bins.

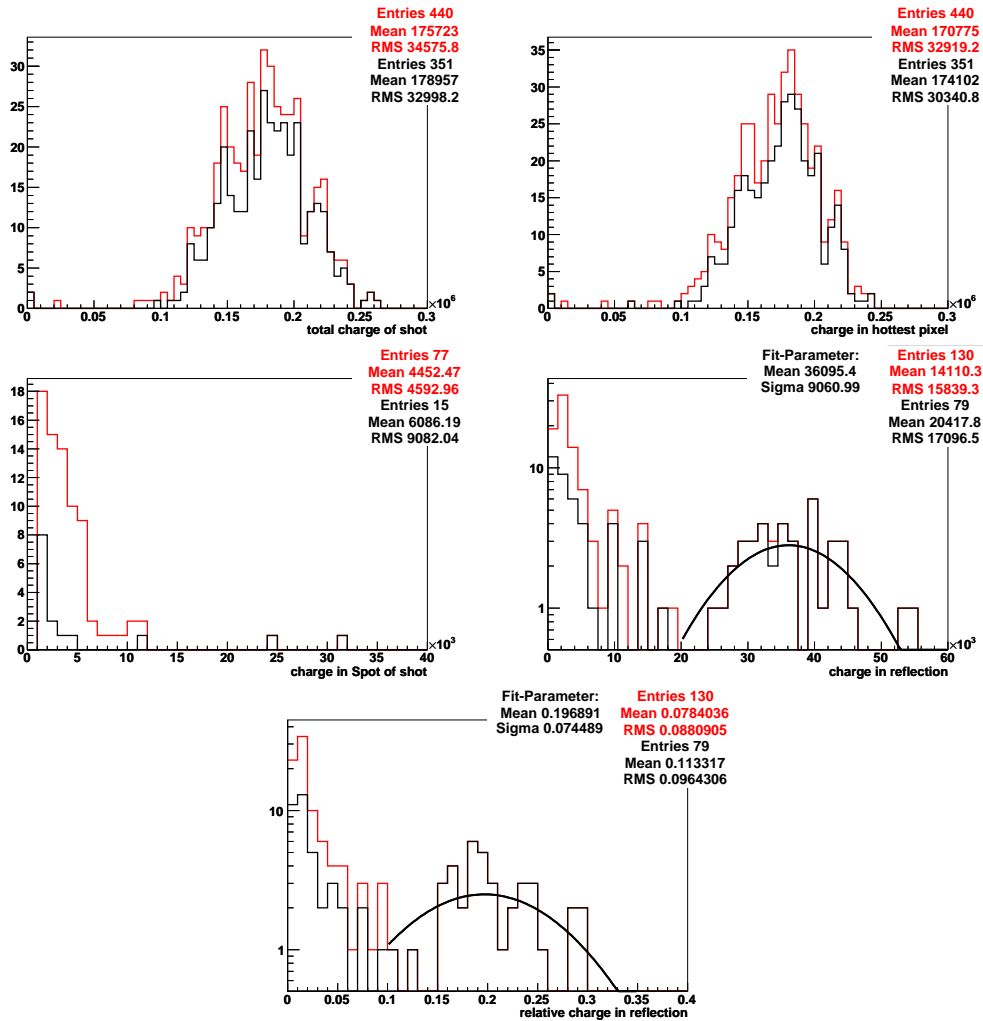


Abbildung 6.18: Verteilung der Ladung, in rot für die gesamte Kamera, in schwarz ohne die ersten vier Spalten:

oben links: gesamt Ladung in der Kamera, oben rechts: im hottest Pixel, mitte links: in dem PMTs um den hottest Pixel, mitte rechts: in den Reflektionen, unten: relativer Anteil der Reflektionen. Bei den mittleren und dem unteren Plot werden die Nullen ignoriert.

6.8 Relativ-Kalibration

6.8.1 Auswertung der Photodiode

Beim Erstellen der Lichtquelle wurde davon ausgegangen, dass die Pulse einer LED unterschiedlich hell sind. Um den Einfluss der Schwankungen in der Intensität der LED auf die Signale in den PMTs festzustellen, wurden für jeden Schuss der oben beschriebenen Messung mit 11 000 Ereignissen die gemessene Ladung in der Kamera gegen die gemessene Intensität der Photodiode (PHD) aufgetragen⁸.

Eine numerische Größe, die den Zusammenhang zwischen zwei Größen vergleicht, ist der Korrelationsfaktor. Sind zwei Größen linear korreliert, so nähert er sich dem Wert 1, während er gegen 0 geht, wenn keine Korrelation vorliegt. Dieser berechnet sich über:

$$\begin{aligned} \rho(x, y) &= \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}. \end{aligned} \quad (6.8)$$

In Abb 6.19 ist zu erkennen, dass die Intensität der Photodiode und die Ladung der Schüsse in der Kamera mit einem Korrelationsfaktor von $\rho = -0.0075$ nicht korrelieren. Die Schwankungen der LED-Intensität muß also geringer als die Messgenauigkeit der PMT-Kamera, bzw. der PHD sein. Daher muss für die weiteren Untersuchungen und für den Versuch einer Relativ-Kalibrierung die Intensität der Schüsse in der Photodiode nicht beachtet werden, und kann als konstant angenommen werden.

6.8.2 Vergleich mit Cal A

Um die Daten der Schüsse mit Cal A zu vergleichen, vgl. Kapitel 3.2.1, wird die mysql-Datenbank des Monitoring genutzt. Dazu wird die Kalibration gesucht, welche zeitlich als nächste zur Messung durchgeführt wurde. Da Cal A in der Regel nur im regulären Schichtbetrieb durchgeführt wird, können einige Tage Differenz zwischen der Messung und der Kalibration vorhanden sein. In den Plots, in denen die Ladung in den einzelnen PMTs aufgetragen ist, sind die Schwankungen entsprechend der Produktionsstreuung zwischen den einzelnen PMTs, wie erwartet, relativ groß. Aus den Daten der Cal A-Kalibration wird der Gain jedes PMTs bestimmt und mit der Ladung im selben PMT aus der Pixel-by-Pixel-Kalibration verglichen. Dazu wird die Ladung der PMTs durch den zugehörigen Gain dividiert. Im Idealfall, d.h. wenn die Pixel-by-Pixel Messung die Kalibration exakt reproduziert, sollte die resultierende Größe für alle PMTs dieselbe sein.

Trägt man diesen Wert für alle PMTs eines Teleskops auf, siehe Abb. 6.20, so zeigt sich, dass die Verteilung relativ flach ist und die Werte um ca. 12% schwanken. Allerdings ist ein Abfallen der Intensität auf der linken Seite auffällig, vgl. Abb 6.21. Da dies systematisch bei allen Messungen und nur auf der einen Seite auftritt, muss

⁸Da es sich bei der Messung der Intensität in der Photodiode (PHD) um eine inverse Logik handelt, wurde das Signal der Schüsse vom jeweiligen Hintergrundsignal abgezogen.

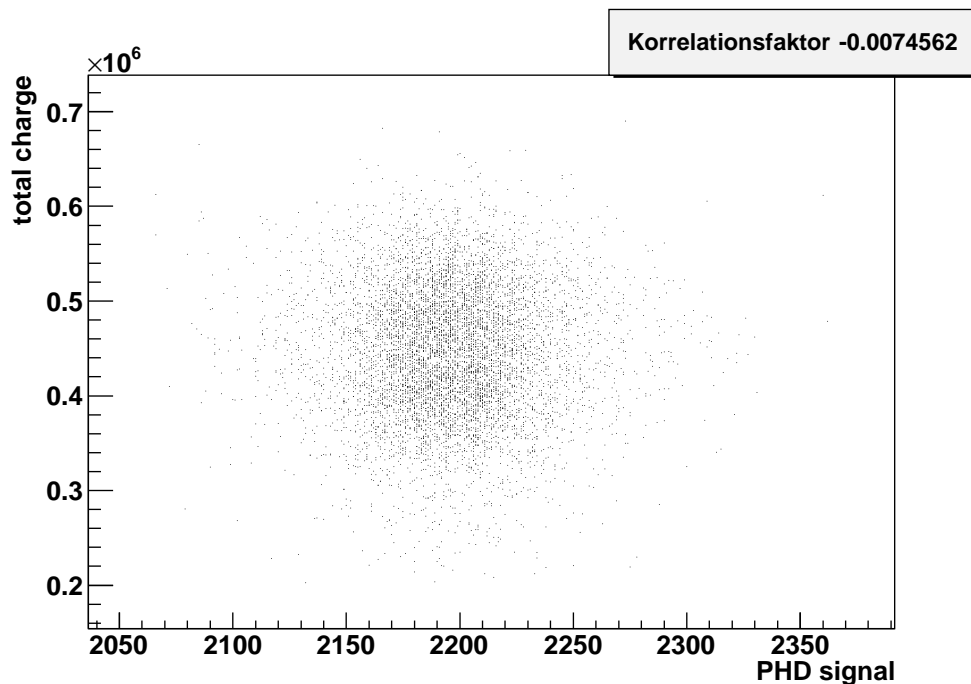


Abbildung 6.19: Aufgetragen ist die LED-Intensität der Schüsse, gemessen in der Photodiode gegen die Ladung in der Kamera. Um Schüsse auszufiltern, welche die Kamera nicht getroffen haben, wurden nur Ereignisse betrachtet, die eine Ladung von über 200 000 Photonen haben.

es sich um einen Effekt im Aufbau des Scanners handeln. So tritt der Effekt bei den Messungen von Coihueco #4 mit dem umgedrehten Aufbau der Spiegeinheit auch auf der anderen Seite der Kamera auf. Vermutlich wird das Licht bei großen Ablenkungen in der x-Achse auf der einen Seite auf die Halterung des zweiten Spiegels im Scanner gelenkt, wodurch die Intensität des Lichts sinkt. Bildet man erneut das Verhältnis der Ladung im PMT und dem Gain-Faktor von CalA und berücksichtigt dabei nicht die schwächeren PMTs am Rand der Kamera⁹, so kommt man auf eine Streuung der Werte von ca. 9%. Die Korrelation wird auch in Abb. 6.23 deutlich, in der die ausgeschlossenen PMTs in rot gezeichnet sind. Zu erkennen ist, dass diese außerhalb des Bandes der übrigen PMTs liegen, und den Korrelationsfaktor erheblich verringern. Somit ist die Streuung des Verhältnisses mit ca. 9% kleiner als die Streuung der Pixel-by-Pixel Messung, mit ca. 13-20%, und der Kalibration, da der Fehler des Gains nach [33] ebenfalls bei ca. 10% liegt. Somit ist innerhalb des Fehlers eine Relativ-Kalibration möglich, bzw. zeigt sich, dass diese Messung mit CalA verträgliche Ergebnisse erzeugt.

6.9 Simulation von Schauern

Wie schon beschrieben, sollte für den Versuch der Simulation eines Schauers der Lichtpunkt über die Kamera gelenkt werden und die Kamera sollte von sich aus

⁹Die ersten vier Spalten werden ignoriert.

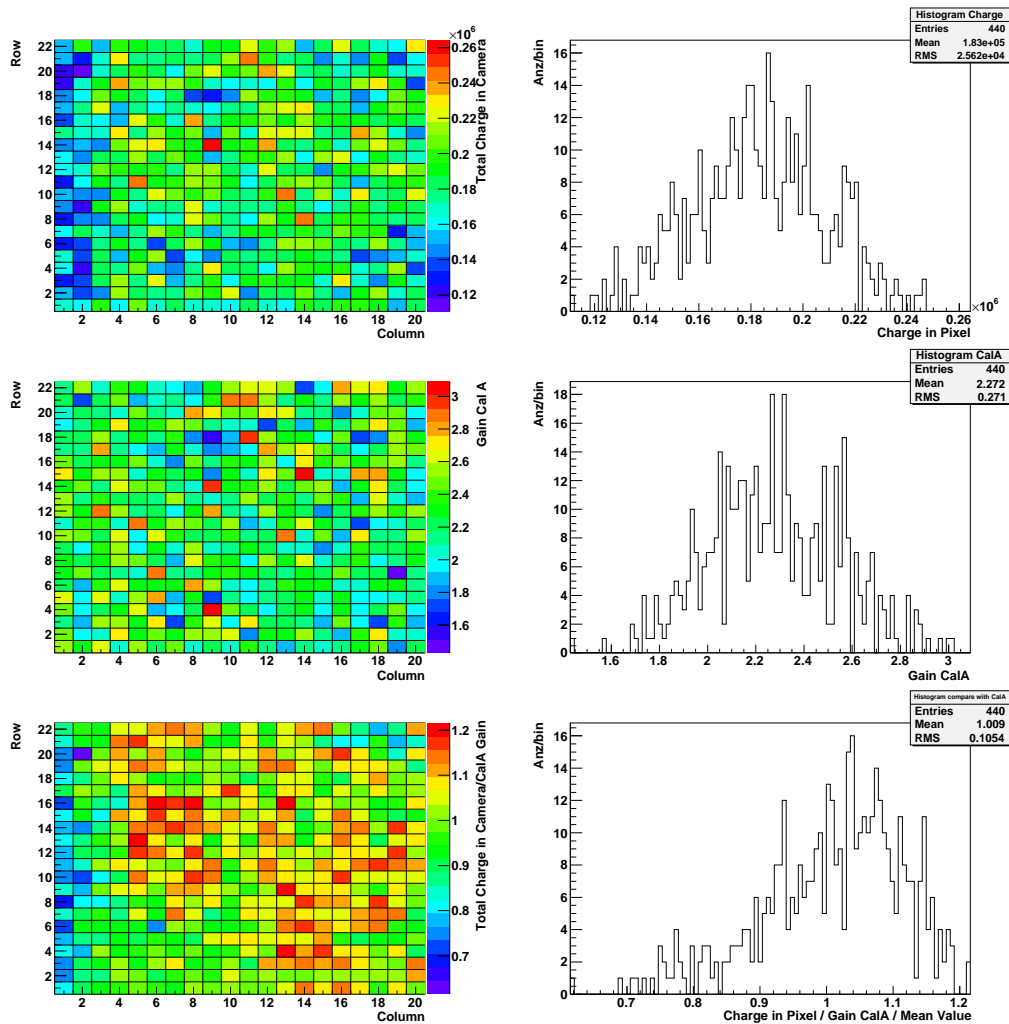


Abbildung 6.20: links: Plot der Werte in Farbkodierung, rechts: Histogramm zur Verdeutlichung der Verteilung.
 Oben: maximale Ladung pro PMT, mitte: Gain der PMTs aus Cal A, unten: maximale Ladung / Gain / Mittelwert(Maximale Ladung / Gain) aus Cal A der PMTs.

triggern. Dies erwies sich jedoch als problematisch. Die Trigger-Effizienz war bei 11 Ereignissen aus ca. 100 Schüssen sehr gering. Betrachtet man die getriggerten Ereignisse im FDEyeDisplay, z.B. in Abb. 6.24, so ist festzustellen, dass nicht die PMTs mit den größten Signalhöhe als Schauer erkannt werden, sondern die Reflektionen der Schüsse in der Kamera.

Um einen Bereich von vier PMTs zu überfahren, ist wie in Abb. 6.24 zu erkennen, eine Zeit von ca. $80 \mu\text{s}$ nötig. Der *second level Trigger* der Kamera untersucht, ob benachbarte PMTs getroffen wurden. Liegen in einem Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ Strukturen über fünf PMTs vor, so löst er aus. Daher ist das Setup für diese Art der Messung zu langsam. Möglicherweise haben die mis-cablings in Heat #1 zusätzlich die Triggerrate reduziert. So ist in Abb. 6.24 ein Ereignis zu erkennen, welches mitten durch den Bereich der mis-cablings geht, keine verbundene Spur erzeugt und

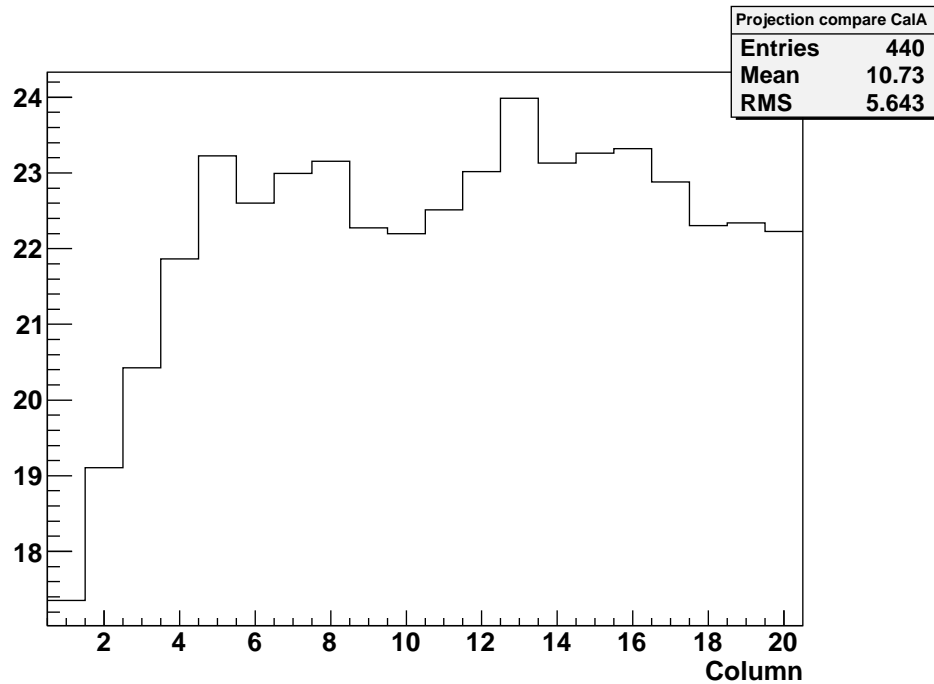


Abbildung 6.21: Projektion der Verteilung der Ladung/Cal A entlang der x-Achse von Abb. 6.20 unten. Deutlich ist der Abfall der Intensität in den ersten vier Spalten.

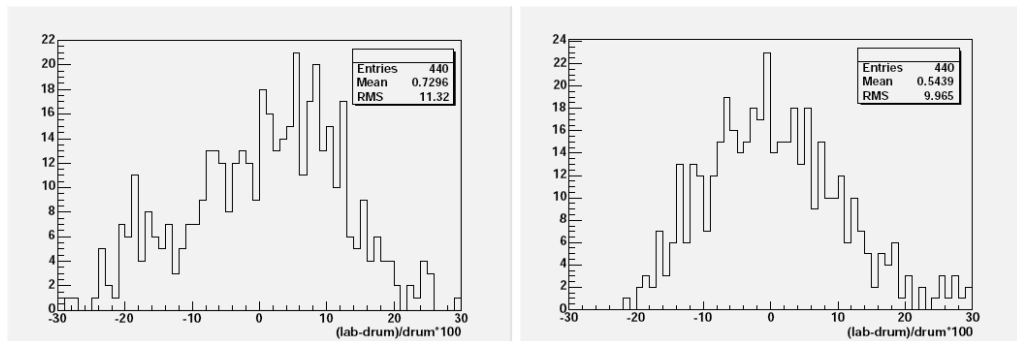


Abbildung 6.22: Histogramm zur Verteilung des Gains aus Cal A. Aufgetragen ist die relative Abweichung von Cal A zur Laborbestimmung des Gains der PMTs (aus [33]).

damit ohne Reflektionen gar nicht hätte triggern können.

Die PMTs werden vom Lichtpunkt abgefahren, damit entspricht der zeitliche Verlauf der Intensität an den entsprechenden Positionen auf der PMT-Oberfläche. In den Daten sind Schwankungen in der Signalhöhe der PMTs zu beobachten, welche auf die Inhomogenität der PMTs zurückzuführen sind. Wie erwartet zeigt sich, dass die Mercedes-Sterne eine geringere Signalhöhe aufweisen als die direkt getroffenen PMTs.

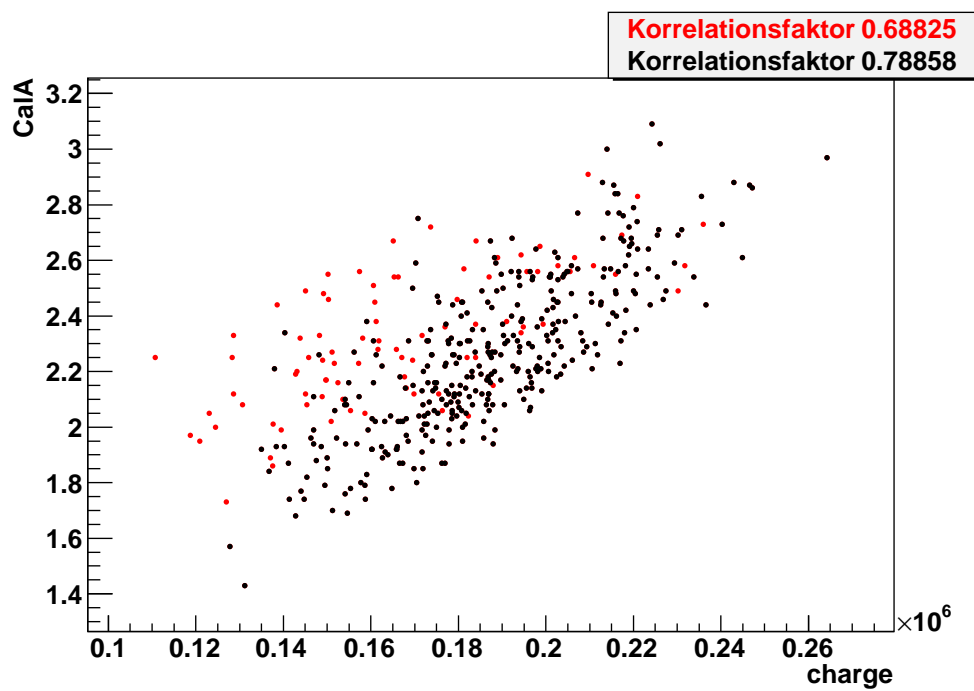


Abbildung 6.23: Aufgetragen ist in rot die Ladung der 440 PMTs gegen den Gain aus Cal A. In schwarz werden die ersten vier Spalten der Kamera ignoriert.

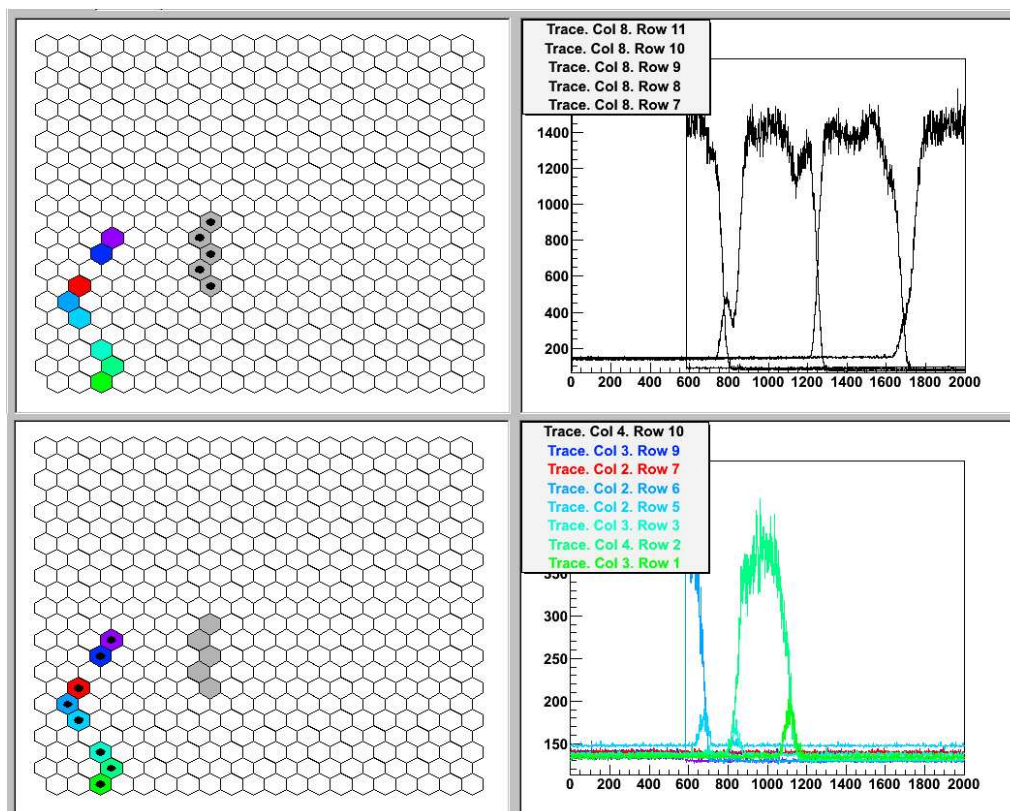


Abbildung 6.24: Simulation von Schauern. Im obigen Plot sind die PMTs mit klarem Signal markiert. Rechts ist der Signalverlauf dieser zu erkennen. Im unteren Plot sind die getriggerten PMTs mit den Reflexionen des eigentlichen Signals markiert. Die Farbkodierung verdeutlicht den Zeitverlauf im Schauer. Dies zeigt, dass nur die Reflexionen als Schauer erkannt wurden.

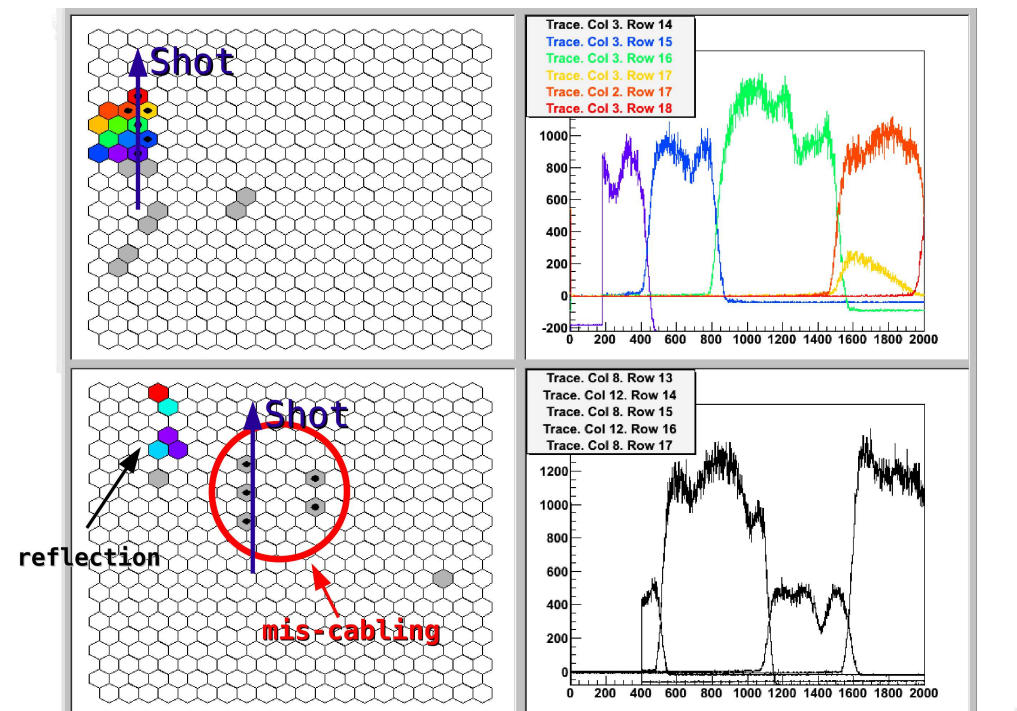


Abbildung 6.25: Im obigen Plot sind Streuungen, vermutlich durch die Halterung des zweiten Spiegels, zu erkennen. Aufgrund der damit verbundenen Verbreiterung des Lichtpulses triggern mehrere PMTs und das Signal wird erkannt. Im unteren Plot ist das mis-cabling in Heat #1 klar zu erkennen. Ohne Reflektionen hätte die Kamera nicht triggern können.

7 Fazit und Ausblick

Die Pixel-by-Pixel Kalibration erfüllt die an sie gestellten Anforderung und bietet die Möglichkeit einzelne PMTs gezielt zu beleuchten. Zusammenfassend lässt sich daher sagen, dass das Setup nach der Modifikation des Treiberboards dazu geeignet ist, die gesamte Kamera auf verschiedene Effekte zu überprüfen.

Die Pixel-by-Pixel Kalibration ist sehr gut geeignet, um mis-cablings aufzudecken. Es wurden insgesamt in 5 der 27 Kameras mis-cablings entdeckt. Da nicht bei allen Kameras die Randbereiche überprüft wurden, ist es möglich dass dort noch weitere mis-cablings zu finden sind.

Die Inhomogenität der gesamten Kamera und das Verhalten der Mercedes-Sterne konnte analysiert werden. So ist zu erkennen, dass Schüsse auf die Mercedes-Sterne nur etwa $2/3$ der Ladung eines direkt getroffenen PMTs in der Kamera erzeugen. Die Inhomogenität der einzelnen PMTs konnte ebenfalls untersucht werden und es zeigen sich im Vergleich vieler PMTs systematische Strukturen. Die gemittelte Abweichung der Intensität innerhalb der PMTs liegt bei ca. 20%.

Zudem ist zu beobachten, dass die Reflektionen an der PMT-Oberfläche mit bis zu 20% größer ist als dies erwartet wurde. Betrachtet man die Position des Lichts der Reflektionen in der Kamera, so ist festzustellen, dass diese wie erwartet radial vom Mittelpunkt der Kamera weggehen.

Die Simulation von Schauern ist nicht möglich, da die Galvomotoren zu langsam sind, um das Triggern der Kamera auszulösen.

Ein Vergleich mit Cal A zeigt innerhalb der Fehlertoleranz übereinstimmende Ergebnisse. Daher ist eine Relativ-Kalibration mit dieser Methode möglich. Allerdings müssten dazu die Verluste bei großen Auslenkungen der x-Achse, welche vermutlich durch ein Auftreffen des Lichtpunktes auf der zweiten Spiegelhalterung kommen, minimiert werden.

Im Weiteren sollte die Intensität der Reflektionen besser analysiert und somit versucht werden, deren Auswirkungen besser zu verstehen.

Weitere Untersuchungen zur Inhomogenität der PMTs laufen bereits. Man könnte vielleicht erneut mit dem hier vorgestellten Setup eine Messung mit einer feineren Auflösung durchführen, um die Analysen zu optimieren. Allerdings würden diese Messungen sehr lange dauern, da die Dauer der Messungen bzw. die Anzahl der Schüsse quadratisch von der Schrittweite abhängt.

8 Anhang

8.1 Befehlsübersicht

Steuerkommandos:

- m x y Bewegt den Spiegel zur Position x/y [0,4095], on Board LED an
- rm dx dy Relativ Bewegung von der aktuellen position x/y zu x+dx/y+dy, Werte ausserhalb [0,4095] werden ignoriert
- l x y wie “m x y”, aber on Board LED ausgeschaltet
- rl x y wie “rm x y”, aber on Board LED ausgeschaltet

Debugging Kommandos:

- a arm (LED an)
- d disarm (LED aus)
- g get data

Lichtquellen Kommandos

- Wi MSB LSB Schreibe in I^2C Register i MSB LSB [0,255]
- Ri Lese aus Register i

Register:

- 0 Anzahl der Schüsse
- 1 Pulslänge (zwischen 2 und 60 μs)
- 2 Intensität der Schüsse (< 3500 [MSB 13 LSB 172])
- 3 Pause zwischen den Schüssen (< 1000 [MSB 3 LSB 232]) (MSB 0 LSB 0 schaltet DC-Mode ein, Strombegrenzung von 10 mA, jeder andere Wert hebt DC-Mode auf)
- 4 Liest PHD-Signal in ADC aus
- 5 Liest PHD-Hintergrund in ADC aus

8.2 Messanleitung

Mount Frame to Camera frame

- Mount frame-arm onto the camera-frame
- Place the Power-Supply and the boards near the Camera
- Connect the optical fiber to the Scanner
- Connect the Steering-Board to the PC and the Power-Supply
- Make sure, the LED-Driver board is connected (25-pin connector, see arrow in picture)

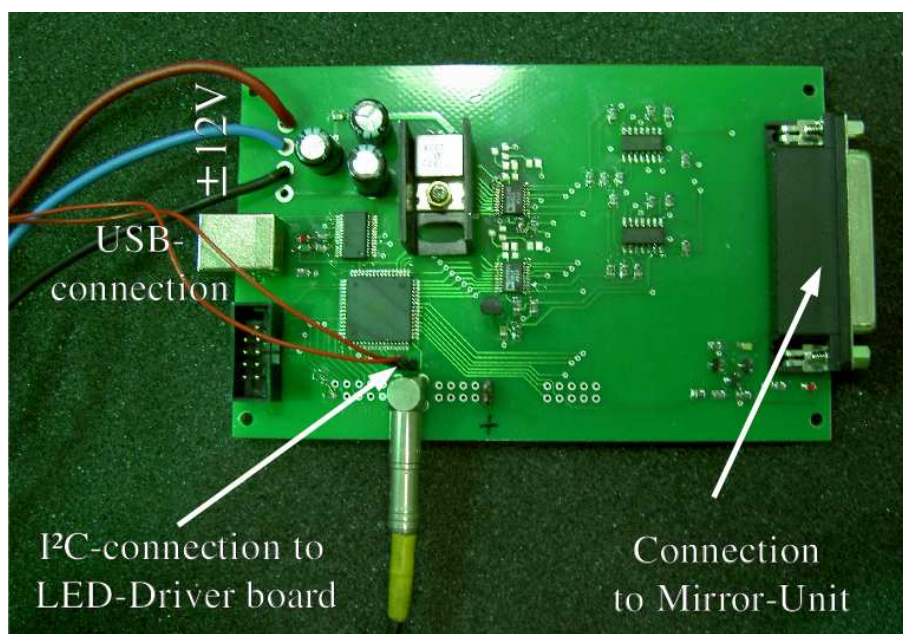


Abbildung 8.1: Foto des Treiberboards.

Connect Trigger Signal

The Trigger Out of the LED-Driver board has to be connected to the GPS-Input 3. In some FD buildings there is another BNC-cable (drum calibration) attached to it, remove it but put it back later.

Start the “Telescope-PC”

The “Telescope-PC” is usually a laptop which has to stay inside the bay to control the flasher electronics from remote. Therefore it has to be connected to the LAN/WLAN and its assigned IP-address has to be known for remote login. In addition this PC's monitor must be turned off during the measurement.

- Start a “ssh localhost” and get the IP-address to connect from remote with “/sbin/ifconfig”

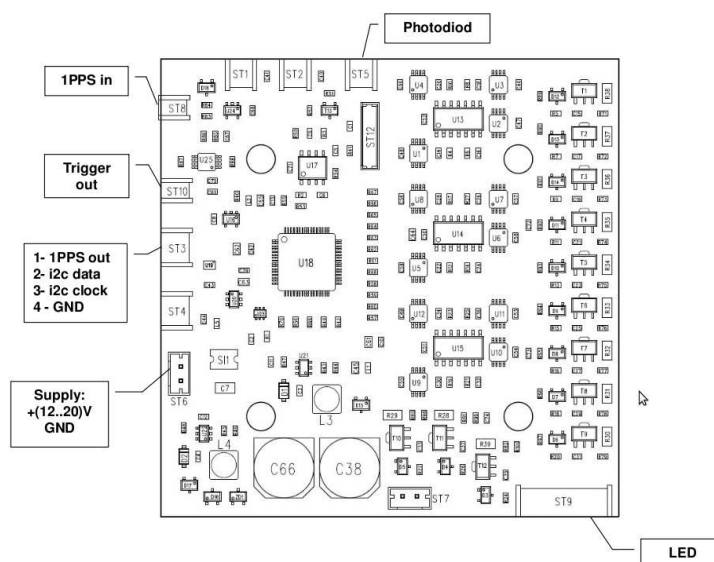
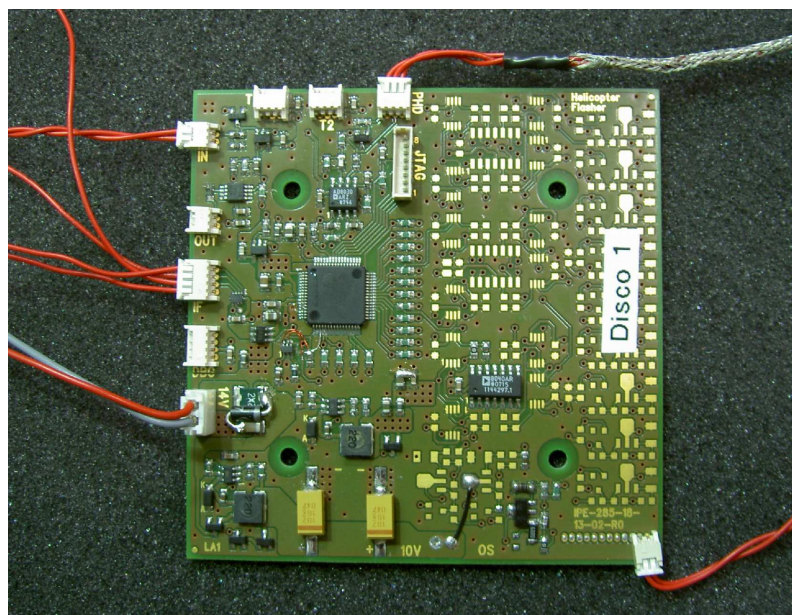


Abbildung 8.2: Foto und Zeichnung des LED-Treiberborads.

- Open minicom
minicom Settings:
 - A - Serieller Anschluss : /dev/ttyUSB0
 - B - Pfad zur Lockdatei : /var/lock
 - C - Programm zur Rufannahme :
 - D - Programm zum Wählen :
 - E - Bps/Par/Bits : 9600 8N1
 - F - Hardware Flow Control : Nein
 - G - Software Flow Control : Nein

- with “R0” you read out the # of shots. This should be 0
- with “W3 0 0” and “W0 0 0” you start the DC-Mode of the LED
- move the mirrors to the middle “m 2048 2048”
- with a paper you should see the light spot and try to adjust it to the middle of the camera
- turn off LED-DC mode “W3 0 10” “W0 0 1”
- if “R3” returns 0 the LED is still in DC mode
- turn off minicom (Ctrl+A, Y, “yes”)
- Turn off the PCs monitor

How to start data taking

1. Check for all required processes on all MirrorPCs, the EyePC, and the gpsserver at telescope: “check_eyes.sh #bay”
 2. Switch on the low and high voltages (Slow Control: switch to Calibration mode)
 3. Initialize FE crates
 - 3.1. FEShell: “startup”
 - 3.2. check the status of the crates: “< status.cmd“
- For optimal performance (i.e. minimum number of noise events, no lost triggers) the following actions on EyeRC (Eye Run Control) and FEShell must be interleaved.
4. Start the DAQ → EyePC, icon EyeRunControl or command line “eyerc -i locked_inis/daq.ini”
 - 4.1. Menu → Special → Test Mode
 - 4.2. Menu → Special → Select Configuration rightarrow DAQ
 - 4.3. Menu → Configure → Eye Configuration → Select Mirror #
 - 4.4. FEShell: gpsset input 3 1 1 (<# input> <mode> <activate>), check with: gpsstatus (#input has to be 1)
 - 4.5. FEShell: settel #bay
 - 4.6. Feshell: settrigger 16 (= activate external trigger), check with: sltstatus (EXT has to be 1)
 - 4.7. Menu → Run → Start DAQ
 - 4.8. Stop the hit rate regulation and rise the threshold:
 - stophrc all
 - setthresh rel 50
 - measurehitrate all
 - 4.9. Login to the Telescope-PC and start the scanning: full_scan <scan_file.dat>, enter a meaningful name for the scan_file.dat file, it is required for later analysis of the data!
 - 4.10. Once this program has finished (about 56 minutes later) stop the DAQ (Menu → Run → Stop DAQ)
 5. Perform the ordinary shutdown procedure of software and hardware.

Looking at data

Use FDEyedisplay to look at the data. Files are saved at:


```
~/TodayEyes/<telescope>/test/exttrg*.root on gina
(with some delay)
```

or at:

```
~/TodayEye/test/exttrg*.root at the telescope building.
```

Analyzing the data

First the data must be copied to the computer with the analysis software. We assume that this is the virtual machine dev111b on the ronja server computer. To login to dev111b you might use the alias dev111b available on gina (192.168.2.7) or login directly to ronja (ssh -X 192.168.2.229) and then login to the virtual machine (ssh -X dev111b).

Note: If the virtual machine dev111b is not running (check status with `vmrun list`) it has to be started with `vmrun.sh start dev111b`, then one has to wait approx. 3 minutes until it is available.

Use a meaningful name for the data directory (here heat2):

```
cd SCAN-DATA\\
mkdir heat2\\
cd heat2\\
scp -p 192.168.52.100:~/TodayEye/test/exttrg_000075*.root
```

Remember to set the correct IP of the EyePC and the Run-number (6 digits). If the data is already completely copied to gina, get it from there, this is much faster.

```
scp -p 192.168.2.7:~/TodayEyes/FD-HEAT/test/exttrg_000075*.root
```

Get in addition the scan-output file to the same location. Login to the virtual machine dev111b (see above) and set the correct environment for the analysis of the data with Offline:

```
source ~/set-offline_run_env.sh
```

Change to the analysis working directory:

```
cd src/ScanAnalyse
```

Now edit various files to prepare the right input to the analysis, you might use one of the graphical editors `nedit` or `kate` or any other editor of your choice.

Set the name of the input data file in the file `EventFileReader.xml.in`:

```
<InputFileNames>
/home/auger/SCAN-DATA/heat2/exttrg_e5_000075_2009-11-25.17-17.root
</InputFileNames>
```

Depending on the telescope location you have to set additional parameters for the `FdPulseFinder` in the file `bootstrap_noDB.xml.in`:

```
<configLink id="FdPulseFinder">
<FdPulseFinder>
<!--Choose the offset as the length of the pulse in time bins +20-->
<!--The window length can be chosen as pulse length +/- 10-->
<!--Attn. HEAT as twice as many bins as the other telescopes-->
<offset> 70 </offset>
<minWindowLength> 40 </minWindowLength>
<maxWindowLength> 60 </maxWindowLength>
</FdPulseFinder>
</configLink>
```

For 'standard' telescopes it has to be:

```
<minWindowLength> 20 </minWindowLength>
<maxWindowLength> 30 </maxWindowLength>
```

Set the corresponding sections in the file ScanAnalyser.xml:

```
<inputLogFile>
    /home/auger/SCAN-DATA/heat2/scan_he02.dat
</inputLogFile$>

<outputRootFile>
    /home/auger/SCAN-DATA/heat2/scan_he02.root
</outputRootFile>
```

Finally prepare the input files and run the analysis:

```
(make clean { only sometimes !?})
make
./userAugerOffline -b bootstrap_noDB.xml
```

A successful run of Offline will the look at the like:

```
=====
End of run: Auger Offline Framework v2r6p0-svn_trunk
SVN revision number: 14846M
=====
```

You will now find (if everything went OK) the resulting output files in `~/SCAN-DATA/heat2`. There you can have a look into the graph resulting from the analysis:

```
cd ~/SCAN-DATA/heat2
root -l scan_he02.root\vspace{12pt}
IDvsPix->SetTitle("HEAT #2 scan 2009-11-30");
IDvsPix->GetXaxis()->SetTitle("Shot id");
IDvsPix->GetYaxis()->SetTitle("Pixel id");
```

These statements are meant to write something meaningful into the plot for better identifications afterwards.

Then do the plot:

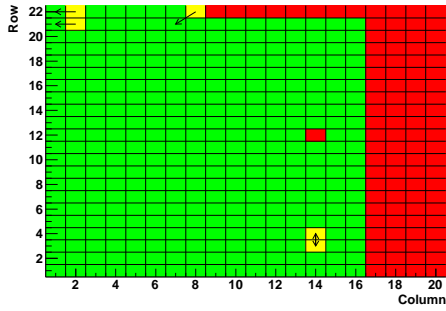
```
IDvsPix->Draw("A*");
```

Finally, you can save the graph via the menu File → Save As, choose png-format and a meaningful name there.

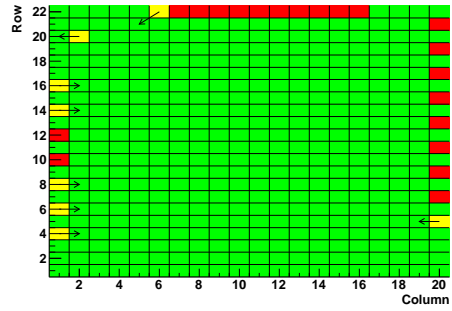
8.3 Plots aller Kameras zur Pixelverkabelung

Los Leones:

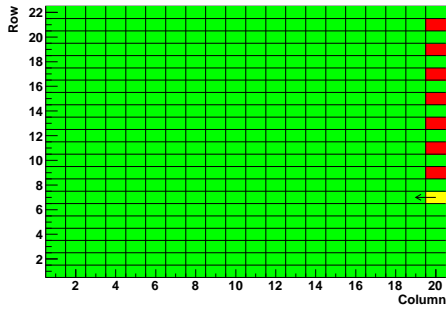
1:



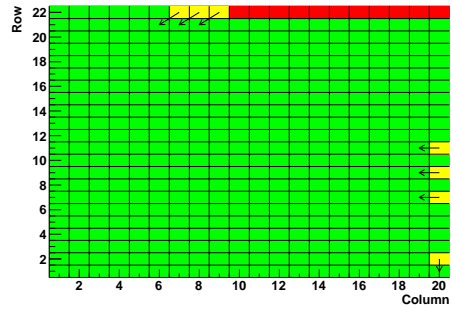
2:



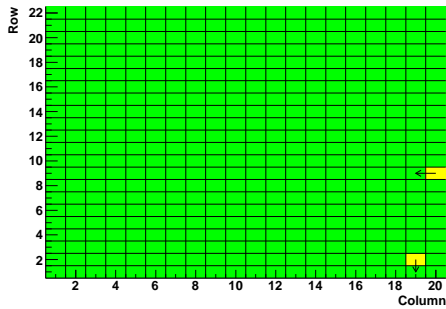
3:



4:



5:



6:

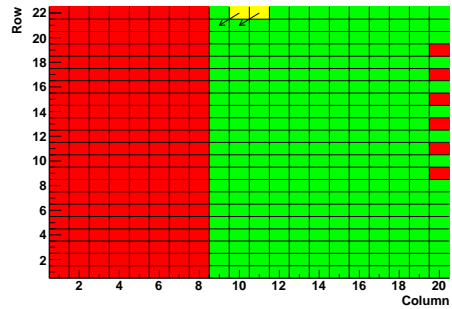


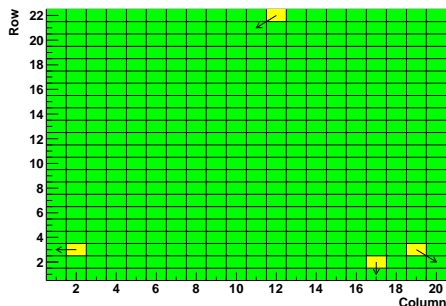
Abbildung 8.3: Plots zur Pixelverkabelung in Los Leones. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

■ Pixel richtig zugeordnet,
 ■ Pixel falsch zugeordnet,
 ■ Pixel nicht getroffen.

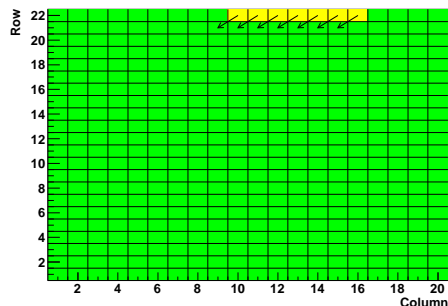
Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

Los Morados:

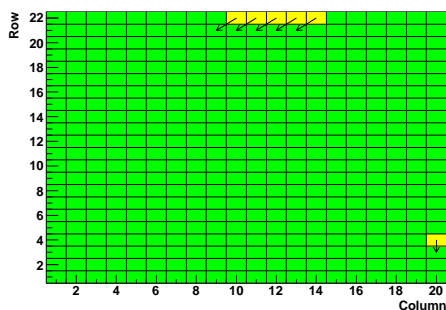
1:



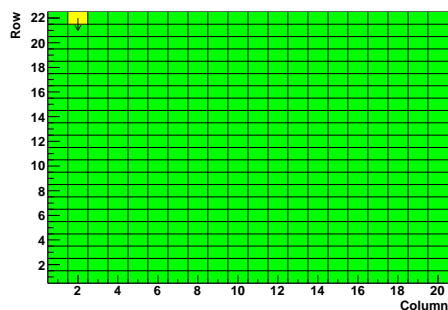
2:



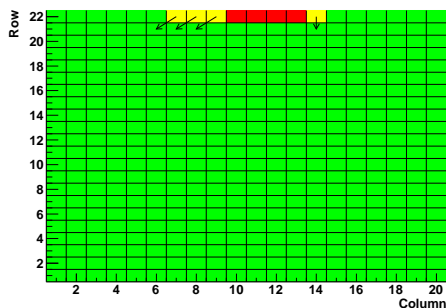
3:



4:



5:



6:

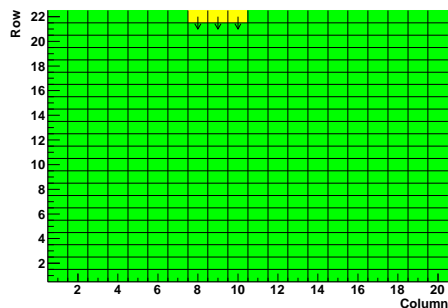


Abbildung 8.4: Plots zur Pixelverkabelung in Los Morados. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

■ Pixel richtig zugeordnet, ■ Pixel falsch zugeordnet,

■ Pixel nicht getroffen.

Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

Loma Amarilla:

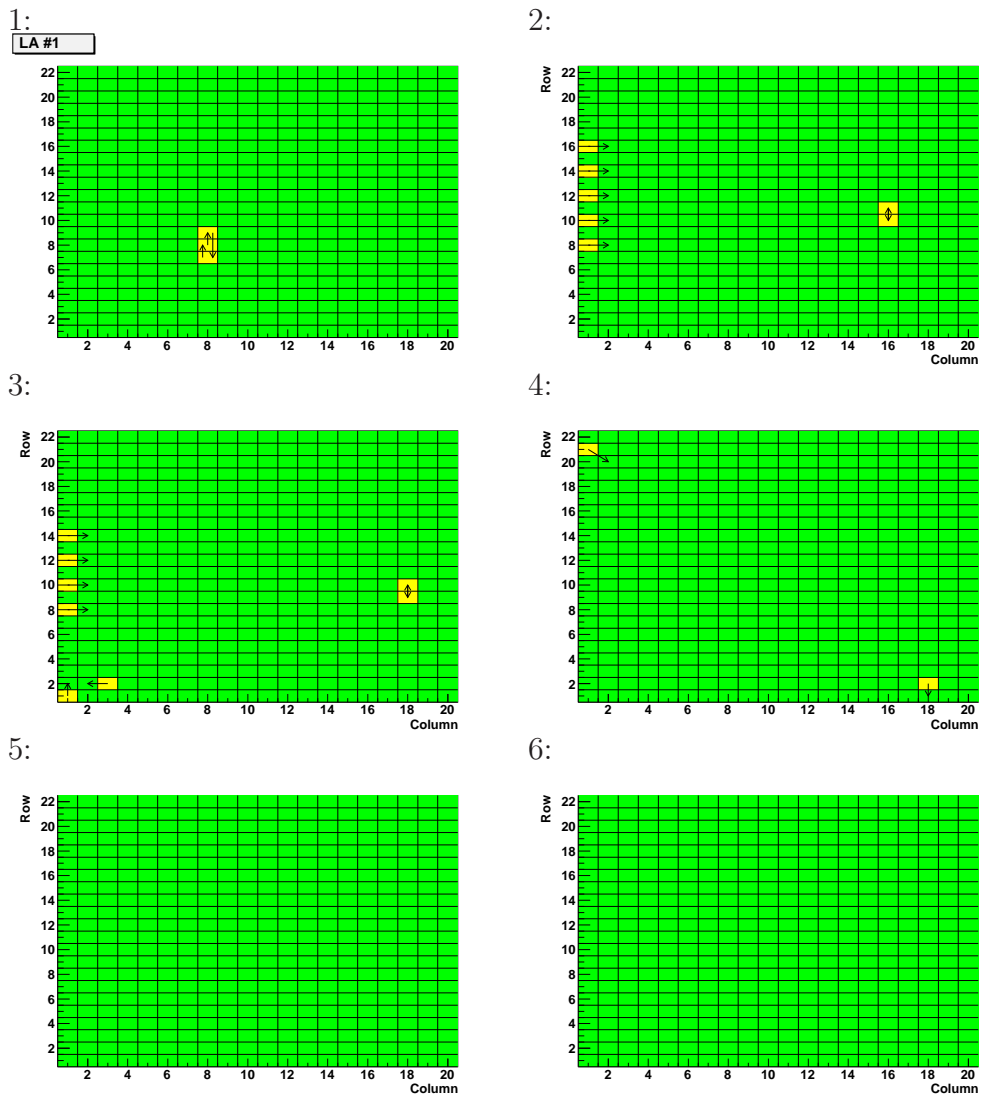


Abbildung 8.5: Plots zur Pixelverkabelung in Loma Amarilla. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

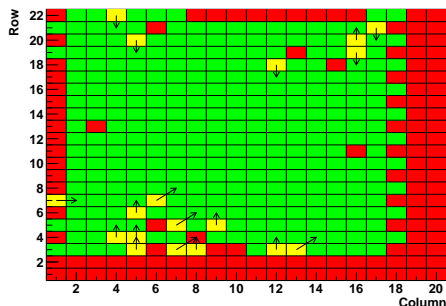
■ Pixel richtig zugeordnet, ■ Pixel falsch zugeordnet,

■ Pixel nicht getroffen.

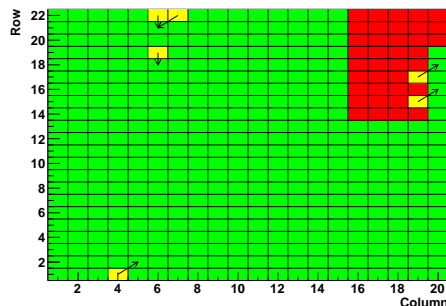
Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

Coihueco:

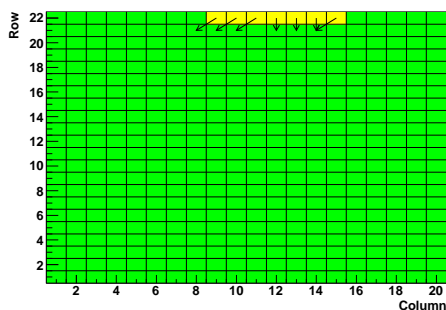
1:



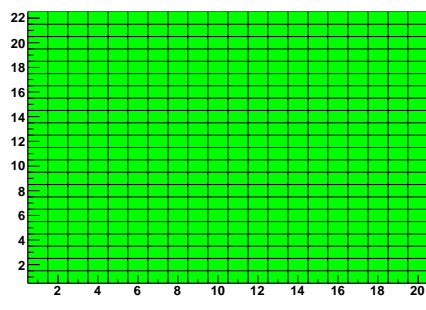
2:



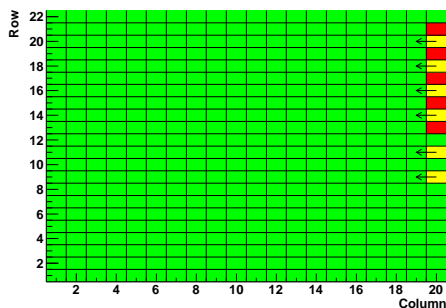
3:



4:



5:



6:

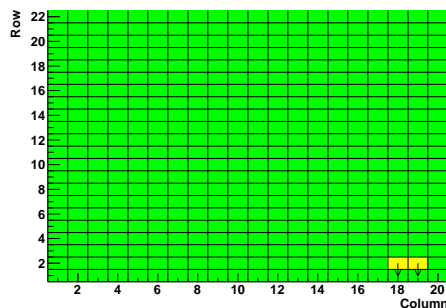


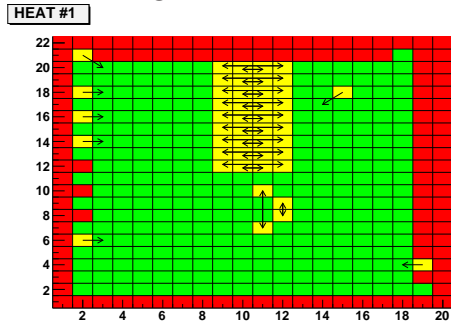
Abbildung 8.6: Plots zur Pixelverkabelung in Coihueco. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

■ Pixel richtig zugeordnet, ■ Pixel falsch zugeordnet,
 ■ Pixel nicht getroffen.

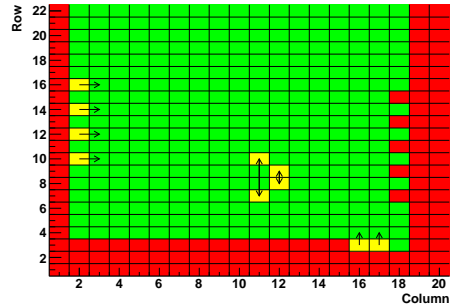
Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

HEAT:

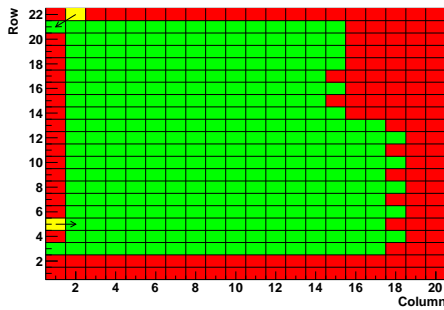
1 - Messung 1:



1 - Messung 2:



2:



3:

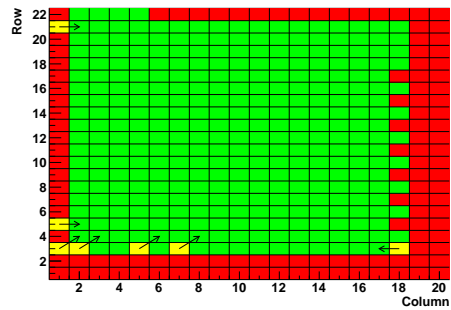


Abbildung 8.7: Plots zur Pixelverkabelung in HEAT. Auf der x-Achse sind die Spalten und auf der y-Achse die Zeilen der Kamera aufgetragen.

■ Pixel richtig zugeordnet, ■ Pixel falsch zugeordnet,

■ Pixel nicht getroffen.

Die Pfeile zeigen vom angezielten zum tatsächlich getroffenen PMT.

Literatur

- [1] Claus Grupen, “Astroteilchenphysik, das Universum im Licht der kosmischen Strahlung”, 1. Aufl., Vieweg, Braunschweig 2000. ISBN 3-528-03158-1.
- [2] Viktor F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”, *Physik. Zeitschr.* 13, 1084 (1912).
- [3] Van Allen, J.A., AFrank, L.A., ”RADIATION AROUND THE EARTH TO A RADIAL DISTANCE OF 107,400 KM”, *Journal Volume: Vol: 183; Other Information: Orig. Receipt Date: 31-DEC-59.*
- [4] Anderson, Carl D. (1933). ”The Positive Electron”. *Physical Review* 43 (6): 491–494. doi:10.1103/PhysRev.43.491.
- [5] S.H. Neddermeyer, C.D. Anderson (1937). ”Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles”. *Physical Review* 51: 884–886. doi:10.1103/PhysRev.51.884.
- [6] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin and A. F. Robley, “Extensive cosmic-ray showers”, *Rev. Mod. Phys.* **11** (1939) 288.
- [7] M. Takeda *et al.* (AGASA Collab.), “Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment”, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 447–462.
- [8] T. Abu-Zayyad *et al.* (HiRes-MIA Collab.), “Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from 10^{17} eV to $10^{18.3}$ eV using a hybrid fluorescence technique”, *Astrophys. J.* 557 (2001) 686–699.
- [9] J. Abraham *et al.* (Pierre Auger Collab.), “Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV”, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 061101.
- [10] K. Greisen, “End To The Cosmic Ray Spectrum?”, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748.
- [11] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”, *JETP Lett.* **4** (1966) 78 [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **4** (1966) 114].
- [12] The Pierre Auger Collaboration, “Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 1018 eV”, *Phys. Rev. Letters* 104 (2010) 091101. arXiv:1002.0699v1 [astro-ph.HE].
- [13] V. Berezhinsky, “Astroparticle Physics: Puzzles and Discoveries”, arXiv:0801.3028v1 [astro-ph].
- [14] The Pierre Auger Collaboration, “Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei,” *Astropart. Phys.* 29 (2008) 188-204, DOI:10.1016/j.astropartphys.2008.01.002. arXiv:0712.2843/astro-ph.
- [15] Thomas K. Gaisser, Todor Stanev, “High-energy Cosmic Rays”, arXiv:astro-ph/510321v1.
- [16] D.J. Bird *et al.*, *Phys. Rev. Letters* 71 (1993) 3401.

-
- [17] W. Heitler, “Quantum Theory of Radiation”, Oxford University Press Oxford 1944 2nd edition.
- [18] Gaisser, Thomas K., “Cosmic Rays and Particle Physics”. Cambridge University Press., 1990, ISBN 0-521-33931-6.
- [19] T. Stanev, “High Energy Cosmic Rays”, Springer-Verlag, ISBN 3-540-40653-0.
- [20] Daniel Kümpel, Diploma Theses “Geometry Reconstruction of Fluorescence Detectors Revisited”, Wuppertal 2007.
- [21] J. Bluemer, R. Engel, J.R. Hoerandel, “Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies” arXiv:0904.0725v1 [astro-ph.HE].
- [22] Cherenkov, Pavel A. (1934). ”Visible emission of clean liquids by action of γ radiation”.
- [23] “<http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/6/6b/Cherenkov.svg/250px-Cherenkov.svg.png>”.
- [24] The AERA Group, Interne GAP Note 2009-172, “AERA proposal for the construction of the 20 km² Auger Engineering Radio Array at the Southern Auger Observatory”.
- [25] “<http://www.auger.org.ar>”.
- [26] “<http://astro.physik.uni-wuppertal.de>”.
- [27] The Pierre Auger Collaboration, “The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory”, arXiv:0907.4282v1 [astro-ph.IM].
- [28] “CONVENTIONS FOR THE PIERRE AUGER OBSERVATORY”, Version 2 DRAFT,12-May-2005.
- [29] G. Askaryan, JETP 48 (1965) 988.
- [30] Donald H. Perkins, “Particle astrophysics”, Oxford Univ. Press, Oxford 2003, ISBN 0-19-850951-0.
- [31] <http://www.astroteilchenphysik.de>.
- [32] Nucl. Instr. and Meth. A 580 (2007) 1485.
- [33] J. Rodriguez Martino, P. Privitera, Interne GAP Note 2004-022, “Relative calibration of the FD camera pixels”.
- [34] Pedro Assis, GAP Note in preparation, “Measurement of Fluorescence Detector Photomultipliers (XP3062) non-uniformities”.

Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert danken, der es mir ermöglichte, diese Arbeit zu schreiben und die Messungen vor Ort in Argentinien durchzuführen. In diesem Zusammenhang danke ich auch Karl-Heinz Becker, Daniel Kruppke-Hansen und Dr. Julian Rautenberg, die mich bei den Messungen und den dazugehörigen Vorbereitungen stets unterstützt haben.

Der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Aufnahme und das angenehme Arbeitsklima. Sowohl die fachlichen Diskussionen als auch die Zusammenkünfte in der Uni-Kneipe oder beim Grillen habe ich sehr genossen.

Für die gute Zusammenarbeit mit dem KIT-IK bedanke ich mich bei Kai Daumiller, Dr. Danays Gonzalez, Dr. Hans-Otto Klages, Dr. Jonny Kleinfeller, Dr. Hermann-Josef Mathes, Alexander Menshikov und Julia Parrisius.

Bei der Arbeitsgruppe Festkörperphysik von Herrn Prof. Dr. Ronald Frahm und besonders bei Dr. Dirk Lützenkirchen-Hecht und Jan-Christoph Gasse bedanke ich mich für die Möglichkeit und die Hilfe zum Bedampfen der Spiegel.

Ein großer Dank gilt allen, die mir geholfen haben, diese Arbeit fertigzustellen, sei es in Diskussionen oder dem Korrekturlesen.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau und meiner Familie bedanken, die mich immer bei meinen Plänen und Vorhaben unterstützten.

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Wuppertal, den 10.06.2010

Lukas Niemietz

