

Untersuchung der Einzelphotonenauflösung von SiPMs mit der TARGET - Ausleseelektronik

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Daniel Fortmann
01. September 2016

Physikalisches Institut
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk
Zweitkorrektorin: Prof. Dr. Gisela
Anton

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Geschichte der Gammaastronomie	5
1.2	Cherenkov - Strahlung	6
1.3	Imaging Air Cherenkov Telescopes	7
1.4	Cherenkov Telescope Array (CTA)	9
2	Messaufbau	13
2.1	Funktionsweise von SiPMs	13
2.2	TARGET - Ausleseelektronik	16
2.3	Auswertung der Daten	17
3	Einzelphotonenauflösung	19
3.1	Ladungsauflösung	22
3.1.1	Temperaturabhängigkeit der Ladungsauflösung	22
3.1.2	Spannungsabhängigkeit der Ladungsauflösung	24
3.2	Systematische Abhängigkeiten des Gains	24
3.2.1	Temperaturabhängigkeit des Gains	25
3.2.2	Spannungsabhängigkeit des Gains	26
3.2.3	Entwicklung des Gain zwischen den Peaks	27
3.3	Abhängigkeiten der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit	28
3.3.1	Spannungsabhängigkeit der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit	29
3.3.2	Temperaturabhängigkeit der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit	29
4	Zusammenfassung und Fazit	31
5	Abkürzungsverzeichnis	33
6	Abbildungsverzeichnis	35
	Literaturverzeichnis	37

1 Einleitung

1.1 Geschichte der Gammaastronomie

Die Beobachtung des Universums beschäftigt die Menschheit seit Jahrtausenden. Bis in die 1940 - er Jahre hinein wurde hierfür ausschließlich auf optische Teleskope zurückgegriffen, welche erstmals im 17. Jahrhundert von Galileo Galilei verwendet wurden. Da diese nur einen kleinen Teil der auf der Erde ankommenden Informationen erfassen können, war die Erforschung anderer Bereiche des elektromagnetischen Spektrums - wie der Röntgenstrahlung oder der Gammastrahlung - ein wichtiger Meilenstein für die Erforschung des Universums. Aufgrund der viel höheren Energie von Gammaquanten (>500 keV) im Vergleich zu sichtbarem Licht (~ 1 eV) erlaubt die Erforschung der Gammastrahlen die Beobachtung völlig anderer Phänomene im Universum als die optische Astronomie. Die kosmischen Quellen von Gammastrahlen sind zum Beispiel aktive Galaxien wie Starburstgalaxien oder AGNs (Active Galactic Nuclei, englisch für aktive Galaxienkerne), Gammablitz sowie Überreste von Supernovaexplosionen wie Neutronensterne und schwarze Löcher.

Der Nachweis von Gammastrahlen im Weltraum gelang erstmalig durch den Satelliten Explorer 11 im Jahr 1961, welcher innerhalb von nur vier Monaten 22 Ereignisse im Gammastrahlungsbereich entdeckte. Seitdem hat die Erforschung der Gammastrahlen einige wichtige astronomische Entdeckungen gemacht, wie zum Beispiel die erstmalige Beobachtung von Gamma Ray Bursts.

Zu unterscheiden sind dabei zwei grundlegende Arten von Gammateleskopen. Zum einen können Gammastrahlen mithilfe von Satelliten im Weltall detektiert werden, wie zB beim Fermi Gamma Ray Telescope oder INTEGRAL (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory). Dazu werden übereinander angeordnete Szintillatoren verwendet, die die eintreffende Gammastrahlung in sichtbares Licht umwandeln, welches mit einem Halbleiter-Photomultiplier detektiert wird. Die Spur der Lichtblitze durch die Szintillatorschicht kann dabei für eine grobe Richtungsabschätzung verwendet werden. Für hohe Energien allerdings nimmt der Fluss (definiert als einfallende Teilchen pro Fläche) mit einer Proportionalität von $\sim E^{-2,7}$ ab. Das führt dazu, dass die effektive Detektorfläche auf Satelliten für hohe γ - Energien letztlich zu klein wird. [1]

Andererseits kann man die Gammastrahlung indirekt in erdgebundenen Teleskopen (so-

genannten Cherenkov- Teleskopen oder IACTs) beobachten. Bekannte Teleskope nach letzterem Prinzip sind das in Namibia befindliche H.E.S.S (High Energy Stereoscopic System) und MAGIC (Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Cherenkov Telescopes) auf der kanarischen Insel La Palma. In absehbarer Zeit soll mit dem Cherenkov Telescope Array ein weiteres hinzukommen, welches im Folgenden noch genauer vorgestellt wird.

1.2 Cherenkov - Strahlung

Gammastrahlung aus dem Universum wird von der Erdatmosphäre vollständig absorbiert und kann deshalb auf der Oberfläche nicht direkt nachgewiesen werden. Bereits etwa 10 Kilometer über Normalnull ist die Gammastrahlung aus dem Universum von der Atmosphäre vollständig absorbiert worden, wie auch in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Die Beobachtung von Gammastrahlen aus dem Weltall ist also von der Oberfläche aus nur indirekt mithilfe der sogenannten Cherenkov- Strahlung möglich.

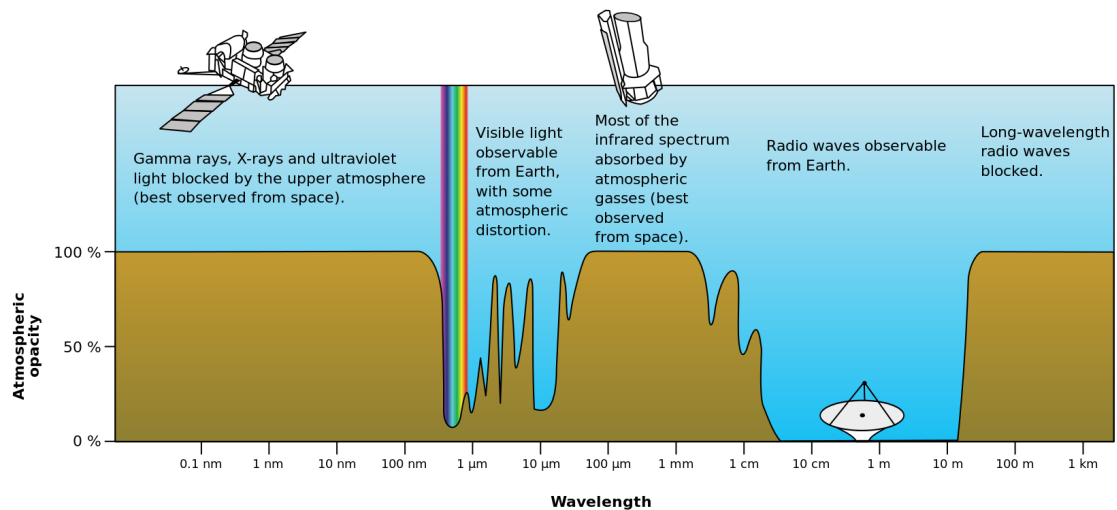


Abbildung 1.1: Durchlässigkeit der Erdatmosphäre für verschiedene Wellenlängenbereiche des elektromagnetischen Spektrums [2]

Diese entsteht, wenn sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit größer als der lokalen Phasengeschwindigkeit des Lichts durch ein Medium bewegt. Durch diese Bewegung werden die Atome entlang der Flugbahn des Teilchens kurzzeitig polarisiert und dadurch Licht erzeugt. Fliegt das Teilchen unterhalb der Lichtgeschwindigkeit, ist diese Strahlung nicht beobachtbar, da sich die einzelnen elektromagnetischen Wellen mittels destruktiver Interferenz auslöschen. Bewegt sich das geladene Teilchen jedoch schneller

als mit Lichtgeschwindigkeit, eliminieren sich die einzelnen Wellen nicht mehr gegenseitig, sondern bilden eine kegelförmige Wellenfront, die in Abbildung 1.2 zu sehen ist.

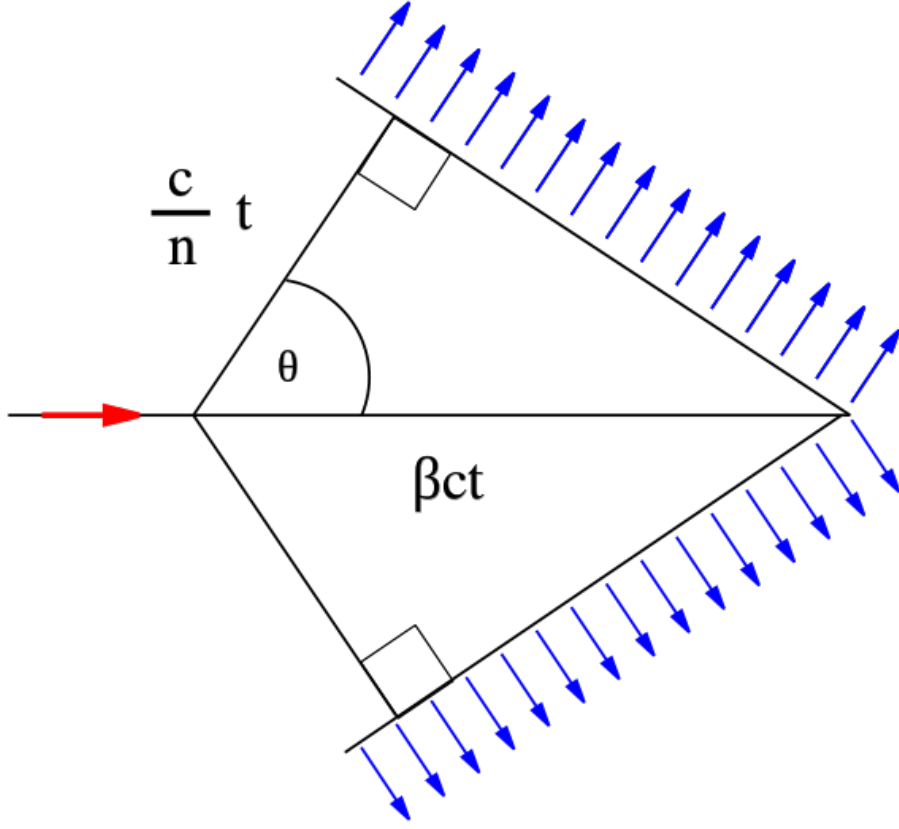


Abbildung 1.2: Cherenkov-Kegel beim Eindringen eines überlichtschnellen Teilchens in ein Medium [3]

Der Öffnungswinkel dieses Cherenkov- Kegels ist abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens $v = \beta c$ mit $\beta = \frac{v}{c}$ und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c sowie der materialabhängigen Lichtgeschwindigkeit $c' = \frac{c}{n}$, wobei n für den Brechungsindex des jeweiligen Mediums steht. Hieraus folgt für den Winkel θ :

$$\cos\theta = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.1)$$

1.3 Imaging Air Cherenkov Telescopes

IACTs (Imaging Air Cherenkov Telescope) sind optische Teleskope, die Bilder von Cherenkov- Blitzen aufzeichnen. Es werden also die Teilchenschauer aufgezeichnet, welche

durch das Eindringen hochenergetischer Teilchen in die Atmosphäre ausgelöst werden. Ab einer bestimmten Teilchenenergie bewegen sich die dabei entstehenden Sekundärteilchen mit einer Geschwindigkeit oberhalb der lokalen Lichtgeschwindigkeit. Aus diesem Grund ist mit dieser Methode nur die Beobachtung von Astroteilchen mit extrem hohen Energien im Bereich von ~ 50 GeV bis ~ 50 TeV möglich.

Diese Teilchen emittieren nach dem oben erläuterten Prinzip einen bläulichen Cherenkov-Lichtkegel, dessen Öffnungswinkel in Gleichung 1.1 beschrieben wird. In Luft liefert die Gleichung einen Winkel von etwa $\sim 1^\circ$. Diese Funktionsweise wird schematisch in Abbildung 1.3 gezeigt. Die Entfernung des Teleskops von der Schauerachse beträgt idealerweise 70 -150 Meter, da die Lichtintensität dann groß und ihre Schwankungen gering sind. Diese Produktion von Cherenkov-Strahlung in der Atmosphäre wurde erstmals von dem britischen Physiker P.M.S. Blackett beschrieben.

Blackett zeigte dabei, dass die Cherenkov - Strahlung nur etwa $\sim 10^{-4}$ des Nachthimmel-Hintergrunds ausmacht, der sich vor allem aus dem Licht von Sternen und Mond, mittlerweile aber auch der Lichtverschmutzung durch Menschen zusammensetzt. Die Detektion dieser Strahlung wird dadurch natürlich extrem erschwert. Um die Cherenkov - Strahlung dennoch nachweisen zu können, macht man sich die extrem kurze Dauer der Cherenkov - Blitze von nur etwa einer Milliardstel Sekunde zunutze. Verkürzt man die Belichtungszeit der Kamera auf eine ähnlich kurze Zeitspanne, gelangen nur sehr wenige Hintergrundphotonen in den Detektor, so dass die Cherenkov - Blitze sich deutlich erkennen lassen.

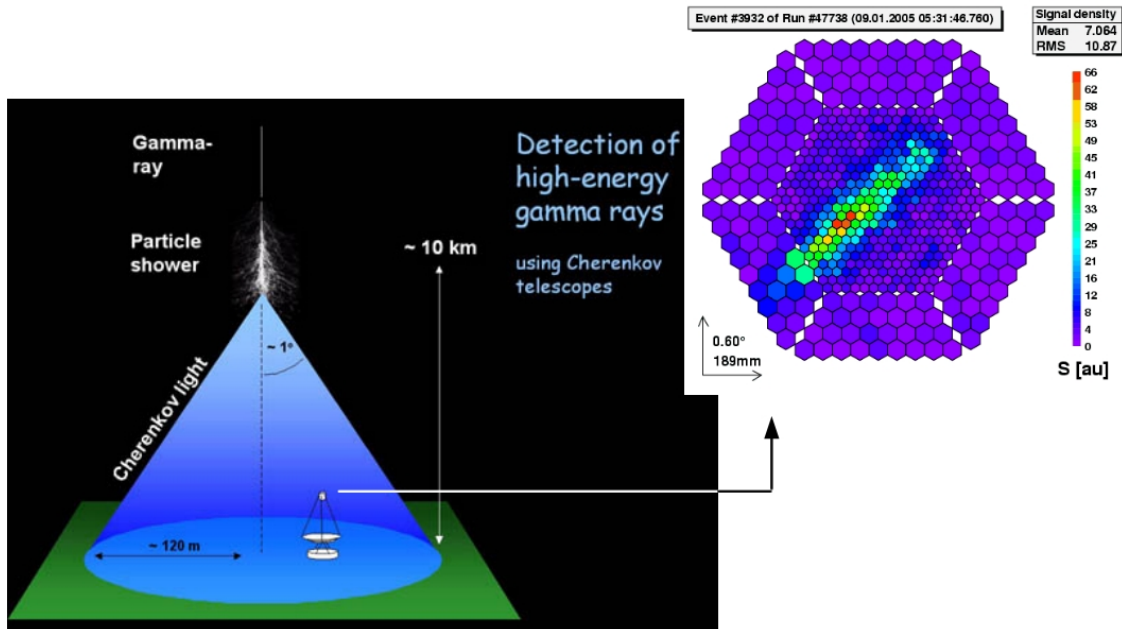


Abbildung 1.3: Prinzipielle Funktionsweise eines Cherenkov - Teleskops: ein in die Atmosphäre eindringendes Gammaquant erzeugt eine überlichtschnelle Teilchenkaskade, welche Cherenkovstrahlung emittiert. [4]

1.4 Cherenkov Telescope Array (CTA)

Das Cherenkov Telescope Array soll die neueste Generation an bodengebundenen Gammateleskopen darstellen. Das Projekt wurde im Jahr 2010 von einem internationalen Konsortium aus 27 Ländern begonnen. Die bisherigen Cherenkov Teleskope (H.E.S.S., MAGIC und VERITAS) können Gammaquanten im Energiebereich bis zu einigen zehn TeV detektieren. Mit einer Empfindlichkeit im Bereich der Very High Energy (VHE: $E > 10$ GeV) bis hin zu über 100 TeV wird das CTA den Detektionsbereich der aktuellen Teleskope um eine Größenordnung übertreffen.

Dabei werden beim CTA in einigen Teleskopen statt PMTs (Photomultiplier tubes) Silicon (deutsch: Silizium) Photomultiplier verwendet, die sogenannten SiPMs, deren genaue Funktionsweise noch erläutert wird. Ihr Vorteil liegt in der im Vergleich zu PMTs

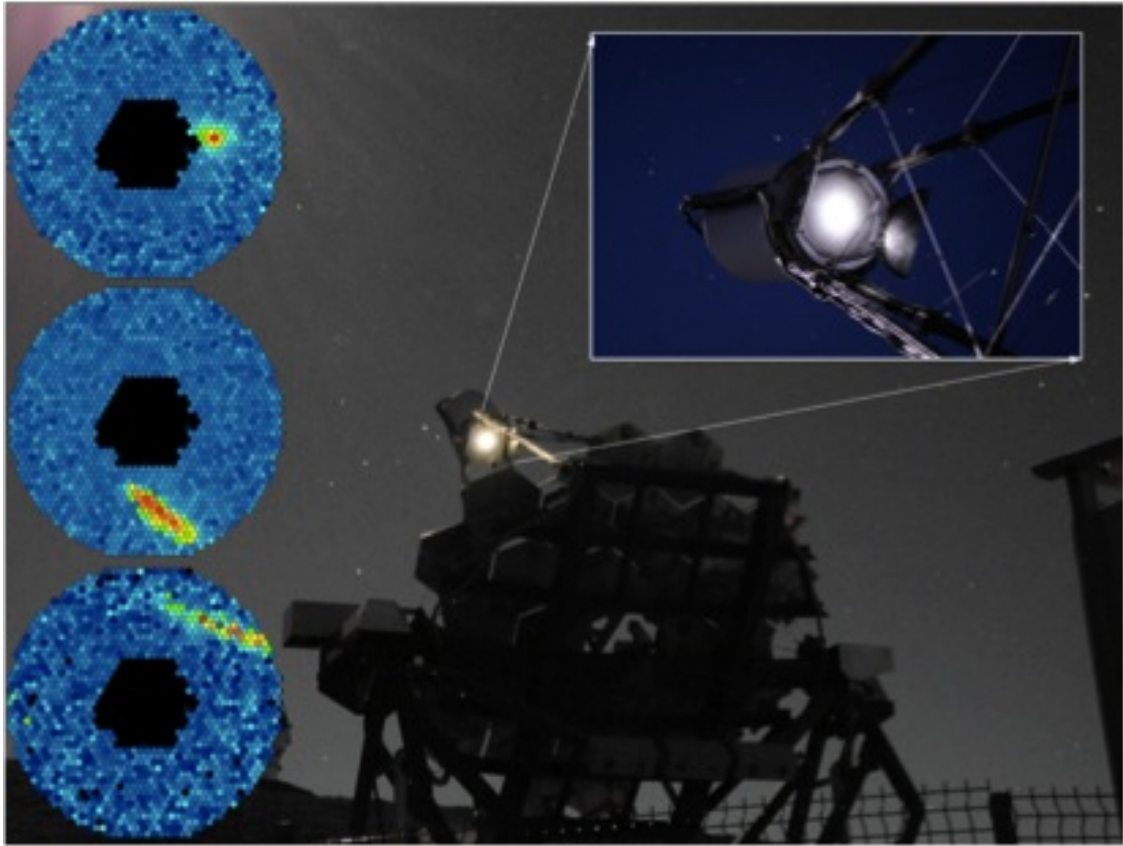


Abbildung 1.4: *Detektion eines kosmischen Teilchens durch das FACT - Teleskop. Der Mond wurde verpixelt, damit er das Event nicht überstrahlt. [5]*

wesentlich größeren Robustheit gegenüber starker Lichteinstrahlung. Dank dieses Vorteils können SiPMs auch bei ungünstigen Lichtverhältnissen wie bei Vollmond weiter eingesetzt werden. So gelang es dem FACT - Teleskop in der Nacht vom 11. auf den 12. Oktober 2011, kosmische Teilchen während des Vollmonds zu messen. Ein mit PMTs betriebenes Teleskop hätte zu diesem Zeitpunkt zum Schutz der Technik deaktiviert werden müssen, da der helle Mond die PMTs ansonsten zerstört hätte (siehe [9]). Eine solche Detektion wird auch in Abbildung 1.4 gezeigt.

Um den gesamten Himmel beobachten zu können, sind auf der nördlichen und der südlichen Hemisphäre je ein Array geplant. Voraussichtlich wird das Telescope Array für die nördliche Hemisphäre auf der Kanareninsel La Palma und das für die südliche Hemisphäre in der Atacamawüste in Chile stationiert werden. Diese Teleskope bestehen aus einem Feld mit einigen einzelnen Cherenkov Teleskopen, welche gemeinsam ausgewertet und somit zu einem großen Teleskop zusammengeschaltet werden. Es gibt drei verschie-

dene Standardmodelle von Einzelteleskopen mit 5, 12 und 23 Metern Reflektordurchmesser.

Der Nutzen dreier Teleskopgrößen ist notwendig, damit das CTA kosteneffektiv einen großen Energiebereich abdecken kann. Beide Arrays sollen deshalb folgenden Aufbau haben:

- eine kleine Anzahl der großen Teleskope mit 23 Metern Spiegeldurchmesser sollen die lichtschwachen Kaskaden von Gammaquanten im Energiebereich von $2 \cdot 10^{10}$ bis 10^{11} eV nachweisen
- $\sim$ zwei Dutzend mittelgroßer Teleskope mit 12 Metern Durchmesser decken den Energiebereich von 10^{11} bis 10^{13} eV ab, wobei sie eine Fläche von ca. 1 km^2 auf einfallende Gammaquanten absuchen
- $\sim$ 70 kleinere Teleskope mit 5 Metern Spiegeldurchmesser decken den Bereich der größten Energien von ca. 10^{13} bis $3 \cdot 10^{14}$ eV auf einer Nachweisfläche von etwa 10 km^2 ab

Das CTA macht sich also den Effekt zunutze, dass die Lichtintensität des Cherenkov - Lichtkegels mit wachsender Energie der Gammaquanten ansteigt und man daher mit kleineren Spiegelflächen auskommt. Umgekehrt nimmt aber der Fluss der Gammaquanten, also die Anzahl der eintreffenden Teilchen pro Fläche, mit zunehmender Energie stark ab. Aus diesem Grund benötigt man größere Nachweisflächen, um hinreichend viele Quanten nachweisen zu können (siehe [13]).

Die technischen Verbesserungen des CTA gegenüber den bisherigen Cherenkov Teleskopen liegen im Wesentlichen in der Erhöhung der Teleskopanzahl von 5 bei H.E.S.S auf ungefähr 100, die Verteilung dieser auf eine deutlich größere Fläche sowie die Verwendung dreier verschiedener Teleskopgrößen.

2 Messaufbau

Die Messungen wurden mit dem im Folgenden beschriebenen Aufbau vorgenommen. Er besteht im Wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- einem Pulser
- einer Flash- LED
- einem SiPM
- einem TARGET- Modul

Dabei steuert der Pulser die Flash- LED, welche in den meisten Messungen 200000, in einigen aber auch nur 50000 Events abgab. Die Flash- LED dient dabei als Lichtquelle, um die Funktion des SiPM zu testen. Sie sendet Lichtpulse mit konstanter Helligkeit aus.

2.1 Funktionsweise von SiPMs

Das Herzstück des Messaufbaus sind die bereits erwähnten SiPMs. Ein solches wird in Abbildung 2.1 gezeigt. Diese setzen sich aus sogenannten Avalanche Photodioden zusammen, welche im Folgenden erläutert werden.

Avalanche Photodioden bestehen aus einem p - n - Übergang, an den in Sperrrichtung eine Spannung anliegt. Durch das elektrische Feld zwischen der positiven und der negativen Schicht erzeugt diese Diode eine lawinenartige Verstärkung, welche durch die Beschleunigung der Elektronen und die daraus resultierende Erzeugung von Elektron - Loch - Paaren erreicht wird. Trifft ein Photon beim Durchqueren einer Siliziumplatte auf die sogenannte π - Schicht, wird es absorbiert und seine Energie auf ein Valenzelektron übertragen, wodurch das Elektron vom Valenz- ins Leitungsband gehoben wird. Auf diese Art und Weise entsteht ein Elektron- Loch- Paar. Durch das elektrische Feld in der Diode werden Löcher und Elektronen räumlich getrennt. Löcher werden zur rechten, Elektronen zur linken Seite hin beschleunigt. Aufgrund der Beschleunigung besitzt das Elektron soviel kinetische Energie, dass durch Stoßionisation ein weiteres Elektron - Loch - Paar erzeugt wird, welches ebenfalls beschleunigt wird. Ist die p - Schicht ausreichend dick, kann auf diese Art und Weise eine lawinenartige Verstärkung in Gang gesetzt werden. Dieser Aufbau wird in Abbildung 2.2 dargestellt. [12]

Die Absorptionslänge eines Photons in Silizium hängt dabei logischerweise von der Energie und damit von der Wellenlänge des einfallenden Teilchens ab. Silizium ist ein gutes Detektormaterial für Wellenlängen zwischen 350 und 800 nm. Oberhalb von 1000 nm ist

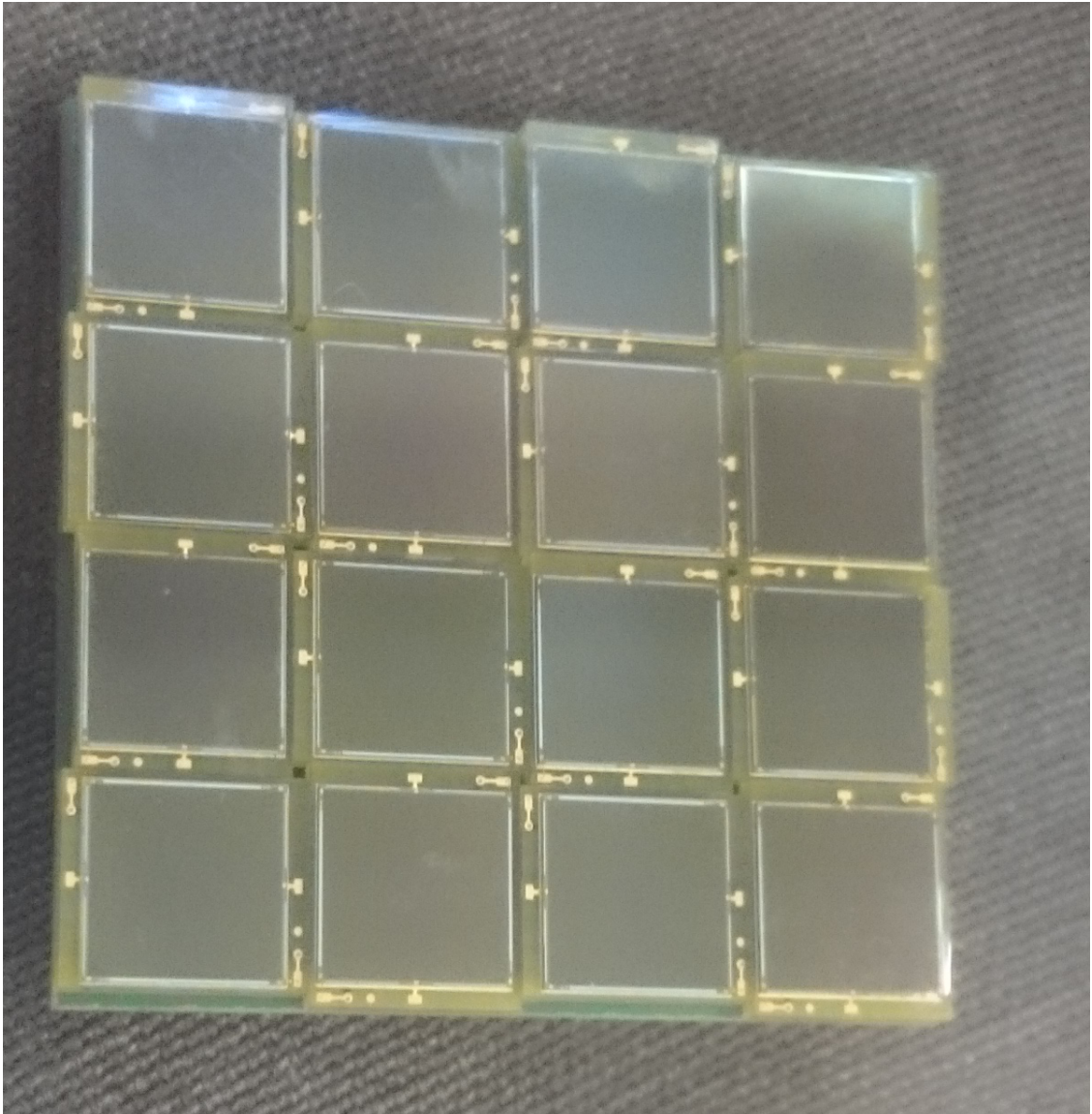


Abbildung 2.1: *Frontalansicht eines SiPM*

die Absorptionslänge in Silizium so groß, dass ein auf Silizium aufbauender Detektor zu sperrig werden würde. Unterhalb von 350 nm hingegen wäre er zu dünn [7]. Die beste Empfindlichkeit haben SiPMs dabei im blauen Spektralbereich. An das SiPM wurden im Verlauf dieser Arbeit verschiedene Spannungen oberhalb der Durchbruchsspannung angelegt, die sogenannte Überspannung (englisch: Overvoltage, OV).

Die größten Vorteile von SiPMs sind geringes Rauschen sowie ein geringer Einfluss

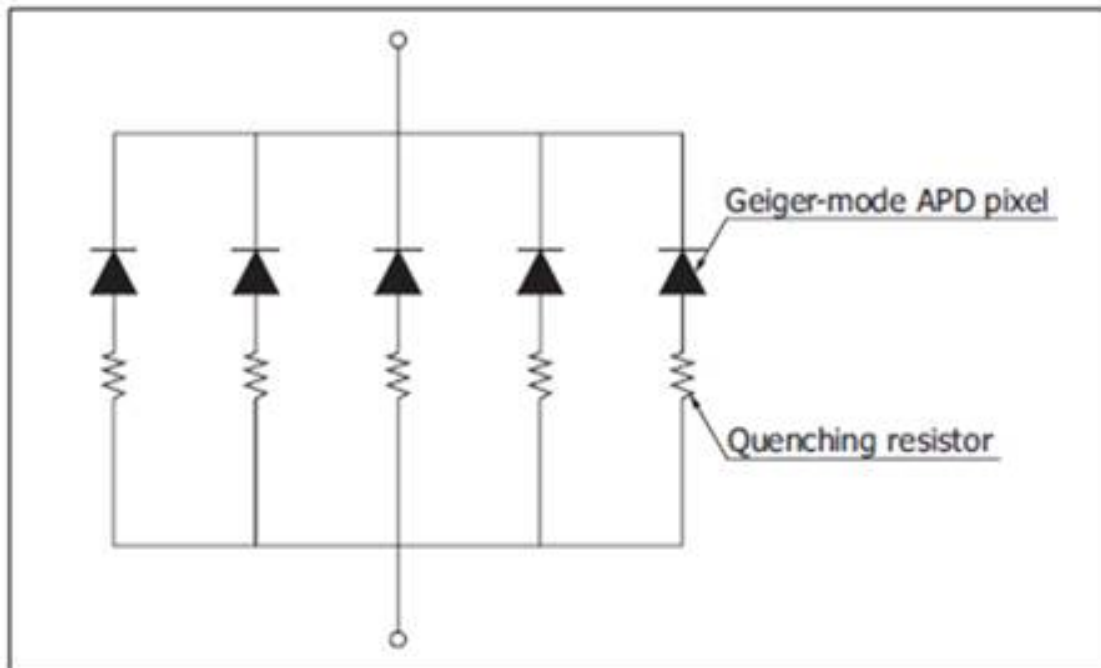


Abbildung 2.2: Schaltplan eines SiPM, die Widerstände dienen zur Strombegrenzung [6]

der Temperatur auf den Gain (siehe [8]). Die Hauptnachteile sind eine hohe Dark - Count - Rate sowie der Crosstalk mit optischen Photonen, welche beide in dieser Arbeit noch genauer untersucht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich SiPMs der Firma Ketek untersucht. Eigentlich war geplant, auch Photomultiplier von Hamamatsu zu testen. Bei diesen ließen sich allerdings die Peaks nicht deutlich voneinander unterscheiden, was die Auswertung unmöglich gemacht hat. Ein Puls von Hamamatsu ist in Abbildung 2.3 zu erkennen. Die Ursache für dieses Problems dürfte in einer erhöhten Dark - Count - Rate liegen.

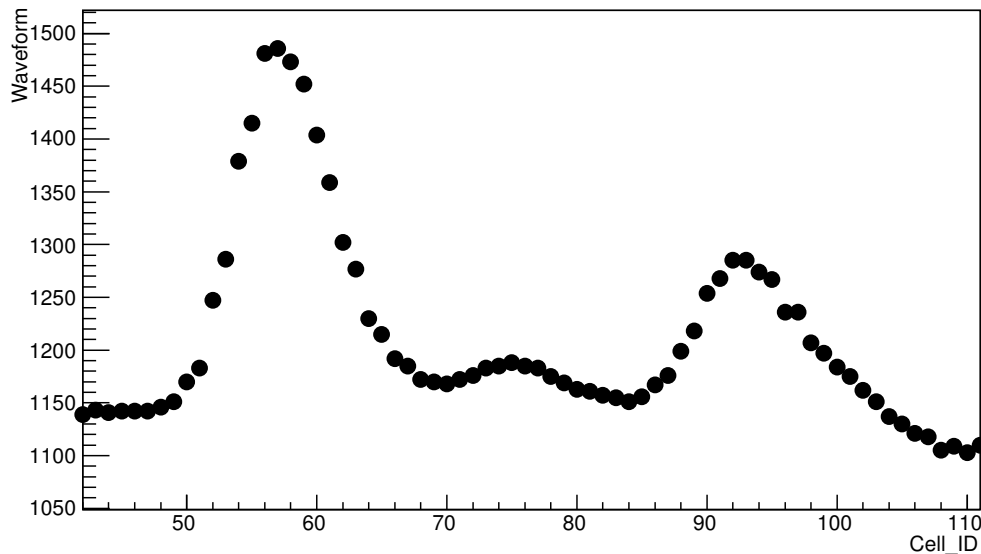


Abbildung 2.3: Puls eines SiPM von Hamamatsu. Es ist klar zu erkennen, dass der Puls hier doppelt auftritt, was die Auswertung verhindert hat

2.2 TARGET - Ausleseelektronik

Jedes der einzelnen im CTA enthaltenen IACTs setzt sich aus tausenden Pixeln von Photosensoren zusammen. Da sich das CTA aus 50-100 Teleskopen zusammen setzen wird werden insgesamt nicht weniger als eine Million elektrische Kanäle auszulesen sein. Damit die Auswerteelektronik trotzdem bezahlbar und zuverlässig bleibt, benötigt man eine modulare und günstige Aufzeichnungstechnik.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde das TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET) entwickelt. Dieses wird in Abbildung 2.4 gezeigt. Dabei handelt es sich um eine sogenannte anwendungsspezifische integrierte Schaltung (englisch: application-specific integrated circuit, kurz ASIC) mit 16 parallelen Eingangskanälen. Deren Aufgabe liegt darin, die Ausgangspulse der Photomultiplier der Strahlungskamera abzutasten (Sampling). Die Sampling- Rate beträgt typischerweise 1 GSa/s. Diese sehr hohe Rate ist notwendig, da sich bei einer geringeren Rate der Integrationszeitraum verlängert, wodurch das Bild vom Nachthimmelhintergrund (vor allem Sterne) überlagert wird und das Event nicht mehr zu erkennen ist.

Die gesampelten Proben werden anschließend in einem analogen Speicher gesammelt, der pro Kanal 16384 Zellen umfasst. Es werden jedoch nicht alle Zellen des Speichers

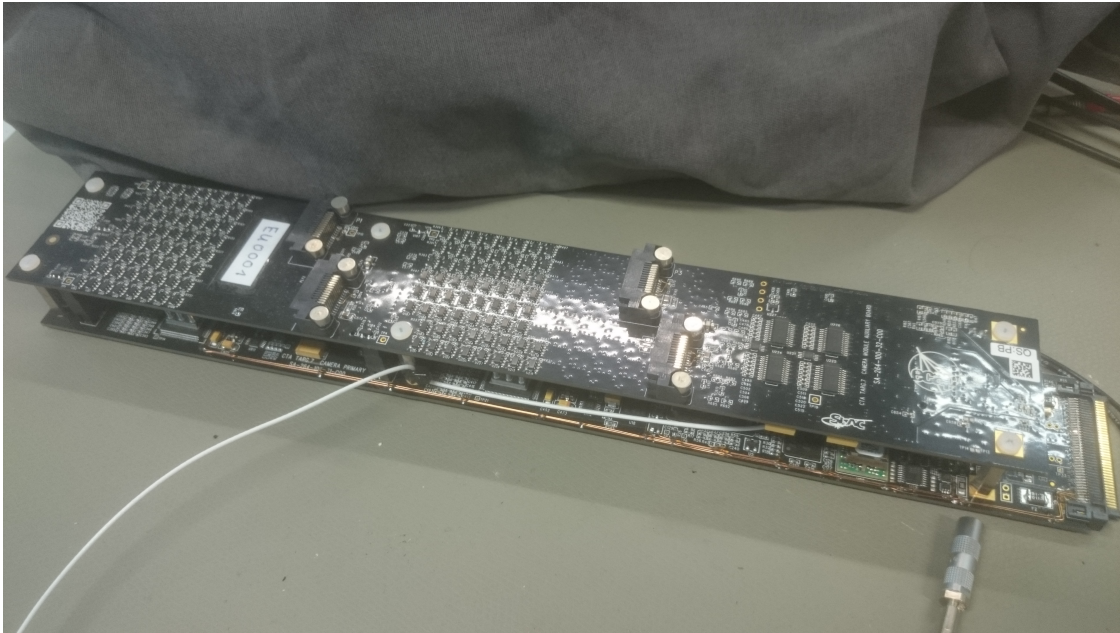


Abbildung 2.4: *TARGET - Modul*

tatsächlich digitalisiert. Ein Trigger wählt die wenigen Zellen aus, die tatsächlich digitalisiert werden sollen.

Es existieren verschiedene Generationen von Target, die von Version zu Version immer mehr für den Einsatz im CTA optimiert wurden. Die hohe Anzahl an Kanälen pro Chip sorgt dabei für geringe Kosten (10 bis 20 \$ ohne Photosensoren pro Kanal). Diese geringen Kosten sorgen dafür, dass sich das TARGET- Modul gut für den Einsatz im CTA eignet, da das Projekt trotz der enormen Menge zu samplender Daten bezahlbar bleibt. (siehe [14] und [15])

2.3 Auswertung der Daten

Nach der Datennahme wurden diese mithilfe des Programms Root ausgewertet. Dabei wurden die einzelnen Peaks mit einer Gaußfunktion gefittet und daraus dann Amplitude und Fläche unterhalb der Kurve ermittelt, welche in den folgenden Kapiteln zur weiteren Datenanalyse verwendet werden. Das Pulsintegral erstreckte sich nach links und rechts über 8 Nanosekunden. Ein solcher Fit ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

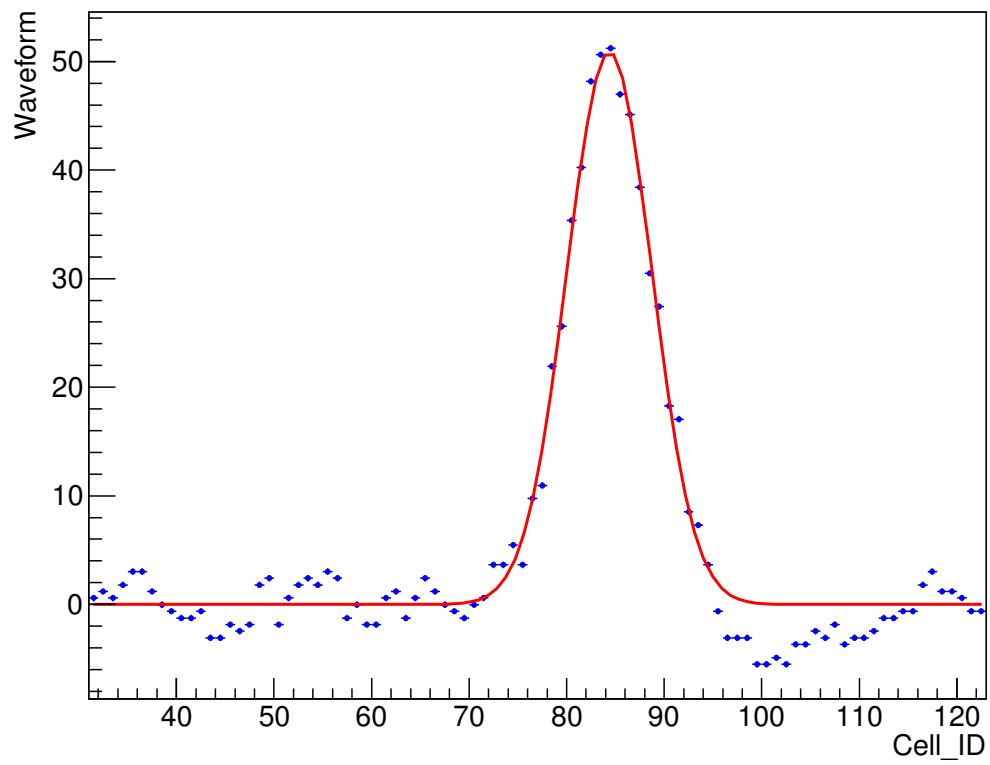


Abbildung 2.5: *Gefitteter Puls*

3 Einzelphotonenauflösung

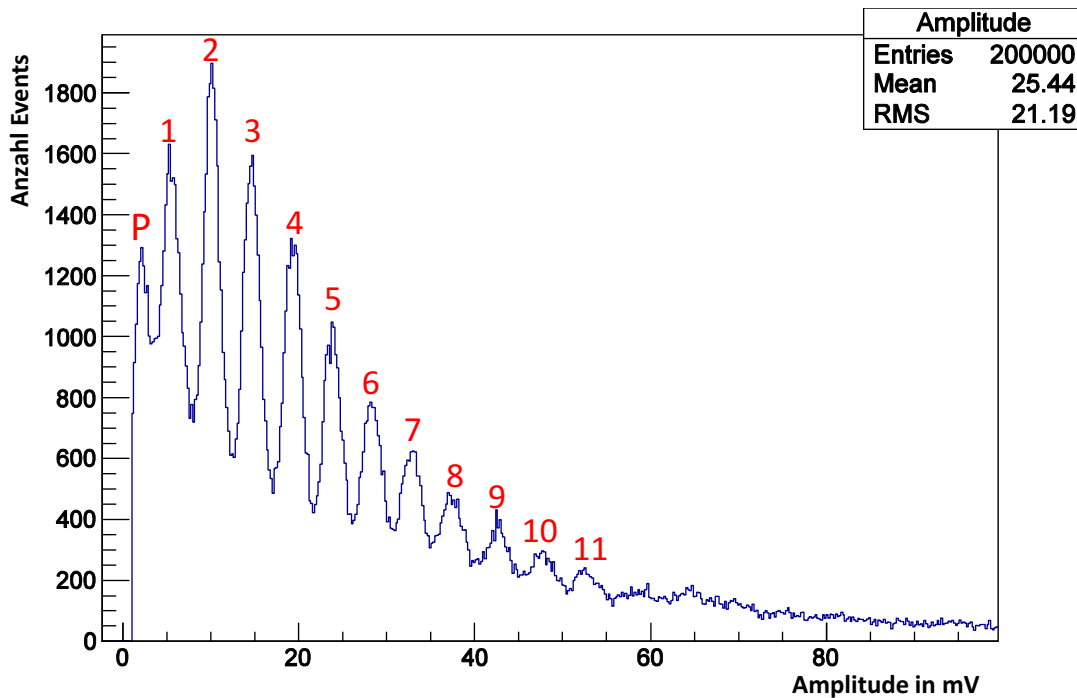


Abbildung 3.1: Amplitudenverteilung für die Messung bei $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $30,0\text{ V}$

Kritisch für das Funktionieren des Teleskops ist die Fähigkeit der Kamera, auch einzelne Photonen nachweisen zu können. Wichtig ist in diesem Zusammenhang die sogenannte Dark- Count- Rate. Diese gibt an, wieviele Events der Detektor registriert, ohne dass tatsächlich ein Teilchen in die Kamera eingedrungen ist. Diese Dark - Count - Rate ist ein Problem, da sie den Messwert verfälscht. Die falsche Detektion von Teilchen geht im Wesentlichen auf thermische Photonen zurück, weswegen sich die Dark- Count- Rate in einer gekühlten Kamera stark verringern sollte (siehe [10]).

Das grundsätzliche Aussehen der Histogramme lässt sich in den Abbildungen 3.1 bis 3.4 gut erkennen. Zu erkennen ist zunächst, dass die Werte der Pulsintegralverteilung stabiler sind als die Amplitudenverteilung. Die hohe Erhebung ganz links ist das sogenannte Pedestal, welches den x- Wert Null hat. Das Pedestal steht also selbst nicht für

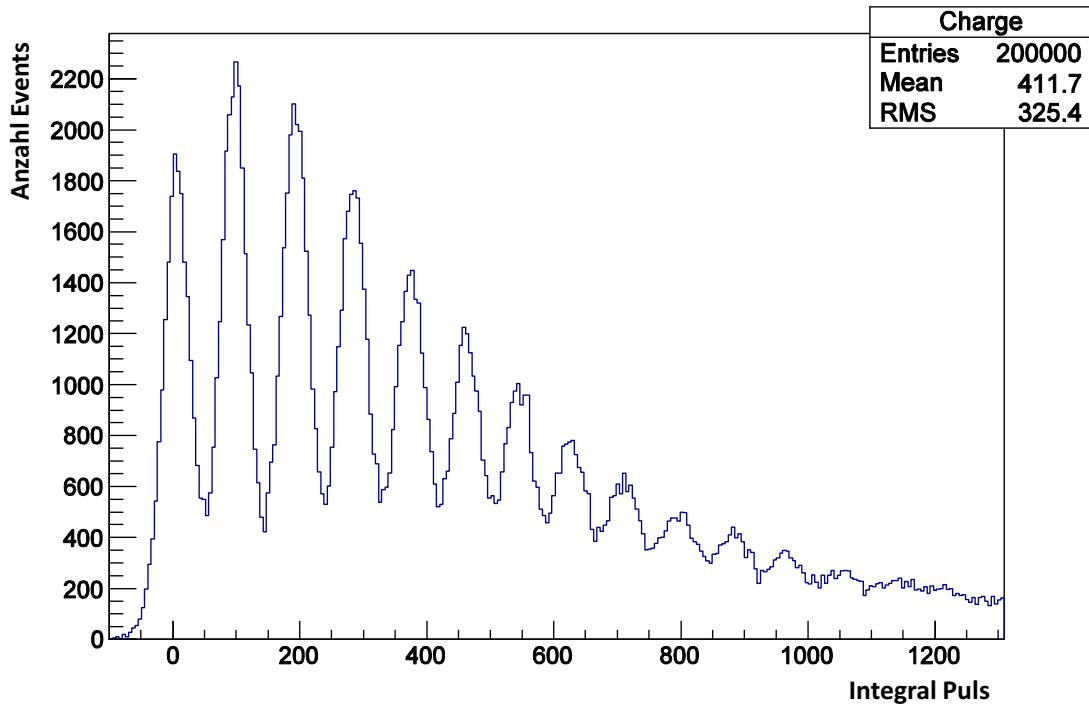


Abbildung 3.2: Pulsintegralverteilung bei $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $30,0\text{ V}$

eine Teilchendetektion, sondern entsteht durch die Integration. Hinter dem Pedestal fällt der Verlauf schnell ab und geht gegen Null, unterbrochen von einigen Peaks, welche auf das Vorhandensein von ein, zwei oder mehr Photonen hindeuten und nach denen eigentlich gesucht wird. In Abbildung 3.1 sind das Pedestal und die einzelnen Peaks eingezeichnet.

Bei der Datenanalyse wurde nun wie folgt vorgegangen: Die Histogramme wurden zunächst nach ihren lokalen Maxima untersucht. Zu diesem Zweck wurden alle x- Werte herausgefiltert, deren zugeordneter y- Wert sich oberhalb der y- Werte der 15 x- Werte rechts und links daneben befindet. In die so gefundenen Peaks wurde nun eine Gauß - Funktion gefittet, die den x- Wert des Peakmaximums (hier Mean), den y- Wert des Peakmaximums (hier Constant) und die Breite des Peaks Sigma mitsamt jeweiligem Fehler ermittelte. Die Ergebnisse dieser Auswertung werden im Folgenden vorgestellt.

Dabei lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Messung bereits ohne weitere Auswertung mit bloßem Auge aus den Histogrammen ablesen. In dem Flächenhistogramm für $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, das in Abbildung 3.1 bei einer Spannung von $29,0\text{ V}$ dargestellt ist, lassen sich neben dem Pedestal elf Peaks deutlich erkennen. Auf dem Histogramm für $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Abbildung 3.3) hingegen lassen sich nur fünf Peaks erkennen. Dieser Effekt wurde bereits

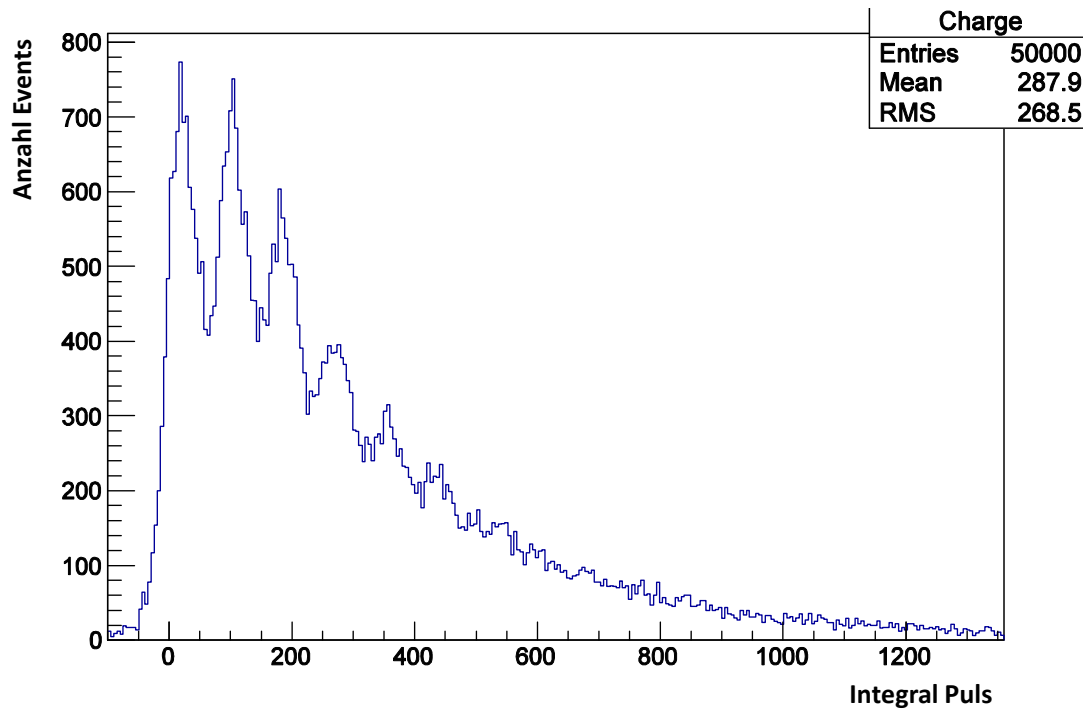


Abbildung 3.3: *Integral über den Puls bei 0 °C und 30,0 V*

bei anderen Versuchen mit SiPMs festgestellt und entspricht damit den Erwartungen. So lässt sich laut Teshima et al die Dark - Count - Rate von SiPMs durch Abkühlen auf -7 °C respektive -35 °C um 1 bis 2 Größenordnungen im Vergleich zu Messungen bei Raumtemperatur reduzieren (siehe [16]). Im Folgenden wird der Einfluss von unter anderem der Temperatur der SIPMs auf die Qualität der Messung quantitativ untersucht.

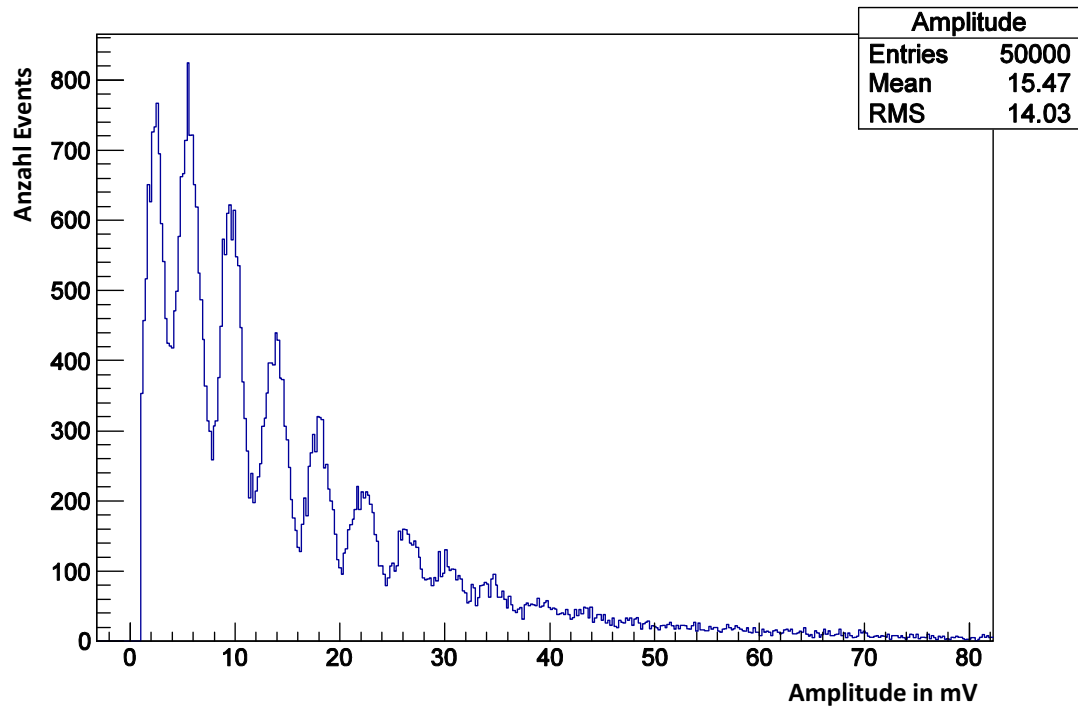


Abbildung 3.4: Amplitudenverteilung für die Messung bei 0 °C und 30,0 V

3.1 Ladungsauflösung

Ein wesentlicher Indikator für die Photonenauflösung ist die Ladungsauflösung, welche hier im Zusammenhang mit der Breite der Peaks steht. Im Folgenden wird deswegen auch teilweise von Breite gesprochen. Bei schmalen Peaks lässt sich die Zahl der Photonen mit den Peaks ablesen, wohingegen mit zunehmender Breite die Peaks miteinander vermischen und dann nicht mehr zu trennen sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss von Temperatur und Überspannung auf die Breite der Peaks untersucht. Hierfür wurde die Gleichung

$$Breite = \frac{Sigma}{Peakposition} \quad (3.1)$$

verwendet, da diese zu einem stabileren Ergebnis führt als nur der Sigawert.

3.1.1 Temperaturabhängigkeit der Ladungsauflösung

Die Breite steigt mit steigender Temperatur quadratisch an, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Der Parabelfit $f(x) = a_0 \cdot x^2 + a_1 \cdot x + a_2$ liefert $a_0 = 9,4012 \cdot 10^{-5} \pm 5,9611 \cdot 10^{-5}$,

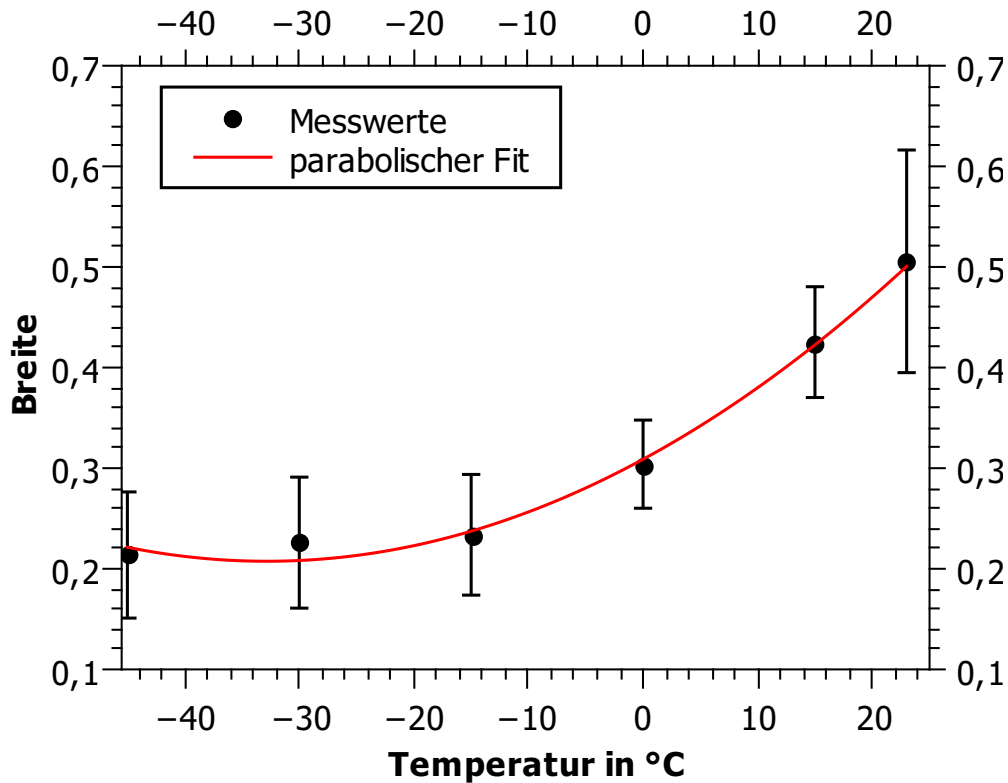


Abbildung 3.5: Entwicklung der Breite in Abhängigkeit von der Temperatur

$a_1 = 6,1741 \cdot 10^{-3} \pm 1,93928 \cdot 10^{-3}$ und $a_2 = 0,3088 \pm 0,0316$. Dies entspricht der oben formulierten Erwartung, dass die Fähigkeit der Kamera zum Zählen einzelner Photonen mit steigender Temperatur sinkt. Je höher die Temperatur, desto mehr thermische Photonen entstehen in der Kamera selbst. Die Wahrscheinlichkeit, einzelne Teilchen zu detektieren, sinkt also. Aus diesem Grund verwischen die Peaks miteinander und sind dann nicht mehr scharf voneinander zu trennen.

Ursprünglich war geplant, die Temperaturabhängigkeit bei verschiedenen konstanten Spannungen zu messen. Dies hat sich leider als nicht möglich herausgestellt, da bei höheren Temperaturen aus unklaren Gründen die Zuverlässigkeit der Messung stark nachließ, so dass einige Messungen keine verwertbaren Ergebnisse enthielten.

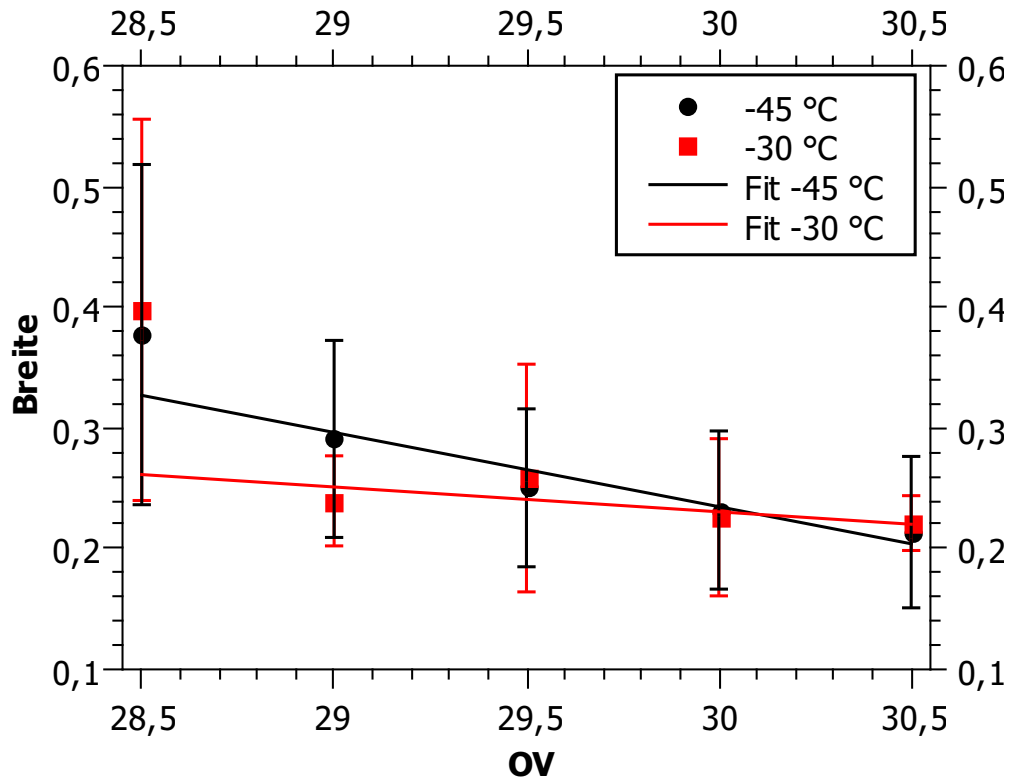


Abbildung 3.6: Entwicklung der Breite in Abhängigkeit von der Spannung

3.1.2 Spannungsabhängigkeit der Ladungsauflösung

Die Entwicklung der Ladungsauflösung bei Änderungen der Spannung wird in Abbildung 3.6 gezeigt, wobei diese Messungen bei konstanten Temperaturen von -30 °C bzw. -45 °C vorgenommen wurden. Die Steigung der Fitgerade beträgt für -30 °C $-2,0576 \cdot 10^{-2} \pm 2,7563 \cdot 10^{-2}$ und für -45 °C $-6,1476 \cdot 10^{-2} \pm 5,4619 \cdot 10^{-2}$. Grundsätzlich legen die Ergebnisse dieser Messung also eine leichte Verringerung der Peakbreite mit steigender Überspannung nahe. Aufgrund des großen Fehlers dieser Messung ist dieses Ergebnis jedoch sehr unsicher, da die Geradensteigungen innerhalb des Fehler beziehungsweise nur knapp außerhalb liegen. Hier sind also noch genauere Untersuchungen über diese Arbeit hinaus notwendig.

3.2 Systematische Abhängigkeiten des Gains

Der Gain eines Peaks bezeichnet den Abstand vom vorherigen Peak und damit die Verstärkung beziehungsweise Größe des Signals für ein einzelnes Photon. Die Untersuchung

der Abhängigkeiten des Gains ist wichtig, da im späteren Betrieb zum Beispiel ein breites Temperaturfenster bei der Messung auftreten kann. Aus diesem Grund soll die Entwicklung dieser Kenngröße in Abhängigkeit äußerer Einflüsse im Folgenden untersucht werden.

3.2.1 Temperaturabhängigkeit des Gains

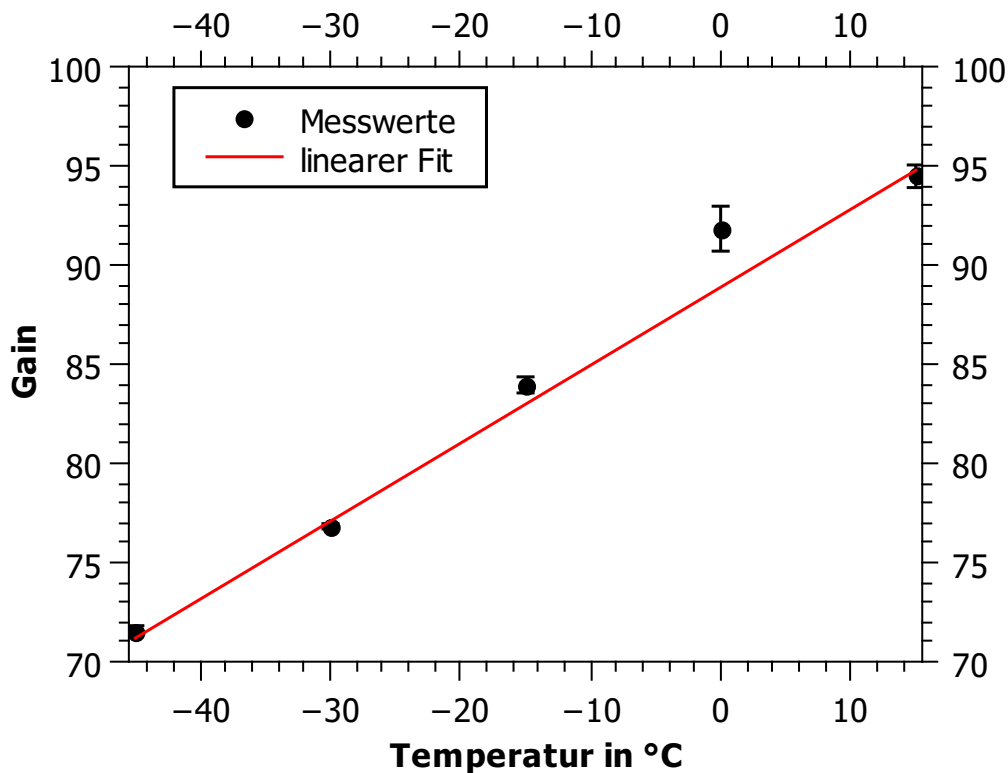


Abbildung 3.7: Entwicklung des Gains in Abhängigkeit von der Temperatur

In Abbildung 3.7 ist die Entwicklung des Gains bei einer Änderung der Temperatur zu sehen. Klar erkennbar ist, dass der Gain mit zunehmender Temperatur linear ansteigt. Der Fit der Form $y = a \cdot x + b$ liefert die Parameter $a = 39,2988 \pm 8,8875 \cdot 10^{-3}$ und $b = 88,875 \pm 0,29101$.

Ähnlich wie bei den Untersuchungen zur Ladungsaufflösung ist es auch hier leider nicht gelungen, den Temperaturverlauf für verschiedene konstante Überspannungen zu messen, da viele Messungen bei hohen Temperaturen nicht funktionierten.

Damit stimmen die Ergebnisse des Experiments überein mit denen von Bouvier et al

(siehe [11]), die ebenfalls eine ansteigende Temperaturabhängigkeit des Gains gemessen hatten. Bouvier bezeichnet die Empfindlichkeit von SiPMs für Temperaturschwankungen als eines der Hauptprobleme beim Einsatz in IACTs.

3.2.2 Spannungsabhängigkeit des Gains

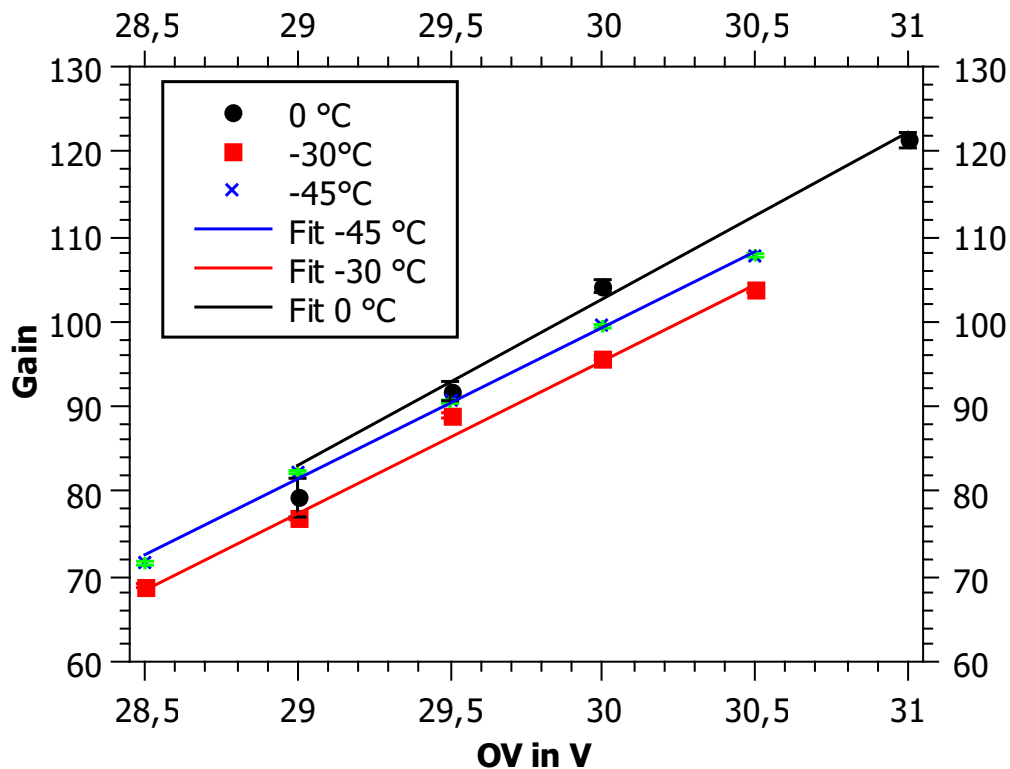


Abbildung 3.8: Entwicklung des Gains in Abhängigkeit von der Spannung bei drei verschiedenen konstanten Temperaturen

Die Abhängigkeit des Gains von der Spannung ist in Abbildung 3.8 für drei verschiedenen Temperaturen zu erkennen. Es ist ähnlich wie oben ein linearer Verlauf zu erkennen. Durch den Fit ergeben sich für -45 °C $a = 17,83083 \pm 0,13516$ und $b = -435,5933 \pm 3,9895$, für -30 °C $a = 17,9695 \pm 0,1405$ und $b = -443,7156 \pm 4,1230$ sowie für 0 °C $a = 19,5952 \pm 0,8143$ und $b = -485,1762 \pm 24,5657$.

Man kann also festhalten, dass sich die Abhängigkeit des Gains von der Überspannung mit der Temperatur nur marginal ändert. Der einzige erkennbare Unterschied ist, dass

der Gain mit höheren Temperaturen minimal ansteigt, was bereits im obigen Kapitel genauer untersucht wurde. Das Verhältnis von OV zu Gain hingegen bleibt bei gleicher Temperatur konstant.

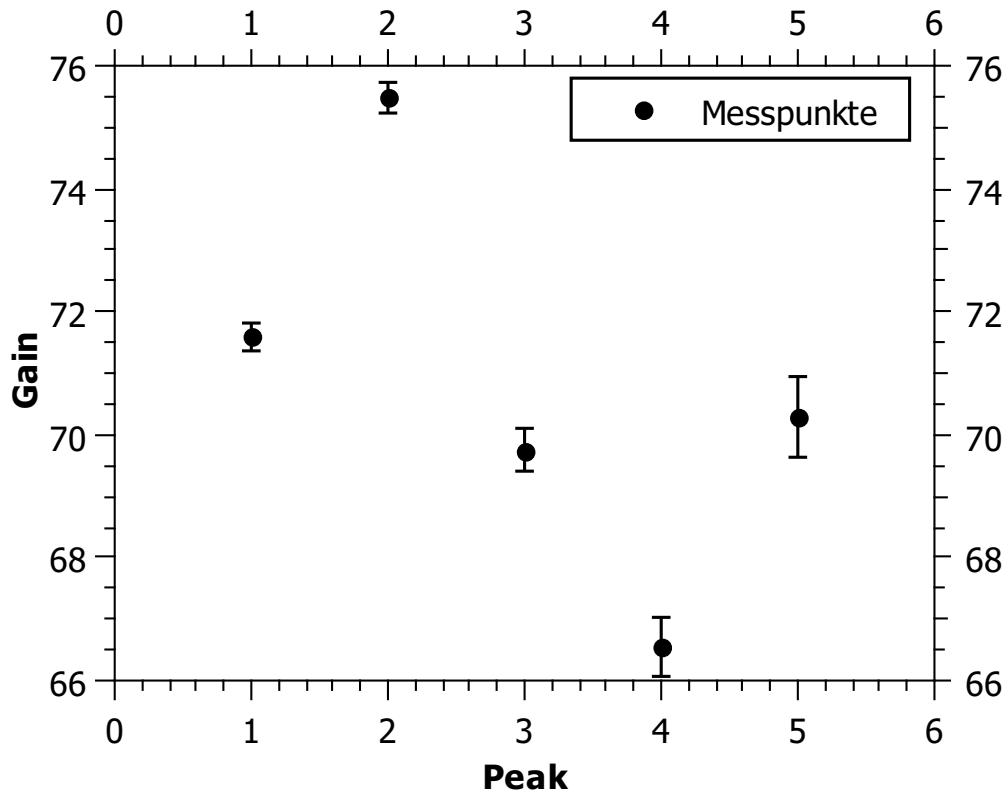


Abbildung 3.9: Entwicklung des Gain für verschiedene Peaks der Messung bei -45 und $28,5$ Volt

3.2.3 Entwicklung des Gain zwischen den Peaks

Ebenfalls untersucht werden sollte die Abhängigkeit des Gains zwischen den verschiedenen Peaks, also z.B. zwischen dem ersten und zweiten Peak und zwischen dem zweiten und dritten. Das Ergebnis bei einer Temperatur von -45° und $28,5$ Volt wird in Abbildung 3.9 gezeigt.

Wie dort zu sehen ist, lässt sich eine Proportionalität zwischen den beiden Größen nicht erkennen. Die Werte schwanken allesamt um 70 herum, insgesamt scheint der Gain also

zwischen den einzelnen Peaks recht stabil zu sein, was Messungen für andere Temperaturen und Überspannungen auch bestätigen.

3.3 Abhängigkeiten der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit

Der optische Crosstalk ist ein spezielles Phänomen bei SiPMs. Die lawinenartige Verstärkung in einem Mikropixel kann zur Emission von Licht führen, typischerweise ~ 10 Photonen pro Ereignis. Diese Photonen können dann auf andere Pixel treffen, wodurch ein einzelnes Ereignis mehrfach registriert werden kann. Optischer Crosstalk stellt für den Einsatz im CTA ein großes Problem dar, da das SiPM zum Zählen von Events verwendet wird, was durch Crosstalk - Photonen natürlich fehleranfällig wird. Im Folgenden wird jeweils die Wahrscheinlichkeit von mindestens einem Crosstalk - Photon betrachtet.

Um den Crosstalk herauszufinden, wurden die ersten Peaks des Spektrums mit einer Poisson - Verteilung gefittet, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Crosstalk - Photonen verzerren diese Poisson - Verteilung, was von dem Fit berücksichtigt wird. 1ph+ crosstalk bedeutet, dass mindestens ein Crosstalk - Photon detektiert wurde, 2ph+ crosstalk mindestens zwei und so weiter.

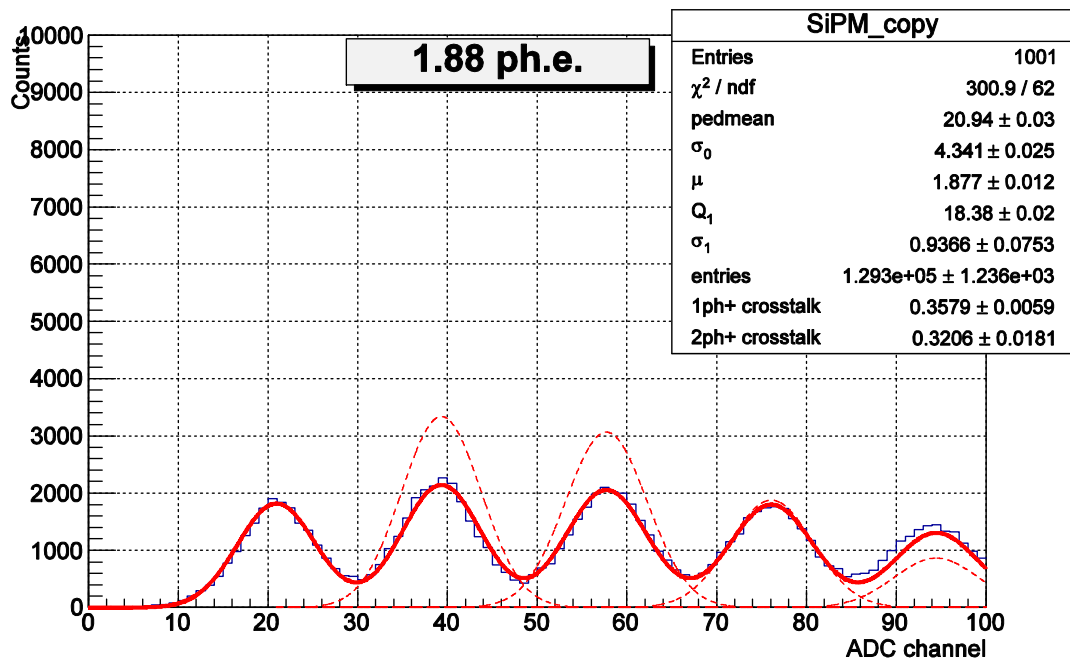


Abbildung 3.10: Crosstalkfit, wobei die gestrichelte Linie für die Einfallssverteilung steht

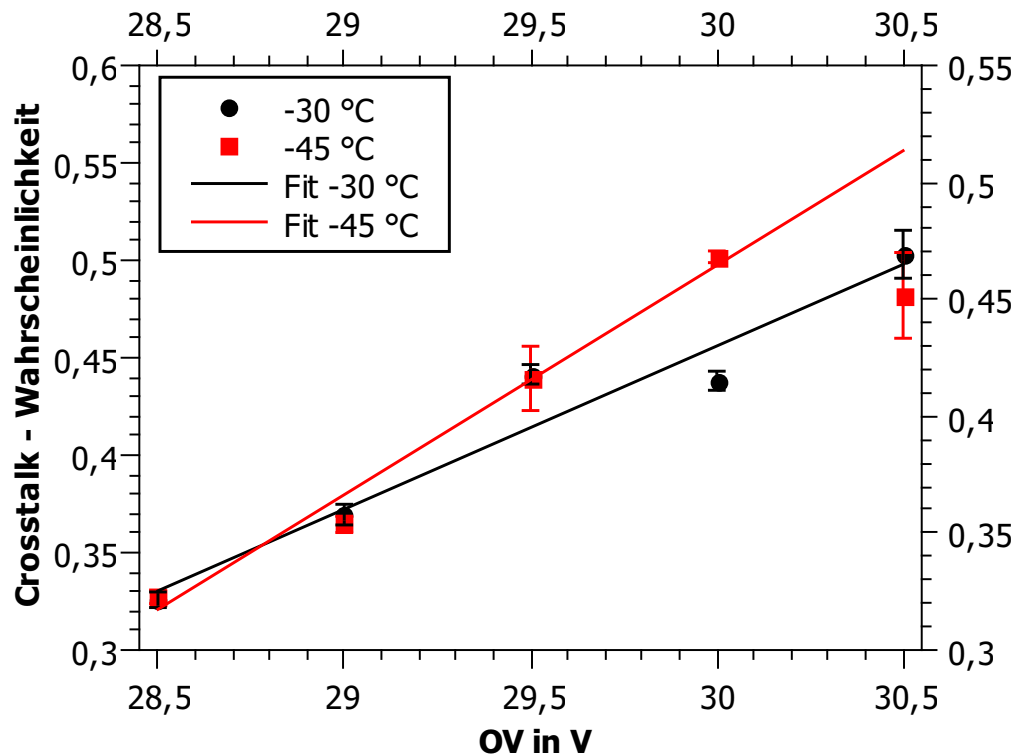


Abbildung 3.11: Entwicklung des Crosstalks für zwei verschiedene konstante Temperaturen bei Änderung der Spannung

3.3.1 Spannungsabhängigkeit der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit

Die Abhängigkeit der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit von der Spannung wird in Abbildung 3.11 für Temperaturen von -30 °C und -45 °C dargestellt. Zu erkennen ist ein linearer Anstieg der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit mit der Überspannung mit einer Steigung von $8,375 \cdot 10^{-2}$ für -30 °C und 0,1176 für -45 °C.

3.3.2 Temperaturabhängigkeit der Crosstalk - Wahrscheinlichkeit

Zudem wurde die Wahrscheinlichkeit von Crosstalk auch in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht. Dabei konnte leider keine Proportionalität festgestellt werden, wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist.

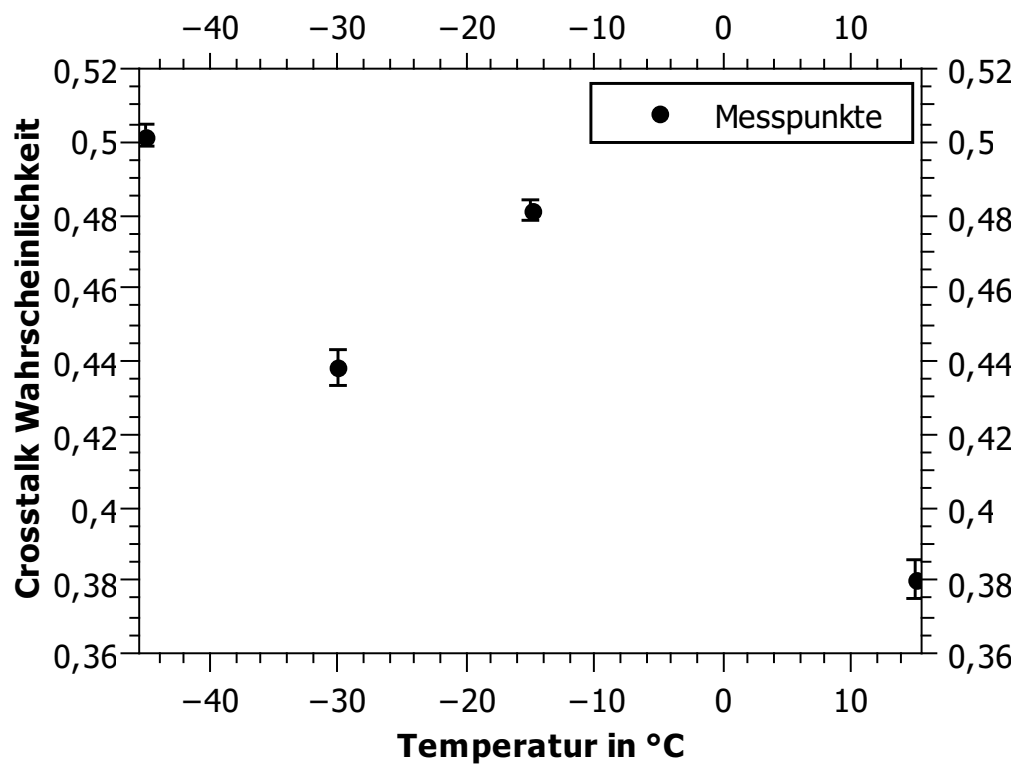


Abbildung 3.12: Temperaturabhängigkeit des Crosstalks

4 Zusammenfassung und Fazit

Zum Schluss werden die Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und kurze Überlegungen angestellt, welche Konsequenzen sich daraus für die Messungen mit dem Cherenkov - Telescope - Array ergeben.

Es wurden Methoden untersucht, wie die Auflösung einzelner Photonen im SiPM und somit die Funktionsfähigkeit des CTA insgesamt verbessert werden kann. Herausgefunden wurde, dass die Auflösung des Messaufbaus sowohl von der Temperatur als auch von der anliegenden Überspannung abhängt. Diese Parameter sollten also nach Möglichkeit konstant gehalten oder zumindest erfasst werden, um fehlerhafte Messungen zu verhindern, welche durch eine falsche Annahme der Umgebungsparameter der SiPMs leicht entstehen können. Wichtig wird insbesondere eine leistungsstarke externe Kühlung der SiPMs sein, da die Dark - Count - Rate damit deutlich reduziert werden kann. Allgemein ist die Temperaturempfindlichkeit eines der Hauptprobleme der SiPMs.

Herausgefunden wurde auch, dass für diesen Anwendungsbereich von SiPMs eine große Herstellerabhängigkeit existiert. Während das Gerät der Firma Hamamatsu - vermutlich aufgrund einer deutlich erhöhten Dark - Count - Rate - keine verwertbaren Ergebnisse lieferte, konnten mit dem KETEK - Gerät einige sehr gute Aufnahmen gemacht werden. Temperaturabhängigkeit und Dark - Count bleiben allerdings auch dann ein Problem.

Positiv hingegen ist, dass sich durch Variation von Temperatur und Überspannung der Gain wie erwartet gut steuern lässt. Dies ist für den Einsatz im CTA wichtig.

Abschließend kann hervorgehoben werden, dass die Ausleseelektronik des TARGET - Moduls sich in diesem Rahmen auf jeden Fall für den Einsatz mit SiPMs bewährt hat. Einem Einsatz des Moduls im CTA steht aus Sicht dieser Arbeit also nichts im Weg. Mit der hier gezeigten Leistungsfähigkeit sowie den niedrigen Kosten pro Kanal kann er einen bedeutenden Beitrag zur Realisierung des CTA - Projekts leisten.

5 Abkürzungsverzeichnis

AGN = Active Galactic Nuclei

INTEGRAL = International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory

H.E.S.S = High Energy Stereoscopic System

MAGIC = Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Cherenkov Telescopes

IACT = Imaging Air Cherenkov Telescope

CTA = Cherenkov Telescope Array

VHE = Very High Energy

VERITAS = Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

PMT = Photomultiplier tube

SiPM = Silicon Photomultiplier

TARGET = TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET)

ASIC = application-specific integrated circuit

OV = Overvoltage

6 Abbildungsverzeichnis

1.1 Transparenz der Erdatmosphäre [2]	6
1.2 Cherenkov- Kegel [3]	7
1.3 Funktionsweise eines IACT [4]	9
1.4 Teilchendetektion bei Vollmond durch FACT [5]	10
2.1 Frontalansicht eines SiPM	14
2.2 Schaltplan eines SiPM	15
2.3 Puls eines Hamamatsu SiPMs	16
2.4 TARGET - Modul	17
2.5 Puls eines Ketek SiPMs	18
3.1 Flächenhistogramm -45 °C	19
3.2 Amplitudenhistogramm -45 °C	20
3.3 Flächenhistogramm 0 °C	21
3.4 Amplitudenhistogramm 0 °C	22
3.5 Breiteentwicklung bei Änderung der Temperatur	23
3.6 Entwicklung der Breite in Abhängigkeit von der Spannung	24
3.7 Gainentwicklung bei Änderung der Temperatur	25
3.8 Gainentwicklung bei Änderung der Spannung	26
3.9 Entwicklung des Gains bei unterschiedlichen Peaks	27
3.10 Crosstalkfit	28
3.11 Entwicklung des Crosstalks bei Änderung der Spannung	29
3.12 Temperaturabhängigkeit des Crosstalks	30

Literaturverzeichnis

- [1] <https://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0506/skripte/cosmics06.pdf>. Accessed August 27, 2016.
- [2] [https://en.wikipedia.org/wiki/Absorption_\(electromagnetic_radiation\)#/media/File:Atmospheric_electromagnetic_opacity.svg/](https://en.wikipedia.org/wiki/Absorption_(electromagnetic_radiation)#/media/File:Atmospheric_electromagnetic_opacity.svg/). Accessed August 07, 2016.
- [3] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6b/Cherenkov.svg/>. Accessed August 07, 2016.
- [4] http://isdc.unige.ch/cta/images/outreach/cherenkov_technique.jpg.
- [5] https://inspirehep.net/record/1304918/files/plots_FACTMoon.png. Accessed August 29, 2016.
- [6] http://www.hamamatsu.com/sp/hc/osh/osh_0101_000_figure02a.gif. Accessed August 29, 2016.
- [7] <http://www.sensl.com/downloads/ds/TN>. Accessed August 23, 2016.
- [8] <http://www.ketek.net/products/sipm/>. Accessed August 23, 2016.
- [9] *Innovative camera records cosmic rays during full moon*. <http://cerncourier.com/cws/article/cern/47816>. Accessed August 29, 2016.
- [10] *Single Photon Counting*. https://www.rp-photonics.com/single_photon_counting.html. Accessed August 21.
- [11] A. BOUVIER, L. GEBREMEDHIN, C. JOHNSON A. KUZNETSOV D. A. WILLIAMS N. OTTE R. STRAUSBAUGH N. HIDAKA H. TAJIMA J. HINTON R. WHITE M. ERRANDO R. MUKHERJEE: *Photosensor Characterization for the Cherenkov Telescope Array: Silicon Photomultiplier versus Multi-Anode Photomultiplier Tube*.
- [12] HELLER, TOBIAS: *Verbesserung der Ladungsauflösung einer Gamma - Strahlungskamera*.
- [13] HOFMANN, WERNER: *Die Zukunft der Gamma-Astronomie: das Cherenkov Telescope Array (CTA) Projekt*.
- [14] L. TIBALDO, J. A. VANDENBROUCKE, A. M. ALBERT S. FUNK T. KAWASHIMA M. KRAUS A. OKOMURA L. SAPOZHNIKOV H. TAJIMA G. S. VARNER T. WU A. ZINK: *TARGET: toward a solution for the readout electronics of the Cherenkov Telescope Array*.
- [15] M. K. DANIEL, R. J. WHITE, D. BERGE J. BUCKLEY P. M. CHADWICK G. COTTER S. FUNK T. GREENSHAW N. HIDAKA J. HINTON J. LAMPINGTON S. MARKOFF P. MOORE S. NOLAN S. OHM A. OKUMURA D. ROSS L. SAPOZHNIKOV J. SCHMOLL P. SUTCLIFFE J. SYKES H.

- TAJIMA G. S. VARNER J. VANDENBROUCKE J. VINK D. WILLIAMS:
A Compact High Energy Camera for the Cherenkov Telescope Array.
- [16] M. TESHIMA, B. DOLGOSHEIN, R. MIRZOYAN J. NINCOVIC E. POPOVA: *SiPM development for Astroparticle Physics applications.*

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die mir im Rahmen meiner Bachelorarbeit zur Seite gestanden und mich unterstützt haben:

- Prof. Dr. Stefan Funk für die Überlassung des Themas der Arbeit
- meinem Betreuer Manuel Kraus für die sehr kompetente und angenehme Betreuung der Arbeit
- meiner Arbeitsgruppe für viele Gespräche und Aktivitäten während der Zeit der Bachelorarbeit
- meinen Büromitbewohnern für eine konzentrierte und doch angenehme Arbeitsatmosphäre
- meinen Freunden für angenehme Zerstreuung in den Essens - und Kaffeepausen
- meiner Familie für die Unterstützung während des Studiums

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den .09.2016