Inhalt

Einleitung

Unter kosmischer Höhenstrahlung versteht man Teilchen, die aus allen Richtungen des Weltalls auf die Erde treffen. Sie besteht zum einen aus energiereichen geladenen Teilchen wie Protonen, Atomkernen und geladenen Leptonen, zum anderen aus elektrisch neutralen Teilchen, wie γ-Quanten, Neutronen und Neutrinos. Nachgewiesen wurde die kosmische Höhenstrahlung erstmals 1912 durch ein Ballonexperiment von Viktor Hess. Die energiereiche Höhenstrahlung war lange Zeit die einzige Quelle neuer Teilchen in der Hochenergiephysik. Beispielsweise wurde das Myon 1937 von Anderson und Neddermeyer mit einer Blasenkammer in der kosmischen Höhenstrahlung entdeckt [All] [Gaisser] [Sok]. Seit der Entdeckung der kosmischen Höhenstrahlung sucht man nach Modellen ihrer Quellen und den zugrunde liegenden Beschleunigungsmechanismen, welche die Teilchen auf solch hohe Energien bringen.
Bei der direkten Suche nach Quellen der kosmischen Strahlung helfen geladene Teilchen (Protonen, Fe-Kerne ...) mit Energien unterhalb von 10^{17} eV wenig, da diese auf ihrem Weg durch das Weltall durch das ungerichtete und chaotische galaktische Magnetfeld zu stark abgelenkt werden, so daß die Richtungsinformation verloren geht. Die neutralen Teilchen (γ-Quanten, Neutronen und Neutrinos) sind für diese Zwecke besser geeignet. Experimente, wie *AMANDA* oder *DUMAND* [DUAM], haben es sich zur Aufgabe gemacht, hochenergetische Neutrinos, die nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen, nachzuweisen. Die Neutronen zerfallen aufgrund ihrer Halbwertszeit von einigen Minuten sehr schnell und gelangen daher nur bei Energien oberhalb von 10^{17} eV in genügend großer Zahl zur Erde. Im Gegensatz zu den Neutrinos sind die γ-Quanten vergleichsweise leicht nachzuweisen. Das führte dazu, daß in den letzten zwei Jahrzehnten ein neues Teilgebiet der Physik, die sogenannte *Gamma*-Astronomie, immer mehr an Bedeutung gewann.
Bei den Nachweismethoden der kosmischen Höhenstrahlung muß man zwischen direkten und indirekten Nachweismethoden unterscheiden:
Zum Nachweis von γ-Quanten im Energiebereich zwischen 10^8 und 10^{10} eV greift man auf Satellitenexperimente zurück, um von den störenden Einflüssen der Erdatmosphäre frei zu werden. Solche Experimente haben den Nachteil, daß sie entsprechend kostspielig sind. Ein Beispiel für ein solches Experiment ist das Compton-

Observatorium (GRO), das seit 1991 in Betrieb ist [Sch]. In den ersten 1 1/2 Jahren des Betriebes gelang diesem Experiment eine komplette Himmelsdurchmusterung. Dadurch konnten einige bis dahin unbekannte Quellen im GeV-Bereich entdeckt werden. Da die Nachweisfläche eines solchen Satellitenexperimentes naturgemäß begrenzt ist (etwa 2000 cm^2 bei EGRET auf GRO) und das Energiespektrum der γ-Quanten mit einem Potenzgesetz abfällt, sind solche Experimente ungeeignet, um noch höherenergetische γ-Quanten mit genügend hoher statistischer Signifikanz nachzuweisen.
In diesem Fall muß man auf indirekte Nachweismethoden zurückgreifen. Dabei wird die Erdatmosphäre als Teil des Detektors ausgenutzt. Bei Energien oberhalb von 10^{12} eV gelangen die Sekundärteilchen (Elektronen und Positronen), die in einem Luftschauer gebildet werden, bis zur Erdoberfläche, so daß diese nachgewiesen werden können. Das bei der Schauerbildung in der Erdatmosphäre entstehende Čerenkov-Licht gelangt jedoch immer bis auf den Erdboden, so daß man durch dessen Nachweis die Energieschwelle auf etwa 10^{11} eV reduzieren kann. Der Vorteil dieser Methode liegt darin begründet, daß die effektive Nachweisfläche nicht durch die Detektorgröße, sondern durch die Lateralverteilung des Čerenkov-Lichtes gegeben ist. Bei einem abbildenden Čerenkov-Teleskop wird das Čerenkov-Licht durch eine Spiegelanordnung auf eine Kamera fokussiert, die in der Brennebene der Spiegel angebracht ist. Die Kamera besteht aus einer Matrix von Photomultipliern. Ein Luftschauer entwirft in der Kamera eine charakteristische Verteilung des Čerenkov-Lichtes anhand derer man das Primärteilchen identifizieren kann. Der Nachteil einer solchen Technik ist zum einen die relativ kurze effektive Meßzeit. Da man auf absolute Dunkelheit angewiesen ist, kann man nur in mondlosen, klaren Nächten Messungen durchführen. Zum anderen ist das Gesichtsfeld eines Čerenkov-Teleskops relativ klein (typischerweise einige Grad), so daß das Teleskop immer auf die zu beobachtende Quelle ausgerichtet sein muß.
Diese Nachweistechnik macht sich die HEGRA-Kollaboration (**H**igh-**E**nergy-**G**amma-**R**ay-**A**stronomy) bei dem Betrieb der Čerenkov-Teleskope auf der kanarischen Insel La Palma zunutze. Eine Aufnahme eines zur Zeit in La Palma betriebenen Čerenkov-Teleskops ist in Abb. 0.1 zu sehen. Der Standort La Palma wurde ausgewählt, weil dort schon eine Infrastruktur vorhanden war, das Gelände in großer Höhe (2200 m) liegt und es dort eine große Anzahl klarer, wolkenloser Nächte gibt. Desweiteren können in La Palma aufgrund der geographischen Breite einige potentielle γ-Quellen, wie den Crab-Nebel, bei kleinen Zenitwinkeln beobachtet werden.
Im Laufe des Jahres 1995 soll auf La Palma ein System von fünf Teleskopen installiert werden. Im Zuge dieser Planungen entwickelte sich auch die Aufgabenstellung für die vorliegende Arbeit, nämlich die Optimierung der Signalauslese mit verschiedenen Digitalisierungsmethoden. Dabei liegt die Schwierigkeit darin, daß es sich um

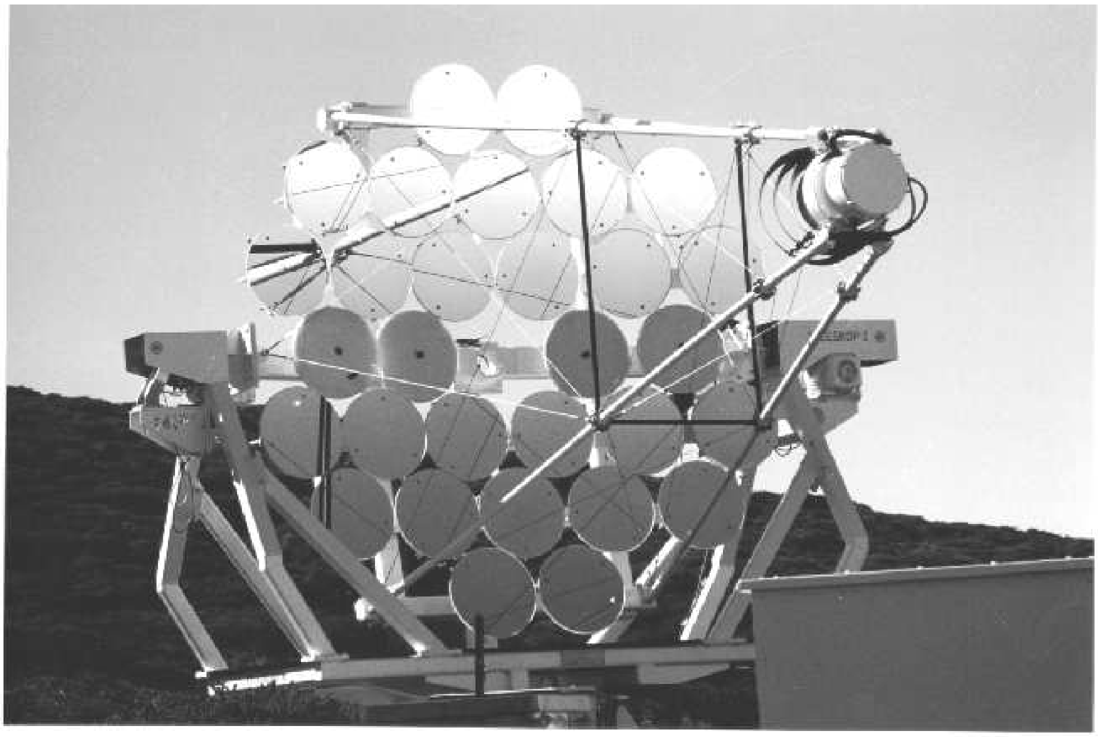


Abbildung 0.1: *HEGRA-Čerenkov-Teleskop.*

sehr schnelle Photomultiplier-Signale mit kleiner Amplitude handelt, die zusätzlich von dem Hintergrundlicht des Nachthimmels überlagert sind.
Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf dem Vergleich zweier verschiedener digitaler Signalerfassungssysteme: Einem konventionellen System, bestehend aus einem ADC und einem TDC, und dem Flash ADC-System. Ein Flash ADC-System tastet ein analoges elektrisches Signal in festen Zeitabständen ab und legt die so erhaltenen digitalen Werte in einem Speicherelement ab. Dadurch erhält man eine Information über die Form des Signals und damit eine Information über die Ankunftszeit des Signals. Aufgrund der Speichertiefe eines Flash ADC-Systems ergibt sich eine Zeitspanne von typischerweise einigen μs für eine Triggerentscheidung. Der Nachteil eines Flash ADC-Systems liegt in dem begrenzten dynamischen Bereich und der, im Vergleich mit einem herkömmlichen TDC, schlechteren Zeitauflösung.
Im ersten Kapitel werden zunächst grundsätzliche Fakten über atmosphärisches Čerenkov-Licht und deren Konsequenzen für den Aufbau eines abbildenden Čerenkov-Teleskops erörtert. Im zweiten Kapitel werden die theoretischen Grund-

lagen erarbeitet, die notwendig sind um die später erörterten Meßergebnisse quantitativ verstehen zu können. In Kapitel drei und vier werden mit dem Photomultiplier und den Kabeln zwei wichtige Komponenten der Auslesekette der Čerenkov-Teleskope vorgestellt. Die beiden letzten Kapitel befassen sich mit den Meßergebnissen bezüglich der Amplituden- und Zeitauflösung eines konventionellen Systems und eines Flash ADC-Systems.

Kapitel 1

Čerenkov-Teleskope

Trifft ein hochenergetisches Teilchen (Atomkern, Proton, Elektron, γ...) auf die Erdatmosphäre, so wird es mit den Atomen und Molekülen der Luft wechselwirken. Dabei entstehen weitere Teilchen, die ihrerseits wieder durch inelastische Stöße weitere Teilchen produzieren können. In diesem so entstandenen Teilchenschauer haben die Teilchen eine Geschwindigkeit, die größer sein kann als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium Luft. Die geladenen Teilchen regen dann das Medium dazu an Čerenkov-Licht abzustrahlen. Dieses soll mit den Čerenkov-Teleskopen in La Palma in einer Höhe von 2200m über Meereshöhe nachgewiesen werden.

1.1 Luftschauer

Luftschauer werden nur zu einem kleinen Teil ($\approx$ 0.1%) von hochenergetischen γ-Quanten ausgelöst. Der weitaus größte Anteil der hochenergetischen kosmischen Strahlung wird von Hadronen (Protonen, Kerne) gestellt. Daher muß man bei der Betrachtung von Luftschauern außer der elektromagnetischen Wechselwirkung auch noch die schwache und starke Wechselwirkung berücksichtigen. Die Entwicklung eines Luftschauers kann man sich folgendermaßen vorstellen:
Trifft ein Proton auf die Erdatmosphäre, so wird es mit den Stickstoff- und den Sauerstoffmolekülen der Luft inelastische Stöße ausführen. Die mittlere freie Weglänge eines Protons in Luft beträgt 80 g cm^{-2} [Gaisser]. Im Mittel wird es also 12 Stöße erleiden bis es Meereshöhe erreicht. Bei jedem dieser Stöße entstehen Sekundärteilchen. Nach dem Modell des *leading nucleon* werden dabei etwa 50% der Primärenergie von einem einzigen Sekundärteilchen (Hyperon oder Nukleon) weggetragen. Die übrige Energie wird von den restlichen Sekundärteilchen davongetragen. Dabei entstehen vor allem leichte Mesonen (Pionen, Kaonen) sowie Hyperonen und Nukleonen. Unter den entstehenden Sekundärteilchen muß man zwischen stabilen und kurzlebigen

Teilchen unterscheiden. Die wichtigsten kurzlebigen Teilchen sind die Pionen. Die geladenen Pionen zerfallen gemäß:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \qquad \tau_{\pi^\pm} = 2.6 \cdot 10^{-8}\mathrm{sec}$$

oder erleiden Reaktionen der folgenden Art

$$\pi^\pm + X \longrightarrow Hadronen + Y$$

wobei X, Y Atomkerne sind. Unter den entstandenen Hadronen können sich auch neutrale Pionen befinden, die folgendermaßen zerfallen:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \qquad \tau_{\pi^0} = 0.9 \cdot 10^{-16}\mathrm{sec}$$

Die entstandenen Myonen können ihrerseits zerfallen:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \overline{\nu_\mu} + \nu_e$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \overline{\nu_e} \qquad \tau_{\mu^\pm} = 2.2 \cdot 10^{-6}\mathrm{sec}$$

Wegen der kurzen Lebensdauer zerfallen die neutralen Pionen praktisch am Ort ihrer Entstehung in zwei Photonen (zu 98.8%). Diese Photonen sorgen für einen elektromagnetischen Beitrag innerhalb eines hadronischen Schauers. Die grundlegenden Prozesse bei der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers sind Paarbildung und Bremsstrahlung. Ein elektromagnetischer Schauer stirbt also aus, wenn die Energie E_γ der durch Bremsstrahlung produzierten γ-Quanten zu klein ist, um durch Paarbildung weitere e^+e^--Paare zu bilden (E_γ <1.022 MeV). Die Strahlungslänge in Luft (X_0=37.1 g cm^{-2}) ist kleiner als die nukleare Strahlungslänge λ_N. Deswegen entwickeln sich elektromagnetische Schaueranteile schneller als die hadronischen Anteile, so daß mehr als 90% der Schauerteilchen der elektromagnetischen Komponente angehören. Ein Luftschauer, der durch ein primäres hochenergetisches γ-Quant ausgelöst wird, ist rein elektromagnetischer Natur. Dieser Umstand kann ausgenutzt werden, um einen von einem γ-Quant ausgelösten Schauer von einem hadronischen Schauer zu unterscheiden.

1.2 Čerenkov-Licht von Luftschauern

1.2.1 Der Čerenkov-Effekt

Es würde über den Rahmen der Arbeit hinausgehen, an dieser Stelle eine ausführliche Herleitung des Čerenkov-Effekts zu geben. Eine detaillierte Darstellung findet

sich z.B. in [Jelley]. Hier soll nur das Grundprinzip des Čerenkov-Effekts skizziert werden.
Der Čerenkov-Effekt tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem entsprechenden Medium ist. Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein Medium, so werden die Atomhüllen in der Nähe der Teilchenbahn deformiert und polarisiert. Ist das Teilchen wieder weit genug entfernt, kehren die Atome wieder in ihren alten Zustand zurück. Dabei strahlen sie nach den Gesetzen der Elektrodynamik einen elektromagnetischen Puls aus. Ist die Teilchengeschwindigkeit jedoch kleiner als die Lichtgeschwindigkeit in dem entsprechenden Medium, so bildet sich keine konstruktive Interferenz aus, und im Fernfeld ist keine Strahlung mehr vorhanden. Wird aber die Lichtgeschwindigkeit des Mediums übertroffen, kommt es zu konstruktiver Interferenz in einer bestimmten Richtung relativ zur Teilchenbahn. Zur anschaulichen Erklärung dieses Sachverhaltes dient Abb. 1.1.

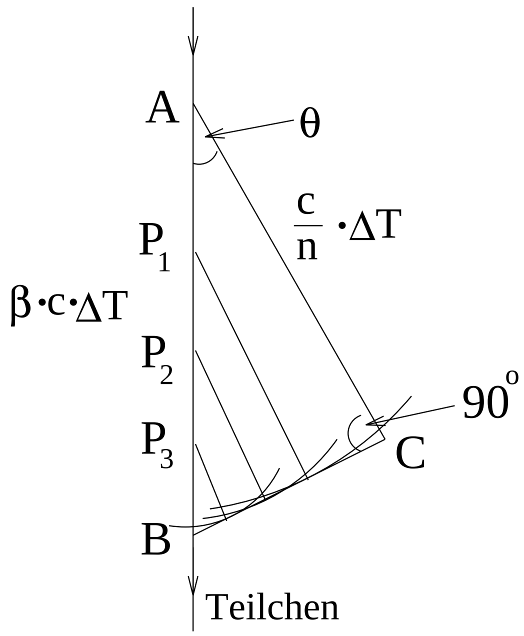


Abbildung 1.1: *Schematische Darstellung des Čerenkov-Effekts.*

Konstruktive Überlagerung in einer Wellenfront kommt gemäß dem Huygensschen Prinzip zustande. Čerenkov-Strahlung wird also immer unter einem Winkel θ relativ zur Teilchenbahn abgestrahlt. Dieser Čerenkov-Winkel θ hängt nur von der Teilchengeschwindigkeit v und dem Brechungsindex n des Mediums ab und ist leicht aus der Geometrie herzuleiten. Damit sich die Wellenfront $\overline{CB}$ aufbaut, muß das Teilchen in der gleichen Zeit von A nach B gelangen, wie das Licht von A nach C benötigt. Um von A nach B zu gelangen braucht das Teilchen die Zeit

$$t = \frac{\overline{AB}}{v} \qquad \text{mit} \qquad v > \frac{c}{n}$$

Dabei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Das Licht benötigt von A nach C die Zeit

$$t = \frac{\overline{AC}}{c/n} = \frac{\overline{AC}}{c} \cdot n$$

Unter Verwendung von

$$\cos\theta = \frac{\overline{AC}}{\overline{AB}} \qquad \text{und} \qquad \beta = \frac{v}{c}$$

erhält man die wichtige Čerenkov-Beziehung

$$\cos\theta = \frac{1}{n \cdot \beta} \tag{1.1}$$

Ausgehend von dieser einfachen grundlegenden Beziehung kann man weitere wichtige Eigenschaften der Čerenkov-Strahlung herleiten:

- Für ein Medium mit Brechungsindex n gibt es eine Schwellengeschwindigkeit $\beta_{\check{C}} = 1/n$, ab der Čerenkov-Strahlung emittiert wird. Für ein Teilchen der Masse m ergibt sich dadurch eine Schwellenenergie $E_{\check{C}}$, für die gilt :

$$E_{\check{C}} = \frac{m \cdot c^2}{\sqrt{1-(1/n)^2}} \tag{1.2}$$

  In diesem Grenzfall wird das Čerenkov-Licht in Vorwärtsrichtung abgestrahlt.

- Im Grenzfall ultrarelativistischer Teilchen mit $\beta = 1$ ergibt sich der maximale Čerenkov-Winkel θ_{max}, der gegeben ist durch :

$$\theta_{max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \tag{1.3}$$

  Auf Meereshöhe beträgt dieser $\theta_{max} = 1.38°$.

- Der Frequenzbereich des Čerenkov-Lichtes liegt im sichtbaren und den angrenzenden Bereichen. Der Grund dafür ist, daß der Brechungsindex $n > 1$ sein muß, um die Gleichung 1.1 zu erfüllen. Im Frequenzbereich des Röntgenlichtes gilt aber für die meisten Medien $n < 1$, so daß es keine Čerenkov-Strahlung in diesem Frequenzbereich gibt. Im Bereich $n > 1$ gilt für die Intensität $I(\lambda)$ des Čerenkov-Lichtes als Funktion der Wellenlänge λ :

$$I(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{1.4}$$

1.2.2 Atmosphärisches Čerenkov-Licht

Die in Kapitel 1.2.1 dargelegten Grundlagen werden nun für geladene Teilchen verwendet, die Teil eines Luftschauers sind. Die wichtigsten Zusammenhänge kann man aus einem vereinfachenden Modell, das von *Galbraith* und *Jelley* [Jelley] vorgeschlagen wurde, herleiten. Dieses Modell geht von den folgenden Vereinfachungen aus:

- Alle Schauerteilchen bewegen sich parallel zur Achse des Primärteilchens.
- Vernachlässigung der Vielfachstreuung.

Im wesentlichen bedeuten diese Annahmen, daß die laterale Verteilung eines Schauers vernachlässigt werden kann, so daß sich der ganze Schauer im Prinzip wie ein Einzelteilchen verhält. Desweiteren muß man noch in Betracht ziehen, daß die Dichte ϱ und damit der Brechungsindex n der Atmosphäre von der Höhe h abhängt. Unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre gilt der exponentielle Zusammenhang zwischen der Dichte ϱ und der Höhe h, der durch die barometrische Höhenformel gegeben ist :

$$\varrho(h) = \varrho_0 \cdot e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{1.5}$$

Dabei ist die Dichte auf Meereshöhe $\varrho_0 = 1.225 \frac{kg}{m^3}$ und die Skalierungshöhe $h_0 \approx 8.4$ km. Für die Höhenabhängikeit des Brechungsindexes ergibt sich damit :

$$n(h) = 1 + \eta_0 \cdot e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{1.6}$$

Dabei ist $\eta_0 = n_0 - 1 = 2.9 \cdot 10^{-4}$, falls n_0 der Brechungsindex der Luft auf Meeresniveau ist. Als Folge davon ergibt sich, daß auch die Schwellenenergie für den Čerenkov-Effekt von der Höhe abhängt :

$$E_{\check{C}}(h) = \frac{m \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{(1+\eta_0 \cdot e^{-h/h_0})^2}}} \tag{1.7}$$

Die Abhängigkeit des maximalen Čerenkov-Winkels θ_{max} von der Höhe h nimmt die folgende Form an :

$$\theta_{max}(h) = \arccos\left(\frac{1}{1 + \eta_0 \cdot e^{-h/h_0}}\right) \tag{1.8}$$

Durch die Zunahme des Brechungsindexes mit abnehmender Höhe nimmt auch der Čerenkov-Winkel mit abnehmender Höhe zu. Dies führt insgesamt zu einem fokussierenden Effekt, da das Licht, wie in Abb. 1.2 zu sehen ist, in einem Kreisring auf dem Erdboden auftriff. Dort ist der Spezialfall eines senkrecht auf die Erdatmosphäre fallenden Teilchens gezeigt, das auf dem Weg von A nach B Čerenkov-Licht abstrahlt. Die Skalen der vertikalen und der horizontalen Achse sind dabei unterschiedlich gewählt. Das abgestrahlte Licht trifft in einem Kreisring mit den Radien r_1 und r_2 auf der Erdoberfläche auf. Geometrische Überlegungen zeigen, daß auf der Beobachtungshöhe von La Palma (2200 m) der maximale Lichtringradius bei $r_{max} \approx 120$m liegt. Dies bedeutet, daß selbst bei einem einzelnen Teilchen, trotz des sehr kleinen Čerenkov-Winkels ($\theta < 1.38°$), die laterale Verteilung des abgestrahlten Lichtes relativ breit ist.

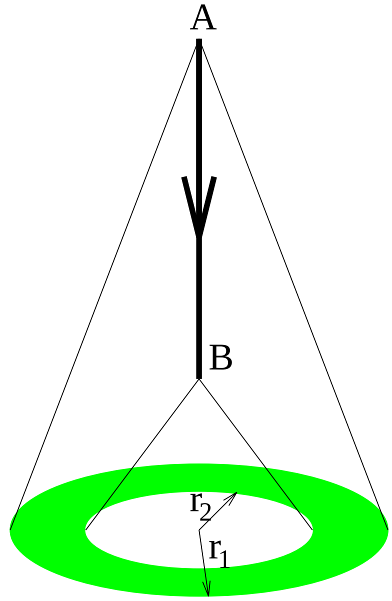


Abbildung 1.2: *Čerenkov-Lichtkreisringe am Erdboden.*

Betrachtet man nun als Erweiterung dieses Ein-Teilchen-Modells einen ganzen Schauer, so kann man sich das auf dem Erdboden auftreffende Čerenkov-Licht als Überlagerung vieler einzelner Kreisringe vorstellen. Die laterale Verteilung des Schauers und die durch Coulombstöße bedingte Winkelverteilung der Schauerteilchen wird dazu führen, daß die Lateralverteilung des Čerenkov-Lichtes breiter wird, und die Konturen des maximalen Lichtradius r_{max} unschärfer werden. Weitere Prozesse, die zur Verschmierung und Abschwächung des Čerenkov-Lichtes führen, sind die Streuung des Čerenkov-Lichtes selbst, sowie dessen Abschwächung durch:

- Rayleigh-Streuung

- Mie-Streuung
- Aerosol-Absorption
- Molekül-Absorption

Diese Prozesse sollen aber im Rahmen dieser Arbeit nicht näher erläutert werden. Eine genauere Darstellung findet man in [NM].

1.2.3 Zeitverteilung des Čerenkov-Lichtes

Ausgehend von den in Kapitel 1.2.2 erörterten Eigenschaften des von Luftschauern emittierten Čerenkov-Lichtes, kann man Rückschlüsse auf die Zeitverteilung des am Erdboden ankommenden Čerenkov-Lichtes ziehen:

- Da sich die geladenen Teilchen schneller bewegen als das Čerenkov-Licht selbst, kommt zuerst das in niedrigen Höhen emittierte Čerenkov-Licht auf dem Erdboden an. Dieses zuerst auftreffende Licht hat die geringste Abschwächung erfahren und ist am wenigsten gestreut worden.
- Danach kommt das Licht an, das aus größeren Höhen emittiert worden ist und damit entsprechend stärker abgeschwächt und gestreut worden ist.

Einfache Berechnungen [Jennings] ergeben, daß für die Zeitdifferenz $\Delta\tau$ zwischen den in der Höhe h_1 und in der Beobachtungshöhe h_2 emittierten Photonen in erster Näherung gilt:

$$\Delta\tau \approx \frac{h_0 \cdot \eta_0}{c} \left(e^{\frac{-h_1}{h_0}} - e^{\frac{-h_2}{h_0}} \right) \tag{1.9}$$

Für die Beobachtungshöhe von La Palma und einer Emissionshöhe von 10 km ergibt sich $\Delta\tau \approx 4$ ns. Die laterale Verteilung des Schauers und die Streuung des Čerenkov-Lichtes bewirkt eine Verbreiterung dieses Zeitintervalls. Die unterschiedliche Zeitverteilung aufgrund der unterschiedlichen longitudinalen Verteilung von hadronischen und γ-induzierten Schauern, bietet ein mögliches Unterscheidungskriterium der Schauertypen.

1.3 Abbildende Čerenkov-Teleskope

Ein abbildendes Čerenkov-Teleskop besteht aus einer Spiegelfläche und einer Kamera zur Erfassung des Čerenkov-Lichtes. Genau wie im Fall der meisten großen

optischen Teleskope wird das Licht durch die Spiegel abgebildet. Da das Čerenkov-Licht von Luftschauern sehr schwach ist und, wie in Kap. 1.2.3 gezeigt, innerhalb eines sehr kurzen Zeitraumes auftrifft, kann man nicht wie bei den optischen Teleskopen das Licht über einen längeren Zeitraum hinweg sammeln. Bei einem 2 TeV γ-Schauer beispielsweise kommen nur einige Hundert Čerenkov-Photonen pro m^2 auf dem Erdboden an. Deswegen muß die Spiegelfläche möglichst groß sein damit eine möglichst große Lichtmenge gesammelt werden kann.
In der Brennebene der Spiegelanordnung ist die Kamera angebracht. Das Licht, das aus einer bestimmten Richtung kommt, wird auf die Kamera fokussiert. Die Kamera besteht aus einer Matrix aus Photomultipliern, die die Lichtsignale in elektrische Signale umwandeln. Die Größe und die Anzahl der verwendeten Photomultiplier bestimmen die Auflösung und die Größe des Gesichtsfeldes der Kamera.
Ein Luftschauer erzeugt eine charakteristische Lichtverteilung in der Kamera. Eine solche Lichtverteilung kann in erster Näherung durch eine Ellipse approximiert werden. Durch Einführung geeigneter Bildparameter [Hillas] kann man Methoden entwickeln, um hadronische Schauer von γ-induzierten Schauern zu unterscheiden. Zu diesem Zweck sollte zum einen die Granularität der Kamera möglichst fein sein und zum anderen die Information, die jeder einzelne Photomultiplier liefert, exakt sein, damit die Bildparameter gut bestimmt werden können. Aus jedem elektrischen Signal, das ein Photomultiplier abgibt, sollte man so genau wie möglich auf die aufgetroffene Lichtmenge und die Ankunftszeit des Lichtes zurückschließen können. Durch unerwünschte Lichtquellen wird die Messung des eigentlichen Čerenkov-Lichtes gestört. Lichtquellen, die einen Beitrag zum Rauschen leisten, können verschiedenen Ursprungs sein:

- Im Gesichtsfeld der Kamera befinden sich oft Sterne, an deren Beobachtung man nicht interessiert ist, die aber dennoch für einen Lichthintergrund sorgen.
- Sternenlicht, das durch Streuung an Aerosolteilchen in der Erdatmosphäre in das Gesichtsfeld des Teleskops gelangt.
- Bei der Beobachtung galaktischer Quellen liefert das diffuse Licht der Milchstraße einen störenden Lichthintergrund.
- Terristische Lichtquellen können entweder direkt oder durch Lichtstreuung in der Atmosphäre auf die Kamera einstrahlen.
- Fluoreszenzlicht angeregter Moleküle in der Erdatmosphäre.
- Zodiakallicht, das durch Reflexion des Sonnenlichtes an einer dünnen Schicht kosmischen Staubes in der Ekliptikebene um die Sonne entsteht[Fett].

Die oben genannten störenden Lichtquellen werden im folgenden zusammenfassend als das Hintergrundlicht des Nachthimmels bezeichnet. Ein weiterer störender Faktor in diesem Zusammenhang sind die Myonen. Durchquert ein hochenergetisches Myon die Kamera, so kann das dazu führen, daß in einigen Photomultipliern elektrische Signale ausgelöst werden.

1.4 Die HEGRA-Čerenkov-Teleskope

1.4.1 Existierende Čerenkov-Teleskope

Zur Zeit befinden sich auf La Palma zwei HEGRA-Čerenkov-Teleskope. Das erste Teleskop wurde im September 1992 in Betrieb genommen [HEGRA]. Dieses Teleskop ist mit 18 Einzelspiegeln versehen, die einen Durchmesser von 60 cm haben, so daß sich eine gesamte Spiegelfläche von $5m^2$ ergibt. Es handelt sich dabei nicht etwa um parabolische Spiegel, die bei parallelen Lichtstrahlen das beste Abbildungsverhalten zeigen, sondern um sphärische Spiegel auf einer speziellen Montierung, da mit einem Čerenkov-Teleskop divergentes Licht beobachtet wird. Die verwendeten Spiegel haben einen Krümmungsradius von 10 m. Die Reflektivität der Spiegel beträgt im interessierenden Spektralbereich von 300 bis 600 nm über 84%. Die Kamera bestand ursprünglich aus 37 Photomultipliern. Das Gesichtsfeld eines einzelnen Pixels war 0.43°, so daß sich das gesamte Gesichtsfeld der Kamera auf 3.0° belief. Das Pixel bestand dabei aus dem Photomultiplier und einem Lichtleiter aus Plexiglas, der vor der Kathode des Photomultipliers angebracht war. Diese Lichtleiter haben den Nachteil, daß die Myonen, die sie durchqueren, Čerenkov-Licht erzeugen und damit im Photomultiplier elektrische Signale produzieren.
Im Dezember 1994 wurde diese Kamera durch eine 127-Pixel-Kamera ersetzt, um eine Verbesserung der Auflösung der Lichtverteilung in der Kamera zu erreichen. Die neue Kamera hat ein Gesichtsfeld von 3.25°, wobei jedes einzelne Pixel 0.25° beiträgt. Die Lichtleiter wurden durch Lichttrichter hoher Reflektivität ersetzt, um das oben erwähnte Problem der Myonen zu unterdrücken.
Das zweite Teleskop wurde Ende des Jahres 1993 aufgebaut und im Dezember 1993 in Betrieb genommen. Dieses Teleskop ist mit 30 Einzelspiegeln versehen, die die gleichen Eigenschaften wie die des ersten Teleskops haben. Die gesamte Spiegelfläche beträgt damit 8.5 m^2. Die Kamera wurde mit 61 Photomultipliern bestückt, wobei das Gesichtsfeld eines einzelnen Photomultipliers 0.43° beträgt. Das Gesichtsfeld der Kamera beläuft sich damit auf 3.9°. Bei diesem Teleskop kommen ebenfalls die Lichtleiter aus Plexiglas zum Einsatz. Um das Problem der Myonen zu umgehen, sind die Seitenwände und der Boden der Kamera von einem Myon-Veto-Zähler umgeben, um die Myonen als solche identifizieren zu können.

Die Photomultipliersignale beider Teleskope werden von Le Croy 2249A ADCs verarbeitet. Die Gate-Länge beträgt 30 ns und die Diskriminatorschwelle für ein einzelnes Pixel liegt bei 20 Photoelektronen. Ein Teleskop wird ausgelesen, wenn mindestens 2 Pixel innerhalb von 13 ns über der Diskriminatorschwelle liegen. Beide Teleskope werden unabhängig voneinander betrieben, so daß die nachgewiesenen Schauer erst später bei der Datenanalyse im Hinblick auf Koinzidenzen untersucht werden können.

1.4.2 Geplante Čerenkov-Teleskope

Es ist geplant 4 weitere Čerenkov-Teleskope auf La Palma in Betrieb zu nehmen. Diese sollen zusammen mit dem schon vorhandenen 2. Teleskop ein System von fünf Teleskopen bilden. Die Teleskope sollen dann wahlweise unabhängig voneinander oder in Koinzidenz betrieben werden. Das bedeutet, daß alle Teleskope ausgelesen werden, falls mindestens eines eine bestimmte Triggerbedingung erfüllt hat. Die geometrische Anordnung des Teleskopsystems ist in Abb. 1.3 aufgezeigt.

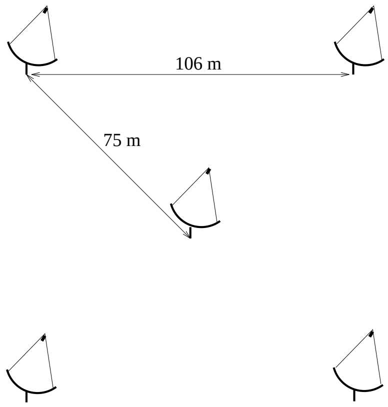


Abbildung 1.3: *Anordnung des Čerenkov-Teleskopsystems.*

Vier der Teleskope bilden ein Quadrat, in dessen Mitte sich das fünfte Teleskop befindet. Dieses zentrale Teleskop ist von den anderen Teleskopen etwa 75 m entfernt. Die Entfernungen der Teleskope untereinander wurden so gewählt, daß ein Schauer, der vom zentralen Teleskop nachgewiesen wird, auch die anderen Teleskope ansprechen läßt. Das erste der vier neuen Teleskope soll im Frühjahr 1995 in La Palma installiert werden. Dieses Teleskop wird das zentrale Teleskop sein. Im Laufe des Jahres 1995 sollen dann die restlichen 3 Teleskope produziert und in La Palma aufgebaut werden. Danach wird das jetzige 2. Teleskop so umgerüstet werden, daß es

in dem geplanten Teleskopsystem mitlaufen kann.
Die Spiegelfläche der geplanten Teleskope wird genauso wie das momentane zweite Teleskop aus 30 Einzelspiegeln bestehen. Die neu entwickelte Kamera ist eine hochauflösende Kamera, die aus 271 Photomultiplier besteht. Da das Gesichtsfeld eines einzelnen Photomultipliers 0.25° beträgt, wird das Gesichtsfeld der Kamera 4.75° betragen. Eine schematische Darstellung der Anordnung der Photomultiplier findet sich in Abb. 1.4.

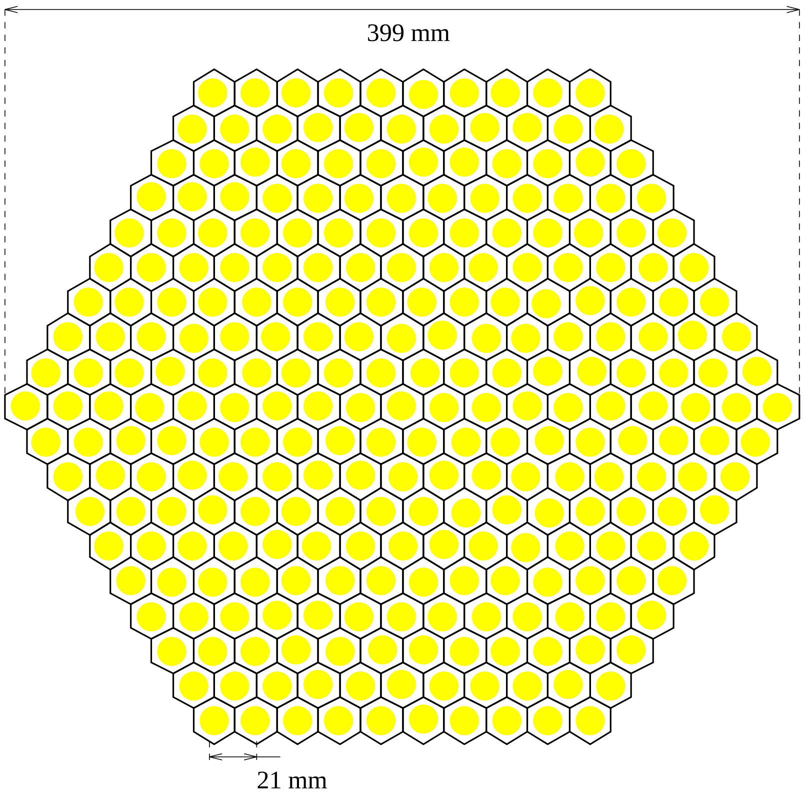


Abbildung 1.4: *Draufsicht auf die 271-Pixel-Kamera.*

In der Draufsicht erkennt man die sechseckigen Eintrittsflächen der Lichttrichter und die runden Flächen der lichtempfindlichen Photokathoden. Die Lichttrichter vollziehen den Übergang von einer sechseckigen zu einer runden Fläche, damit die Kamera über die gesamte Fläche eine homogene Lichtsensitivität aufweist. Durch die Verwendung der Lichttrichter anstelle der Lichtleiter aus Plexiglas reduziert man das oben erwähnte Problem der Myonen.
Bei dem Betrieb eines Čerenkov-Teleskopsystems erwartet man die folgenden Vorteile gegenüber dem Betrieb eines einzelnen Teleskops:

- Die unabhängige Bestimmung von Schauerauftreffpunkt und Schauerrichtung wird ermöglicht. Bei dem Betrieb von nur einem Teleskop ist dies nicht möglich. Durch die Kenntnisse dieser Schauerparameter sind neue Kriterien denkbar, um hadronische von γ-induzierten Schauern zu unterscheiden.

- Durch die Kenntnis der Schauerparameter und der gemessenen Lichtmenge erreicht man eine Verbesserung der Energieauflösung.

- Der Betrieb im Koinzidenzmodus wird die Zufallstriggerrate, ausgelöst durch das Hintergrundlicht des Nachthimmels oder durch Myonen, die die Kamera durchqueren, stark absenken.

1.5 Anforderungen an das Auslesesystem

Die Anforderungen an das Auslesesystem beruhen zum Teil auf der Absicht, die Teleskope im Koinzidenzmodus laufen zu lassen:

- Die Integrationszeit sollte zum einen möglichst kurz sein, um wenig Hintergrundlicht aufzusammeln, zum anderen muß sie lang genug sein, um das vollständige Čerenkov-Lichtsignal zu messen.

- Da die Čerenkov-Lichtsignale eine kurze Zeitdauer ($\approx$4ns) haben und damit sehr hohe Frequenzanteile (über 200 MHz) haben, muß die Auslesekette diese hohen Frequenzen übertragen können, damit die Zeitinformation eines Čerenkov-Lichtsignals möglichst genau erhalten bleibt. Dies bedeutet, daß der Frequenzgang der Auslesekette auch bei hohen Frequenzen (über 200 MHz) nicht stark abfallen sollte. Die Zeitinformation ist besonders im Hinblick auf die Triggerung der Teleskope von Bedeutung:
  Überschreitet innerhalb eines Zeitfensters die gemessene Lichtmenge in einer bestimmten Anzahl von Photomultipliern eine gewisse Schwelle, so ist die Triggerbedingung für ein einzelnes Teleskop erfüllt. Durch eine Verminderung der Zeitinformation über ein Čerenkov-Lichtsignal wird das Zeitfenster, innerhalb dessen die Koinzidenz geprüft wird, künstlich länger gemacht.

- Um die Zufallstriggerrate, ausgelöst durch das Hintergrundlicht des Nachthimmels, für ein einzelnes Teleskop möglichst niedrig zu halten, sind folgende Gesichtspunkte zu beachten:

  - Durch eine gute Zeitauflösung, also einer schnellen Verstärkungskette (s.o.), wird die Zufallstriggerrate unterdrückt.

  - Die Anwendung geschickter Triggerbedingungen. Man kann beispielsweise fordern, daß mindestens 2 der 271 Pixel innerhalb eines Zeitfensters eine bestimmte Lichtmenge anzeigen. Als Verbesserung dessen kann man sich die Topologie der Kamera zu Nutze machen und verlangen, daß die beiden Pixel benachbart sein müssen. Eine genaue Diskussion dieser Problematik findet man in [CK].

- Da die Elektronik für jedes einzelne Teleskop lokal an jedem Teleskop untergebracht ist, muß man beim Betrieb im Koinzidenzmodus die Kabellaufzeiten zwischen den Teleskopen beachten, die knapp eine μs betragen. Die Photomultipliersignale müssen daher ausreichend lange in einer Speichereinheit abgelegt sein, damit sie, im Fall einer positiven Triggerentscheidung, ausgelesen und weiterverarbeitet werden können. Diese Aufgabe wird von einem Flash ADC-System (Kapitel 2.1.2) erfüllt.

- Es ist eine zentrale Steuereinheit notwendig, bei der die einzelnen Teleskoptrigger gesammelt werden. Haben eine bestimmte Anzahl von Teleskopen innerhalb eines Zeitfensters ein Triggersignal geschickt, so wird an jedes Teleskop ein allgemeines Trigger-Signal zurückgeschickt und alle Teleskope ausgelesen.

- Die gesamte Auslese, einschließlich der Triggerbedingung und der Diskriminatorschwellen, soll von einem Rechner gesteuert werden können.

1.6 Die Auslesekette der HEGRA-Čerenkov-Teleskope

Eine Darstellung der Auslesekette der geplanten Čerenkov-Teleskope findet sich in Abb. 1.5. Ein Teleskop wird durch VME-Module gesteuert und ausgelesen [VME]. Die einzelnen Module werden von der zentralen Rechnereinheit CPU angesteuert. So wird z.B. die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier und die Steuerung der Bewegungen des Teleskops durch VME-Module geregelt, die von der CPU entsprechende Befehlssignale erhalten.
Die Lichtsignale, die auf die Kamera treffen, durchlaufen die folgenden Bauelemente:

- Im Photomultiplier werden elektrische Signale erzeugt. Die Basis, d.h. die Beschaltung des Photomultipliers, und der Vorverstärker sind direkt am Photomultiplier angebracht. Der Vorverstärker verstärkt den AC-Anteil um einen Faktor 16. Bezüglich des DC-Anteils arbeitet der Vorverstärker als I-U-Wandler. Dabei entspricht ein Strom von einem μA gerade einer Spannung

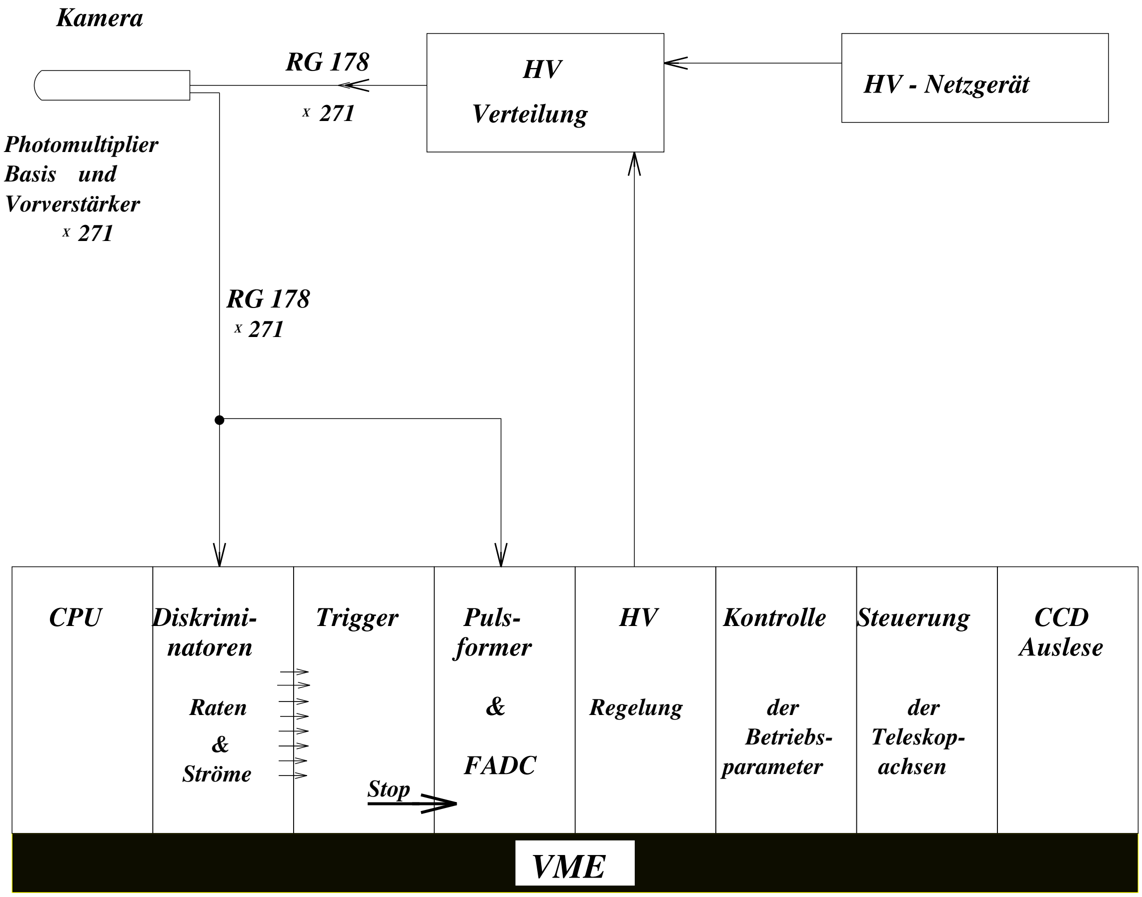


Abbildung 1.5: *Schematische Darstellung der Steuer- und Ausleseelektronik.*

von 50 mV. Nach Photomultiplier und Vorverstärker haben die Signale typischerweise eine Länge von 6 bis 8 ns (Kap. 3.3).

- Danach werden die Signale mittels 21.5 m RG178-Kabel am Teleskopgerüst entlang auf den Erdboden in eine Elektronikhütte geführt. Dadurch werden die Signale verformt und deren Amplitude gedämpft (Kap. 4).

- In der Elektronikhütte werden die Signale an den Diskriminatoren vorbeigeschleift. Die Diskriminatorschwelle ist programmierbar, wobei die minimal einstellbare Schwelle bei 5 mV liegt. Wird an einer bestimmten Anzahl von Diskriminatoren innerhalb eines Zeitfensters eine Schwelle überschritten, so erfolgt eine positive Triggerentscheidung.

- Danach gelangen die Signale über einen Pulsformer in den Flash ADC, wo diese digitalisiert werden.

Der Pulsformer besteht aus einer Serienschaltung zweier Integrationsstufen gleicher Integrationszeit. Dieser ist nicht direkt nach dem Photomultiplier sondern kurz vor dem Flash ADC angebracht, damit die mit den schnellen Čerenkov-Signalen verbundene gute Zeitinformation von den Diskriminatoren ausgenutzt werden kann. Im Fall einer positiven Triggerentscheidung werden folgende Funktionen ausgelöst:

- Wird das Teleskop im Einzelmodus betrieben, so wird dem Flash ADC ein Stop-Signal geschickt, und die digitalisierten Signale werden ausgelesen.

- Wird das Teleskopsystem im Koinzidenzmodus betrieben, so wird der zentralen Steuereinheit ein Triggersignal geschickt. Haben eine bestimmte Anzahl von Teleskopen innerhalb eines Zeitfensters ein Triggersignal geliefert, so wird an jedes Teleskop ein allgemeines Trigger-Signal zurückgeschickt, die Flash ADCs gestoppt und die digitalisierten Signale ausgelesen. Als zentrale Steuereinheit wird der Eventgrader benutzt, der sich schon durch den Einsatz beim CRT-Projekt (Cosmic Ray Tracking) bewährt hat [TW][CRT].

Die Auswertung dieser digitalisierten Signale bezüglich Zeit- und Amplitudenauflösung ist ein Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Variable Größen dieser Untersuchungen waren dabei die Hintergrundlichtstärke, die Pulsformereinstellung, das Flash ADC-System und die Signalanalysemethode.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erörtert werden, die notwendig sind, um die in späteren Kapiteln vorgestellten Meßergebnisse quantitativ verstehen zu können. Im ersten Abschnitt werden die prinzipiellen Unterschiede zwischen einem ADC und einem Flash ADC-System vorgestellt. Im zweiten Abschnitt wird mit Hilfe der Impulsantwort eines System der erwartete Beitrag zur Amplitudenauflösung aufgrund des Hintergrundlichtes hergeleitet werden. Im nächsten Abschnitt wird die erwartete qualitative Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Signalamplitude und dem Hintergrundlicht dargelegt werden. In einem weiteren Abschnitt wird die in La Palma erwartete Stärke des Hintergrundlichtes angegeben. Als letztes wird die Rückfaltungsmethode, eine spezielle Signalanalysemethode bei Anwendung eines Flash ADC-Systems, vorgestellt.

2.1 ADC - Flash ADC

2.1.1 Herkömmlicher ADC

Stellvertretend für alle herkömmlichen Analog-Digital-Converter soll hier der Le Croy ADC2249A vorgestellt werden. Dieser ADC besitzt acht analoge Eingänge. Ein weiterer Eingang ist notwendig, um den ADC extern zu öffnen. Während an diesem Eingang ein NIM-Signal anliegt, integriert der ADC die in den acht analogen Signaleingängen eintreffende Ladung auf [LC]. Dieses Integrationsfenster wird im folgenden Gate genannt. Der ADC liefert also als Ergebnis für jeden der acht Analogeingänge die Ladung Q. Die Ladung Q wird digitalisiert und steht dann mit einer Auflösung von 10 Bit als Zahlenwert zwischen 0 und 1023 zur Verfügung. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.1 symbolisch dargestellt. Beim Benutzen eines ADC sind hauptsächlich zwei Dinge zu beachten:

Zum einen muß die eingestellte Gate-Länge der erwarteten Pulslänge angepaßt sein, damit wirklich die komplette Ladung des Pulses gesammelt wird. Zum anderen muß der zu messende Puls genau dann in den ADC gelangen, wenn am Gate-Eingang das NIM-Signal anliegt. Das bedeutet, daß die zeitliche Abstimmung der gesamten Meßanordnung richtig eingestellt sein muß. Die Gate-Länge sollte mindestens 20 ns betragen. Bei noch kürzeren Gate-Längen arbeitet der ADC nicht mehr einwandfrei.

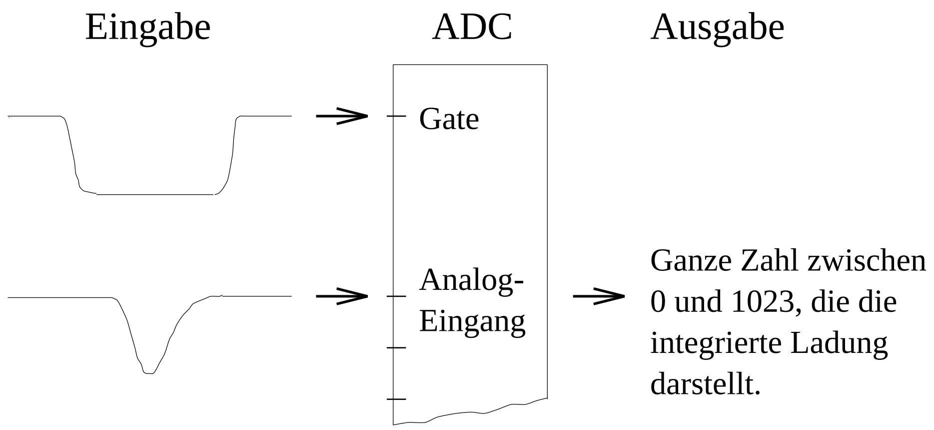


Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung eines ADCs.*

2.1.2 Flash ADC

Die Funktionsweise ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Ein Flash ADC tastet in festen zeitlichen Abständen Δ das analoge Eingangssignal ab, und erzeugt dabei eine Folge von digitalen Werten. Diese Digitalwerte werden in einem Speicherelement abgelegt und können später weiterverarbeitet werden. Die maximale Speicherzeit T ist dabei durch die Abtastfrequenz f und die Speichergröße M bestimmt:

$$T = \frac{M}{f} \tag{2.1}$$

Die Genauigkeit, mit der das analoge Signal gewandelt wird, hängt davon ab, mit welcher Auflösung der schnelle interne Analog-Digital-Wandler arbeitet. Im Gegensatz zum herkömmlichen ADC stehen nur Zeitintervalle Δ zur Digitalisierung zur Verfügung. Die Auflösung beträgt bei finanziell erschwinglichen Systemen üblicherweise 8 Bit, also Werte von 0 bis 255.

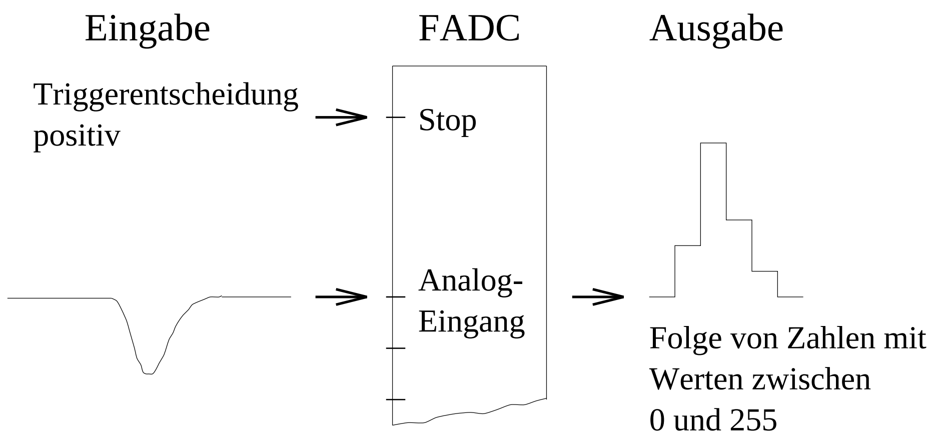


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung eines Flash ADCs.*

Im Gegensatz zum ADC liefert der FADC eine Information über die Pulsform. Dies ist insbesondere für den Betrieb mit den Čerenkov-Teleskopen von großer Bedeutung, da man mittels der Pulsform zusätzlich eine Information über Ankunftszeit des Signales im FADC bekommt. Wenn alle Pixel der Kamera die gleiche Signallaufzeit bis in den FADC haben, kann man Signale, die nicht zu einem Schauer gehören, aufgrund ihrer unterschiedlichen Ankunftszeit im FADC verwerfen und damit den Nachthimmelhintergrund noch weiter unterdrücken. Auf die Effizienz dieser Methode wird in Kap. 6 noch genauer eingegangen. Zum anderen stellt der FADC, bedingt durch die Speicherzeit T, eine genügend große Zeitspanne für eine Triggerentscheidung zur Verfügung. Damit kann man es sich erlauben, im Fall eines Teleskopsystems auf koinzidente Ereignisse zwischen den einzelnen Teleskopen zu triggern, obwohl man dabei lange Kabellaufzeiten zwischen den etwa 75 m entfernt stehenden Teleskopen zu berücksichtigen hat. Der Wandlungsvorgang im FADC kann dann durch ein externes Stopsignal beendet werden, und der Speicherinhalt ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Ein weiterer Vorteil des FADCs gegenüber dem ADC ist, daß man sich von vornherein sämtlicher Fehler entledigt, die durch falsche Einstellung von Signallaufzeiten auftreten können. Beim ADC muß man schließlich genau darauf achten, daß das zu messende Signal und das Gate-Signal zeitgleich im ADC ankommen.

Ein Effekt, der bei einem FADC-System auftritt, ist die Phasenabhängigkeit. Ist man zum Beispiel nur an der Größe des maximalen in einen Signal vorhandenen Digitalwertes interessiert, so kann dieser Wert von der relativen Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Pulses im FADC und der internen Uhr des FADCs abhängen. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.3 verdeutlicht. In diesem Beispiel ist ein FADC-System mit 10 ns Abtastzeit, d.h. 100 MHz Abtastfrequenz, angenommen, das ein Signal mit einer Anstiegszeit von etwa 10ns abtastet. Es ist offensichtlich, daß die Eignung eines FADC-Systems für eine bestimmte Aufgabe von der Abtastfrequenz, der Pulslänge und der auf die digitalisierten Pulse angewandten Analysemethode abhängt. Diese Abhängigkeiten werden ausführlich in Kapitel 6 diskutiert.

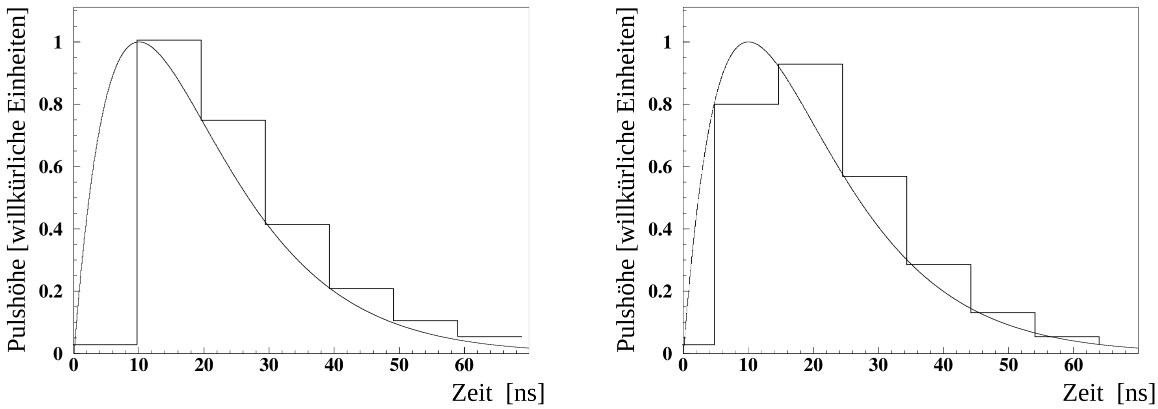


Abbildung 2.3: *Analoger Puls überlagert mit dem digitalisierten Signal des Flash ADCs bei 2 unterschiedlichen Zeitpunkten, bei denen die Digitalisierung einsetzt.*

2.2 Amplitudenmessung

Bei dem Betrieb der Čerenkov-Teleskope stellt sich die Frage, wie genau man die Anzahl der Photoelektronen bestimmen kann, die von einem Čerenkov-Signal erzeugt werden. Diese Frage der Amplitudenauflösung ist eng verknüpft mit der in Kapitel 1 erwähnten Analyse der Kamerabilder zur Unterscheidung zwischen Hadron- und γ-induzierten Schauern. Auf den Effekt von Fluktuationen innerhalb eines Schauers soll hier nicht eingegangen werden. Es wird nur der Beitrag zur Verschlechterung der Amplitudenauflösung erläutert werden, der vom Hintergrundlicht des Nachthimmels und vom Digitalisierungssystem selbst abhängt. Das so berechnete Rauschen in Einheiten von Photoelektronen ist gerade die absolute Amplitudenauflösung.

2.2.1 Die Übertragungsfunktion

Der Begriff der Übertragungsfunktion $H(\omega)$ und damit der Impulsantwort $h(t)$ ist für die weitere Betrachtung von zentraler Bedeutung, da sich mit deren Hilfe Vorhersagen über den Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen machen lassen. Die Bedeutung der Übertragungsfunktion ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt.

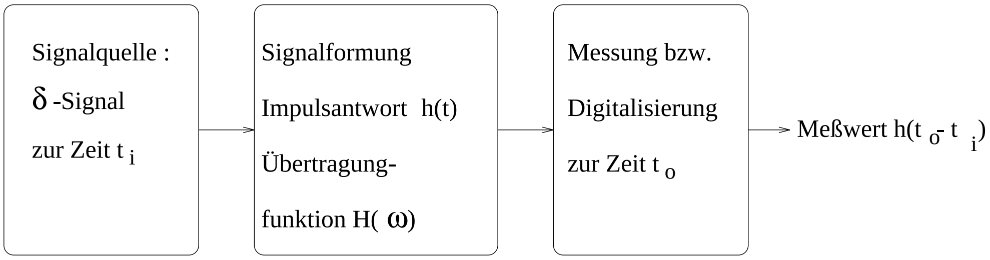


Abbildung 2.4: *Die Übertragungsfunktion und der Meßwert.*

Ein lineares System, das eine Pulsformung bewirkt, reagiert auf einen Satz von Eingangs-Funktionen, indem es einen Satz von Ausgangs-Funktionen erzeugt. Die Übertragungsfunktion $H(\omega)$ und die Impulsantwort $h(t)$ eines Systems bilden ein Paar von Fouriertransformierten [Ste]:

$$H(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \qquad h(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \tag{2.2}$$

Im Fall der Čerenkov-Teleskope besteht der Satz der Eingangs-Funktionen lediglich aus der Funktion, welche die Zeitverteilung des eintreffenden Čerenkov-Lichtes repräsentiert. Diese kann man in erster Näherung durch eine δ-Funktion annähern. Ein zur Zeit t_i eintreffendes Čerenkov-Lichtsignal (δ-Funktion) durchläuft die Signalformung und wird danach zu einer Zeit t_0 digitalisiert. Der erhaltene Meßwert M ist dann durch $h(t_0 - t_i)$ gegeben. Bei einem konventionellen ADC ist der Meßwert proportional zum digitalen Wert a:

$$M = K \cdot a \tag{2.3}$$

Bei einem Flash ADC-System ist der Meßwert eine Linearkombination der digitalen Werte a_i:

$$M = K \cdot \sum_i c_i \cdot a_i \tag{2.4}$$

In Abb. 2.5 sind Beispiele für die Impulsantwort des Gesamtsystems, nämlich Signalformung und Digitalisierungssystem, für einen idealen ADC und einen idealen Flash ADC dargestellt. Ein idealer ADC bedeutet, daß die Gate-Flanken unendlich steil sind, und ein idealer Flash ADC bedeutet, daß die Signalabtastung δ-förmig erfolgt. Dabei ergibt sich der Meßwert im Fall des Flash ADCs aus nur einem digitalen Wert. Der Faktor K ist jeweils so gewählt, daß die Impulsantwort im Maximum auf Eins normiert ist. Dies ist für zwei Fälle dargestellt:

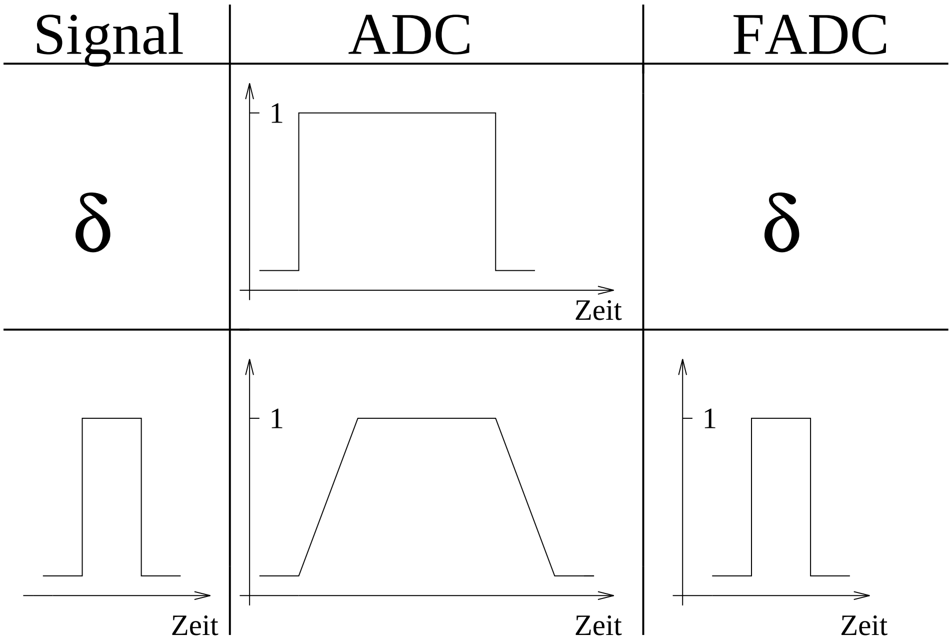


Abbildung 2.5: *Die Impulsantwort für einen idealen ADC und FADC ohne Pulsformung (oben) und mit Rechteckpulsformung (unten).*

- Ist keine Signalformung durchgeführt, so ergibt sich bei einem ADC als Impulsantwort gerade die Form des Gate-Signals und bei einem Flash ADC wiederum eine δ-Funktion.

- Bei einer Rechteckpulsformung ergibt sich bei dem ADC als Impulsantwort eine Trapezfunktion mit linear ansteigenden Flanken, deren Länge gerade der Länge des Rechtecksignals entspricht. Bei einem Flash ADC ist die resultierende Impulsantwort gerade das Rechtecksignal.

2.2.2 Der Einfluß des Hintergrundlichtes

Um den Einfluß des Hintergrundlichtes des Nachthimmels auf die Amplitudenauflösung berechnen zu können, betrachtet man ein Modell :
Das Rauschen des Hintergrundlichtes des Nachthimmels kann man sich als eine Folge von zufällig verteilten Elementarpulsen (δ-Pulse) vorstellen, deren Anzahl in einem Zeitintervall poissonverteilt ist. Das bedeutet, daß die Photonen des Hintergrundlichtes mit einer bestimmten mittleren Rate $\varrho_{Photonen}$ unabhängig voneinander eintreffen. Entsprechend der Konversionswahrscheinlichkeit und der Sammeleffizienz

des Photomultipliers (siehe Kapitel 3.1) wird an der Anode eine Folge von Ladungs-Pulsen mit einer Rate ϱ entstehen. Diese Signale durchlaufen dann das restliche Meßsystem. Wenn die einzelnen Signale die Anordnung durchlaufen haben, sind sie aber möglicherweise zeitlich nicht mehr trennbar. Dies hängt von ihrer mittleren Rate ϱ und ihrer Breite und damit der Impulsantwort $h(t)$ des Systems ab. Die Ursache hierfür liegt darin, daß die Impulsantwort $h(t)$ des Systems nicht δ-förmig ist, so daß zeitlich eng benachbarte δ-Pulse nach dem Durchlaufen des Systems nicht mehr trennbar sind. Der Verlust der zeitlichen Trennung ist in Abb. 2.6 schematisch dargestellt. In (a) sind zufällig in der Zeit verteilte Elementarpulse eingezeichnet. In (b) ist die Impulsantwort des Systems für einen Elementarpuls dargestellt. Der Einfachheit halber ist in diesem Modellbeispiel als Impulsantwort ein Spannungssprung mit nachfolgendem linearen Abfall gewählt. Zur anschaulichen Darstellung ist dieses einfache Modell jedoch gut genug. In (c) sind dann die Folgen des Verschwindens der zeitlichen Unabhängigkeit aufgezeigt. Wenn der abfallende Teil der Signale groß genug ist, werden sich die einzelnen Signale überlagern, d.h. die Amplitude zu einer bestimmten Zeit wird von vielen Signalen beeinflußt, die zu einem früheren Zeitpunkt auftraten. In der Praxis ist man an dem Meßfehler interessiert, der sich bei der Beobachtung eines durch Čerenkov-Licht erzeugten Signals zur Zeit t_0 ergibt. Das durch Čerenkov-Licht entstandene Signal ist in Abb. 2.6 nicht eingezeichnet. Die Amplitude $v(t_0)$ des Rauschens zur Zeit t_0 ist ein Resultat der Überlagerung von vielen unkorreliert erzeugten Rausch-Pulsen. Der Beitrag zur Amplitude zu einer Zeit t_0 eines Signals, das zu einer Zeit t_i auftritt ist gegeben durch:

$$v_i(t_0) = q \cdot h(t_0 - t_i) = q \cdot h(u) \tag{2.5}$$

Weiter braucht man noch das Campbell'sche Theorem:

- Die Varianz der Rauschamplitude ist die Summe der Quadrate aller vorhergehenden Signale.

Unter Benutzung dieses Theorems und Subtraktion des Mittelwertes erhält man für die Varianz σ der Rauschamplitude:

$$\sigma^2 = < v^2(t_0) > - < v(t_0) >^2 = q^2 \sum_i h^2(t_0 - t_i) \tag{2.6}$$

Dabei entspricht q gerade einem Photoelektron. Für große Raten ϱ kann man zu kontinuierlichen Variablen übergehen und die Summation über i durch Integration über alle Zeitintervalle du ersetzen. In einem Zeitintervall du werden $\varrho \cdot du$ Elementarpulse erzeugt:

$$\sigma_{nsb}^2 = \varrho \cdot q^2 \int_{-\infty}^{+\infty} h^2(u)du \tag{2.7}$$

Dabei wurde angenommen, daß der Zufallsprozeß, durch den die Elementarpulse erzeugt werden, stationär ist, so daß σ^2 unabhängig vom Zeitpunkt t_0 der Messung ist. Dieser Sachverhalt drückt sich auch in den Integrationsgrenzen aus. Die Integrationsgrenzen $(-\infty, +\infty)$ zeigen an, daß die Integration für alle von Null verschiedene Werte der Impulsantwort $h(u)$ durchgeführt werden muß, unabhängig von der Zeitvariablen u.

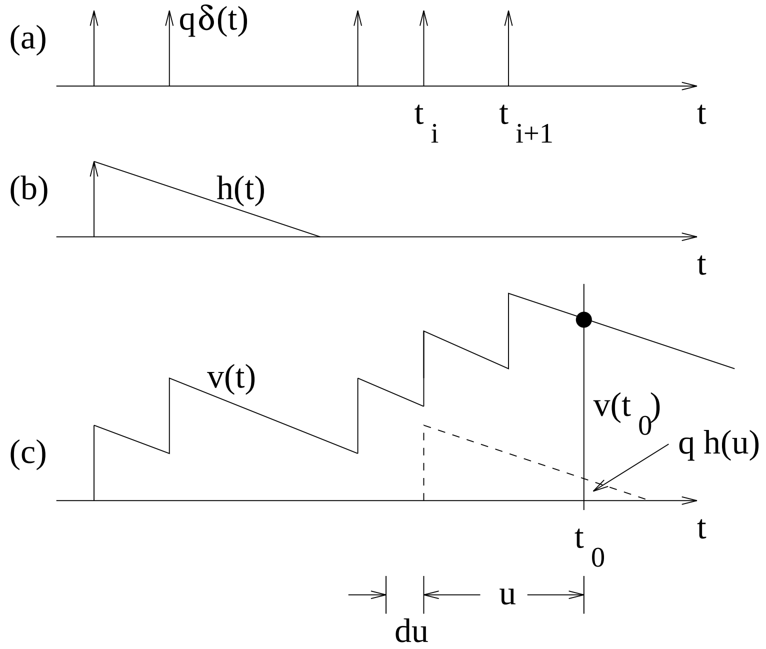


Abbildung 2.6: *Schematische Darstellung der Überlagerung von Einzelsignalen. Zu verschiedenen Zeiten t_i eintreffende δ-Pulse sind nach dem Durchlaufen des Systems aufgrund der endlichen Länge der Impulsantwort $h(t)$ zeitlich nicht mehr getrennt.*

Bei der bisherigen Herleitung wurde angenommen, daß jeder Elementarpuls, im Fall der Čerenkov-Teleskope also jedes Photoelektron, der Impulsantwort die gleiche Amplitude verleiht. Diese Annahme ist jedoch nicht richtig. Wie in Kapitel 3.2.1 gezeigt wird, erzeugt nicht jedes Photoelektron die gleiche Amplitude. Das bedeutet, daß nicht nur die Anzahl $\varrho \cdot du$ in einem Zeitintervall du auftreffenden Elementarpulse um $\sqrt{\varrho \cdot du}$ fluktuiert, sondern auch noch die von ihnen hervorgerufene Amplitude um $\sigma_{spe} \cdot \sqrt{\varrho \cdot du}$ fluktuiert. Dabei ist σ_{spe} ein Maß für die Schwankung der Amplitude die ein Photoelektron hervorruft. Man muß also die folgende Ergänzung anbringen:

$$\varrho \cdot du \longrightarrow \varrho \cdot du + \sigma_{spe}^2 \cdot \varrho \cdot du = (1 + \sigma_{spe}^2) \cdot \varrho \cdot du \tag{2.8}$$

In Einheiten von Photoelektronen geht Gleichung 2.7 damit über in:

$$\sigma_{nsb}^2 = \varrho \cdot (1 + \sigma_{spe}^2) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} h^2(u) du \tag{2.9}$$

2.2.3 Das Quantisierungsrauschen

Auch bei nicht vorhandenem Hintergrundlicht, d.h. bei $\varrho = 0$ erwartet man eine endliche Amplitudenauflösung. Der Grund dafür ist, daß jedes digitale Signalerfassungssystem, also sowohl der ADC als auch der FADC nur ganzzahlige Werte als Ergebnis liefern (siehe Kapitel 2.1). Diese Digitalwerte enthalten jedoch keine absolute Information. Sie zeigen nur, der Analogwert war kleiner bzw. größer als die Meßbereichsgrenze. Ist die Verstärkungskette des kompletten Systems so eingestellt, daß n Photoelektronen gerade einem Digitalwert entsprechen, so erwartet man für das Rauschen bei $\varrho = 0$ gerade die Standardabweichung eines digitalisierten Signals, dessen Meßbereichsintervall gerade n Photoelektronen entspricht :

$$\sigma_{Quant.} = \frac{np.e.}{\sqrt{12}} \approx n \cdot 0.29p.e. \tag{2.10}$$

Offensichtlich wird das gesamte Quantisierungsrauschen davon abhängen, wieviel digitale Werte man benutzt um ein Maß für die Größe des Signals zu bekommen (siehe Gleichung 2.3 und 2.4). Man erwartet dann das in Gleichung 2.11 angegebene Quantisierungsrauschen.

$$\sigma_{Ges.Quant.} = K \cdot \sigma_{Quant.} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^{n} c_i^2} \tag{2.11}$$

Dabei ist K ein Faktor, der sich aus der Normierung der Impulsantwort $h(t)$ des Systems ergibt. In der Praxis erwartet man aber bei ϱ=0 eine schlechtere Amplitudenauflösung, da man noch das elektronische Rauschen der Verstärkungskette mitberücksichtigen muß. Da das elektronische Rauschen in erster Linie dazu führt, daß die angezeigten Digitalwerte des Digitalisierungssystems um ± 1 variieren, kann man dies in erster Näherung dadurch berücksichtigen, daß man für das in Gleichung 2.10 angegebene Digitalisierungsrauschen einen größeren Wert annimmt.

2.2.4 Erwarteter Gesamtverlauf der Amplitudenauflösung

Das erwartete Rauschen setzt sich aus dem Hintergrundlicht des Nachthimmels und dem Quantisierungsrauschen zusammen. Die Summe aus Gleichung 2.11 und 2.9 ergibt das theoretische Rauschen:

$$\sigma^2 \quad = \quad K^2 \cdot \sigma^2_{Quant.} \cdot \sum_{i=1}^{n} c_i^2 \quad + \quad \varrho \cdot (1 + \sigma^2_{spe}) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} h^2(u) du \qquad (2.12)$$

Trägt man σ^2 gegen ϱ auf, erwartet man also eine Gerade, deren Achsenabschnitt das Quantisierungsrauschen darstellt und deren Steigung mit der Breite σ_{spe} des Einzel-Elektronen-Spektrums und dem Integral über die Impulsantwort des Meßsystems verträglich sein sollte. Die experimentelle Überprüfung dieses Zusammenhanges wird in Kapitel 5 und 6 vorgestellt.

2.3 Zeitmessung

Durch die Zeitinformation über ein Signal hat man ein Mittel festzustellen, ob ein Signal zu einem nachgewiesenen Luftschauer gehört oder lediglich aus dem Hintergrundlicht des Nachthimmels resultiert. Dadurch wird die Analyse der Čerenkov-Lichtverteilung in der Kamera weiter verbessert. In der Praxis stellt sich die Frage, wie genau man die wahre Ankunftszeit eines Signals bestimmen kann. Mit einem konventionellen System erhält man die Zeitinformation mit Hilfe des TDCs während man bei einem Flash ADC-System die Signalform zur Zeitbestimmung ausnutzt. Ähnlich wie die Amplitudenauflösung kann die Zeitauflösung als Funktion des Hintergrundlichtes des Nachthimmels betrachtet werden. Als weiterer wichtiger Parameter kommt in diesem Fall noch die Abhängigkeit von der Signalamplitude hinzu. Intuitiv ist sofort klar, daß man bei einem großen Signal besser die wahre Ankunftszeit bestimmen kann als bei einem sehr kleinen Signal. Ein guter Ansatz, um die Abhängigkeiten qualitativ zu beschreiben, ist in Gleichung 2.13 gegeben.

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_Q^2 \cdot \frac{1}{A^2} + \sigma_N^2 \cdot \frac{\varrho}{A^2} \qquad (2.13)$$

Dabei ist:

ϱ	:	Mittlere Photoelektronenrate
A	:	Signalamplitude
σ_0	:	Untere Grenze der Zeitauflösung, die durch den Meßaufbau bestimmt ist
σ_Q	:	Parameter, der die Abhängigkeit vom Quantisierungsrauschen beinhaltet
σ_N	:	Parameter, der die Abhängigkeit vom Hintergrundlicht beinhaltet

Zum einen erwartet man also, daß bei konstanter Amplitude die Zeitauflösung mit $\sqrt{\varrho}$ ansteigt. Zum anderen, daß sie wie $1/A$ mit der Amplitude A besser wird. Diese Abhängigkeiten werden in Kapitel 5 und 6 durch Messungen überprüft werden.

2.4 Hintergrundlichtstärke auf La Palma

Das Hintergrundlicht des Nachthimmels ist von Ort zu Ort verschieden, da es naturgemäß von lokalen Gegebenheiten, wie der Meereshöhe oder den terristischen Lichtquellen, abhängen kann. Es unterscheidet sich sogar von Nacht zu Nacht, da es von dem Zustand der darüberliegenden Luftschichten abhängt. Parameter, die dies beeinflussen, sind z.B. die Luftfeuchtigkeit, die Bewölkung oder die Konzentration von Staubpartikeln in der Luft. Messungen [RMEL] ergaben den folgenden typischen Wert für den Lichthintergrund auf La Palma:

$$\text{Hintergrundlichtstärke} = (2.4 \pm 0.7) \cdot 10^{12} \frac{Photonen}{m^2 \cdot srad \cdot sec}$$

Dabei wurde über einen Wellenlängenbereich von 300 bis 600 nm gemittelt. Ausgehend von diesen Zahlen kann man die erwartete Rate ϱ von Photoelektronen abschätzen. Die Winkelakzeptanz eines einzelnen Pixels ist 0.25°. Der abgedeckte Raumwinkel ergibt sich damit zu:

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{0.125^\circ} \sin\theta d\theta d\phi = 1.5 \cdot 10^{-5} srad$$

Aus der Spiegelfläche von 8.5 m^2 mit einer Reflektivität von 80% und einer Konversionswahrscheinlichkeit bzw. Sammeleffizienz der Photomultiplier von insgesamt 20%, erhält man eine Abschätzung für die Photoelektronenrate:

$$\varrho = Hintergrundlichtst\ddot{a}rke \cdot A \cdot \Omega \cdot 0.8 \cdot 0.2 = (0.49 \pm 0.14) \frac{p.e.}{10ns} \qquad (2.14)$$

2.5 Die Rückfaltung

In der Praxis ist man daran interessiert die effektive Integrationszeit möglichst kurz zu halten. Im Lichte von Kap. 2.2.2 bedeutet dies, daß die Impulsantwort $h(t)$ des Gesamtsystems nicht zu lang sein sollte. Diese Anforderung wird von der Rückfaltung, einer speziellen Methode der Analyse digitalisierter Signale, erfüllt. Das grundlegende Prinzip der Rückfaltung ist in Abb. 2.7 dargestellt. Der Pulsformer vor dem FADC ist notwendig, um die Signallänge der Abtastzeit des FADCs anzupassen. Wäre die Signallänge im Vergleich zur Abtastzeit zu klein, würde die in Kap. 2.1.2 erwähnte Phasenabhängigkeit zu stark sein. Eine quantitative Diskussion dieses Problems findet sich in Kap. 6. Bei der Rückfaltung geht man davon aus, daß man die Transformation T der verwendeten Elektronik kennt. Das bedeutet, man kennt eine geeignete Parametrisierung der Impulsantwort des gesamten Meßaufbaus. Das Flash ADC-System liefert das Ausgangssignal der Anordnung in digitaler Form. Um das Eingangssignal in digitaler Form zu erhalten muß man lediglich die Umkehrtransformation T^{-1} auf das digitale Ausgangssignal anwenden.

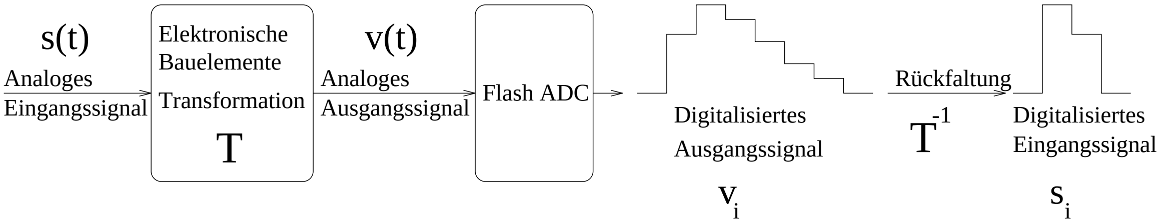


Abbildung 2.7: *Das Rückfaltungsprinzip.*

Mathematisch kann man dies folgendermaßen beschreiben:
In einem linearen Verstärkersystem mit einer Impulsantwort $h(t)$, läßt sich das Ausgangssignal $v(t)$ eines Eingangssignales $s(t)$ gemäß Gleichung 2.15 als Faltungsintegral schreiben:

$$v(t) = \int_{-\infty}^{t} h(t-t') \cdot s(t') \cdot dt' \tag{2.15}$$

Das Flash ADC-System mißt die Ausgangsspannung in regelmäßigen Zeitabständen, d.h. man kennt nicht die genaue Funktion $v(t)$ sondern nur die Werte $(v_1, v_2, v_3, v_4.....)$ der Funktion zu bestimmten Zeiten. In diesem Fall kann man Gleichung 2.15 folgendermaßen schreiben:

$$v_i = \sum_j T_{ij} s_j \qquad \mathit{oder} \qquad V = T \cdot S \tag{2.16}$$

Das Originalsignal kann durch Anwendung der Umkehrabbildung W berechnet werden:

$$S = W \cdot V = T^{-1} \cdot T \cdot S \tag{2.17}$$

Die Elemente der Matrix W können durch numerisches Invertieren der Matrix T gewonnen werden. Die Bestimmung der Matrix T und deren Invertierung kann sich aber unter Umständen als schwierig erweisen. Im Fall der Čerenkov-Teleskope sollte der Rückfaltungsalgorithmus möglichst einfach und vor allem schnell sein, damit die Totzeit des Čerenkov-Teleskops möglichst kurz ist. Falls als Pulsformer ein einfacher $CR-RC$-Filter benutzt wird, reduzieren sich die obigen Gleichungen auf eine einfache Form [Bin][Gad]. Die Impulsantwort eines solchen Filters ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$v(t) = \frac{e \cdot t}{\tau} \cdot e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{2.18}$$

In diesem Fall gibt es nur drei von Null verschiedene Matrixelemente:

$$s_k = w_1 \cdot v_k + w_2 \cdot v_{k-1} + w_3 \cdot v_{k-2} \tag{2.19}$$

Diese Rückfaltungskoeffizienten hängen dabei nur vom Verhältnis von RC-Zeit τ und Abtastzeit Δ des Flash ADCs ab:

$$w_1 = \frac{e^{x-1}}{x} \qquad w_2 = \frac{-2 \cdot e^{-1}}{x} \qquad w_3 = \frac{e^{-x-1}}{x} \qquad \text{mit} \quad x = \frac{\Delta}{\tau} \tag{2.20}$$

Die Abhängigkeit der Rückfaltungskoeffizienten von x ist in Abb. 2.8 aufgezeigt.

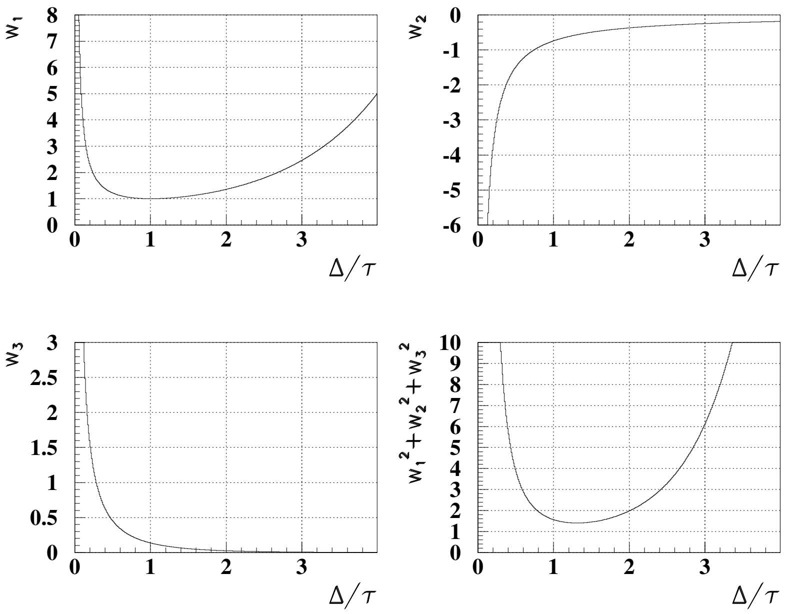


Abbildung 2.8: *Die Rückfaltungskoeffizienten als Funktion von* $x = \frac{\Delta}{\tau}$.

Bei der Auftragung von $(w_1^2 + w_2^2 + w_3^2)$ gegen x ist ein deutliches Minimum in der Nähe von $x = 1$ zu erkennen.

Ein digitaler Filter, der eine solche Rückfaltung durchführt, muß einfach nur eine Linearkombination dreier aufeinanderfolgender Flash ADC-Werte berechnen. Dieser einfache Fall eines $CR - RC$-Filters wurde auch in den für die vorliegende Arbeit durchgeführten Messungen verwendet. Auch in den neuen Čerenkov-Teleskopen, die in La Palma aufgebaut werden, wird ein solcher Filter zum Einsatz kommen. Durch die oben beschriebene Rückfaltungsmethode erhält man die Signalform nach Photomultiplier, Vorverstärker und Kabel in digitaler Form.
Ein Beispiel für die Signalform vor bzw. nach der Rückfaltung ist in Abb. 2.9 für einen 125 MHz FADC und $\tau = 10$ ns gegeben. Man sieht ganz deutlich, daß der lange abfallende Teil des Signales, der durch den $CR-RC$-Filter hervorgerufen wird, durch die Rückfaltung wieder geglättet wird. Die Rückfaltungskoeffizienten sind der Art, daß die Linearkombination dreier aufeinanderfolgender FADC-Werte gerade dann Null ergibt, falls alle drei FADC-Werte zu dem Signal gehören. Gehören einer oder zwei FADC-Werte nicht zum Signal, so ergibt die Linearkombination einen von Null verschiedenen Wert. Demnach steckt nach der Rückfaltung die gesamte Information über das Signal in nur zwei Bins. Dies bedeutet, daß die Länge des rückgefalteten Signals nicht kürzer als die doppelte Abtastzeit Δ des FADCs sein kann.

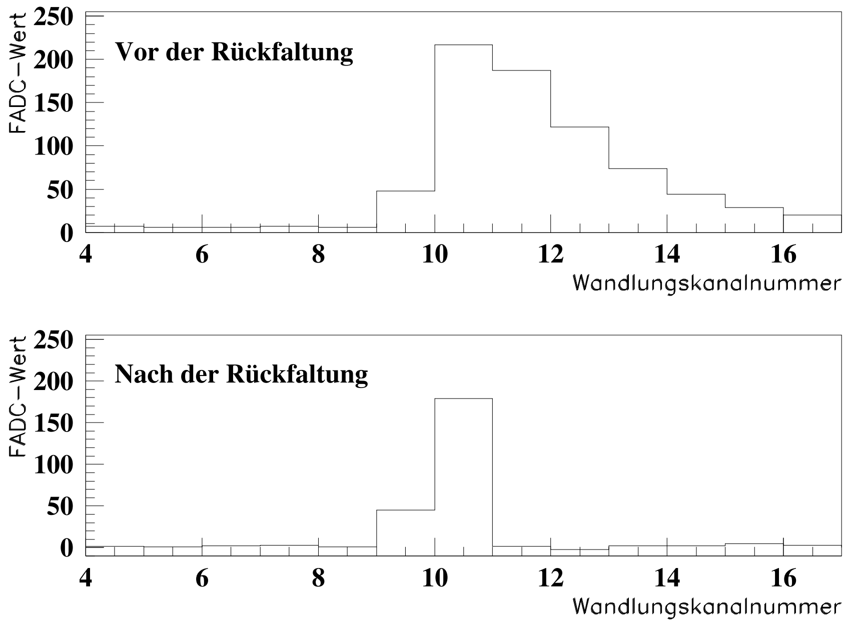


Abbildung 2.9: *Der Einfluß der Rückfaltung auf ein digitalisiertes Signal für ein 125MHz FADC und* $\tau = 10ns$.

Kapitel 3

Signalquelle: Der Photomultiplier

3.1 Prinzipielle Funktionsweise

3.1.1 Physikalische Grundlagen

Ein grundlegender Prozeß für die Funktion eines Photomultipliers ist die Photoemission [Ph]. Dieser Prozeß läßt sich in drei Phasen unterteilen, die in Abb. 3.1 symbolisch dargestellt sind:

- Ein absorbiertes Photon verleiht einem Elektron im Material Energie.
- Das angeregte Elektron diffundiert durch das Material. Dabei verliert es einen Teil seiner Energie.
- Falls das Elektron die Oberfläche mit ausreichender Energie erreicht, tritt es aus dem Material aus.

Nicht alle Photonen, die auf photosensitives Material treffen, lösen die Emission eines Elektrons aus. Das Verhältnis der Zahl der emittierten Elektronen zu der Zahl der auftreffenden Photonen ist die Konversionswahrscheinlichkeit.

$$QE = \frac{N_{Elektronen}}{N_{Photonen}} \tag{3.1}$$

Aufgrund verschiedener Abhängigkeiten und des auftretenden Energieverlustes, der in jeder Phase der Photoemission auftritt, ist die Konversionswahrscheinlichkeit immer kleiner als Eins. Einflußfaktoren sind die Wellenlänge des eintreffenden Lichtes und die Zusammensetzung bzw. Dicke des photosensitiven Materials.

Photo-Absorbtion

Wenn Licht auf photosensitives Material trifft, überträgt nur ein Teil davon Energie auf die Elektronen im Material. Der Rest wird entweder reflektiert oder durchdringt einfach das Material ohne zum Photoemissionsprozeß beizutragen. Wegen der Dicke des Materials (im Fall eines Photomultipliers geht es um die Photokathode, die typischerweise eine Dicke von einigen Hundertstel bis einigen Zehnteln μm hat) tritt immer Mehrfachreflexion innerhalb des Materials auf, was zu einer Erhöhung der totalen Absorption führt. Die Absorption des Photonenflusses $\Phi_p(\nu, x)$ als Funktion des Abstandes von der Materialoberfläche kann durch Gleichung 3.2 beschrieben werden.

$$\frac{d\Phi_p(\nu, x)}{dx} = -\alpha(\nu)\Gamma(x)\Phi_p(\nu, x) \tag{3.2}$$

Dabei ist $\alpha(\nu)$ der Absorptionskoeffizient des Materials, und die Funktion Γ(x) beinhaltet den Effekt von Reflexionen an beiden Oberflächen der Schicht. Wenn die Schicht genügend dick ist, geht der Faktor Γ(x) gegen Eins, und die Absorption folgt einem Exponentialgesetz gemäß Gleichung 3.3.

$$\Phi_p(\nu, x) = \Phi_p(\nu, 0)[1 - r(\nu)]e^{-\alpha(\nu)x} \tag{3.3}$$

Wobei $\Phi_p(\nu,0)$ den auftreffenden Photonenfluß und r(ν) den Reflexionskoeffizienten an der Oberfläche bezeichnet. Der Absorptionskoeffizient hängt von der Energie des einfallenden Photons $h\nu$ und von der Bandstruktur des betreffenden Materials ab. Es gibt also beträchtliche Unterschiede hinsichtlich des Absorptionskoeffizienten

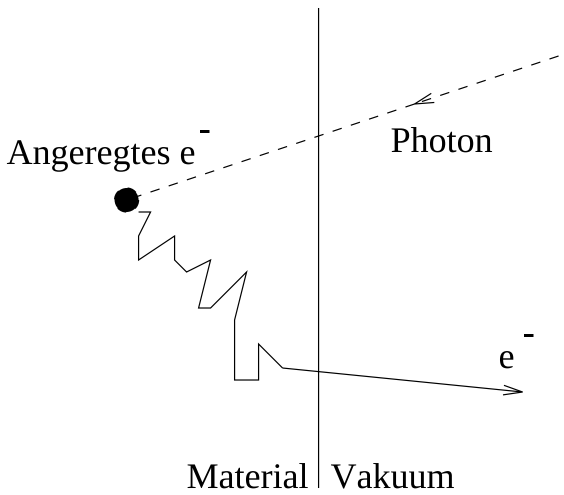


Abbildung 3.1: *Die Photoemission.*

zwischen Metallen, Halbleitern und Isolatoren. Darauf soll aber im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden.

Elektronen-Diffusion

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Elektron auch emittiert wird, hängt vom Energieverlust ab, den das Elektron auf seinem Weg zur Oberfläche erleidet. Dieser Energieverlust hängt wiederum stark davon ab, ob das Material ein Metall oder ein Halbleiter ist.

Austrittsenergie

Um letztendlich das Material verlassen zu können, muß die Energie des Elektrons größer als die Austrittsarbeit W_A des entsprechenden Materials sein. Damit also überhaupt ein Photon der Energie $h\nu$ ein Elektron aus dem Material herauslösen kann muß die Relation 3.4 erfüllt sein.

$$h\nu \geq W_A \tag{3.4}$$

Sekundäremission

Im Fall des Photomultipliers ist die Sekundäremission an den Dynoden der grundlegende Verstärkungsprozeß. Genau wie bei der Photoemission können auch hier drei Stufen unterschieden werden:

- Das absorbierte primäre Elektron überträgt Energie auf die Elektronen im Material.
- Energetisch angeregte Elektronen diffundieren durch das Material.
- Elektronen, die die Oberfläche mit ausreichender Energie erreichen, treten aus dem Material aus.

Innerhalb des interessierenden Energiebereiches, der bei Photomultipliern bei einigen hundert eV liegt, gibt es drei grundlegende Prozesse durch die das primäre Elektron Energie verlieren kann:

- Ionisierung von Atomen. Durch eine Folge von elastischen und inelastischen Stößen wird die Energie auf eine große Anzahl von Elektronen verteilt. Ein Teil der Energie geht dabei bei der Erzeugung von Phononen (Wärme) verloren.
- Erzeugung von γ-Strahlung durch Rekombination der Elektronenschalen.

- Anregung von Elektronen zwischen verschiedenen Bändern.

Das Verhältnis der Zahl der Sekundärelektronen zur Zahl der Primärelektronen ist der Sekundäremissionskoeffizient δ.

$$\delta = \frac{N_{Sekundär}}{N_{Primär}} \tag{3.5}$$

Der Sekundäremissionskoeffizient ist eine Funktion der Energie des primären Elektrons und ist offensichtlich materialabhängig. Typische Werte der Konversionswahrscheinlichkeit und des Sekundäremissionskoeffizienten werden im nächsten Kapitel speziell für Materialien angegeben, die bei Photomultipliern verwendet werden.

3.1.2 Technischer Aufbau

Der Aufbau eines Photomultipliers soll am Beispiel des THORN EMI PM 9083 Photomultipliers beschrieben werden. Dieser Photomultiplier wird in der neuen hochauflösenden Čerenkov-Kamera benutzt werden. Die innere Struktur des Photomultipliers und dessen Beschaltung, so wie sie in den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten benutzt wurde, ist in Abb. 3.2 aufgezeigt. Für den Nachweis von Čerenkov-Licht sind wichtigsten Bestandteile eines Photomultipliers das Eintrittsfenster, die Photokathode und die Dynodenstruktur. Durch eine Widerstandskette wird die angelegte Hochspannung auf die verschiedenen Dynoden verteilt, so daß zwischen zwei benachbarten Dynoden jeweils eine fest definierte Potentialdifferenz liegt. Eine Liste der für den PM 9083 verwendeten Materialien ist im folgenden angegeben:

- Eintrittsfenster:
  - Material : Borosilikatglas
  - Durchmesser : 19 mm
  - Brechungsindex : 1.48
- Photokathode
  - Material : Bialkali (Na-K-Sb)
  - Photosensitiver Durchmesser (50% der Maximalamplitude) : 15mm
  - Sensitiver Spektralbereich : 310 - 650 nm

- Dynoden
  - Anzahl : 10
  - Typ : Linear fokussierend
  - Material : BeCu

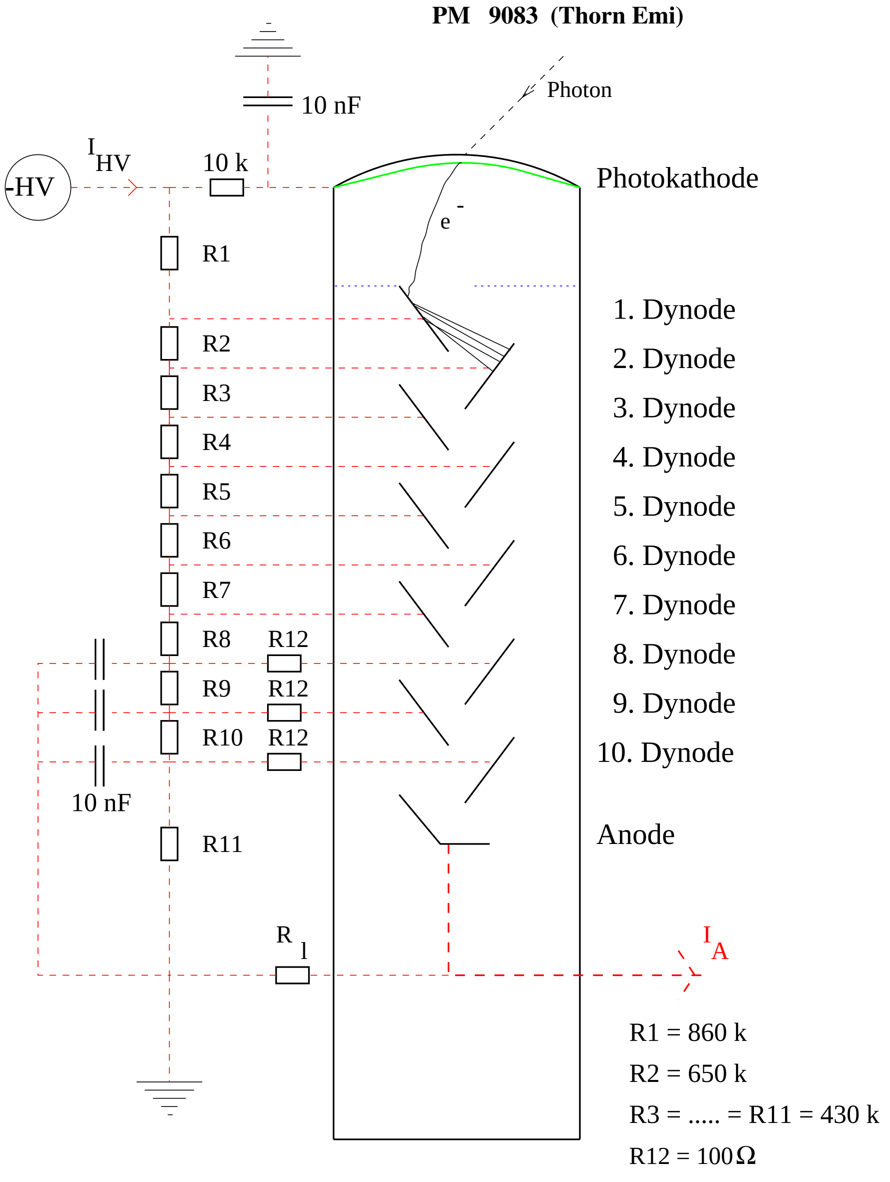


Abbildung 3.2: *Photomultiplier und dessen Beschaltung.*

Trifft ein Photon auf die Photokathode, so wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, nämlich der Konversionswahrscheinlichkeit, ein Elektron freigesetzt, das durch ein elektrisches Feld fokussiert und auf die erste Dynode beschleunigt wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron die erste Dynode wirklich trifft, ist durch die Sammeleffizienz gegeben, die durch Gleichung 3.6 definiert ist.

$$n = \frac{N_{1.Dynode\ treffende\ Elektronen}}{N_{freigesetzte\ Elektronen}} \tag{3.6}$$

Durch Sekundäremission werden dann an der ersten Dynode weitere Elektronen freigesetzt. Dieser Prozeß der Ladungsverstärkung tritt an jeder Dynode auf. Die Anode sammelt schließlich die gesamte Ladung auf und liefert ein meßbares elektrisches Signal. An der i-ten Dynode ist der Verstärkungsfaktor g_i durch Gleichung 3.7 gegeben. Die Gesamtverstärkung eines Photomultipliers läßt sich dann gemäß Gleichung 3.8 schreiben.

$$g_i = \delta_i n_i \tag{3.7}$$

$$G = \prod_{i=1}^{N} g_i \tag{3.8}$$

Dabei bezeichnet δ_i den Sekundäremissionskoeffizient und n_i die Sammeleffizienz der i-ten Dynode. N ist die Anzahl der Dynoden.
Für den Betrieb eines Photomultipliers in einer Kamera zum Nachweis von Čerenkov-Licht im sichtbaren blauen Bereich sind vor allem drei Dinge wichtig:

- Durchlässigkeit des Eintrittsfensters im interessierenden Spektralbereich. Im Fall des Borosilikatglases liegt die Durchlässigkeit für Wellenlängen oberhalb von $350nm$ bei über 90%.

- Die Konversionswahrscheinlichkeit der Photokathode sollte ihr Maximum im interessierenden Spektralbereich haben. Das Maximum der Bialkali Photokathode liegt bei $400nm$ und beträgt etwa 25%.

- Die Impulsantwort des Photomultipliers sollte möglichst kurz sein (5 bis 8 ns), damit die Zeitverteilung des auftreffenden Schauers gut bestimmt werden kann. Dies kann man vor allem durch eine geeignete Beschaltung erreichen.

3.2 Kalibration von Photomultipliern

Bei den meisten Anwendungen ist die Kenntnis der absoluten PM-Verstärkung sehr wichtig. Eine Möglichkeit der Bestimmung der Verstärkung besteht darin, die mittlere Ladung Q zu messen, die ein einzelnes Photoelektron, das aus der Kathode herausgeschlagen wird, an der Anode produziert. Die Verstärkung G ist dann einfach gegeben durch:

$$G = \frac{Q}{e} \tag{3.9}$$

wobei e die Elementarladung ist.

3.2.1 Einzel-Elektronen-Spektrum

Das Einzel-Elektronen-Spektrum ist das Ladungsspektrum, das von einzelnen Photoelektronen erzeugt wird, die aus der Kathode herausgelöst werden. Die Anordnung, mit der ein solches Spektrum aufgenommen werden kann, ist in Abb. 3.3 skizziert. Die Leuchtdiode wird dabei im gepulsten Mode betrieben und durch passende Verzögerungsleitungen wird dafür gesorgt, daß der im Photomultiplier durch die LED erzeugte Ladungspuls zeitgleich mit dem Gate-Signal im ADC ankommt. Dabei ist zu beachten, daß die gesamte Anordnung (PM und LED) in einer lichtdichten Kiste untergebracht ist, und die Intensität der LED so schwach eingestellt ist, daß, wenn überhaupt, nur ein Photoelektron aus der Photokathode herausgeschlagen wird. Der Pulsgenerator steuert zum einen die LED an und zum anderen erzeugt er das Gate-Signal für den ADC, der ausgelesen wird.
In Abb. 3.4 ist ein Einzel-Elektronen-Spektrum zu sehen. Es wurde mit einer Photomultiplier-Hochspannung von 1.1 kV und einer Gate-Länge von 40 ns aufgenommen. Man sieht, daß in den meisten Fällen kein Photon die Photokathode getroffen hat oder keine Konversion bzw. Elektronenverstärkung stattgefunden hat, weswegen das Rauschen dominierend ist. Desweiteren kann man den mittleren ADC-Wert ablesen, den ein einzelnes Photon,das auf die Photokathode trifft, im ADC hervorruft. Aus der Differenz dieses mittleren ADC-Wertes und des Rauschens kann man bei entsprechender Eichung der gesamten Anordnung die mittlere Ladungsmenge an der Anode und damit über Gleichung 3.9 die Verstärkung bestimmen. Eine weitere interessante Größe ist die Breite des σ_{spe} Einzel-Elektronen-Spektrums. Die Breite des Einzel-Elektronen-Spektrums ist ein Indiz dafür, daß die Elektronenvervielfachung ein statistischer Prozeß ist und deswegen nicht jedes Photonelektron, das aus der Photokathode herausgeschlagen wird, auch die gleiche Signalamplitude an der Anode hervorruft. In Anbetracht der Tatsache, daß das Einzel-Elektronen-Spektrum mit der linken Schulter auf dem Rauschen sitzt, kann man diese Breite nicht sehr genau bestimmen. Ein guter Wert für die relative Breite ist:

$$\sigma_{spe} = 0.5 \pm 0.15$$

Die Genauigkeit, mit der man die Verstärkung bestimmen kann, ist im wesentlichen durch die Genauigkeit gegeben, mit der man die Position des Einzel-Elektronen-Peaks ablesen kann. Hierbei kann man einen Fehler von etwa 20% veranschlagen, da die von einem Photon hervorgerufene mittlere Ladung nicht unbedingt mit der Position des Maximums identisch ist.

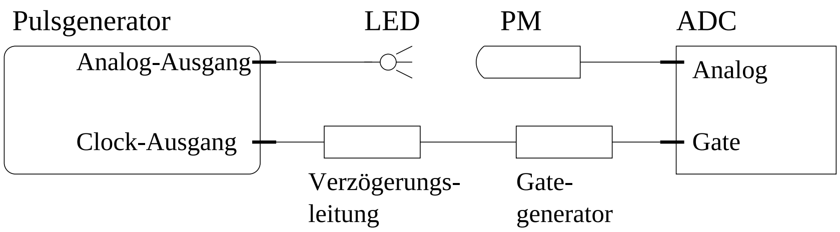


Abbildung 3.3: *Aufbau zur Messung des Einzel-Elektronen-Spektrums.*

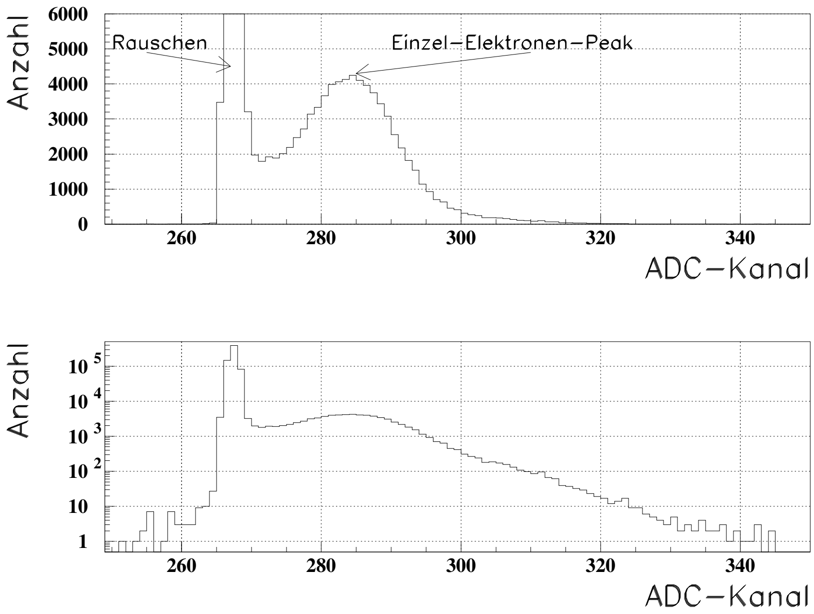


Abbildung 3.4: *Einzel-Elektronen-Spektrum. Oben linear, unten logarithmisch dargestellt.*

3.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinie

Will man die Verstärkung bei kleineren Hochspannungen bestimmen, so gerät man mit der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Möglichkeit in Schwierigkeiten. Bei einer geringeren Hochspannung und damit auch bei einer kleineren Verstärkung ist das Einzel-Elektronen-Spektrum kein gutes Hilfsmittel mehr, da der mittlere ADC-Wert für ein Photonelektron immer näher an den ADC-Wert rückt, den das Rauschen produziert, und damit immer schlechter dessen Position bestimmt werden kann. In diesem Fall bedient man sich der Kenntnis der Verstärkung bei einer hohen Hochspannung und berechnet die Verstärkung bei einer kleineren Hochspannung durch Skalierung mittels der Strom-Spannungs-Kennlinie. Dabei nimmt man an, daß die relative Hochspannungsabhängigkeit der Verstärkung für kontinuierlichen Photonenfluß und einzelne Photonen der gleiche ist. Die Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmt man, indem man den Photomultiplier mit konstanter Lichtstärke beleuchtet und dann den Anodenstrom als Funktion der Hochspannung mißt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.5 wiedergegeben. Dabei ist auf den bei U_{HV}=1.25kV gemessenen Strom normiert worden. Eine Parameteranpassung ergibt, daß die angelegte Hochspannung U_{HV} und der Anodenstrom I_A bei der benutzten Beschaltung des Photomultipliers im folgenden Zusammenhang stehen:

$$I_A \propto U_{HV}^{7.9}$$

Aus dem Einzel-Elektronen-Spektrum von Abb. 3.4, das bei U_{HV}=1.1kV aufgenommen wurde, ergibt sich eine Verstärkung von $G = 2{\cdot}10^6$. Durch die Skalierung mittels Abb. 3.5 ergibt sich bei U_{HV}=0.8kV eine Verstärkung von $G = 1.35{\cdot}10^5$.

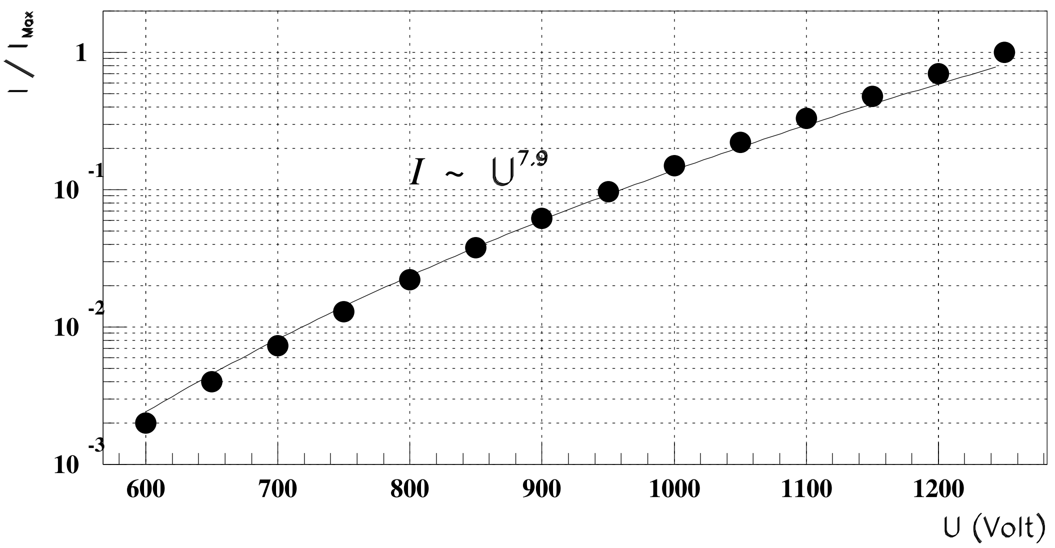


Abbildung 3.5: *Die Strom-Spannungskennlinie in logarithmischer Darstellung. An die Meßpunkte ist eine Funktion der Form $f(U) = U^x$ angepaßt*

3.3 Signalform nach dem Photomultiplier

Die Signalform eines Photomultipliers hängt von der Art und Weise seiner Beschaltung ab. In Abb. 3.6 ist ein gemitteltes Photomultipliersignal der Photoröhre mit der in Abb. 3.2 gezeigten Beschaltung dargestellt. Dieses Signal wurde mit einem digitalen Speicheroszilloskop aufgenommen. Die Signalform stellt die Impulsantwort des Photomultipliers dar. Die Amplitude der Impulsantwort kann allerdings variieren, wie man aus der Breite des Einzel-Elektronen-Spektrums erkennen kann. Die Pulsform kann durch folgende charakteristische Größen beschrieben werden:

- Die Anstiegszeit von 10 auf 90% liegt bei etwa 2 ns.
- Die abfallende Flanke ist länger als die ansteigende Flanke (etwa 6 ns).
- Die Breite auf halber Höhe beträgt 4ns und die Fußbreite (10%) etwa 9ns.

Die hier vorgestellte Signalform wurde auch bei den für diese Arbeit durchgeführten Messungen verwendet. Für das geplante Čerenkov-Teleskopsystem wurde die Beschaltung des Photomultipliers noch dahingehend verbessert, daß die in Abb. 3.6 erkennbare Schulter auf der abfallenden Signalflanke wegfiel und damit die Länge der abfallenden Signalflanke insgesamt verkürzt wurde.

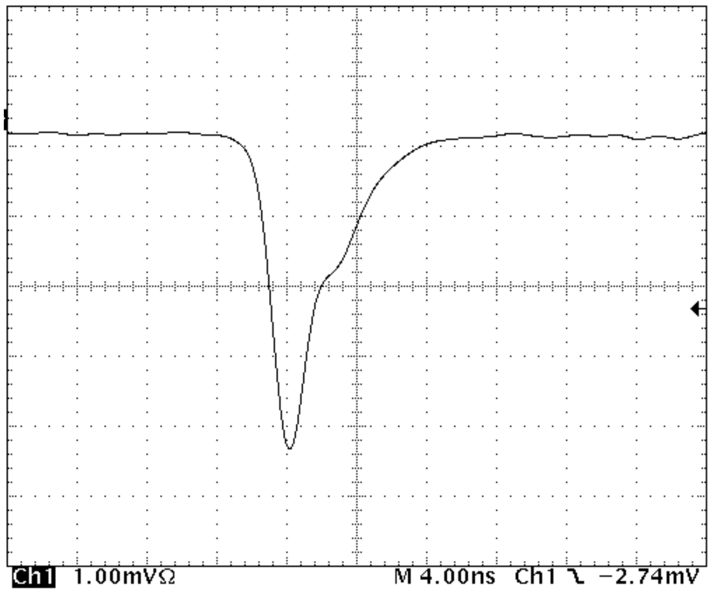


Abbildung 3.6: *Signalform nach dem Photomultiplier. Zeitskala : 4 ns, Amplitudenskala : 1 mV.*

Kapitel 4

Übertragungseigenschaften von Kabeln

Aus Platz- und Gewichtsgründen ist es nicht möglich die Ausleseelektronik auf dem Teleskop direkt bei oder in der Kamera anzubringen. Daher ist es notwendig die Photomultipliersignale mittels Kabel entlang des Teleskopgerüstes zur Ausleseelektronik zu führen. Durch zu lange Kabel würden jedoch die Signale stark gedämpft. Deswegen wird die Ausleseelektronik für jedes einzelne Teleskop lokal am Fuß desselben angebracht. Dafür sind Kabel von 21.5 m Länge notwendig. Da ursprünglich mit einer Kabellänge von 15 m gerechnet wurde, sind die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen mit einer Kabellänge von 15 m gemacht worden. Für den Einsatz eines Kabels im Rahmen der geplanten Čerenkov-Teleskope sind unter anderem rein mechanische Eigenschaften, wie der Durchmesser und das Gewicht des Kabels, von Bedeutung. Es muß schließlich für jedes der 271 Pixel ein Hochspannungskabel und ein Signalkabel entlang des Teleskopgerüstes über den Erdboden in eine Elektronikhütte geführt werden.
Die zu übertragenden Photomultipliersignale haben Impulsflanken im ns-Bereich. Diese schnellen Flanken setzen für die Übertragung abgeschlossene, reflexionsfreie Leitungssysteme voraus. Desweiteren muß das verwendete Kabel in der Lage sein, die, den schnellen Impulsflanken entsprechenden, hohen Frequenzen (einige Hundert MHz) übertragen zu können, damit die Zeitinformation eines Signals erhalten bleibt.

4.1 Allgemeine Eigenschaften von Koaxialkabeln

Die oben erwähnten Anforderungen können durch koaxiale Leitungen erfüllt werden, die reflexionsfrei am Eingang und Ausgang mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen werden. Der Aufbau eines Koaxialskabels besteht nach Abb. 4.1 aus dem Mantel, dem Abschirmungsgeflecht, dem Dielektrikum und dem eigentlichen Leiter.

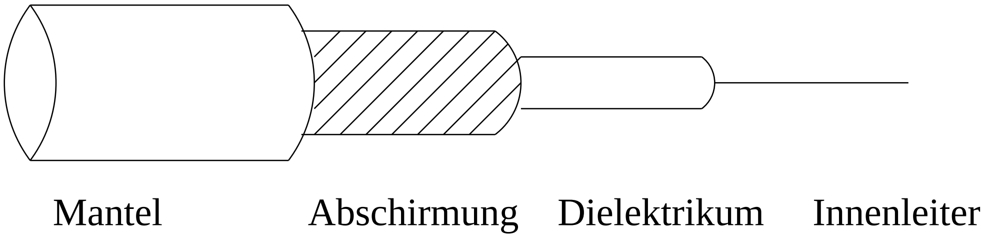


Abbildung 4.1: *Aufbau eines Koaxialkabels.*

Koaxiale Leitungen dämpfen das Signal. Diese Dämpfung steigt mit der Frequenz an. Die Verzögerungszeit liegt je nach Typ bei etwa 5ns/m. Kapazität C, Induktivität L und Wellenwiderstand Z eines Koaxialkabels stehen in folgendem Zusammenhang:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{4.1}$$

Die Übertragungseigenschaften eines Koaxialkabels sind von dessen geometrischen Dimensionen und den verwendeten Materialen abhängig. Tabelle (4.1) enthält einige Literaturwerte zu den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Koaxialkabeln [Nüh]. Dabei handelt es bei dem Kabeltyp RG174 um normales Lemo-Kabel.

Kabeltyp	Z [Ω]	C [pF/m]	Leiter ∅ [mm]	Mantel ∅ [mm]	Dielektrikum ε
RG58	53.5	100	0.9	5	2.95
RG174	50	100	0.48	2.5	1.52
RG178	50	95	0.3	1.5	0.86

Tabelle 4.1: *Daten der verwendeten Koaxialkabel*

4.2 Meßergebnisse an Koaxialkabeln

4.2.1 Signalverformung durch Koaxialkabel

Um die Übertragungseigenschaften eines Kabels zu messen, wurden kurze Signale auf das Kabel gegeben und das Ausgangssignal des Kabels mit dem Eingangssignal verglichen. Anhand der Verformung und des Amplitudenverlustes kann man auf die Qualität des Kabels schließen. Zu diesem Zwecke wurde eine Kabellänge von 15 m benutzt. Die Testmessungen wurden sowohl mit kurzen Pulsen ($\approx$ 3ns Fußbreite) als auch mit Spannungsstufen ($\approx$ 3ns Anstiegszeit) durchgeführt. Der prinzipielle Meßaufbau ist in Abb. 4.2 dargestellt. Für die Erzeugung der Eingangssignale wurde ein Pulsgenerator eingesetzt. Die relevanten Werte wie Anstiegszeit, Fußbreite und Amplitude wurden direkt von einem Speicheroszilloskop abgelesen.

Abbildung 4.2: *Messung der Übertragungsqualität von Kabeln*

Die Eingangssignalform ist durch die Signalform nach 1 m RG58 definiert. Zum optischen Vergleich der Pulsform nach 15 m Kabel dient Abb. 4.3 bzw. Abb. 4.4. Die entsprechenden Zahlenwerte findet man in Tabelle (4.2) bzw. (4.3).

Meßgröße	Original	RG58	RG174	RG178
Amplitude [V]	1.73	1.29	0.96	0.70
Anstiegszeit (20%-80%) [ns]	0.84	0.89	0.93	0.96
Abfallszeit (20%-80%) [ns]	0.79	0.96	1.28	1.52
Pulsbreite (20%) [ns]	2.75	3.06	3.5	3.8

Tabelle 4.2: *Meßgrößen bei Impulsübertragung*

Man sieht deutlich, daß das Kabel des Typs RG58 die Signalform und die Signalamplitude am besten erhält, während der Kabeltyp RG178 das Signal am stärksten verformt und auch den größten Amplitudenverlust aufweist. Die Signalverformung äußert sich darin, daß die ansteigende Flanke länger wird, und das Signal einen mehr oder weniger langen Ladungsschwanz nach sich zieht. Ein solcher Ladungsschwanz

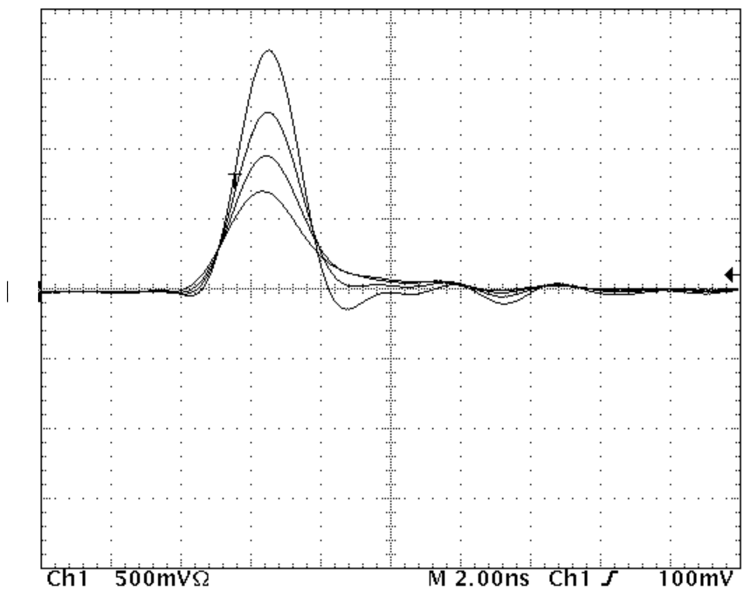


Abbildung 4.3: *Signalverformung durch Koaxialkabel (mit abnehmender Amplitude) : 1 m RG58, 15 m RG58, 15 m RG174, 15 m RG178. Zeitskala : 2 ns, Amplitudenskala : 500 mV.*

ist potentiell problematisch, da sich nach Kap. 2.2.2 dadurch die Länge der Impulsantwort des Systems vergrößert und damit der Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen ansteigt.

Meßgröße	Original	RG58	RG174	RG178
Amplitude [V]	1.82	1.80	1.67	1.56
Anstiegszeit (20%-80%) [ns]	1.1	2.6	4.4	15

Tabelle 4.3: *Meßgrößen bei Spannungssprungübertragung*

Die Übertragungseigenschaften bezüglich eines Spannungssprunges spiegeln die Ergebnisse der Übertragung von schnellen Signalen wieder. Würde man die Signalverläufe von Abb. 4.4 differenzieren, so würde man gerade die Signalformen von Abb. 4.3 erhalten. Dies bedeutet, daß das Kabel, das in Abb. 4.3 den längsten

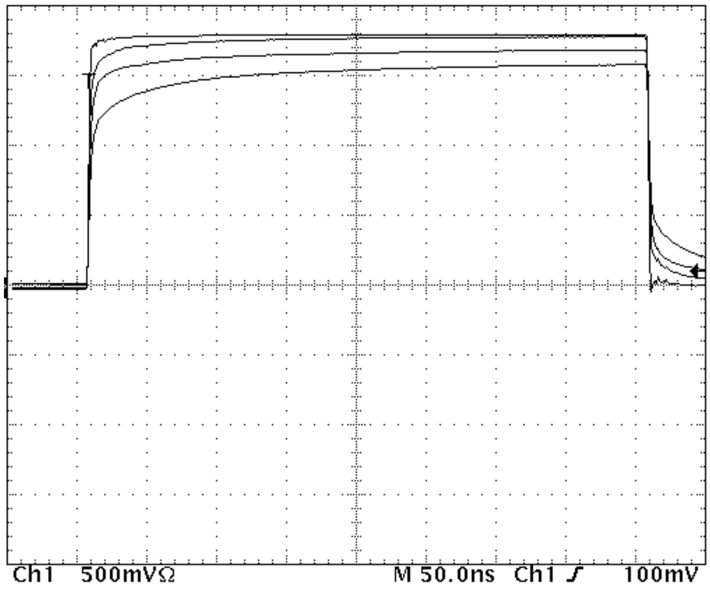


Abbildung 4.4: *Verformung eines Spannungssprunges durch Koaxialkabel (mit abnehmender Amplitude) : 1 m RG58, 15 m RG58, 15 m RG174, 15 m RG178. Zeitskala : 50 ns, Amplitudenskala : 500 mV.*

Ladungsschwanz nach sich zieht, in Abb. 4.4 die längste Anstiegszeit zeigt. Mathematisch kann man sich diesen Sachverhalt mittels Gleichung 2.15 klarmachen, wenn man für das Eingangssignal $s(t)$ einmal eine δ-Funktion und einmal eine Θ-Funktion einsetzt.

4.2.2 Der Frequenzgang von Koaxialkabeln

Weitere wichtige Eigenschaften eines Kabels kann man aus dem Frequenzgang ablesen. Der Meßaufbau ist wieder der von Abb. 4.2. Nun wurde allerdings ein Sinusgenerator benutzt um die Kabel im Hinblick auf deren Frequenzgang zu testen. Die Frequenz wurde in einem Bereich von 10 MHz bis 450 MHz variiert. Die Amplitude des Eingangssignal ist dabei durch die Amplitude nach 10 cm RG58 definiert. Die Frequenzgänge sind in Abb. 4.5 dargestellt. Der prinzipielle Verlauf ist für alle drei Kabel der gleiche:
Mit ansteigender Frequenz nimmt die Amplitude des Ausgangssignals ab, d.h. die

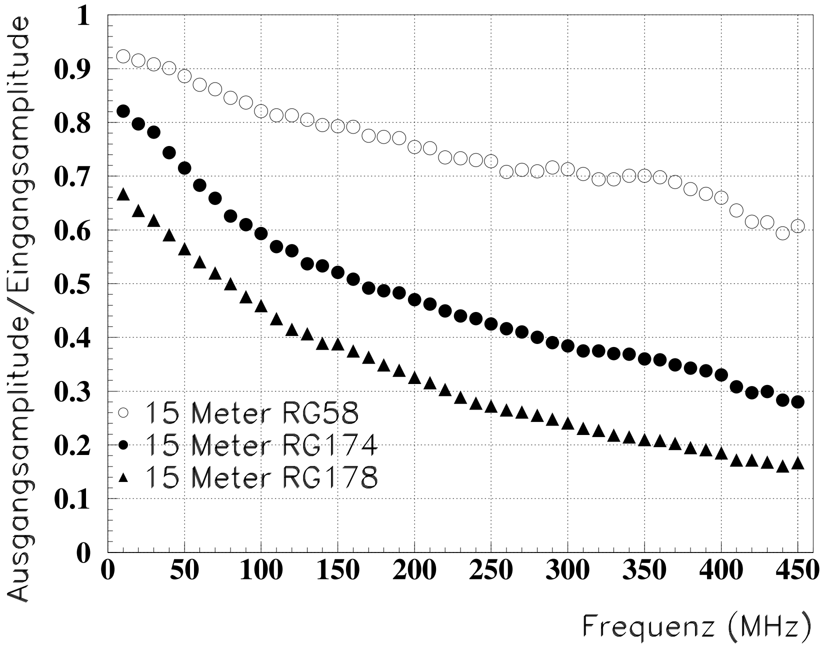


Abbildung 4.5: *Frequenzgänge von Koaxialkabeln.*

Dämpfung nimmt zu. Die durch die Messung der Signalverformung beobachteten Übertragungseigenschaften spiegeln sich auch in den Frequenzgängen wieder:
Das Kabel, das die größte Pulsverformung aufweist, zeigt auch das schlechteste Übertragungsverhalten bei hohen Frequenzen. Dies ist das erwartete Ergebnis, da gerade die kurzen Impulsflanken für die hohen Frequenzanteile im Fourierspektrum eines Signales sorgen. Interessant ist, daß auch die für die Čerenkov-Pulse wichtigen Frequenzen, also größer als 200 MHz, noch relativ gut übertragen werden können. Weiterhin ist gut zu erkennen, daß die Übertragungseigenschaften eines Koaxialkabels mit abnehmenden Leiterdurchmesser (Tabelle 4.1) schlechter werden.
Für den Einsatz in den neuen Čerenkov-Teleskopen fiel die Wahl auf das Kabel des Typs RG178. Dieses Kabel weist eine Dämpfung auf, die in einem vertretbaren Rahmen liegt. Gegenüber den anderen untersuchten Koaxialkabeln hat es den Vorteil, daß es beträchtlich dünner und leichter ist. Desweiteren ist es gegenüber dem herkömmlichen Lemo-Kabel (RG174) leichter zu verlöten.

4.3 Meßergebnisse am Twisted-Pair-Kabel

Die Funktionsweise eines Twisted-Pair-Kabels beruht auf einem anderen Prinzip. Bei diesem Kabeltyp sind jeweils zwei Drähte paarweise verschlungen geführt. Um

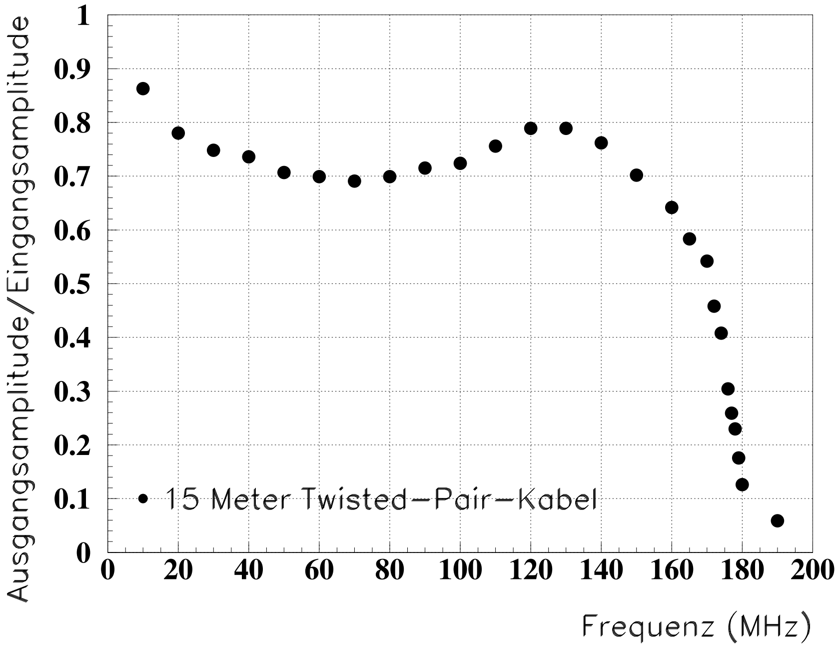


Abbildung 4.6: *Der Frequenzgang des Twisted-Pair-Kabels.*

den Einfluß von Störsignalen so gering wie möglich zu halten, werden die Signale pseudodifferentiell übertragen. Das Signal wird dabei nur auf einen der beiden Drähte eingespeist, der zweite Draht ist über einen Widerstand auf Erdpotential gelegt. Das übertragene Signal induziert auf dem zweiten Draht ein Signal und wird dabei selbst so verändert, daß die Differenz der Signale auf beiden Drähten wieder dem ursprünglichen Signal entspricht. Werden durch äußere Einflüsse Störungen auf dem Twisted-Pair-Kabel eingestrahlt, so erfolgt dies auf beiden Drähten mit gleicher Phase. Das Differenzsignal der Störung ist somit Null. Im Vergleich zu Koaxialkabeln ist man also weniger sensitiv auf Erdungsprobleme. Desweiteren stellt sich die Konfektionierung der Kabel sehr viel einfacher dar. Aus diesen Gründen wurde anfänglich die Verwendung von Twisted-Pair-Kabeln ins Auge gefaßt.
Die Messung wurde ebenfalls mit dem in Abb. 4.2 gezeigten Aufbau durchgeführt. An dieser Stelle soll nur der gemessene Frequenzgang in Abb. 4.6 dargestellt werden. Man erkennt dabei einen deutlichen Unterschied zu den Frequenzgängen der Koaxialkabel. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Übertragung von Frequenzen oberhalb von 180 MHz praktisch nicht mehr möglich ist. Dies bedeutet, daß das Kabel für die Übertragung schneller Čerenkov-Signale ungeeignet ist.

Kapitel 5

Amplituden- und Zeitauflösung mit einem konventionellen System

Bei den bisherigen HEGRA-Čerenkov-Teleskopen wird ein Le Croy ADC2249A zur Signalerfassung benutzt. In den neuen Čerenkov-Teleskopen wird ein Flash ADC-System zum Einsatz kommen, das zum einen kostengünstiger ist und zum anderen eine genügend große Speicherzeit für eine Triggerentscheidung beim Betrieb des Teleskop-Systems zur Verfügung stellt. Der Nachteil ist im kleineren dynamischen Bereich zu suchen.
In diesem Kapitel wird der Einfluß des Hintergrundlichtes des Nachthimmels auf die Amplitudenauflösung des Le Croy ADC2249A und die Zeitauflösung des Le Croy TDC2228A untersucht. Variable Größen sind dabei die Stärke des Hintergrundlichtes, die verwendete Gate-Länge und die in Kap. 4 verwendeten Koaxialkabel für die Signalübertragung. Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse werden als Referenz für die in Kap. 6 erörterten Messungen an Flash ADC-Systemen dienen.

5.1 Beschreibung des Meßaufbaus

Der verwendete Meßaufbau ist in Abb. 5.1 dargestellt. Zur Simulation des Hintergrundlichtes wird eine kontinuierlich leuchtende LED verwendet, die den Photomultiplier beleuchtet. Das eigentliche Čerenkov-Signal wird elektronisch simuliert, indem ein Pulsgenerator einen Spannungssprung erzeugt, der durch ein R-C Glied differenziert wird. Dabei wird die Anstiegszeit des Spannungssprunges und die R-C Zeit so gewählt, daß die entstandene Pulsform in guter Näherung einem richtigen Photomultiplier-Puls entspricht. Das Rauschen des Hintergrundlichtes und das simulierte Čerenkov-Signal werden direkt nach dem Photomultiplier einander überlagert. Danach folgen der Vorverstärker, 15 m Kabel und, nach Auskopplung des

Gleichstromanteils, der ADC für die Messungen der Amplitudenauflösung oder ein Diskriminator und der TDC für die Messungen der Zeitauflösung. Der Gleichstromanteil wird in einem anderen ADC, der in der Monitorkarte [CRT] eingebaut ist, gemessen. Über ein Programm kann der gewünschte Photomultiplier-Strom eingestellt werden, indem der Gleichstromanteil gemessen, und die Helligkeit der LED mittels eines Digital-Analog-Konverters eingeregelt wird. Der Pulsgenerator wird extern angesteuert, indem das Programm über die Monitorkarte einen Triggerimpuls schickt. Die Auslese des ADCs oder des TDCs erfolgt ebenfalls durch das Programm. Für die Messung der Amplitudenauflösung wird das Clock-Ausgangssignal des Pulsgenerators zur Erzeugung des Gate-Signals für den ADC benutzt. Bei der Messung der Zeitauflösung wird es als Startsignal für den TDC genutzt, während das simulierte Čerenkov-Signal durch einen Diskriminator das Stopsignal produziert.

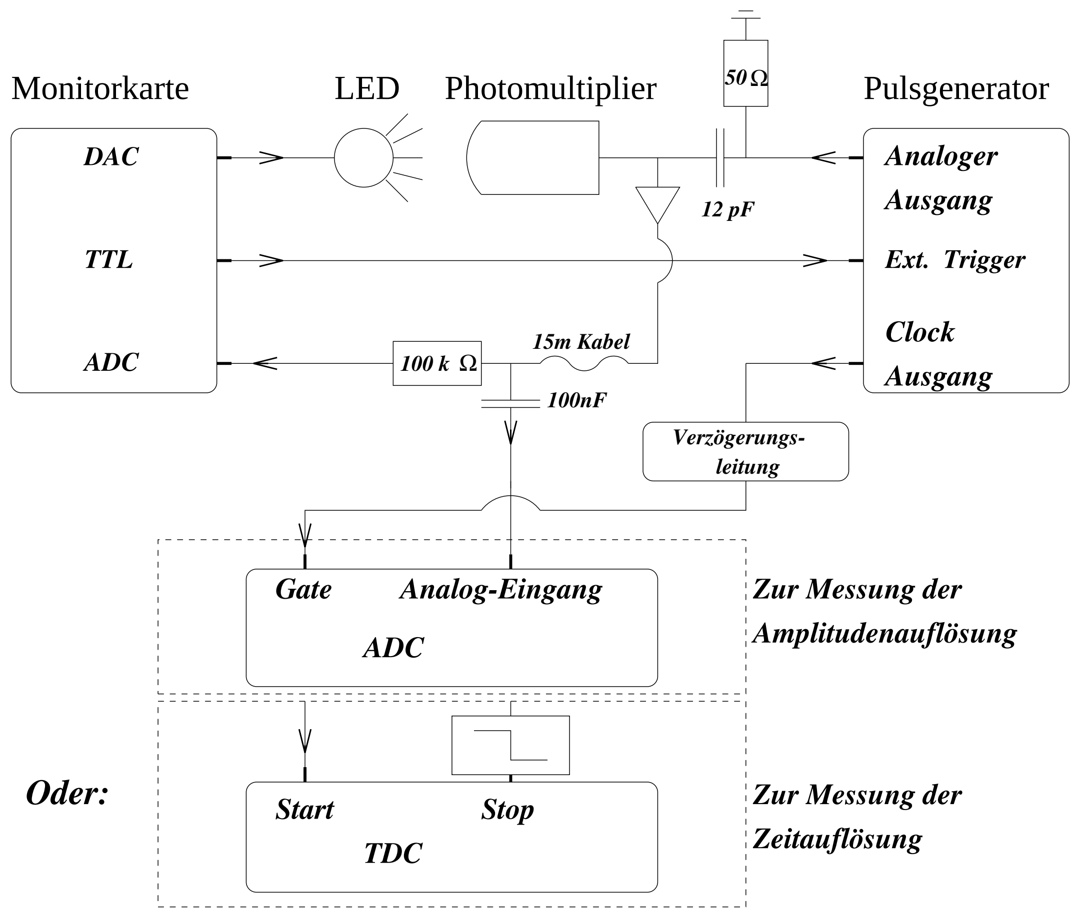


Abbildung 5.1: *Versuchsaufbau für Le Croy ADC2249A und TDC2228A.*

5.2 Amplitudenauflösung mit verschiedenen Koaxialkabeln

Für die Messungen mit verschiedenen Koaxialkabelsorten wurden die in Kap. 4 besprochenen Kabel (RG58, RG174, RG178) verwendet. Um den Einfluß der 15 m Kabellänge zu verdeutlichen, wurde die Messung ebenfalls mit 20 cm RG58 durchgeführt. Für jedes der vier Kabel wurde die gesamte Anordnung geeicht, um den Umrechnungsfaktor von ADC-Kanälen in Photoelektronen zu ermitteln. Die Verstärkung des verwendeten Photomultipliers wurde gemäß der in Kap. 3.2 beschriebenen Methode bestimmt. Den Photoelektronenfluß ϱ kann man bei bekannter Verstärkung aus dem Anodenstrom des Photomultipliers bestimmen, da diese Größen im folgenden Zusammenhang stehen.

$$I_{Anode} = G \cdot e \cdot \varrho \tag{5.1}$$

G ist dabei die Verstärkung und e die Elementarladung. Der Versuch wurde mit einer Verstärkung von $1.67 \cdot 10^5$ durchgeführt, so daß 1 μA Anodenstrom einem Photoelektronenfluß von $0.375 \frac{p.e.}{10ns}$ entspricht.
Die gemessenen ADC-Werte von je 30000 Pulsen sind für verschiedene Einstellungen des Hintergrundlichtes in ein Spektrum gefüllt worden. Die Verteilungen sind jeweils gaußförmig, und die absolute Amplitudenauflösung ist durch die in Gleichung 5.2 angegebene Standardabweichung gegeben.

$$\sigma_{Amplitude} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(ADC_i - ADC_{Mittel})^2}{N}} \tag{5.2}$$

Gemäß der bekannten Eichung der Anordnung kann die Amplitudenauflösung in Einheiten von Photoelektronen umgerechnet werden. Die Messungen sind bei einer festen Gate-Länge von 40 ns durchgeführt worden. Das Ergebnis der Messungen ist in den Abb. 5.2 in ADC-Einheiten und 5.3 in p.e.-Einheiten gezeigt. Man sieht, daß das RG178-Kabel, das in Kap. 4 den größten Amplitudenverlust zeigt, das geringste Rauschen in Einheiten von ADC-Kanälen aufzeigt, während das RG58-Kabel, welches das beste Übertragungsverhalten zeigte, das stärkste Rauschen in ADC-Kanälen aufweist.
Rechnet man jedoch die Amplitudenauflösung in Einheiten von Photoelektronen um, so fallen die Meßpunkte für sämtliche Kabel innerhalb der Meßgenauigkeit zusammen. Dies ist ein Indiz dafür, daß der durch ein langsames Kabel verursachte Ladungsschwanz, den die Signale in einem solchen Fall nach sich ziehen, einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die Amplitudenauflösung hat.

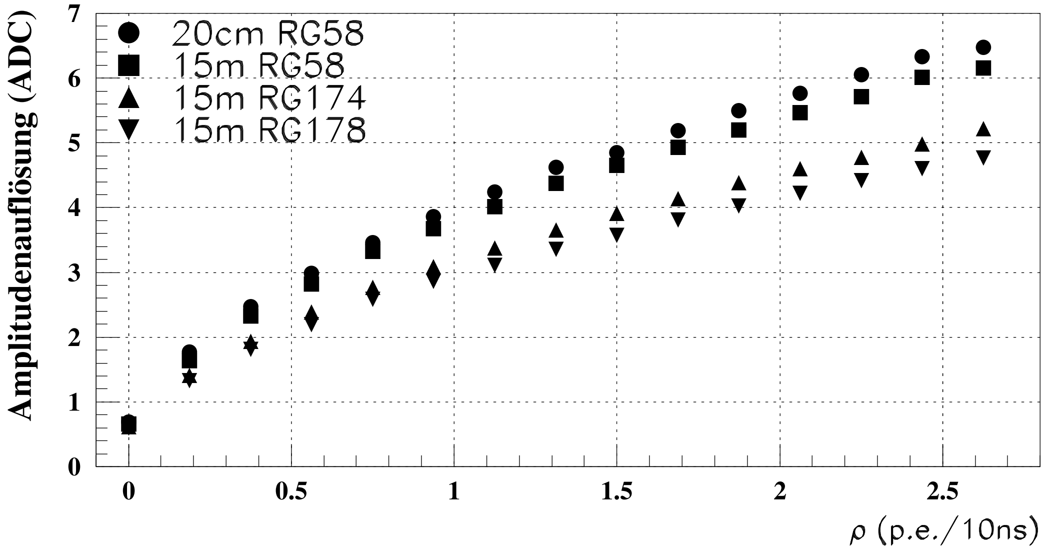


Abbildung 5.2: *Amplitudenauflösung in ADC-Einheiten als Funktion des Photoelektronenflusses ϱ mit verschiedenen Kabeln.*

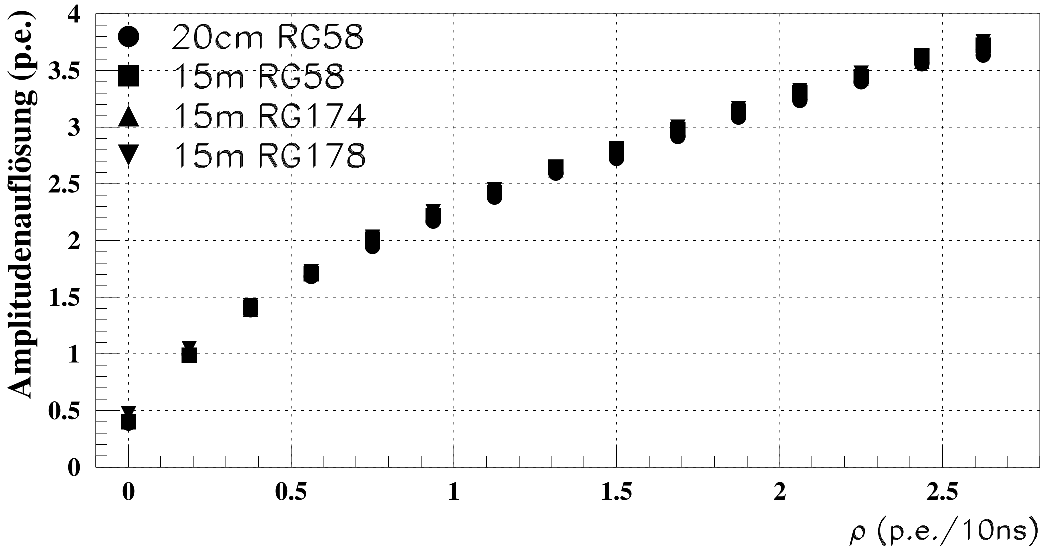


Abbildung 5.3: *Amplitudenauflösung in p.e.-Einheiten als Funktion des Photoelektronenflusses ϱ mit verschiedenen Kabeln.*

5.3 Amplitudenauflösung mit verschiedenen Gate-Längen

Im folgenden wird die Amplitudenauflösung des Le Croy ADC2249A in Abhängigkeit der Gate-Länge dargestellt. Dazu wurden 15 m Lemo-Kabel zur Signalübertragung verwendet. Dabei ist zu beachten, daß die Gate-Länge groß genug sein muß, damit die komplette Ladung des Signals aufintegriert wird. Für diesen Zweck wurden Gate-Längen von 20, 30, 40 und 50 ns gewählt. Bei diesen Messungen wurde eine Verstärkung von $1.35 \cdot 10^5$ benutzt, was einem Photoelektronenfluß von $0.46 \frac{p.e.}{10ns}$ bei einem Stom von 1μA entspricht.
Trivialerweise erwartet man dabei, daß bei einem längeren Gate mehr Hintergrundlicht aufintegriert wird und damit die Amplitudenauflösung schlechter wird. Die Messungen bestätigen diese Erwartung, wie man Abb. 5.4 entnehmen kann.

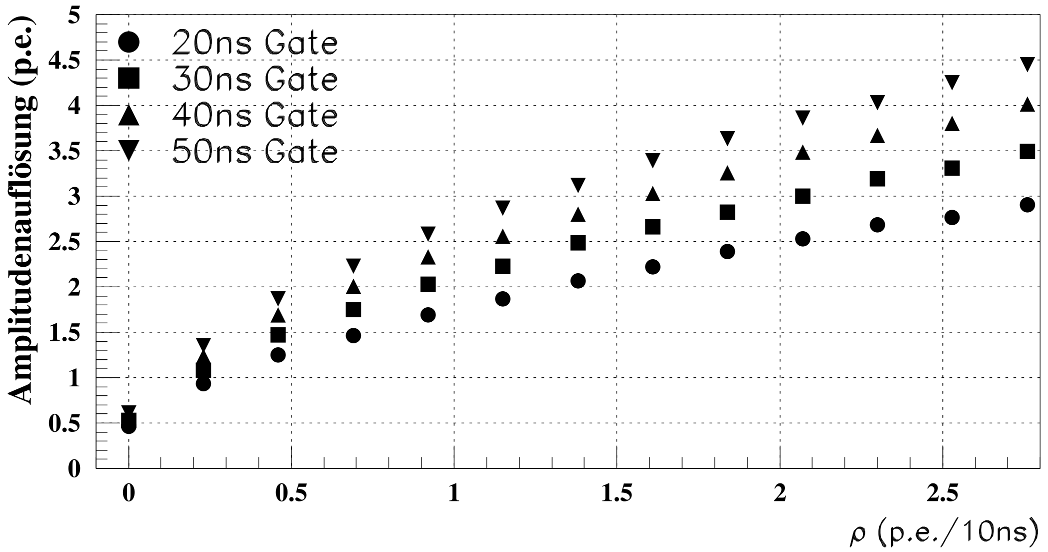


Abbildung 5.4: *Amplitudenauflösung in p.e.-Einheiten als Funktion des Photoelektronenflusses ϱ bei verschiedenen Gate-Längen.*

Für die Anwendung ist interessant, wie gut die Amplitudenauflösung des ADCs bei der erwarteten Photoelektronenrate auf La Palma ist. In Abb. 5.5 ist die Amplitudenauflösung gegen die Gate-Länge bei einer typischen Photoelektronenrate ϱ von $0.46 \frac{p.e.}{10ns}$ aufgetragen.
Um den genauen Kurvenverlauf von Abb. 5.4 auch quantitativ verstehen zu können,

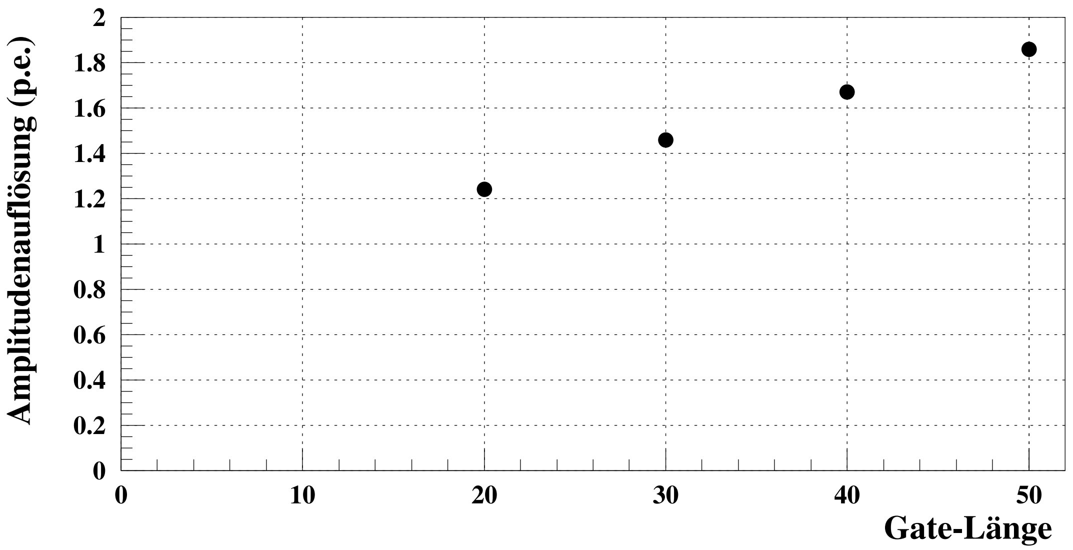


Abbildung 5.5: *Amplitudenauflösung bei einer typischen Photoelektronenrate $\varrho = 0.46 \frac{p.e.}{10ns}$ als Funktion des Gate-Länge.*

trägt man das Quadrat der Amplitudenauflösung gegen den Photoelektronenfluß auf. Die erwartete Form kann man gemäß Gleichung 2.12 berechnen. Der wichtigste Teil dieser Gleichung ist der Faktor, der die Abhängigkeit vom Lichthintergrund und damit von ϱ beschreibt. Zum einen geht hier die Breite des Einzel-Elektronen-Spektrums ein, die in Kap. 3.2.1 erörtert wurde und zum anderen die Impulsantwort des Meßsystems. Für den Fall einer Gate-Länge von 40 ns ist die auf 1 normierte Impulsantwort in Abb. 5.6 dargestellt. Für ein ideales Gate, d.h. mit unendlich steilen Flanken, und einem δ-Puls als Signal, erwartet man für das Integral über das Quadrat der Impulsantwort einfach die Integrationszeit:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h^2(t)dt = \int_{0}^{Gate-Länge} 1 \cdot dt = \textit{Gate-Länge}$$

Die genaue Impulsantwort wurde gemessen, indem für das simulierte Čerenkov-Signal die Zeitverzögerung zwischen der Ankunft des Signals und des Gates im ADC in Schritten von einer Nanosekunde verschoben wurde (Verzögerungsleitung in Abb. 5.1). Für jede eingestellte Zeitverzögerung wurde dann der mittlere ADC-Wert abgelesen. In den verwaschenen Flanken der Impulsantwort spiegelt sich zum einen die Signalbreite und zum anderen die ADC-Gate-Bandbreite wider. Berechnet man das Integral über das Quadrat der gemessenen Impulsantwort, so erhält man einen Wert von 37.2 ns. Dies bedeutet, daß die effektive Integrationszeit kürzer als 40 ns ist.

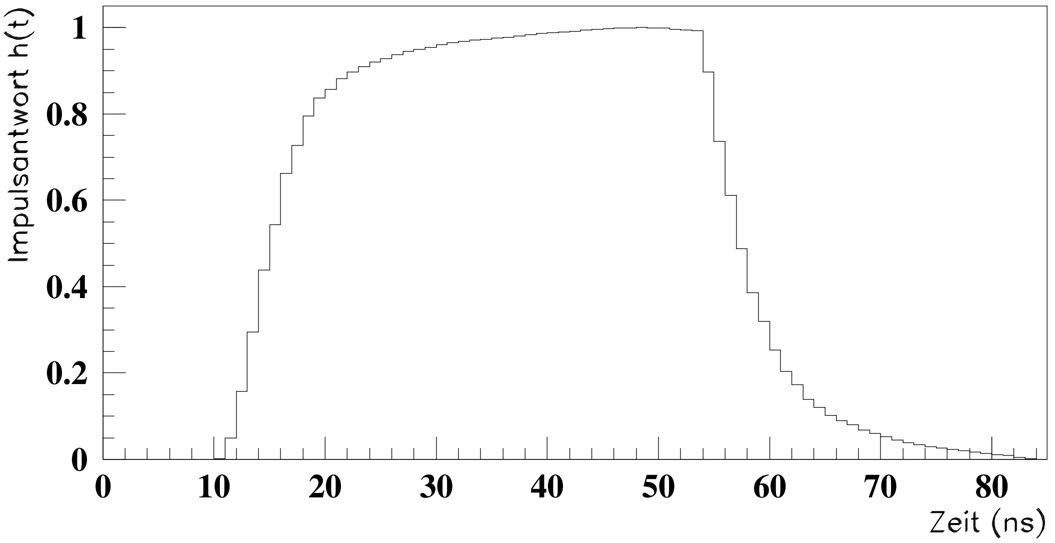


Abbildung 5.6: *Impulsantwort des Meßsystems für ein 40ns-Gate, wobei das Signal durch 15 m Lemo-Kabel übertragen wurde.*

In Abb. 5.7 ist das Quadrat der Amplitudenauflösung gegen den Photoelektronenfluß ϱ in Einheiten von $\frac{p.e.}{10ns}$ aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus der Unsicherheit der Kenntnis der Verstärkung des Photomultipliers, die gemäß Kap. 3.2.1 mit 20% veranschlagt wurde. Die Geradenanpassung ergibt eine Steigung von

$$5.5 \pm 0.33 \quad p.e. \cdot 10ns$$

Mit der Breite σ_{spe} des Einzel-Elektronen-Spektrums und der Impulsantwort h(t) aus Abb. 5.6 sagt die Theorie eine Steigung von

$$4.65 \pm 0.6 \quad p.e. \cdot 10ns$$

voraus, wobei der Fehler aus der Unsicherheit von σ_{spe} resultiert. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Ergebnisse überein. Der Achsenabschnitt sollte gemäß Gleichung 2.10 durch das Quantisierungsrauschen erklärbar sein. Bei dieser Messung war die Verstärkerkette so eingerichtet, daß 1 ADC-Digitalwert gerade 0.91

Photoelektronen entspricht. Man erwartet also einen Achsenabschnitt von

$$\sigma^2_{Quant} = \left(\frac{0.91\text{p.e.}}{\sqrt{12}}\right)^2 \approx 0.07\text{p.e.}^2$$

Die große Differenz zu dem aus Abb. 5.7 erhaltenen Wert von 0.3±0.06 ist dadurch zu erklären, daß der ADC zudem das elektronische Rauschen der Verstärkungskette und das interne elektronische Rauschen des ADCs selbst aufintegriert.

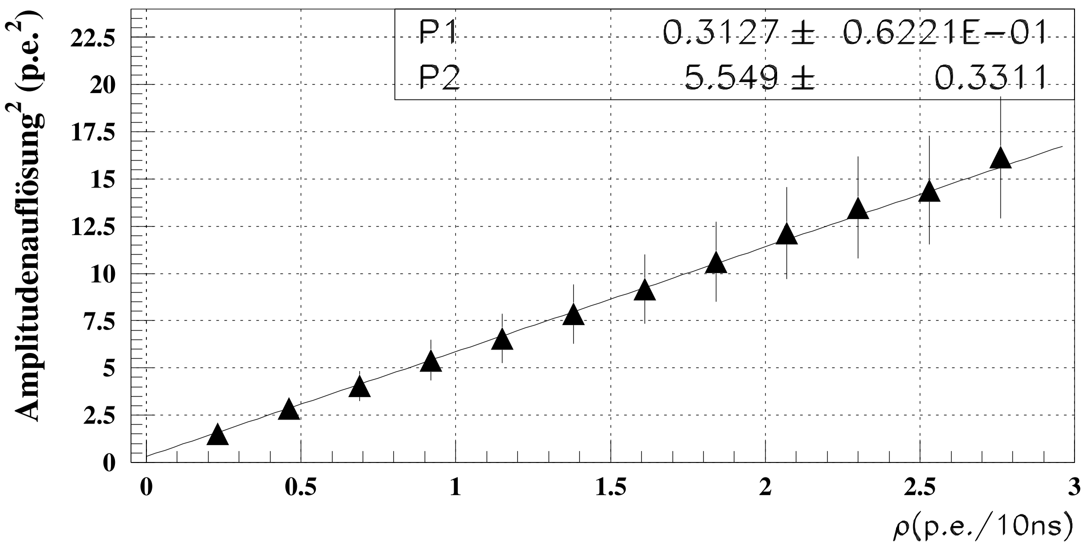


Abbildung 5.7: *Amplitudenauflösung als Funktion des Photoelektronenflusses ϱ unter Benutzung eines 40 ns Gates und 15 m Lemo-Kabel.*

Gleichung 2.10 läßt sich direkt verifizieren, wenn man das Rauschen in Einheiten von ADC-Werten betrachtet. In Abb. 5.8 ist das gemessene Rauschen bei ϱ=0 in Einheiten von (ADC-Werten)^2 gegen die Integrationszeit aufgetragen. Offensichtlich wird mit zunehmender Integrationszeit mehr elektronisches Rauschen aufintegriert. An die Meßpunkte kann man eine Gerade anpassen. Extrapoliert man diese Gerade bis zu einer Integrationszeit = 0, so sollte hier in erster Näherung nur noch das reine Quantisierungsrauschen zu beobachten sein. Durch diese Methode erhält man ein Quantisierungsrauschen von 0.0847 (ADC-Werten)^2 bzw. von 0.29 ADC-Werten. Dies entspricht genau dem erwarteten Wert von $1/\sqrt{12} \approx 0.29$ ADC-Werten.

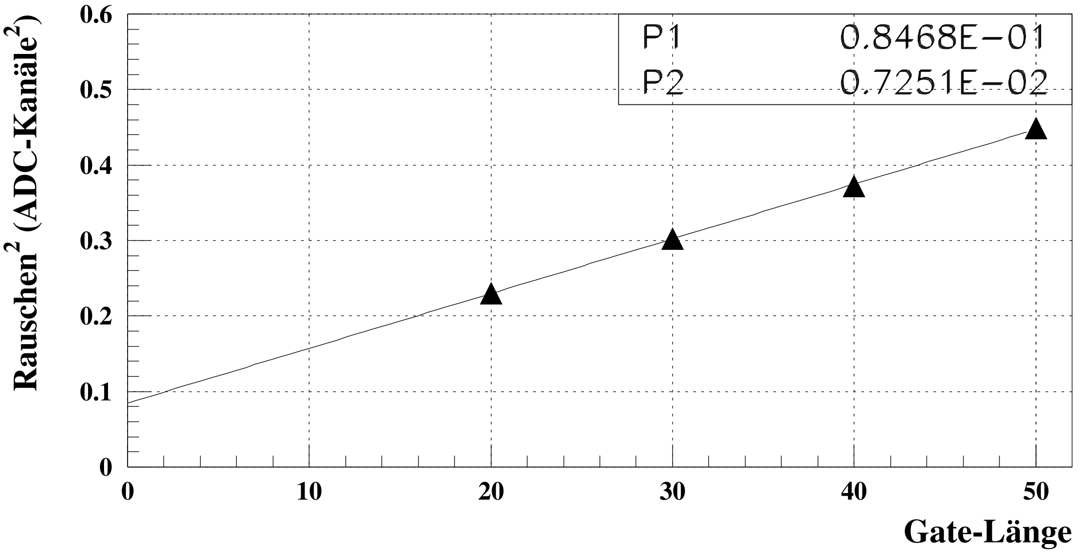


Abbildung 5.8: *Rauschen in ADC-Einheiten bei $\varrho = 0$ als Funktion der Gate-Länge.*

5.4 Zeitauflösung

Die Messungen zur Bestimmung der Zeitauflösung mit dem Le Croy TDC2228A wurden ebenfalls mit der in Abb. 5.1 dargestellten Anordnung gemessen. Der TDC hat eine Auflösung von 11 bit. Eine TDC-Einheit entspricht 50 ps, so daß die obere Meßbereichsgrenze bei etwa 100 ns liegt. Die Messung wurde mit normalem Lemo-Kabel von 15 m Länge durchgeführt. Die Diskriminatorschwelle zum Auslösen des Stopsignals für den TDC war dabei auf 10 Photoelektronen eingestellt. Für kleinere Signale hat dies zur Folge, daß sie keine Zeitinformation liefern, da sie nicht in der Lage sind, das Stopsignal für den TDC auszulösen. Die Messungen wurden mit verschiedenen Signalamplituden und verschiedenen Hintergrundlichtstärken durchgeführt.

Durch die Ergebnisse kann man die in Gleichung 2.13 erwarteten Abhängigkeiten verifizieren. In Abb. 5.9 ist die Abhängigkeit der Zeitauflösung als Funktion des Hintergrundlichtes für zwei verschiedene Signalamplituden zu sehen. Die Signalamplitude von 12 Photoelektronen liegt dabei knapp über der Diskriminatorschwelle. Zur Bestimmung der Zeitauflösung konnten nur diejenigen Signale benutzt werden, die die Diskriminatorschwelle überschritten. Mit ansteigendem Hintergrundlicht konnten jedoch immer mehr Signale den Diskriminator nicht mehr auslösen. Dieses Problem ist nur für die kleine Signalamplitude von 12 p.e. relevant. Es ist zu erkennen, daß die Zeitauflösung wie erwartet etwa mit der Wurzel des Photoelektronenflusses ansteigt.

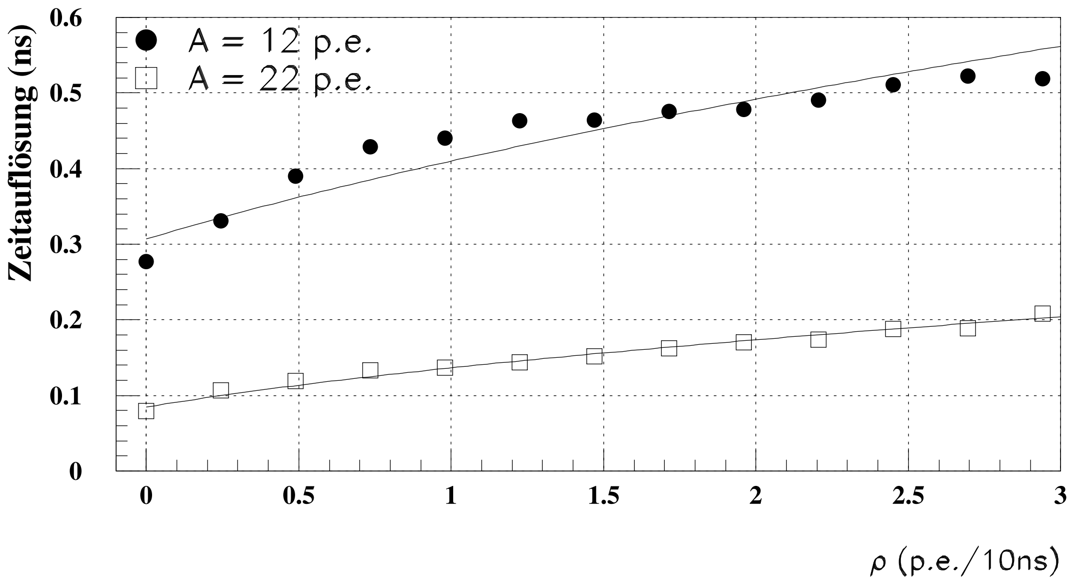
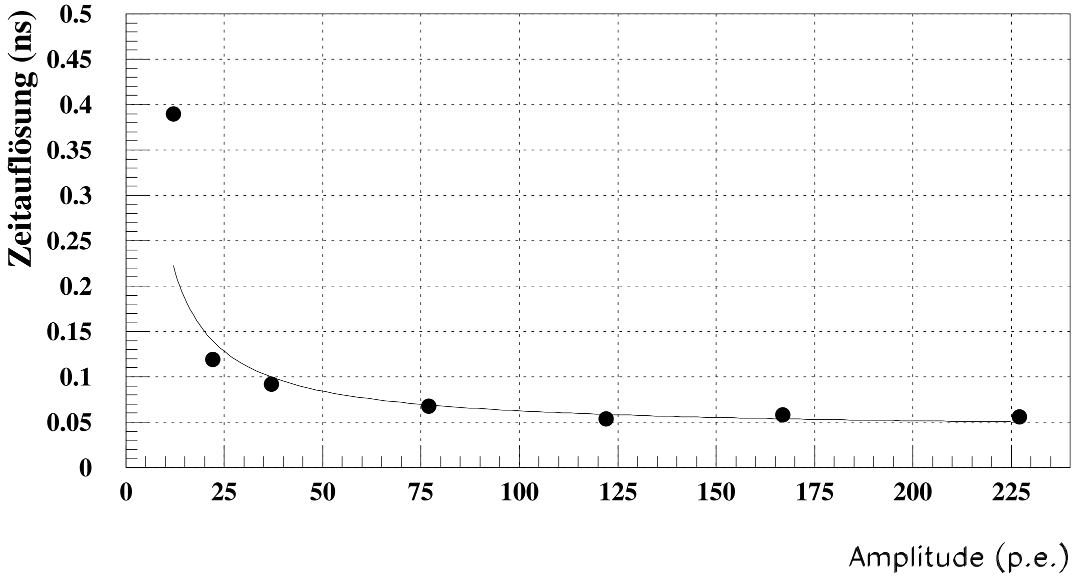


Abbildung 5.9: *Zeitauflösung als Funktion des Hintergrundlichtes für eine Amplitude von 12 bzw. 22 Photoelektronen. An die Meßpunkte ist eine Funktion der Form* $f(\varrho) = \sqrt{a + b \cdot \varrho}$ *angepaßt.*

In Abb. 5.10 ist die Zeitauflösung in Abhängigkeit der Signalamplitude bei einem typischen Photoelektronenfluß (Kap. 2.4) von ϱ=0.49$\frac{p.e.}{10ns}$ zu sehen. Man kann sehen, daß die Zeitauflösung wie $1/A$ mit der Amplitude A besser wird und gegen einen Grenzwert G strebt, der durch die Auflösung des TDCs und die Meßapparatur gegeben ist. An die Meßpunkte ist eine Funktion der Form $f(A) = G + \frac{konst.}{A}$ angepaßt. Der Grenzwert G ergibt sich dabei zu 0.05 ns.
Der TDC bietet also die Möglichkeit, die Ankunftszeit eines Čerenkov-Signales mit einer Genauigkeit von 0.05 bis 0.5 ns zu bestimmen. Für Pulse, die die Diskriminatorschwelle nicht überschreiten, geht allerdings jegliche Zeitinformation verloren. Dagegen kann man mit einem Flash ADC-System auch den kleinen Signalen aufgrund der Signalform noch eine Zeitinformation abgewinnen. Für den Einsatz in den neuen Čerenkov-Teleskopen ist ein konventionelles System jedoch wenig praktikabel, da man für jedes Pixel sowohl einen ADC- als auch einen TDC-Kanal zur Verfügung stellen müßte. Bei einem System von 5 Teleskopen mit jeweils 271 Pixeln ist dies schon aus finanziellen Gründen nicht möglich. Desweiteren würde sich aufgrund der fehlenden Signalspeicherung die Totzeit des Teleskopsystems drastisch erhöhen. Die Verkabelung der Ausleseelektronik gestaltet sich beim Einsatz eines Flash ADC-Systems ebenfalls einfacher, da man für jedes Pixel den TDC einspart.



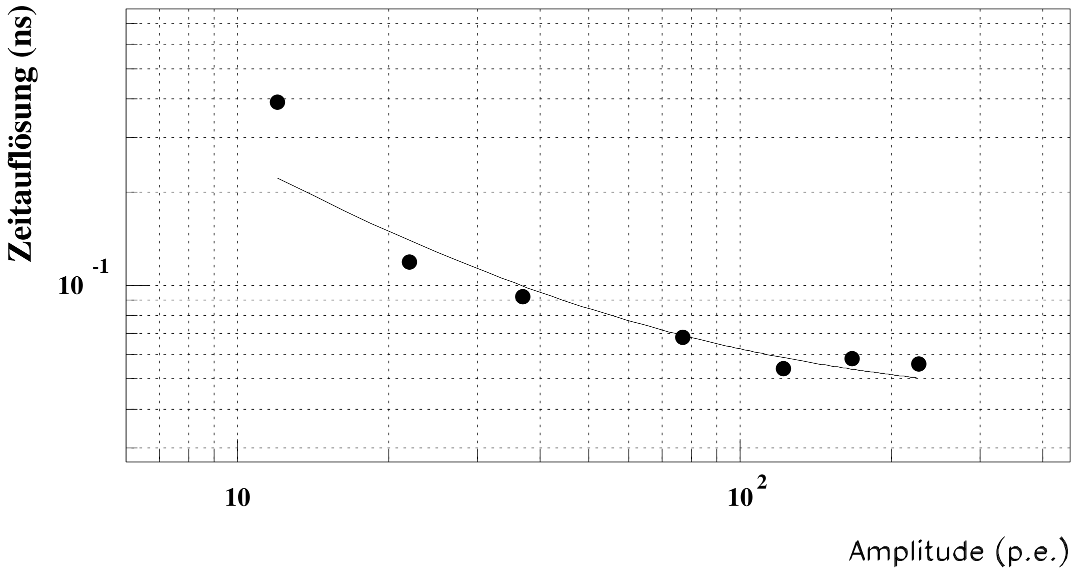


Abbildung 5.10: *Zeitauflösung als Funktion der Amplitude bei einer typischen Photoelektronenrate $\varrho = 0.49\frac{p.e.}{10ns}$. Oben linear, unten doppellogarithmisch dargestellt. Für große Amplituden strebt die Zeitauflösung gegen einen Grenzwert G, der durch die Auflösung des TDCs und die Meßapparatur gegeben ist. An die Meßpunkte ist eine Funktion der Form $f(A) = G + \frac{konst.}{A}$ angepaßt. Der Grenzwert G ergibt sich dabei zu 0.05 ns.*

Kapitel 6

Amplituden- und Zeitauflösung mit Flash ADC-Systemen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an einem FADC-System vorgestellt, wobei unterschiedliche Abtastzeiten Δ benutzt wurden. Das FADC-System wurde hinsichtlich seiner Amplituden- und Zeitauflösung untersucht. Die Ergebnisse der Amplitudenauflösung werden mit der in Kapitel 2.2 berechneten Auflösung verglichen.

6.1 Messungen an FADC-Systemen

6.1.1 Beschreibung des Meßaufbaus

Eine schematische Darstellung des Meßaufbaus findet sich in Abb. 6.1. Dieser ist mit dem in Kap. 5.1 beschriebenen Meßaufbau fast identisch. Anstelle des herkömmlichen ADCs tritt jetzt ein Pulsformer mit einem nachfolgenden Flash ADC-System. Der Pulsformer besteht aus zwei in Serie geschalteten Integratoren, die jeweils auf die gleiche Integrationszeit eingestellt sind. Als FADC-System dient ein 250MHz System mit vier Analog-Eingängen [Str]. Dieser FADC hat einen dynamischen Bereich von 8 Bit, d.h. von 0 bis 255. Die komplette Verstärkungskette ist dabei so eingestellt, daß die Photoelektronen, die aus der Kathode herausgeschlagen werden, eine mittlere Amplitude von einem FADC-Wert hervorrufen. Diese Einstellung ist besonders im Hinblick auf das Quantisierungsrauschen (Gleichung 2.10) von großer Bedeutung.
Da der den Puls simulierende Pulsgenerator nicht mit der internen Uhr des Flash ADCs synchronisiert ist, wird die Messung der Ankunftszeit des Pulses im Flash ADC notwendig. Daher liefert ein zweiter Pulsgenerator einen linearen Span-

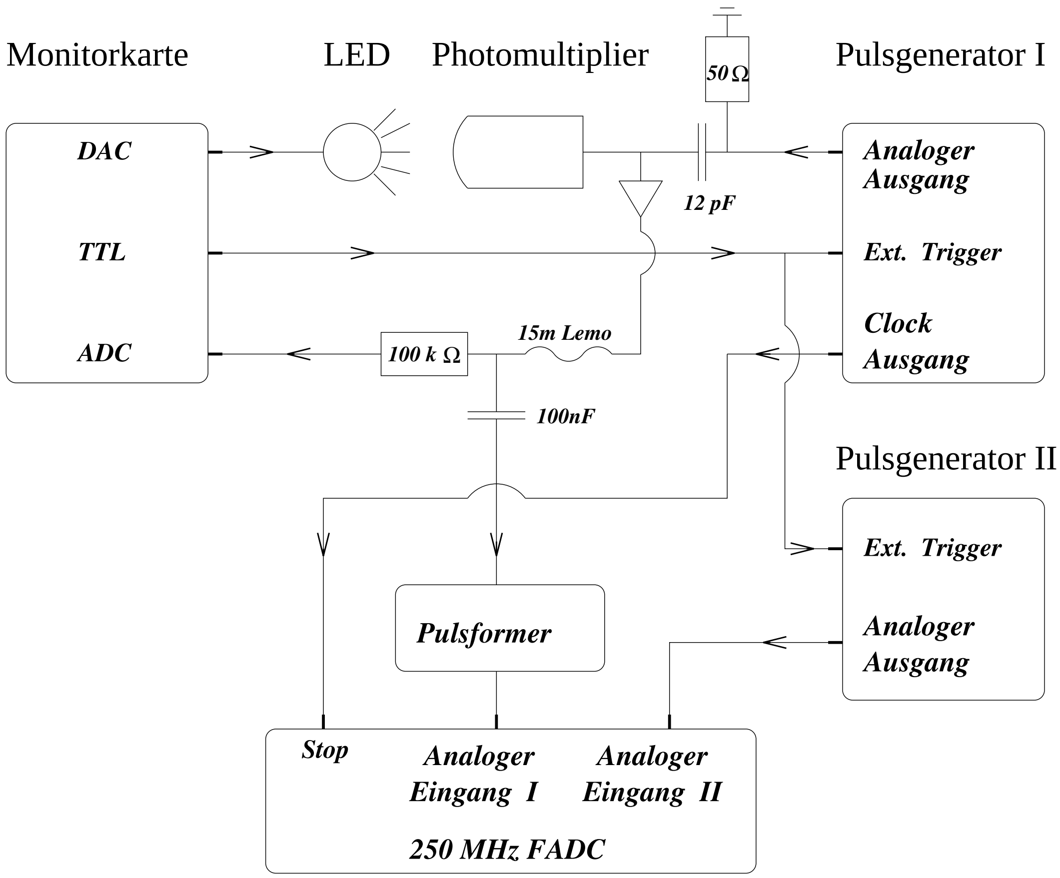


Abbildung 6.1: *Meßaufbau zur FADC-Messung.*

nungsanstieg, der ebenfalls vom FADC abgetastet wird. Sowohl für das simulierte Čerenkov-Signal als auch für den linearen Spannungsanstieg werden zwei Analogeingänge des FADCs benutzt, die jeweils über eine Verzögerungsleitung von 2 ns Länge verbunden sind. Die Signale werden am ersten Eingang durchgeschleift, ehe sie über die Verzögerungsleitung in den zweiten Eingang gelangen. Sie werden also effektiv mit 500 MHz abgetastet. Die Anstiegszeit des linearen Spannungsanstieges ist so eingestellt, daß der Anstieg von 5 bis 255 FADC-Einheiten bei 500 MHz in 12 Abtastperioden liegt. Durch lineare Regression wird jeweils der wahre Startzeitpunkt des Anstiegs bestimmt. Die Genauigkeit mit der man diesen Zeitpunkt bestimmen kann ist gegeben durch:

$$\sigma_0 = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \frac{12 Abtastperioden Anstieg}{250 FADC - Werte} \cdot 2ns Abtastzeit \approx 0.03ns \tag{6.1}$$

Dieser durch lineare Regression berechnete Startzeitpunkt wird bei der Auswertung

der Signalformen bezüglich der Zeitauflösung von Bedeutung sein. Bei der gesamten Messung ist die Zeitdifferenz zwischen dem Čerenkov-Signal, dem linearen Spannungsanstieg und dem Stop-Signal für den FADC jeweils konstant.
Die gesamte Anordnung wird von einem Programm kontrolliert, das die folgenden Funktionen wahrnimmt:

- Start des Wandlungsvorganges des FADCs.
- Über die Monitorkarte erhalten die Pulsgeneratoren externe Triggersignale.
- Durch die Auslese des ADCs in der Monitorkarte wird der Anodenstrom gemessen.
- Durch Ansteuerung der LED über den DAC-Ausgang der Monitorkarte wird die gewünschte Hintergrundlichtstärke eingeregelt.
- Der FADC wird ausgelesen. Nachdem der Wandlungsvorgang beendet wurde, wird eine Folge von Abtastperioden des FADCs in ein Datenfile geschrieben. Zu jedem Puls wird außerdem der Anodenstrom, und der durch lineare Regression bestimmte Startzeitpunkt des linearen Spannungsanstiegs in das Datenfile geschrieben.

6.1.2 Variable Parameter

Unter den einstellbaren Parametern kann man zwischen 2 Typen von Parametern unterscheiden. Zu den bei einer Messung variierbaren Größen gehören:

- Die Hintergrundlichtstärke, die in dem in La Palma erwarteten Bereich liegen sollte. Die explizit einzuregelnde Größe ist in diesem Fall der Anodenstrom I_A. Die Messungen wurden mit folgenden Einstellungen durchgeführt:
  - Hochspannung U_{HV}= 0.8 kV
  - Photomultiplierverstärkung $G = 1.35 \cdot 10^5$
  - I_A= 0 bis 6μA in Schritten von 0.5μA wobei 1μA $\cong 0.46 \frac{p.e.}{10ns}$
- Die Signalamplitude, d.h. die Größe des simulierten Pulses. Die Messungen wurden für 7 verschiedene Amplituden, von 10p.e. bis 227 p.e., durchgeführt.
- Die Einstellung des Pulsformers, d.h. die Integrationszeit der beiden Integratoren. Für diese Messungen wurden drei verschiedene Einstellungen der Integratoren benutzt: τ = 0 ns, 10 ns, 20 ns. Diese Zeit τ repräsentiert die Länge

der ansteigenden Flanke des Ausgangssignals. In diesem Sinne hat die Pulsformereinstellung $\tau = 0$ ns nur formalen Charakter, da schon das Eingangssignal eine ansteigende Flanke von etwa 4 ns Länge hat.

Folgende Parameter sind bei der Signalauswertung einstellbar:

- Die Signale werden durch einen 250 MHz FADC digitalisiert. Aufgrund der Verzögerungsleitung von 2 ns Länge wird das Signal effektiv mit 500 MHz abgetastet. Durch überspringen einer bestimmten Anzahl N von Abtastperioden kann man einen FADC simulieren, der mit einer Frequenz von $(500/N)$ MHz abtastet. Um die Ergebnisse dieses Kapitels auf andere FADC-Systeme mit gleicher Abtastzeit zu übertragen, muß man die unterschiedlichen Eingangsbandbreiten verschiedener FADC-Systeme berücksichtigen. Die Ergebnisse hängen nicht nur von der Pulsformereinstellung τ und der Abtastzeit Δ, sondern zusätzlich vom FADC-System selbst ab. Daher ist ein FADC-System neben der Abtastzeit Δ auch durch seine Eingangsbandbreite charakterisiert.
- Die digitalisierten Signale werden auf verschiedene Arten analysiert:
  - Im Fall der Amplitudenauflösung wird eine verschiedene Anzahl von FADC-Abtastperioden aufsummiert, um ein Maß für die Pulsfläche zu bekommen.
  - Im Fall der Zeitauflösung wird eine verschiedene Anzahl von FADC-Abtastperioden benutzt, um mittels der Schwerpunktsbildung eine Information über die genaue Ankunftszeit des Signals zu bekommen.
  - Beide oben genannten Methoden kann man mit der in Kapitel 2.5 beschriebenen Rückfaltung kombinieren.

Aufgrund der Vielzahl der veränderlichen Parameter ergibt sich eine Flut von Kombinationen, die bei der Analyse zu berücksichtigen sind:

$$\begin{pmatrix} \textbf{Pulsformer:} \\ 0\text{ ns} \\ 10\text{ ns} \\ 20\text{ ns} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \textbf{FADC-System:} \\ 500\text{ MHz} \\ 250\text{ MHz} \\ 167\text{ MHz} \\ 125\text{ MHz} \\ 100\text{ MHz} \\ 83\text{ MHz} \\ 62\text{ MHz} \\ 50\text{ MHz} \\ 42\text{ MHz} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \textbf{Analysemethode:} \\ \text{Pulsflächenbestimmung} \\ \text{Zeitinformation} \\ \text{Mit / ohne Rückfaltung} \end{pmatrix}$$

Im folgenden sollen anhand bestimmter Kombinationen die zu beachtenden Effekte bei der Analyse digitaler Signale erörtert werden. Weiterhin werden die durch Gleichung 2.12 gegebene Steigung, also der Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen, und der Achsenabschnitt, der das Quantisierungsrauschen darstellt, als Funktion der Abtastzeit und der Pulsformereinstellung, bei fester Analysemethode, dargestellt.

6.2 Amplitudenauflösung

6.2.1 Die Phasenabhängigkeit der Meßgröße

Wie schon in Kapitel 2.1.2 anhand von Abb. 2.3 erläutert wurde, hängt die einem digitalisierten Puls zugeschriebene Amplitude von der relativen Phase zwischen dem Eintreffen des Signals im FADC und der internen Uhr des FADC ab. Die Phase COG ist im folgenden eine Zahl zwischen 0 und 100, die man durch Multiplikation der Nachkommastelle des Signalschwerpunktes mit einem Faktor Hundert erhält. Dieser Phasenfehler trägt zur Verschlechterung der absoluten Amplitudenauflösung bei. Dieser Unsicherheitsfaktor nimmt mit der Signalamplitude zu. Betrachtet man jedoch die Nullinie des FADCs, d.h. bei Signalamplitude $= 0$, so trägt der Phasenfehler nicht bei, und man erwartet das theoretisch vorhergesagte Rauschen. Anhand Abb. 6.2 und 6.3 kann man den Einfluß der Phasenabhängigkeit gut erkennen.
Aufgetragen ist jeweils eine, dem digitalisierten Signal zugeschriebene Amplitude M gegen die Phase COG, die ein Maß für die Ankunftszeit des Signals im FADC ist. Dabei ist immer auf die größte gemessene Amplitude normiert worden. Die Kurven sind mittels relativ großer Pulse ($\approx$167 p.e.) und bei $\varrho = 0$ aufgenommen worden. In beiden Abbildungen ist die Phasenabhängigkeit für ein Signal mit einer Anstiegszeit von τ =10 ns ohne Rückfaltung (6.2) und mit Rückfaltung (6.3) für ein 125 MHz-FADC (a und b) und ein 42 MHz-FADC (c und d) dargestellt. Dabei ist als Maß $M = M(COG)$ für die Amplitude entweder das größte, in einem Signal vorhandene Bin (a und c), oder die Summe der zwei größten Bins (b und d) benutzt worden. Um den Signalschwerpunkt zu bestimmen, wurden bei dem 125 MHz FADC, bei nicht angewandter Rückfaltung, die drei größten, in einem Signal vorhandenen Bins benutzt, während in den anderen hier dargestellten Fällen nur die zwei größten Bins benutzt wurden.
Man kann gut die folgenden prinzipiellen Abhängigkeiten erkennen, die sowohl mit als auch ohne Anwendung der Rückfaltung Gültigkeit haben:

- Je größer die Abtastzeit Δ des FADCs im Verhältnis zur Anstiegszeit τ und damit zur Signallänge wird, desto stärker wird die Phasenabhängigkeit. Im

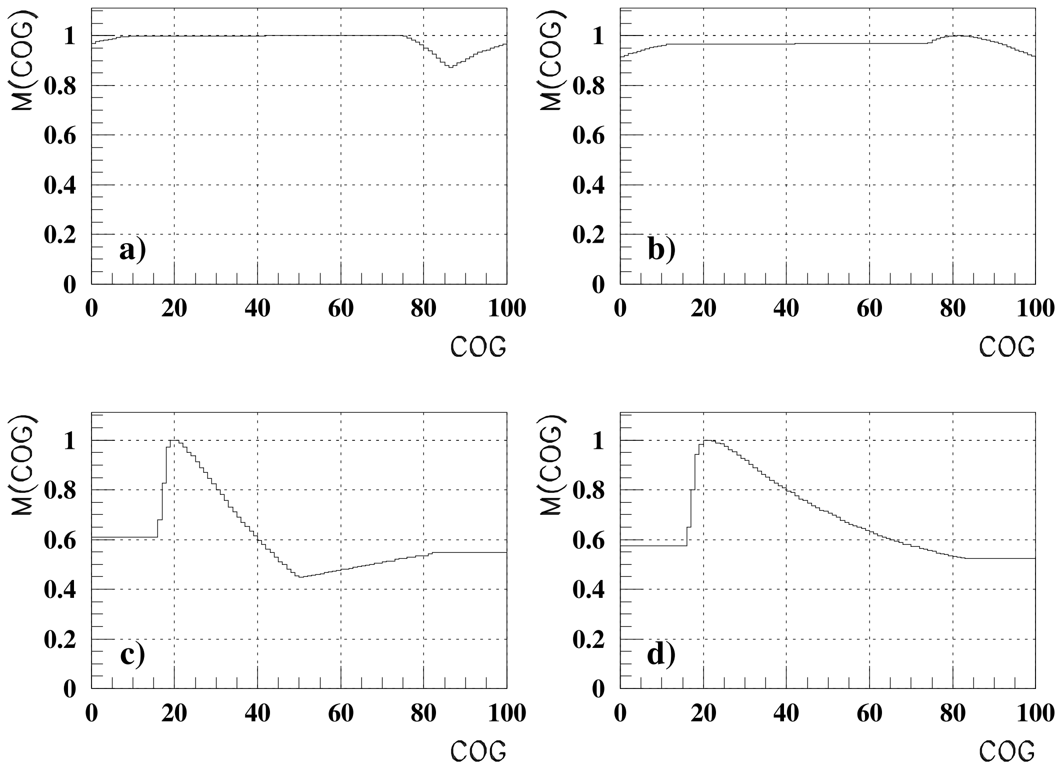


Abbildung 6.2: *Aufgetragen ist die relative Amplitude gegen die Phase COG in willkürlichen Einheiten für einen 125 MHz-FADC (a und b) und für einen 42 MHZ-FADC (c und d). In (a und c) ist das größte, in einem Signal vorhandene Bin zur Amplitudenbestimmung benutzt worden, in (b und d) die zwei größten Bins. Pulsformung mit τ = 10 ns , die Rückfaltung ist nicht durchgeführt.*

Fall des 42 MHz FADCs (Δ=24 ns) mißt man bei bestimmten Phasenlagen nur 40% der größtmöglichen Amplitude, während man mit dem 125 MHz FADC (Δ=8 ns) im ungünstigsten Fall noch etwa 70% der größtmöglichen Amplitude mißt.

- Durch Aufsummation von mehr als nur dem maximalen, in einem Signal vorhandenen Bin, kann man die Phasenabhängigkeit reduzieren. Allerdings erhöht sich dann, wie in Kapitel 6.2.2 gezeigt wird, der Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen.

- Bezüglich der Phasenabhängigkeit ergibt sich durch Anwendung der Rückfaltung kein Unterschied.

Der drastische Verlauf einer solchen Phasenabhängigkeitskurve ist allerdings kein

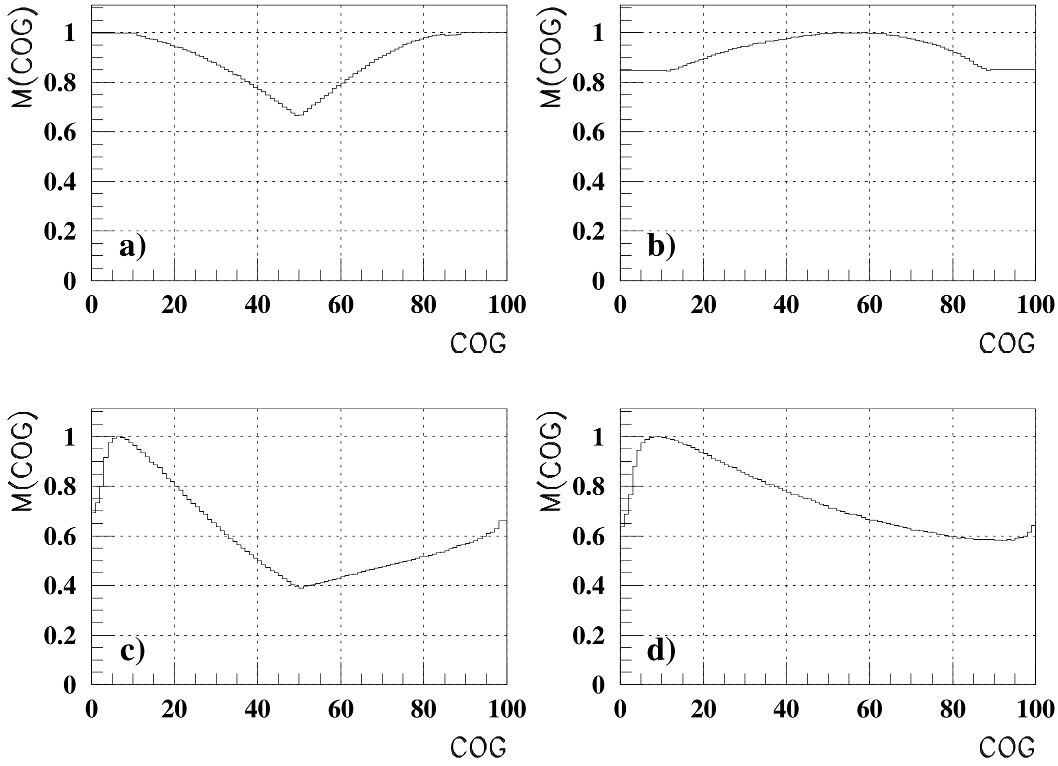


Abbildung 6.3: *Aufgetragen ist die relative Amplitude gegen die Phase COG in willkürlichen Einheiten für einen 125 MHz-FADC (a und b) und für einen 42 MHZ-FADC (c und d). In (a und c) ist das größte, in einem Signal vorhandene Bin zur Amplitudenbestimmung benutzt worden, in (b und d) die zwei größten Bins. Pulsformung mit τ = 10 ns , die Rückfaltung ist durchgeführt.*

endgültiges Indiz, eine bestimmte Kombination von Pulsformer und FADC-System zu verwerfen:
Bei Kenntnis des Verlaufes der Phasenabhängigkeitskurve ist es möglich den Phasenfehler zu korrigieren. Man muß lediglich zu jedem digitalisierten Signal den Signalschwerpunkt (COG) bestimmen und dann die Meßgröße A mit einem Faktor $f(COG)$ multiplizieren:

$$A \longrightarrow A \cdot f(COG)$$

Normiert man das Meßergebnis auf den maximal meßbaren Wert, so gilt für $f(COG)$

$$f(COG) = \frac{1}{M(COG)}$$

Die Effizienz einer solchen Phasenkorrektur wird durch Abb. 6.4 verdeutlicht:
Hier wurden die Meßgrößen von etwa 4000 identischen simulierten Čerenkov-

Signalen mit einer Amplitude von etwa 167 p.e. in ein Spektrum gefüllt. Aufgetragen ist die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Amplitude. Die Amplitude ist dabei in Einheiten von Photoelektronen umgerechnet. Die Signale hatten eine Anstiegszeit von $\tau = 10$ ns. Nach Rückfaltung der digitalisierten Signale wurden für einen 125 MHz FADC (a und b) und einen 42 MHz FADC (c und d) die zwei größten Bins als Meßwert benutzt. In (a und c) ist jeweils die Häufigkeitsverteilung ohne Phasenkorrektur und in (b und d) mit Phasenkorrektur zu sehen. In der unkorrigierten Verteilung stimmt der Bereich der Meßwerte genau mit dem in Abb. 6.3 b und d dargestellten Schwankungsbereich überein.

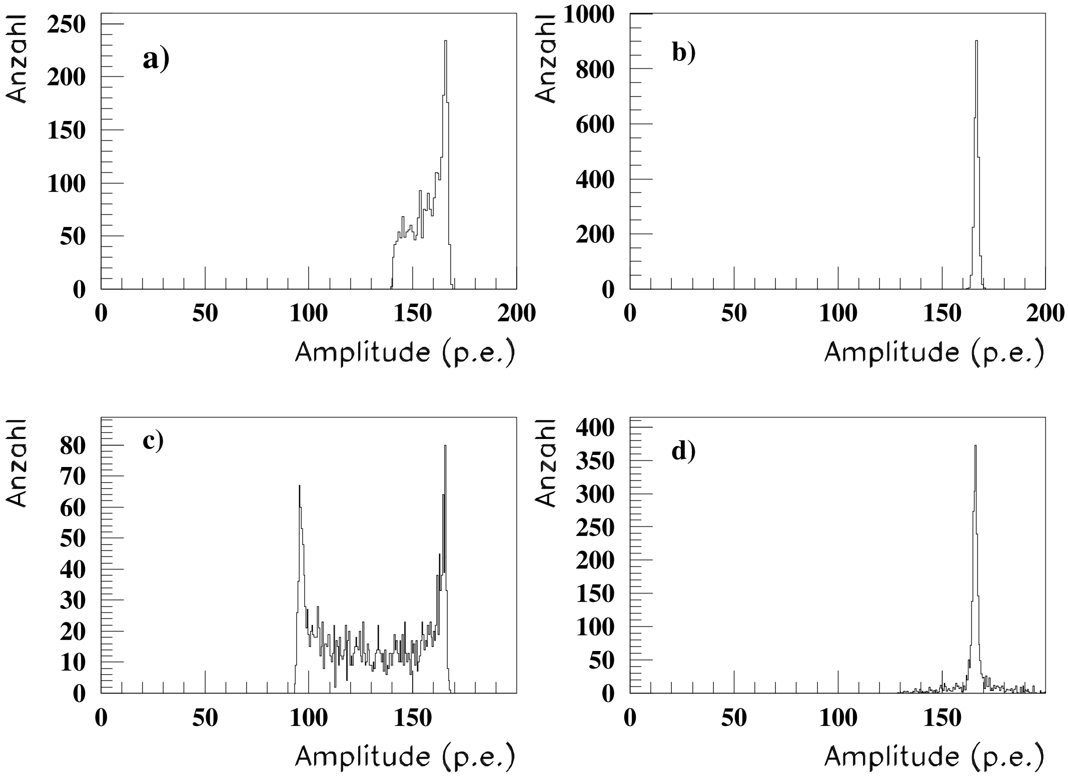


Abbildung 6.4: *In (a und c) ist jeweils das Amplitudenspektrum ohne Phasenkorrektur und in (b und d) mit Phasenkorrektur zu sehen. In (a und b) für einen 125 MHz-FADC und in (c und d) für einen 42 MHz-FADC. Dabei wurden als Maß für die Amplitude die zwei größten Bins im rückgefalteten Signal addiert.*

Es ist zu erkennen, daß die Verteilungen durch diese Korrektur deutlich schmaler werden und um den richtigen Meßwert von 167 p.e. zentriert sind. Für den 125 MHz FADC ist die Korrektur weitaus effizienter, da in diesem Fall die Phasenkorrekturkurve in einem kleineren Bereich variiert und auch weniger steil ist. Die Ausläufer

der korrigierten Verteilung des 42 MHz FADCs zu größeren und kleineren Amplituden resultieren aus dem teilweise steilen Verlauf der Phasenkorrekturkurve:
Die Schwerpunktsberechnung des Signals ist mit einem Fehler behaftet, so daß die Bestimmung des Korrekturfaktors $f(COG)$ mit einem Fehler behaftet ist, der mit der Steigung der Phasenkorrekturkurve verknüpft ist.
Die Zunahme des Phasenfehlers mit der Amplitude und die Effizienz der Phasenkorrektur werden anhand der Abb. 6.5 und 6.6 weiter verdeutlicht:
Aufgetragen ist die Amplitudenauflösung gegen die Amplitude für ein 125 MHz FADC und ein 42 MHz FADC. Dabei gehen folgende Parametereinstellungen ein:

- Die Signale haben eine Anstiegszeit von $\tau = 10$ ns.
- Die zwei größten, in dem rückgefalteten Signal vorhandenen Bins sind als Maß für die Amplitude genommen worden.
- Den simulierten Čerenkov-Signalen ist eine typische Hintergrundlichtstärke von $\varrho = 0.46 \frac{p.e.}{10ns}$ überlagert, um zu testen ob die Phasenkorrektur dann immer noch effizient ist.

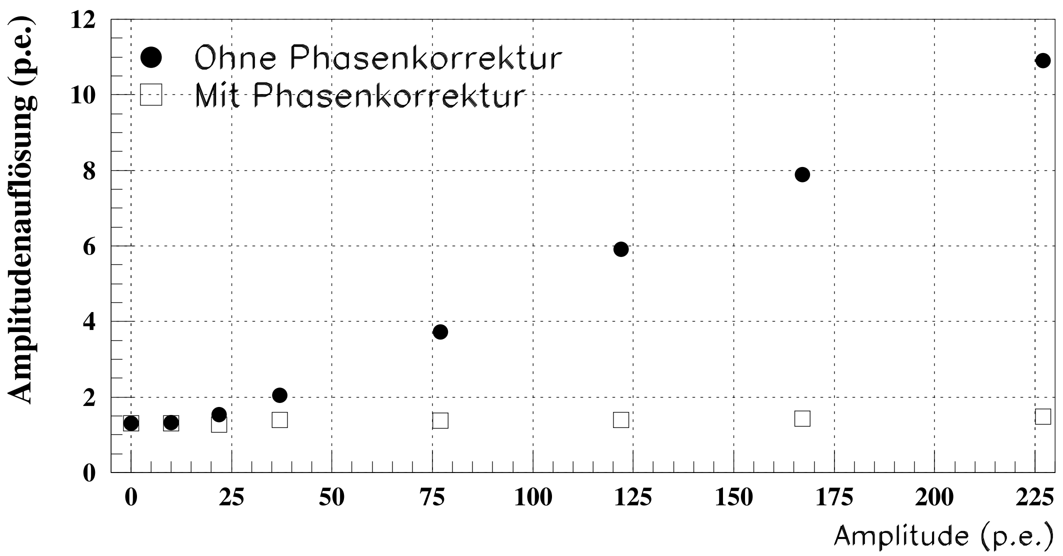


Abbildung 6.5: *Absolute Amplitudenauflösung als Funktion der Amplitude bei einer typischen Hintergrundlichtstärke für ein 125 MHz-System. Pulsformung mit $\tau = 10$ ns. Als Maß für die Signalamplitude wurden die zwei größten Bins des rückgefalteten Signals benutzt.*

Anhand der Messungen kann grundsätzlich folgendes festgestellt werden:

- Der Phasenfehler wird erst bei großen (>25 p.e.) Amplituden relevant. Bei den kleineren Signalen ist es nicht notwendig die Phasenkorrektur durchzuführen.

- Bei großen Amplituden kann man den Signalschwerpunkt gut genug bestimmen, um den Phasenfehler zu korrigieren. Dies hängt allerdings wiederum vom Verhältnis der Abtastzeit Δ zur Pulslänge ab. Beim 125 MHz System funktioniert dies sehr gut (Abb. 6.5), während beim 42 MHz System, aufgrund des oben erwähnten Verlaufes der Korrekturfunktion, Probleme auftreten (Abb. 6.6). Bei kleineren Amplituden ist die Schwerpunktsbestimmung so fehlerhaft, daß die Phasenkorrektur in diesem Fall keinen Sinn mehr macht.

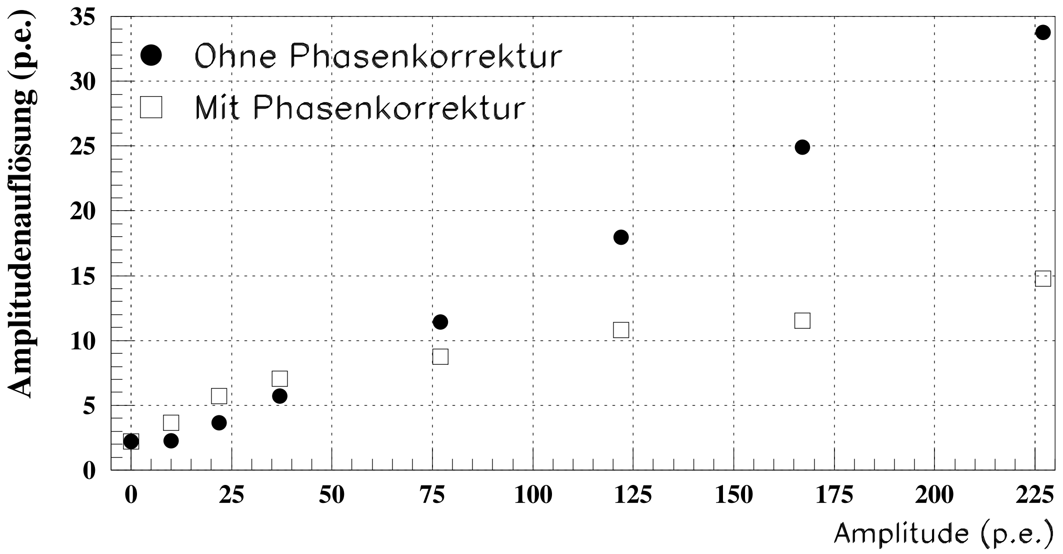


Abbildung 6.6: *Absolute Amplitudenauflösung als Funktion der Amplitude bei einer typischen Hintergrundlichtstärke für ein 42 MHz-System. Pulsformung mit $\tau = 10$ ns. Als Maß für die Signalamplitude wurden die zwei größten Bins des rückgefalteten Signals benutzt.*

Zusammenfassend kann man sagen, daß man bei der Wahl einer bestimmten Kombination von Pulsformer, FADC-System und Analysemethode darauf achten sollte, daß die resultierende Phasenkorrekturkurve in einem nicht zu großen Bereich variiert und einen nicht zu steilen Verlauf hat. Dies läßt sich erreichen, indem man die Einstellung τ des Pulsformers der Abtastzeit Δ anpaßt : $\Delta \leq \tau$. In diesem Fall

macht der Phasenfehler keine Probleme mehr.
Bei kleinen Signalen (<25 p.e.) ist es nicht notwendig die Phasenkorrektur durchzuführen, während man bei großen Signalen, bei richtiger Wahl von Δ/τ, den Signalschwerpunkt gut genug bestimmen kann, um den Phasenfehler zu reduzieren.

6.2.2 Die Impulsantwort für verschiedene Parametereinstellungen

Um gemäß Kapitel 2.2 die erwartete Amplitudenauflösung zu berechnen, muß man die Impulsantwort $h(t)$ des Systems kennen. In diesem Fall besteht das System aus dem eigentlichen Meßsystem und der Analysemethode. Die Impulsantwort $g(t)$ des Meßsystems ist der Wert, den ein Photon, das zur Zeit $t = 0$ auf die Photokathode trifft, im Flash ADC produziert. Die Verstärkungskette ist so eingestellt, daß ein Photoelektron gerade einem FADC-Wert entspricht, der FADC tastet mit einer Abtastzeit von 2 ns das Eingangssignal ab. Die Information über die Form der Impulsantwort $g(t)$, die man auf diese Art und Weise erhält, ist ungenügend, da in diesem Fall die Impulsantwort nur durch zwei verschiedene digitale Werte repräsentiert wird.
Deswegen wird das Ausgangssignal des Photomultipliers elektronisch simuliert. Die Amplitude wird dabei so gewählt, daß der gesamte dynamische Bereich des FADCs ausgenutzt wird. Desweiteren werden alle vier FADC-Kanäle mit Verzögerungsleitungen von 1 ns Länge verbunden, so daß die Impulsantwort effektiv mit einer Abtastzeit von 1 ns abgetastet wird. Durch diese Vorgehensweise liegt die Impulsantwort sehr genau vor. In die so bestimmte Form der Impulsantwort gehen die Übertragungseigenschaften der kompletten Verstärkungskette einschließlich der Eingangsbandbreite des FADCs ein. Die Impulsantwort wurde für alle drei Einstellungen des Pulsformers aufgenommen.
Wie in Kapitel 2.2 hergeleitet wurde, trägt die mittlere Photoelektronenrate ϱ mit dem Integral über das Quadrat der Impulsantwort $h(t)$ zum Gesamtrauschen bei. Trägt man die Impulsantworten gegen die Zeit auf, so kann man anhand der Flächen unter den Funktionen den Beitrag der verschiedenen Methoden zum Rauschen relativ untereinander vergleichen. In Abb. 6.7 sind Beispiele für solche Impulsantworte zu sehen. Die Impulsantwort ist dabei jeweils auf Eins normiert. In diesem Beispiel ist eine Pulsformereinstellung von $\tau = 10$ ns gewählt. In Abb. 6.7a ist die Impulsantwort des reinen Meßsystems gezeigt. Dies ist die typische Pulsform nach einer Serienschaltung von zwei Integratoren:
Die Dauer der ansteigenden Flanke entspricht etwa der Integrationszeit τ. Danach folgt eine lange und flache abfallende Flanke, deren Länge um ein Vielfaches größer ist als die der ansteigenden Flanke.

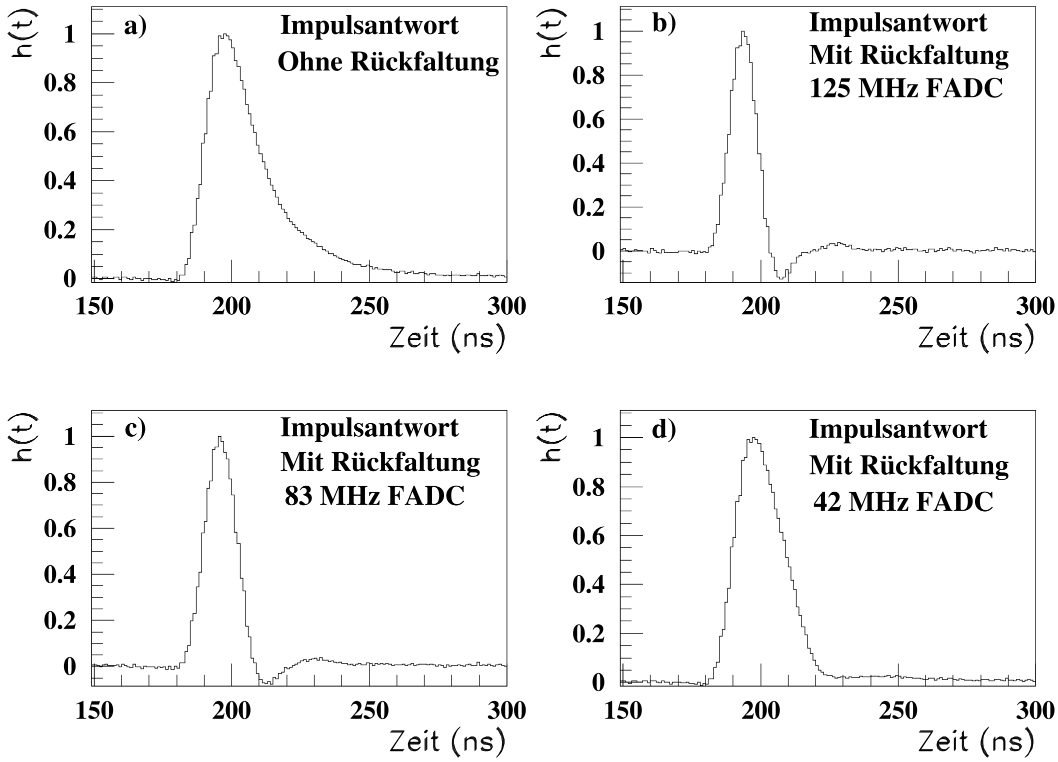


Abbildung 6.7: *Aufgetragen ist die auf Eins normierte Impulsantwort $h(t)$ gegen die Zeit t. Die Zeitachse ist willkürlich verschoben. Pulsformung mit $\tau = 10$ ns. Es wurde lediglich über ein Bin summiert.*

Die anderen Bilder (Abb. 6.7b-d) zeigen die Impulsantwort nach Anwendung der Rückfaltung unter Benutzung verschiedener FADC-Systeme. Man sieht deutlich, daß bei Anwendung der Rückfaltung die Fläche unter der Impulsantwort deulich kleiner wird, da der lange abfallende Teil der Impulsantwort des reinen Meßsystems verschwindet. Bei einer größeren Abtastzeit wird die Impulsantwort nach der Rückfaltung wieder breiter. Das ist das erwartete Ergebnis, da die Rückfaltung eine Linearkombination dreier aufeinanderfolgender Funktionswerte im Abstand der Abtastzeit des FADCs bildet. Diese Linearkombination kann nur dann verschwinden, falls alle verwendeten Funktionswerte auf dem Signal liegen.
Um eine Information über die Zahl der Photoelektronen zu bekommen, kann man auch mehrere Bins des digitalisierten Signals aufsummieren. Benutzt man immer nur ein Bin, so sind die in Abb. 6.7 gezeigten Impulsantworten relevant. In Abb. 6.8 ist zu sehen, wie sich diese Impulsantworten ändern, falls man zwei Bins aufsummiert. In diesem Fall ist keine Rückfaltung durchgeführt. Im Prinzip wird auch hier eine

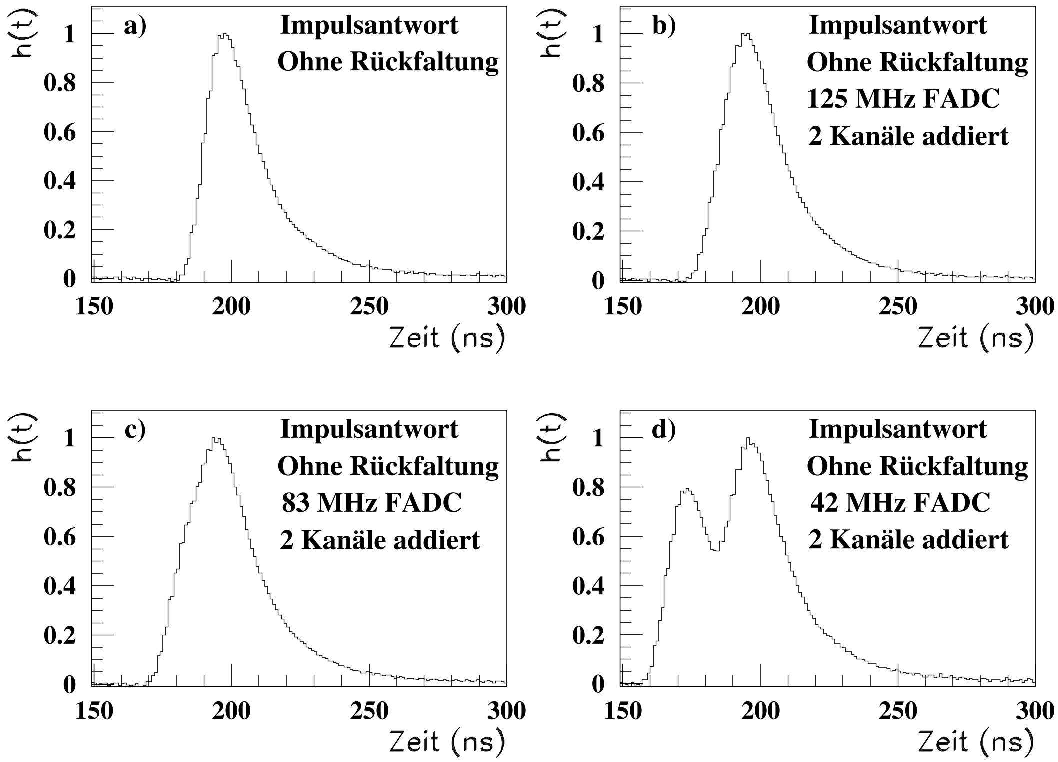


Abbildung 6.8: *Aufgetragen ist die auf Eins normierte Impulsantwort $h(t)$ gegen die Zeit t. Die Zeitachse ist willkürlich verschoben. Pulsformung mit $\tau = 10$ ns.*

Linearkombination von Funktionswerten der Impulsantwort des reinen Meßsystems gebildet. Die Linearkombination besteht jetzt aus der Summe zweier aufeinanderfolgender Funktionswerte im Abstand der Abtastzeit des jeweiligen FADCs. Wenn man mit $g(t)$ die auf Eins normierte Impulsantwort des reinen Meßsystems bezeichnet, und man die Summe über n Bins als Maß für die Amplitude nimmt, so läßt sich die Impulsantwort des Gesamtsystems $h(t)$, also Meßsystem und Analysemethode, allgemein durch Gleichung 6.2 darstellen.

$$h(t) = K \cdot \sum_{i=1}^{n} s(t + (i-1) \cdot \Delta) \tag{6.2}$$

$$\text{Mit} \quad s(t) = g(t) \qquad \text{ohne Rückfaltung}$$

$$\text{und} \quad s(t) = \sum_{j=1}^{3} w_j \cdot g(t - (j-1) \cdot \Delta) \qquad \text{mit Rückfaltung}$$

Wobei Δ die Abtastzeit des FADCs ist, und K ein Normierungsfaktor, der so gewählt ist, daß $h(t)$ im Maximum auf Eins normiert ist. Dieser Normierungsfaktor K wurde schon in Gleichung 2.11 zur Berechnung des Quantisierungsrauschens benutzt.

Anhand dieser Gleichungen läßt sich der Doppelhöcker in Abb. 6.8d erklären: Summiert man zwei Bins auf, so wird die Impulsantwort $h(t)$ mit zunehmender Abtastzeit Δ immer breiter. Wird die Abtastzeit Δ vergleichbar mir der Signallänge, so bildet sich ein Doppelhöcker aus. Wäre die Impulsantwort des reinen Meßsystems symmetrisch, so wären beide Höcker gleich hoch.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Hintergrundlicht weniger zum Rauschen beiträgt, wenn die Impulsantwort des Meßsystems und damit des Gesamtsystems kürzer wird. Wird jedoch die Impulsantwort des Meßsystems im Verhältnis zur Abtastzeit Δ zu kurz, so treten die nachteiligen Effekte auf, die in Abschnitt (6.2.1) erörtert wurden.

6.2.3 Der Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie

Um das gemessene Rauschen mit der Theorie vergleichen zu können, wird im folgenden nur das Verhalten der Nullinie, also bei Signalamplitude = 0, betrachtet. Für jede Kombination der einstellbaren Parameter kann man das Quadrat des Rauschens σ^2 in Einheiten von (p.e.)^2 als Funktion des Photoelektronenflusses ϱ in Einheiten von $\frac{p.e.}{10ns}$ bestimmen.
An die Meßpunkte läßt sich durch lineare Regression eine Gerade anpassen. Die Geradensteigung, in Einheiten von p.e. $\cdot$ 10 ns, und der Achsenabschnitt, in Einheiten von (p.e.)^2, werden im folgenden, bei fester Analysemethode, gegen die Abtastzeit Δ und die Pulsformereinstellung τ aufgetragen.
Zum Vergleich sind immer die Punkte eingezeichnet, die man gemäß Gleichung 2.12 theoretisch erwartet. Für die Breite des Einzel-Elektronenspektrums ist dabei der Wert σ_{spe}= 0.5 aus Kap. 3.2.1 eingesetzt und für das Quantisierungsrauschen $\sigma_{Quant.}$ eines FADC-Bins wurde ein Wert von 0.7 p.e. anstatt des theoretischen Wertes von 0.29 p.e. eingesetzt, um dem elektronischen Rauschen Rechnung zu tragen. Dabei ist entscheidend, daß die Verstärkungskette so eingestellt ist, daß ein Photoelektron gerade einem FADC-Wert entspricht.
Zur weiteren Diskussion seien noch einmal die wichtigsten Abhängigkeiten von Gleichung 2.12 festgestellt:

$$\begin{aligned} \text{Steigung} &= (1+\sigma_{spe}^2)\cdot\int h^2(t)dt && && (6.3)\\ \text{Achsenabschnitt} &= \sigma_{Quant.}^2\cdot K^2\cdot n && \text{ohne Rückfaltung} \\ \text{Achsenabschnitt} &= \sigma_{Quant.}^2\cdot K^2\cdot n\cdot\sum_{i=1}^{3} w_i^2 && \text{mit Rückfaltung} \end{aligned}$$

Dabei ist n die Anzahl der aufsummierten Bins. Die Impulsantwort des Gesamtsystems $h(t)$ und der Normierungsfaktor sind durch Gleichung 6.2 gegeben. Der Ach-

senabschnitt stellt das Quantisierungsrauschen dar, und die Steigung repräsentiert den Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen.
In Abb. 6.9 bis 6.13 ist die Steigung und der Achsenabschnitt als Funktion der Abtastzeit Δ für verschiedene Pulsformereinstellungen zu sehen. In Abb. 6.9 bis 6.11 ist keine und in Abb. 6.12 und 6.13 ist die Rückfaltung durchgeführt, wobei entweder ein oder zwei Bins aufsummiert sind. Für die Einstellung $\tau = 0$ ns fehlen für große Abtastzeiten Δ die Meßpunkte, da in diesen Fällen die Phasenabhängigkeit, wie in Kap. 6.2.1 erörtert, zu groß ist, und es somit in der Praxis keinen Sinn macht, diesen Fall zu betrachten. Die gesamte Information steckt in nur einem Bin, so daß es nicht mehr möglich ist über eine Schwerpunktsbestimmung den Phasenfehler zu korrigieren.
Insgesamt läßt sich sagen, daß die Theorie die Geradensteigung in allen Fällen sehr gut vorhersagt. Lediglich bei den Achsenabschnitten gibt es in einigen Fällen beträchtliche Unterschiede zwischen Theorie und Experiment. Vor allem im Fall der Rückfaltung wird die Abweichung für kleine Abtastzeiten Δ beträchtlich. Den Verlauf der erhaltenen Kurven kann man folgendermaßen erklären:

- Summation über ein Bin:
  - Führt man keine Rückfaltung durch, so gibt es keine Abhängigkeit von der Abtastzeit Δ. In diesem Fall ist die Impulsantwort des Gesamtsystems $h_1(t)$ immer gerade gleich der Impulsantwort des Meßsystems $g(t)$. (Der Index steht im folgenden für die Zahl der aufsummierten Bins.) Der für das Quantisierungsrauschen wichtige Normierungsfaktor K_1 ist deswegen immer gleich Eins, so daß auch der Achsenabschnitt unabhängig von Δ ist. Diese Unabhängigkeit von Δ gilt jedoch nur bei der Betrachtung der Nullinie des FADC. Bei großer Signalamplitude wird der Achsenabschnitt aufgrund des Phasenfehlers mit wachsendem Δ ansteigen. Wie in Abschnitt (6.2.1) erörtert, ist die Phasenkorrektur bei zu großem Verhältnis von Δ zu τ nicht mehr effizient.
  - Bei Durchführung der Rückfaltung wird die Impulsantwort des Gesamtsystems, wie in Kap. 6.2.2 erörtert, mit zunehmender Abtastzeit Δ breiter, so daß die Steigung zunimmt. Der Achsenabschnitt wird im gezeigten Variationsbereich von Δ kleiner, was sich durch den Normierungsfaktor K und die Rückfaltungskoeffizienten w_i erklären läßt.
- Summiert man zwei Bins auf, so kann man den Kurvenverlauf, sowohl mit als auch ohne Durchführung der Rückfaltung, durch die Betrachtung zweier Grenzfälle verstehen ($n = 2$) :

- $\frac{\Delta}{\tau} \ll 1$: In diesem Fall gilt $h_2(t) = h_1(t)$, so daß die Steigung die gleiche wie im Fall $n = 1$ ist. Für den Normierungsfaktor gilt allerdings $K_2 = \frac{K_1}{2}$, so daß der Achsenabschnitt im Vergleich zu $n = 1$ auf die Hälfte abfällt.
- $\frac{\Delta}{\tau} \approx 1$: In diesem Zwischenbereich wird mit zunehmender Abtastzeit Δ die Impulsantwort immer breiter, so daß die Steigung größer wird. Andererseits wird der Normierungsfaktor größer, so daß der Achsenabschnitt ansteigt.
- $\frac{\Delta}{\tau} \gg 1$: Für die Impulsantwort des Gesamtsystems $h_2(t)$ gilt nun $h_2(t) = h_1(t) + h_1(t+T)$ wobei T groß gegen die Signallänge ist. Damit verdoppelt sich das Integral über das Quadrat der Impulsantwort und damit auch die Steigung. Für den Normierungsfaktor K_2 gilt $K_2 = K_1$, so daß sich der Achsenabschnitt verdoppelt.

Diese Abhängigkeiten sind am besten an den Kurven der Pulsformereinstellungen $\tau = 0$ ns und 10 ns zu erkennen. Bei der Einstellung $\tau = 20$ ns wird in dem gezeigten Bereich der Abtastzeit der Grenzfall $\frac{\Delta}{\tau} \gg 1$ überhaupt nicht erreicht, während er bei $\tau = 10$ ns erkennbar ist.

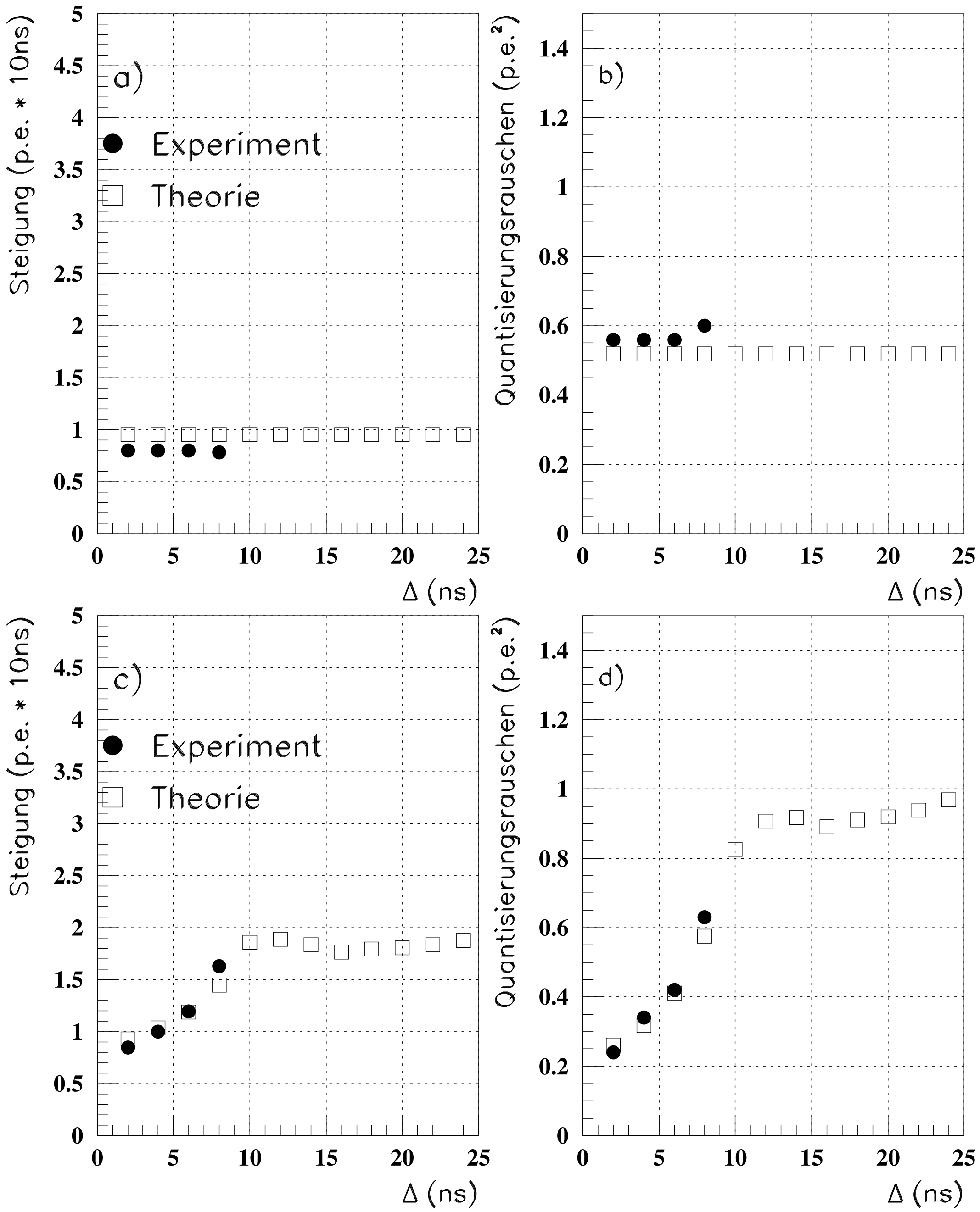


Abbildung 6.9: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Abtastzeit Δ des FADCs bei einer Pulsformereinstellung τ = 0 ns und nicht durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

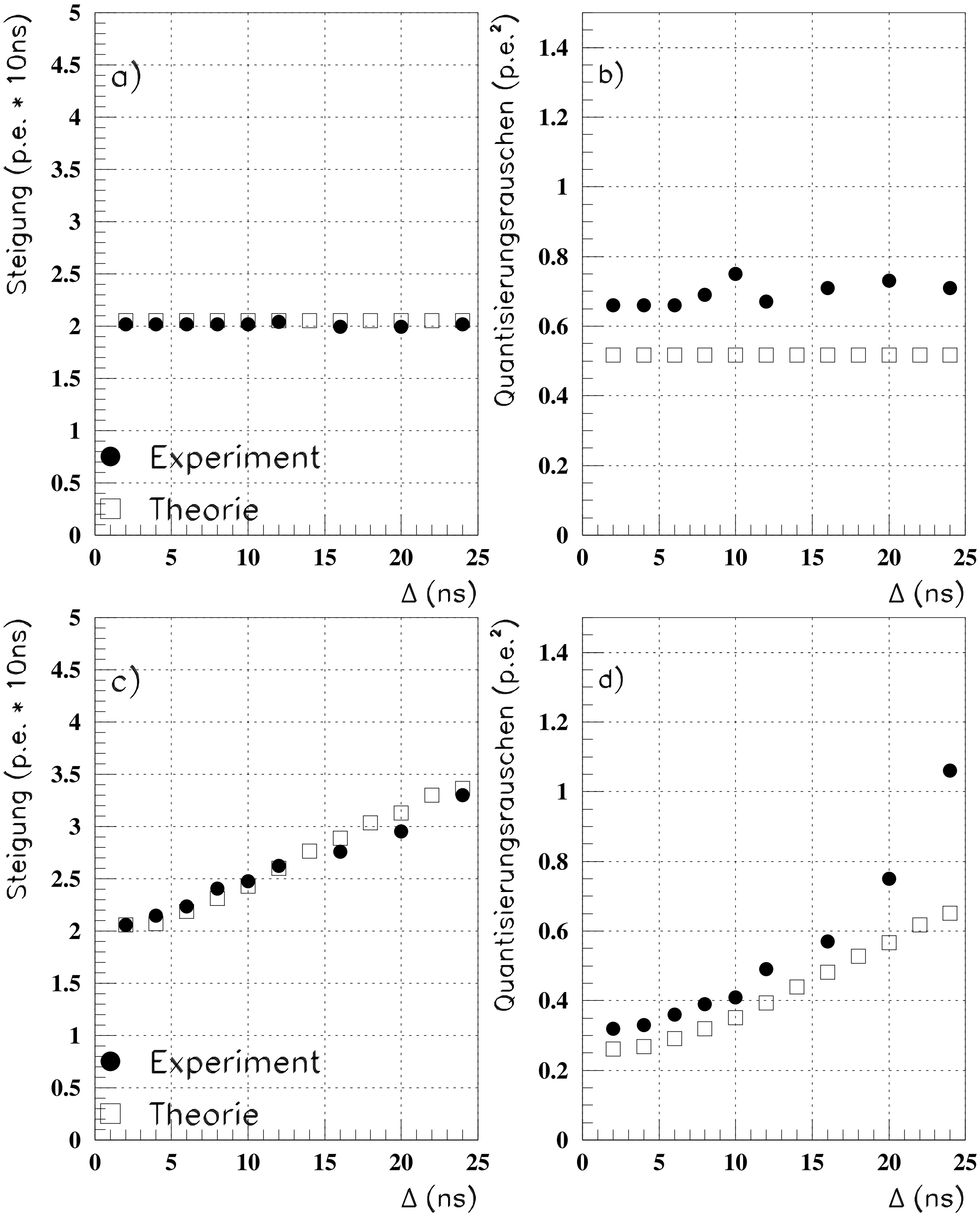


Abbildung 6.10: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Abtastzeit Δ des FADCs bei einer Pulsformereinstellung τ = 10 ns und nicht durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

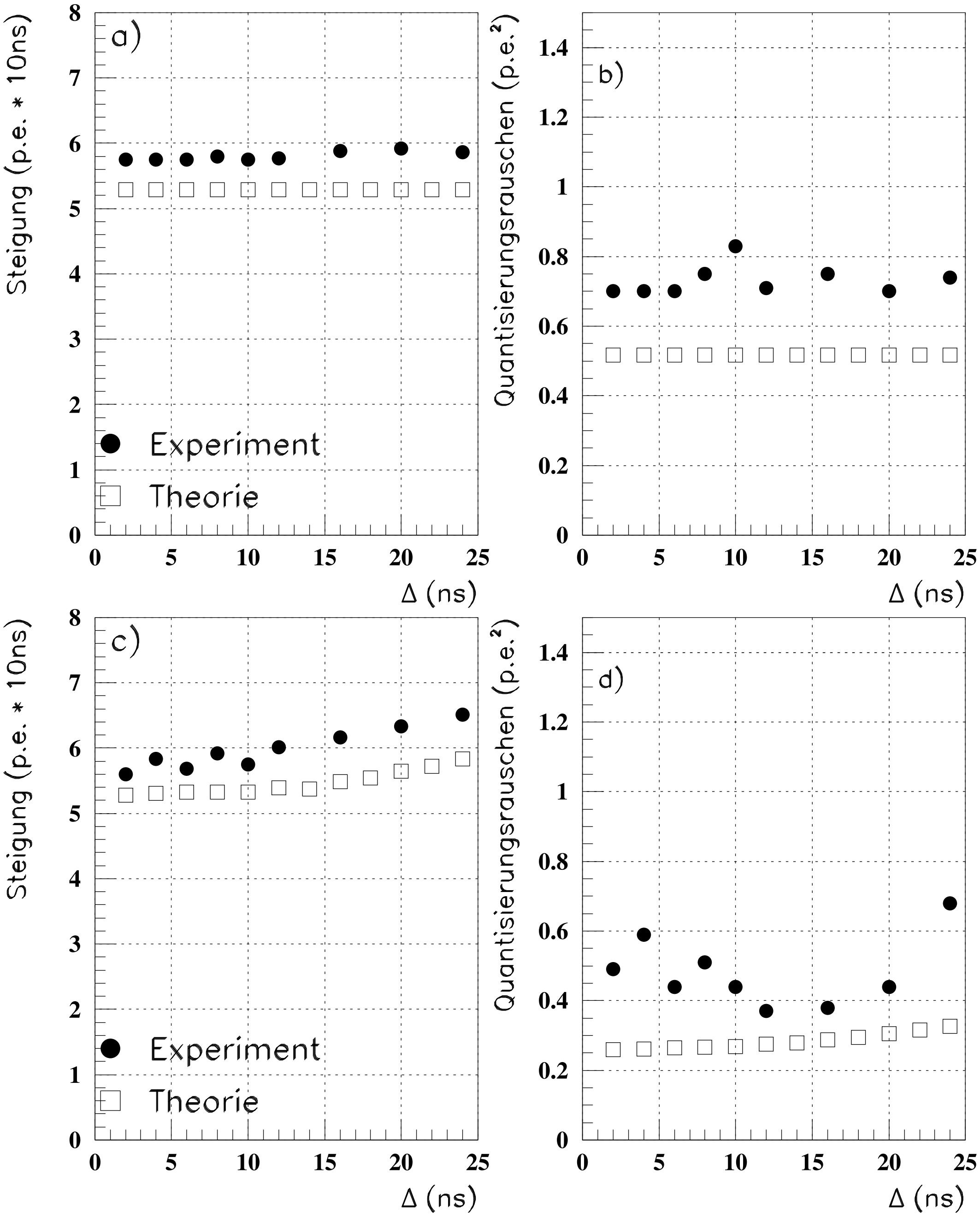


Abbildung 6.11: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Abtastzeit Δ des FADCs bei einer Pulsformereinstellung τ = 20 ns und nicht durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

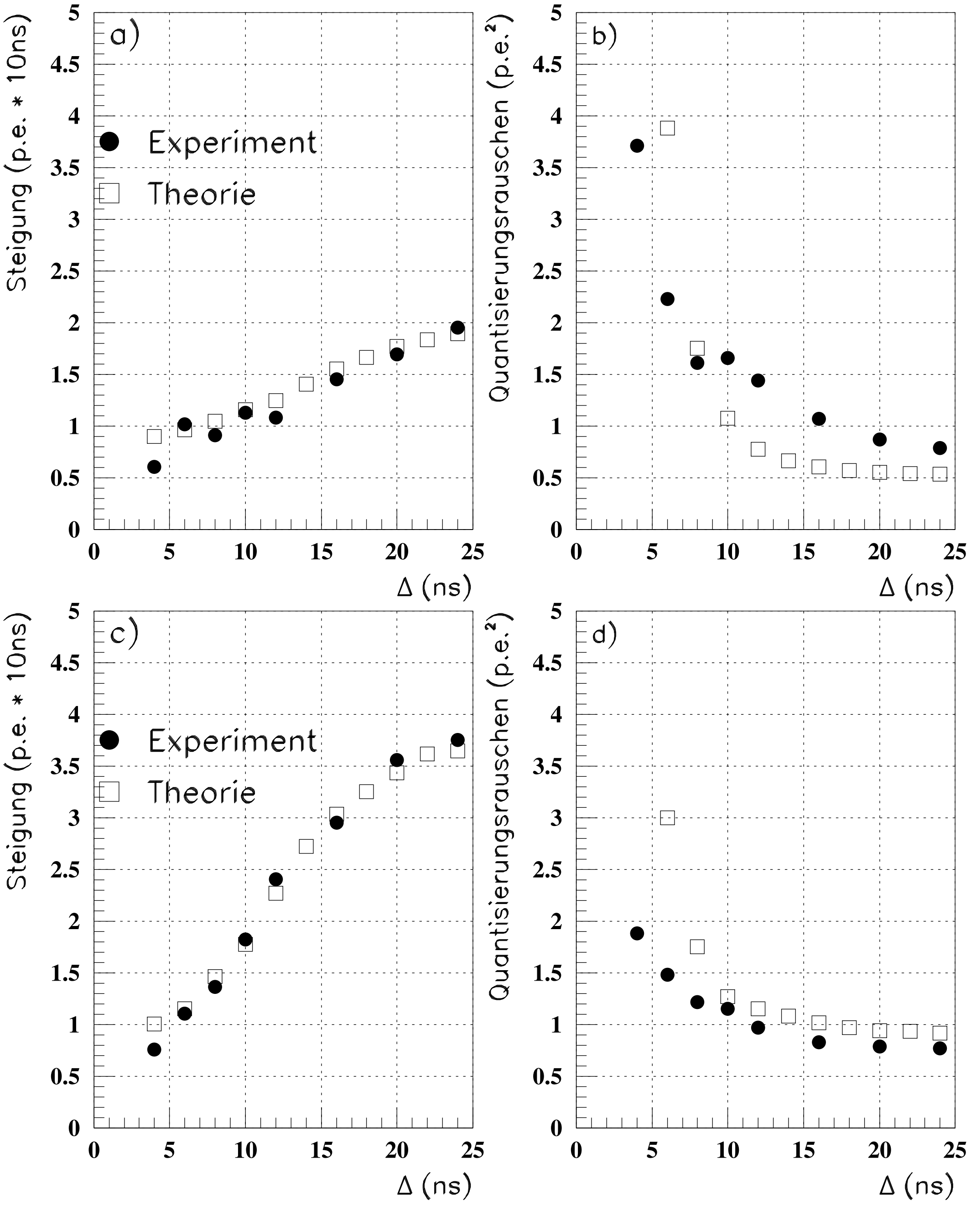


Abbildung 6.12: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Abtastzeit Δ des FADCs bei einer Pulsformereinstellung τ = 10 ns und durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

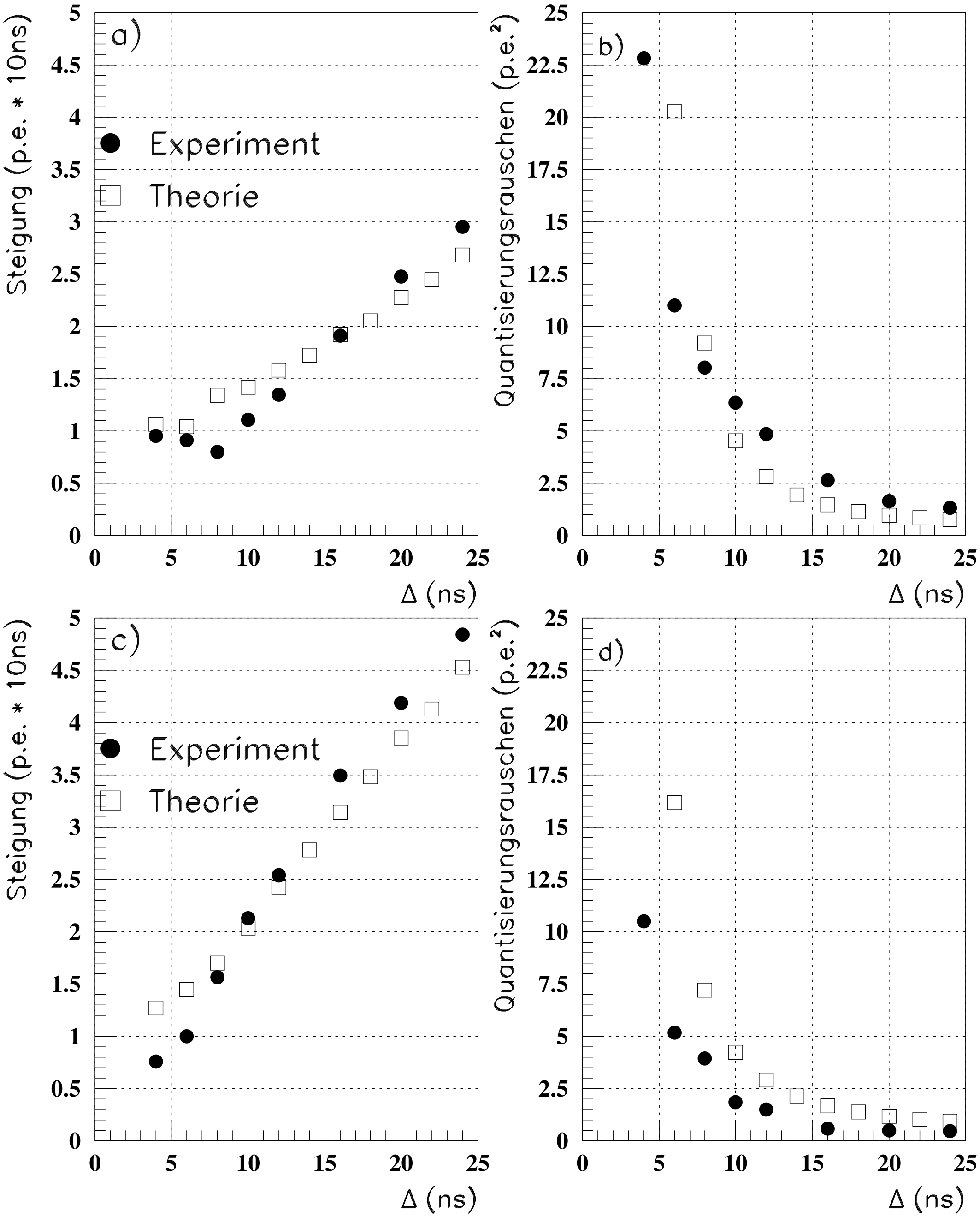


Abbildung 6.13: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Abtastzeit Δ des FADCs bei einer Pulsformereinstellung τ = 20 ns und durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

In Abb. 6.14 und 6.15 sind die gleichen Parameter als Funktion der Anstiegszeit τ des Signales für ein 125 MHz FADC-System aufgetragen. Zur Darstellung ist ein 125 MHz FADC gewählt, da der für die neuen Teleskope vorgesehene FADC eine ähnliche Abtastfrequenz hat. Für die Pulsformereinstellung 0 ns ist die Länge der Anstiegsflanke des Eingangssignals von 4 ns eingesetzt worden. Die Rückfaltung ist nur für die Fälle $\tau = 10$ und 20 ns durchgeführt worden. Die Steigungen werden auch hier sehr gut von der Theorie vorhergesagt, während die Achsenabschnitte doch in unregelmäßiger Weise von den Theoriewerten abweichen.
Aufgrund der geringen Anzahl der Pulsformereinstellungen sind nur schwer detaillierte Aussagen über die Abhängigkeiten von der Länge der Anstiegsflanke τ zu machen. Prinzipiell kann man folgendes feststellen:

- Ohne Durchführung der Rückfaltung nimmt die Steigung, und damit der Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen, mit der Signallänge zu.
- Mit Durchführung der Rückfaltung macht es bezüglich der Steigung kaum einen Unterschied, ob die Anstiegsflanke 10 ns oder 20 ns lang ist. Dagegen ist der Achsenabschnitt bei einer Anstiegsflanke von 20 ns Länge wesentlich größer als bei einer Anstiegsflanke von 10 ns Länge.
- Die Steigung nimmt naturgemäß zu, falls man zwei Bins statt nur einem Bin aufsummiert.

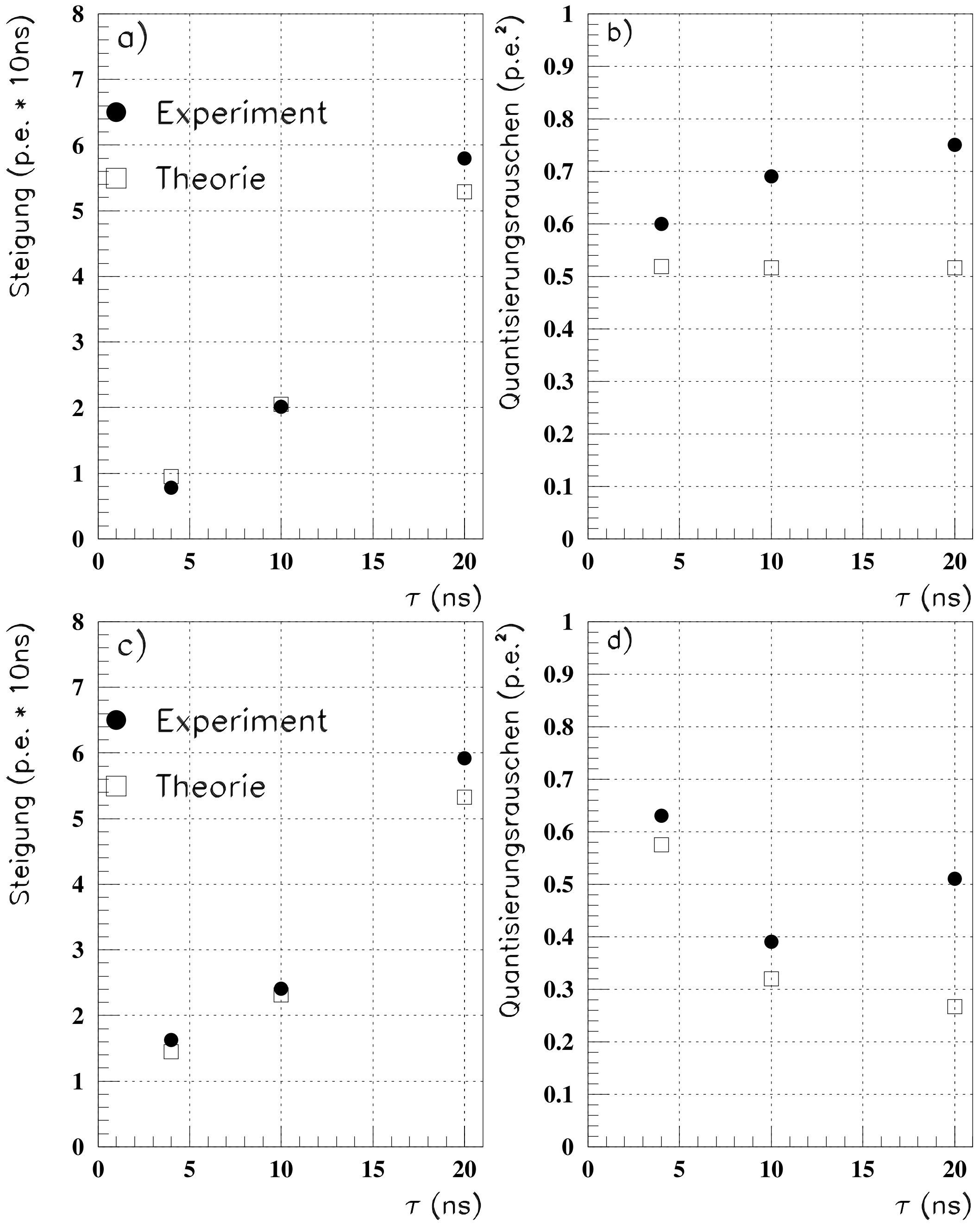


Abbildung 6.14: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Länge der ansteigenden Pulsflanke τ für ein 125 MHz FADC bei nicht durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

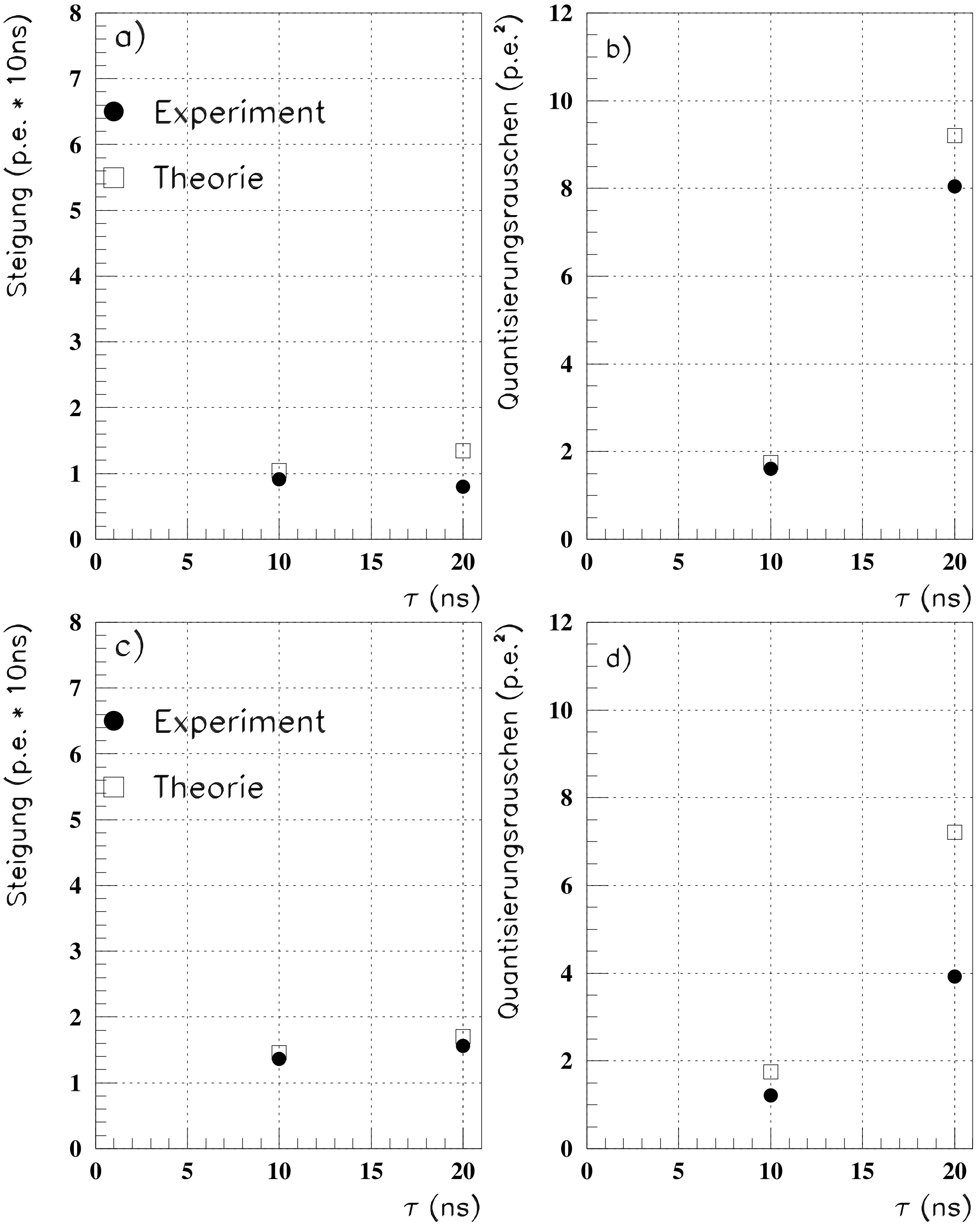


Abbildung 6.15: *Aufgetragen ist die Steigung und das Quantisierungsrauschen gegen die Länge der ansteigenden Pulsflanke τ für ein 125 MHz FADC bei durchgeführter Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a und b) oder zwei Bins (c und d) summiert.*

Aus den Abb.(6.9 bis 6.15) lassen sich bezüglich der Anwendung der Rückfaltungsmethode folgende Schlüsse ziehen:

- Durch Anwendung der Rückfaltung wird die Impulsantwort des Gesamtsystems $h(t)$ schmaler und dadurch die Steigung geringer, d.h. der Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen nimmt ab.

- Nach Anwendung der Rückfaltung steigt der Achsenabschnitt, d.h. das Quantisierungsrauschen nimmt zu. Dieser Sachverhalt ist verständlich, wenn man Gleichung 6.3 in Verbindung mit Abb. 2.8) betrachtet:
  Da die Summe über die Quadrate der Rückfaltungskoeffizienten immer größer als 1 ist, steigt prinzipiell mit der Rückfaltung das Quantisierungsrauschen an. Diesem Effekt überlagert sich noch das Verhalten des Normierungsfaktors K. Die Rückfaltungskoeffizienten sind gerade so gewählt, daß der Normierungsfaktor K bei Betrachtung von nur einem Bin des rückgefalteten Signals gerade 1 ist. Da die in Kap. 2.5 angegebene Parametrisierung der Impulsantwort einer doppelten Integrationsstufe aber in der Praxis nicht exakt erreicht wird, gibt es Abweichungen des Faktors K von 1. Darauf soll an dieser Stelle aber nicht weiter eingegangen werden. Im Fall der Rückfaltung sollte die Abtastzeit Δ etwa gleich der Länge der ansteigenden Flanke sein, da dann die Summe über das Quadrat der Rückfaltungskoeffizienten den kleinsten Wert hat.

- In der Praxis ist anhand der Stärke des Hintergrundlichtes zu entscheiden, ob es sinnvoll ist, die Rückfaltung auf die digitalisierten Signale anzuwenden:
  Hätte man überhaupt kein Hintergrundlicht ($\varrho = 0$), so würde es keinen Sinn machen, die Rückfaltungsmethode anzuwenden, da dadurch lediglich das Quantisierungsrauschen größer werden würde. Ist das Hintergrundlicht der dominierende Effekt, so lohnt sich die Rückfaltung, da man durch die Unterdrückung des Hintergrundlichtes mehr gewinnt, als man aufgrund des ansteigenden Quantisierungsrauschens verliert.

Es stellt sich die Frage wie sich das Gesamtrauschen bei der erwarteten Hintergrundlichtstärke auf La Palma verhält. Bei einer typischen Photoelektronenrate ϱ von $0.46 \frac{p.e.}{10\ ns}$ gelten die in Abb. 6.16 bis 6.20 dargestellten Abhängigkeiten. Hier ist das Gesamtrauschen bei einer erwarteten Photoelektronenrate ϱ gegen die Abtastzeit Δ, bei jeweils fester Signalanalysemethode, aufgetragen.

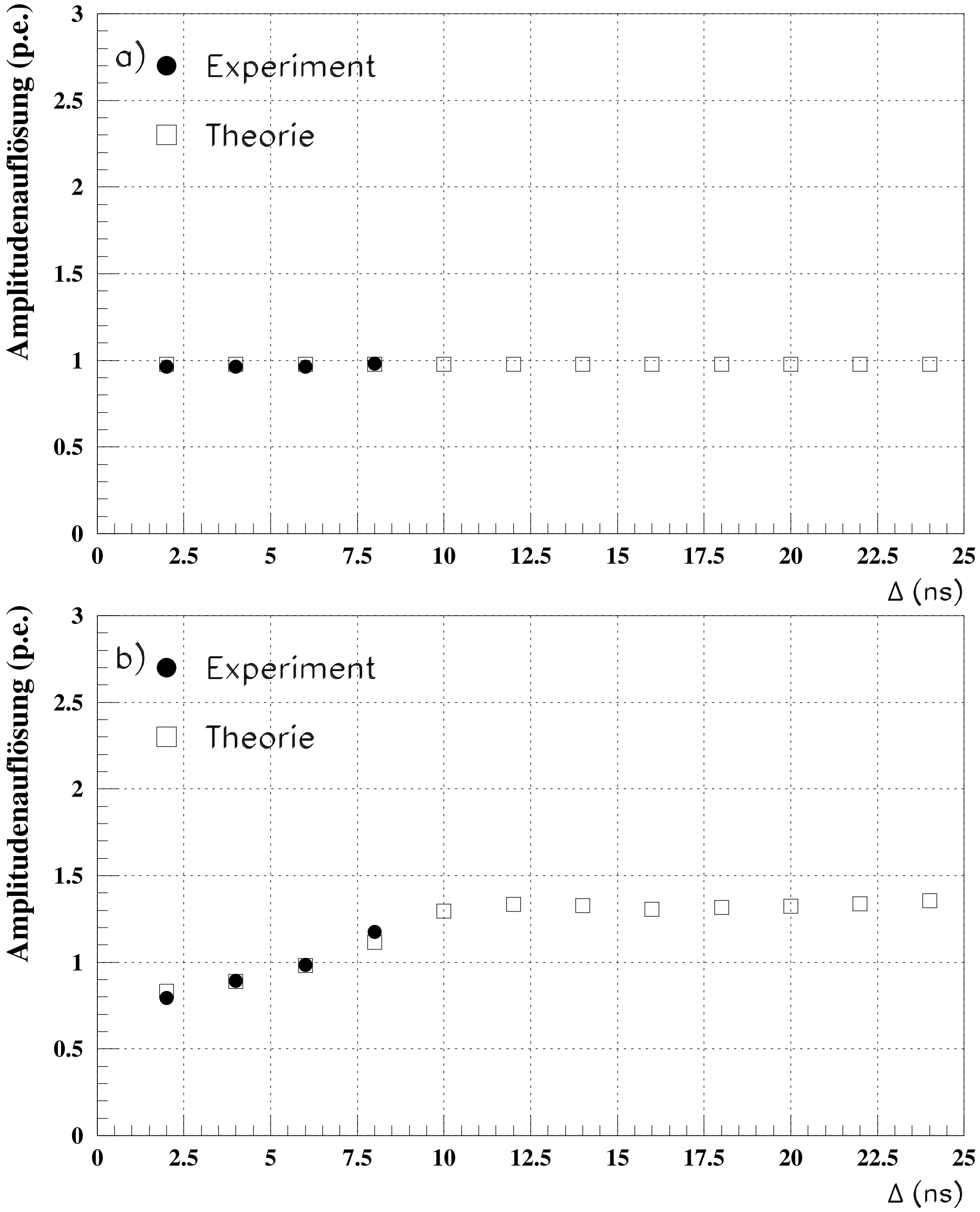


Abbildung 6.16: *Aufgetragen ist das Gesamtrauschen bei der erwarteten Photoelektronenrate $\varrho = 0.46$ p.e. gegen die Abtastzeit Δ bei einer Pulsformereinstellung $\tau = 0$ ns und ohne Anwendung der Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a) oder zwei Bins (b) summiert.*

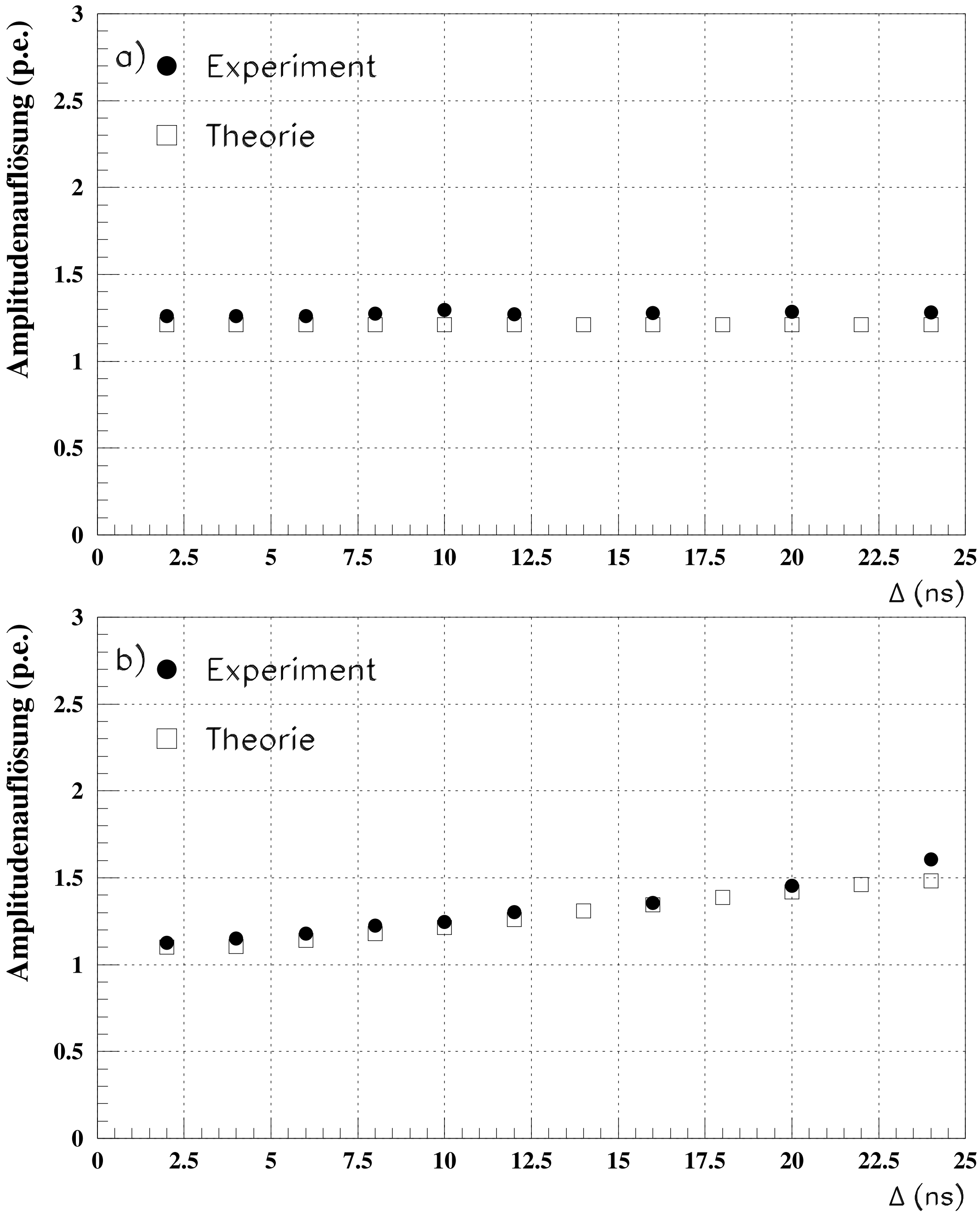


Abbildung 6.17: *Aufgetragen ist das Gesamtrauschen bei der erwarteten Photoelektronenrate $\varrho = 0.46$ p.e. gegen die Abtastzeit Δ bei einer Pulsformereinstellung $\tau = 10$ ns und ohne Anwendung der Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a) oder zwei Bins (b) summiert.*

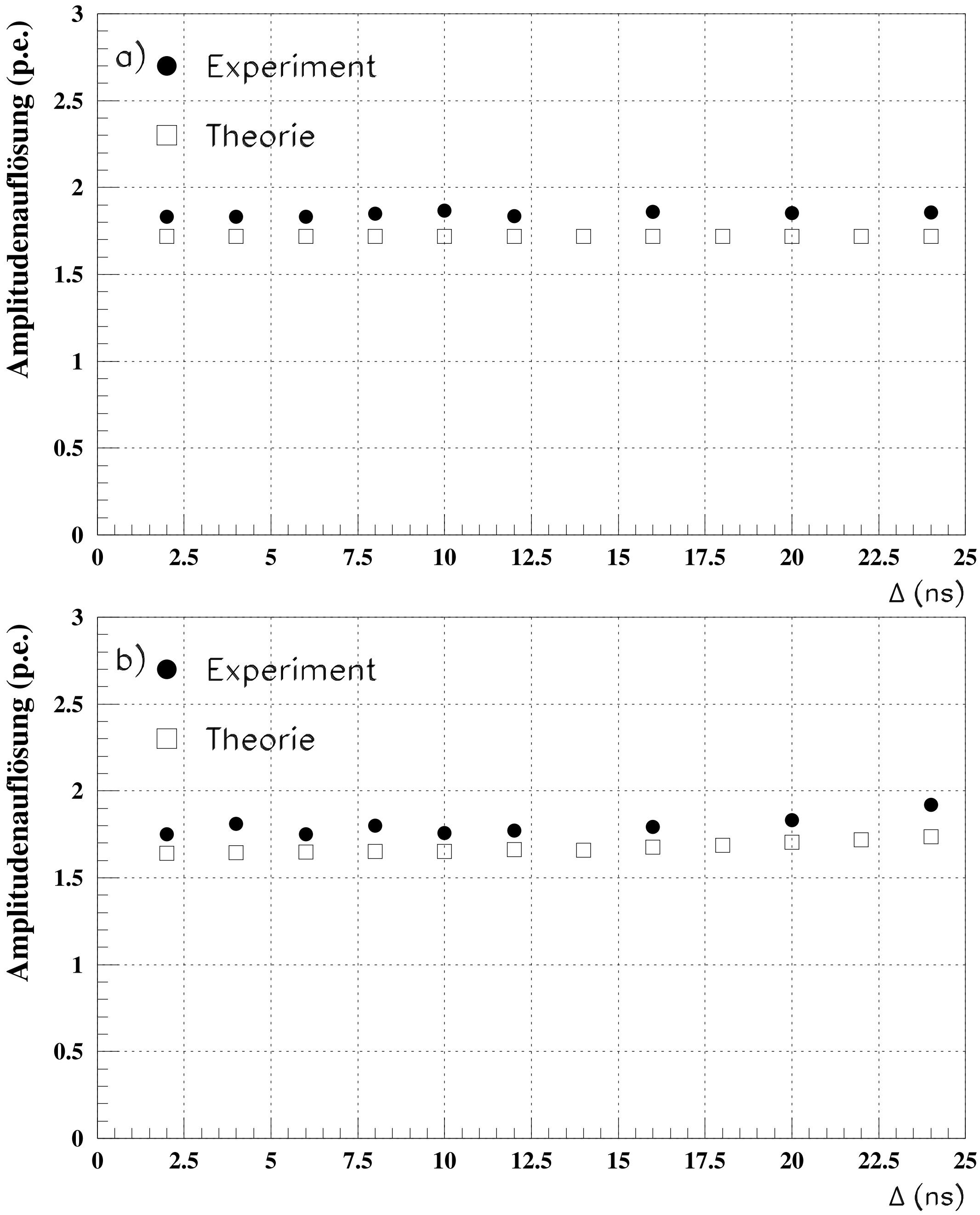


Abbildung 6.18: *Aufgetragen ist das Gesamtrauschen bei der erwarteten Photoelektronenrate $\varrho = 0.46$ p.e. gegen die Abtastzeit Δ bei einer Pulsformereinstellung $\tau = 20$ ns und ohne Anwendung der Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a) oder zwei Bins (b) summiert.*

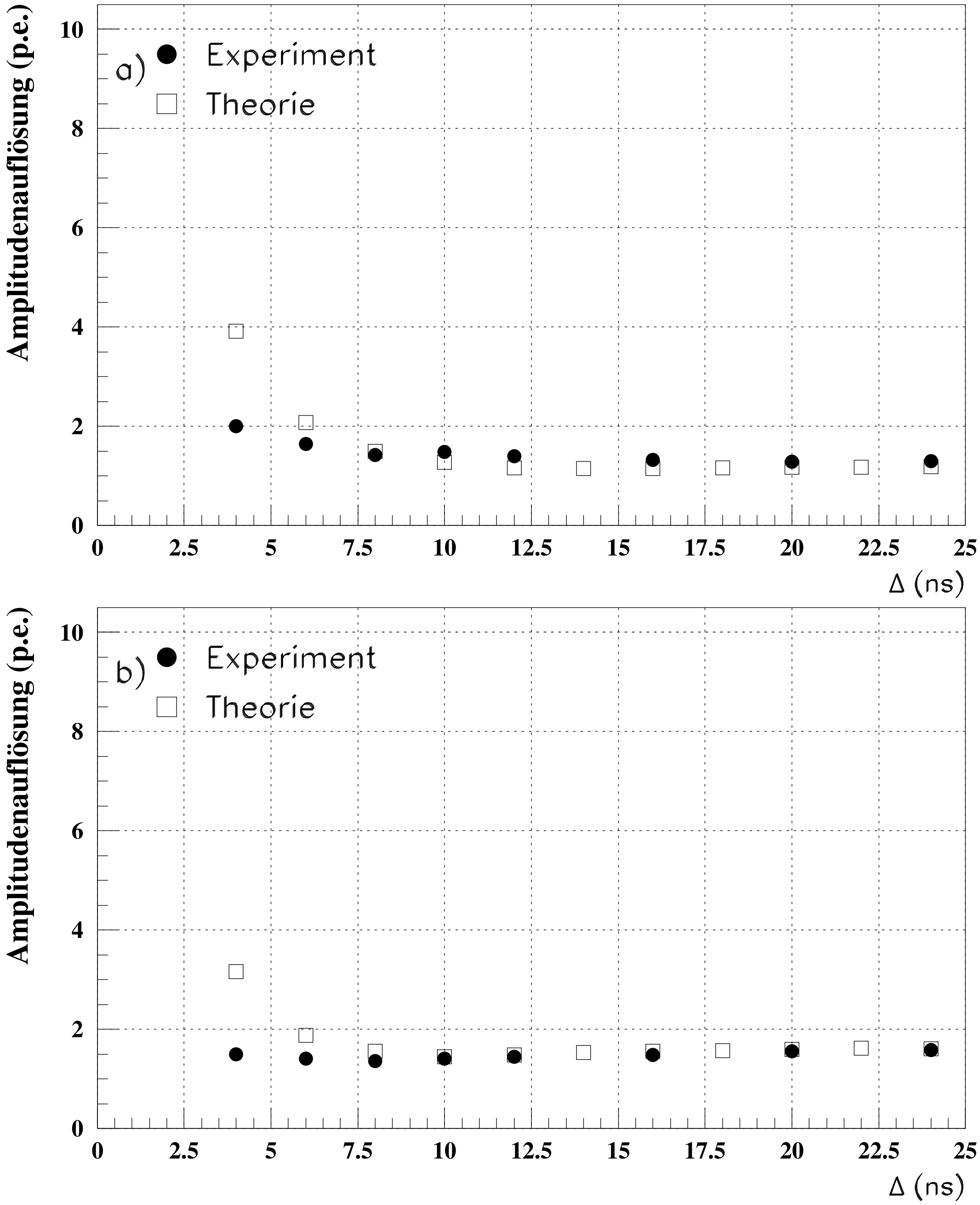


Abbildung 6.19: *Aufgetragen ist das Gesamtrauschen bei der erwarteten Photoelektronenrate $\varrho = 0.46$ p.e. gegen die Abtastzeit Δ bei einer Pulsformereinstellung $\tau = 10$ ns und mit Anwendung der Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a) oder zwei Bins (b) summiert.*

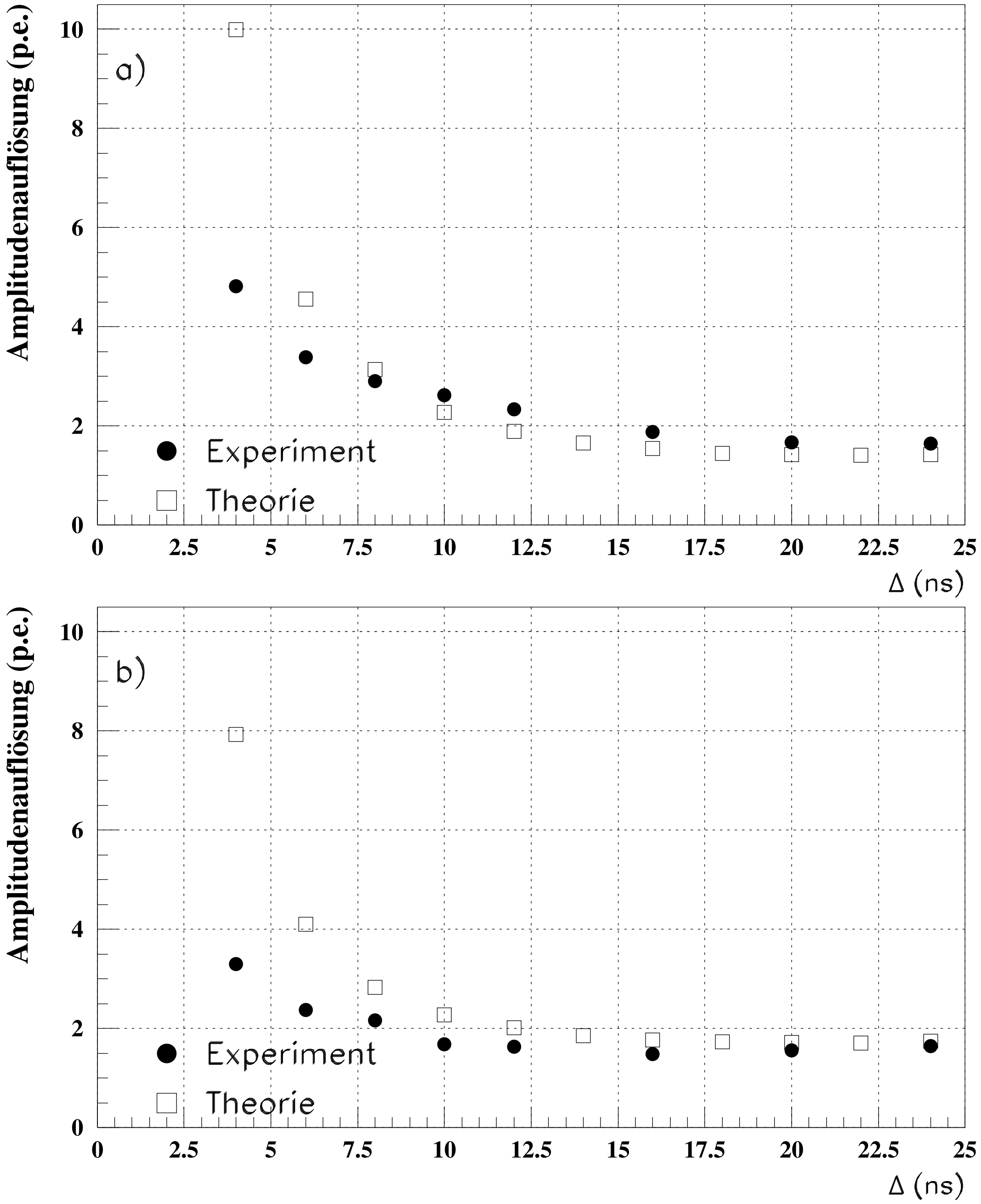


Abbildung 6.20: *Aufgetragen ist das Gesamtrauschen bei der erwarteten Photoelektronenrate $\varrho = 0.46$ p.e. gegen die Abtastzeit Δ bei einer Pulsformereinstellung $\tau = 20$ ns und mit Anwendung der Rückfaltung. Es wurde über ein Bin (a) oder zwei Bins (b) summiert.*

Es stellt sich heraus, daß man bei dem erwarteten Hintergrundlicht mit der Rückfaltungsmethode nichts gewinnt. Was durch die Unterdrückung des Hintergrundlichtes gewonnen wird, wird durch das ansteigende Quantisierungsrauschen wieder mindestens kompensiert. Da die in Kap. 2.4 erwähnte Messung der Hintergrundlichtstärke mit großen Fehlern behaftet ist, ist es aber dennoch möglich, daß die Rückfaltung ein wichtiges Werkzeug bei der Signalanalyse wird. Dies kann man in Abb. 6.21 erkennen :

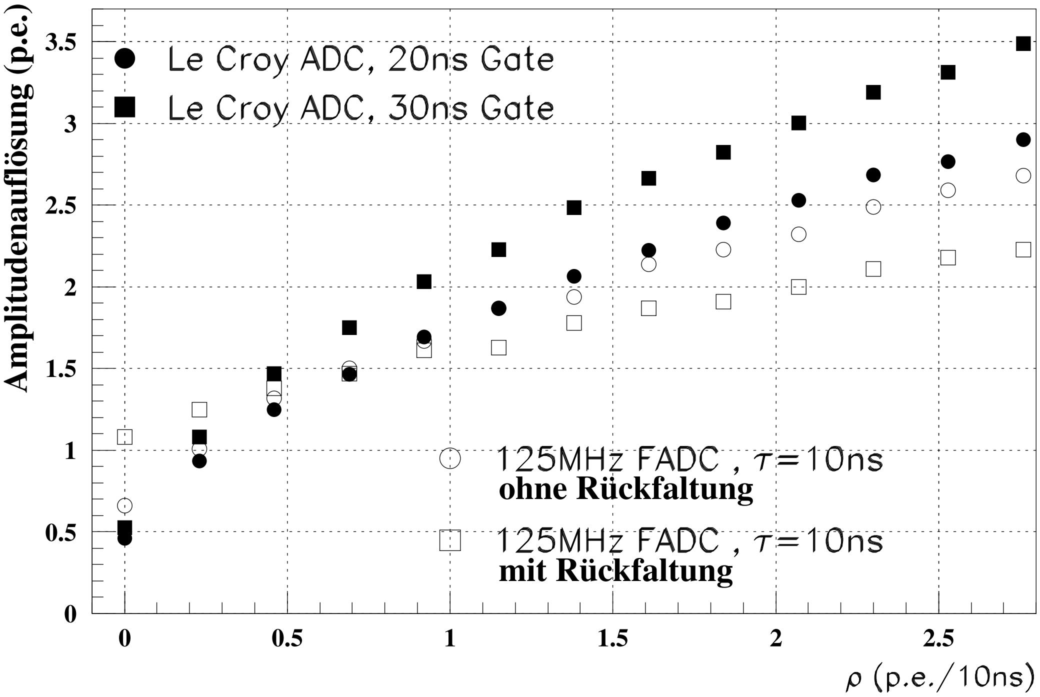


Abbildung 6.21: *Vergleich 125 MHz Flash ADC - Le Croy ADC. Beim Flash ADC ist jeweils über zwei Bins summiert. Der dynamische Bereich des Flash ADCs ist so eingestellt, daß ein Photoelektron gerade einer Flash ADC-Einheit entspricht. Beim Le Croy ADC entspricht ein Photoelektron 1.1 ADC-Einheiten.*

Hier ist die Amplitudenauflösung gegen die mittlere Photoelektronenrate ϱ für ein 125 MHz FADC aufgetragen. Dabei ist wichtig, daß der dynamische Bereich des FADCs so eingestellt ist, daß ein Photoelektron gerade einer FADC-Einheit entspricht. Bei genügend starkem Hintergrundlicht gewinnt man durch Unterdrückung desselben mehr als man durch die Zunahme des Quantisierungsrauschens verliert. Bei einer Photoelektronenrate ϱ von etwa 0.7 p.e./10ns kompensieren sich beide Effekte. Zum Vergleich sind noch die Meßpunkte des Le Croy ADCs für zwei verschiedene Gate-Längen eingezeichnet. Der dynamische Bereich des Le Croy ADCs

ist so ausgesteuert, daß ein Photoelektron 1.1 ADC-Einheiten entspricht. Bei der erwarteten Photoelektronenrate entspricht die Amplitudenauflösung des 125 MHz FADCs der des Le Croy ADCs bei einer Gate-Länge von etwa 25 ns.
Steuert man den dynamischen Bereich des FADCs in der Art aus, daß ein Photoelektron zwei FADC-Einheiten entspricht, so reduziert sich gemäß Gleichung 6.3 und 2.10 das Quantisierungsrauschen, während die Steigung die gleiche bleibt. Die durch diese Änderung erhaltenen Kurven sind in Abb. 6.22 dargestellt. In diesem Fall würde man durch die Anwendung der Rückfaltung eine Verbesserung der Amplitudenauflösung erreichen.

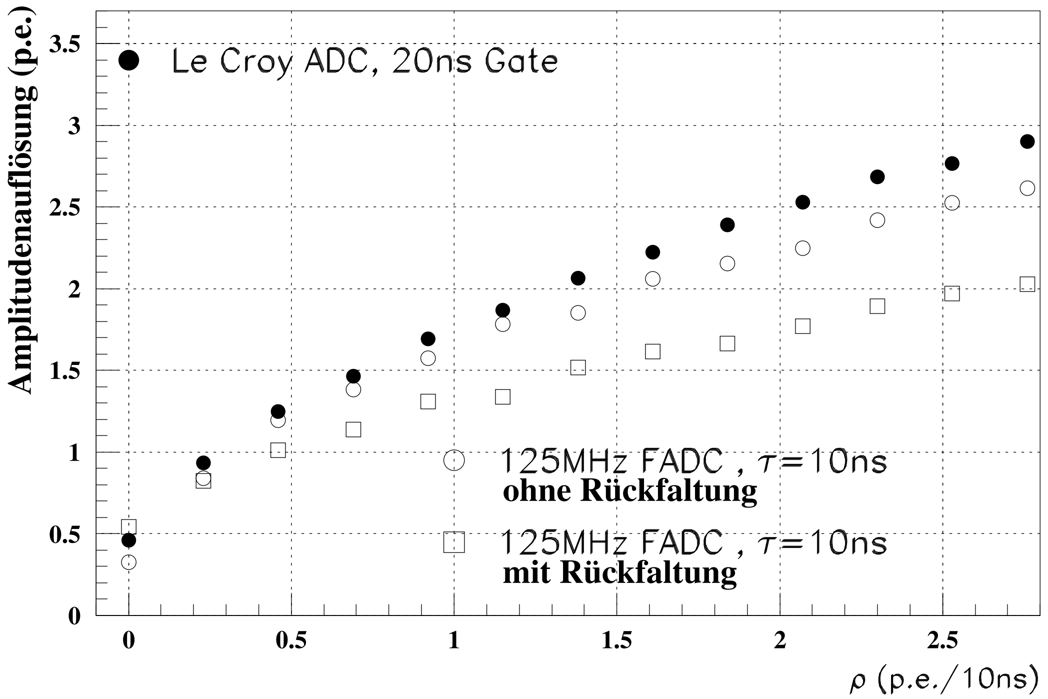


Abbildung 6.22: *Vergleich 125 MHz Flash ADC - Le Croy ADC. Beim Flash ADC ist jeweils über zwei Bins summiert. Der dynamische Bereich des Flash ADCs ist so eingestellt, daß ein Photoelektron zwei Flash ADC-Einheiten entspricht. Beim Le Croy ADC entspricht ein Photoelektron 1.1 ADC-Einheiten.*

Die bisher gezeigte relativ schwache Abhängigkeit der Amplitudenauflösung von der Abtastzeit Δ ist nur für das Verhalten der Nullinie bzw. bei einer effektiven Phasenkorrektur korrekt. In Abb. 6.23 ist die Phasenabhängigkeit für eine Signalamplitude von 167 p.e. sichtbar. Es wurden jeweils die zwei größten, in einem Signal vorhandenen Bin aufsummiert. Die Phasenkorrektur wurde jeweils durchgeführt. Wird die

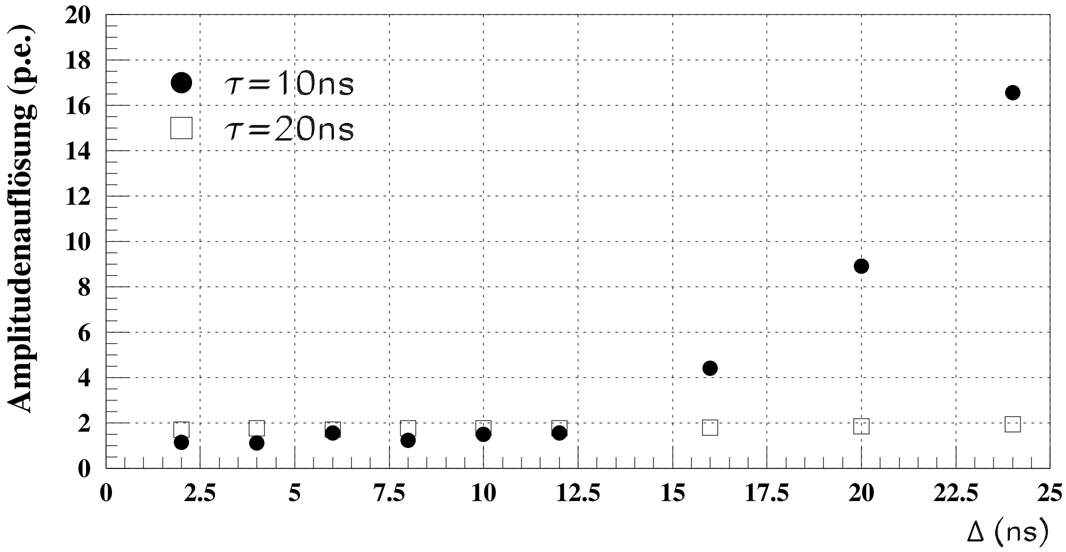


Abbildung 6.23: *Amplitudenauflösung als Funktion der Abtastzeit Δ bei einer Amplitude von 167 p.e. nach Anwendung der Phasenkorrektur. Als Maß für die Amplitude wurden jeweils die zwei größten Bins des nicht rückgefalteten Signals aufsummiert.*

Abtastzeit Δ größer als die Länge der ansteigenden Flanke τ, so ist die Phasenkorrektur weniger effektiv. Dies ist besonders gut bei einer Pulsformereinstellung von $\tau = 10$ ns erkennen : Ab einer Abtastzeit von etwa 16 ns trägt der Phasenfehler am stärksten zur Amplitudenauflösung bei.
Wie schon in Kap. 6.2 erörtert ist bei der Wahl eines Pulsformers zu einem gegebenen Flash ADC-System darauf zu achten, daß die Abtastzeit Δ nicht größer als die Pulsformereinstellung τ ist.

6.3 Zeitauflösung

6.3.1 Bestimmung der Zeitauflösung

Zur Bestimmung der Zeitauflösung eines FADC-Systems wird der Startzeitpunkt des linearen Spannungsanstieges ausgenutzt, der immer mit der gleichen Zeitverzögerung relativ zum simulierten Čerenkov-Signal im FADC eintrifft. Dieser Startzeitpunkt repräsentiert die wahre Ankunftszeit.
In der Praxis stellt sich nun die folgende Frage:
Wie genau kann man aus dem Signalschwerpunkt die wahre Ankunftszeit des Signals bestimmen? Aus dieser Fragestellung ergeben sich verschiedende Analysemethoden,

da man die 2, 3 ..., n größten Bins eines Signals verwenden kann, um den Schwerpunkt zu bestimmen. Lediglich bei Durchführung der Rückfaltung reduziert sich diese Anzahl zwangsläufig auf 2.

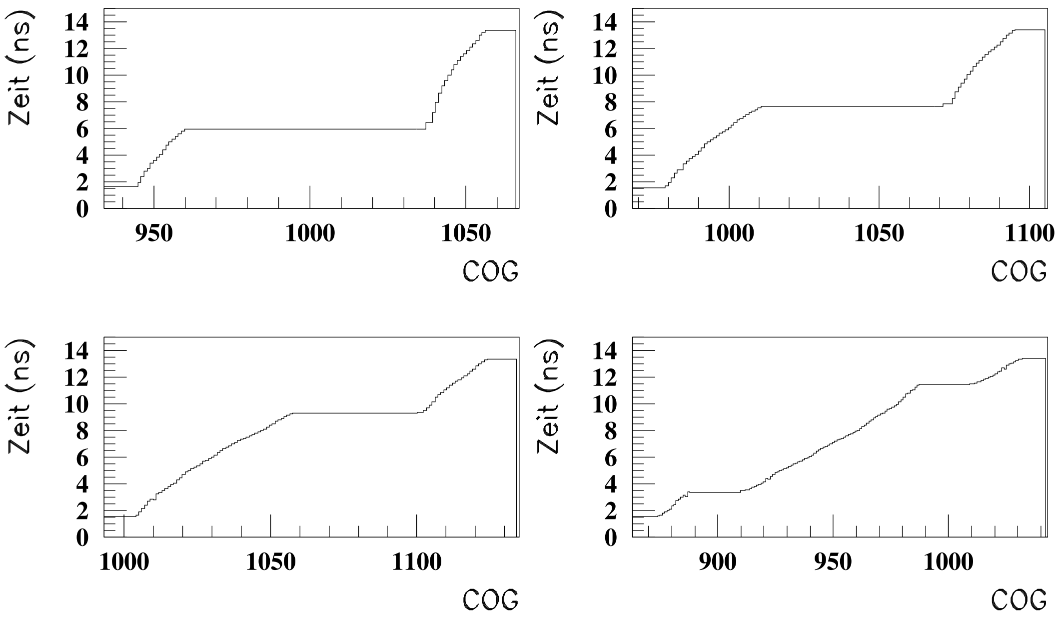


Abbildung 6.24: *Aufgetragen ist die wahre Ankunftszeit gegen den mit einem Faktor Hundert multiplizierten Signalschwerpunkt für ein 125 MHz FADC (von links oben nach rechts unten): Ohne Rückfaltung unter Benutzung der 2, 3 und 4 größten Bins, mit Rückfaltung unter Benutzung der 2 größten Bins. Pulsformung mit τ = 10ns.*

Für jede Kombination der verschiedenen Parameter kann man eine Umrechnungskurve des Signalschwerpunktes in die wahre Ankunftszeit bestimmen. Dies wurde jeweils bei großer Signalamplitude ($\approx$167 p.e.) und bei $\varrho = 0$ durchgeführt. Beispiele solcher Umrechnungskurven sind für ein 125 MHz FADC-System in Abb. 6.24 dargestellt.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung betrachtet man jeweils die Differenz Δt zwischen wahrer Ankunftszeit t_{real}, die dem Startzeitpunkt des linearen Spannungsanstiegs entspricht, und dem berechneten Startzeitpunkt t_{cog}, den man durch die Bestimmung des Signalschwerpunktes und der entsprechenden Umrechnungskurve erhält.

$$\Delta t = t_{real} - t_{cog} \tag{6.4}$$

Die Zeitdifferenz Δt wurde jeweils für etwa 4000 simulierte Čerenkov-Signale in ein Spektrum gefüllt. Aus der Standardabweichung der Verteilung ergibt sich die dann die Zeitauflösung σ_{Zeit}.

6.3.2 Meßergebnisse

Die Zeitauflösung wurde für jede Kombination der Parameter als Funktion der Amplitude A und der Photoelektronenrate ϱ bestimmt. Beispiele solcher Kurven sind in Abb. 6.25 und 6.26 gezeigt. In diesen Beispielen ist jeweils ein 125 MHz FADC und eine Pulsformereinstellung von $\tau = 10$ ns verwendet worden. Im einen Fall wurden ohne Durchführung der Rückfaltung und im anderen Fall nach der Rückfaltung die 2 größten Bins zur Schwerpunktsberechnung benutzt. Man kann gut erkennen, daß die Zeitauflösung mit $\sqrt{\varrho}$ ansteigt und etwa wie $\frac{1}{A}$ abfällt, so wie man es gemäß Gleichung 2.13 erwartet.
Im weiteren sollen nicht die Abhängigkeiten der in Gleichung 2.13 auftretenden Koeffizienten $\sigma_0, \sigma_Q, \sigma_N$ von Δ bzw. τ diskutiert werden. Es wird vielmehr die Zeitauflösung bei einem typischen Photoelektronenfluß $\varrho = 0.46 \frac{p.e.}{10ns}$ als Funktion von Δ bzw. τ, bei verschiedenen Analysemethoden, erörtert werden. In den Abb. 6.27 bis 6.30 ist die Zeitauflösung jeweils für eine Signalamplitude A von 10 p.e. dargestellt.

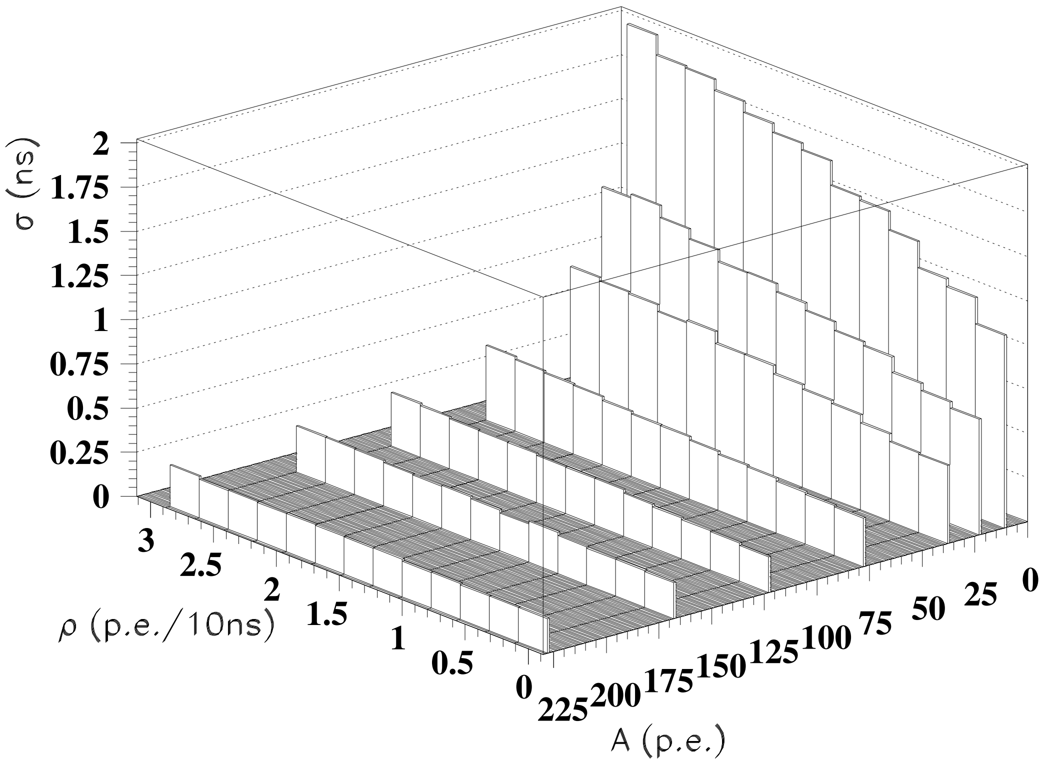


Abbildung 6.25: *Zeitauflösung als Funktion der Amplitude A und des Photoelektronenflusses ϱ für ein 125 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung sind die 2 größten Bins des nicht-rückgefalteten Signals verwendet worden. Pulsformung mit $\tau = 10$ ns.*

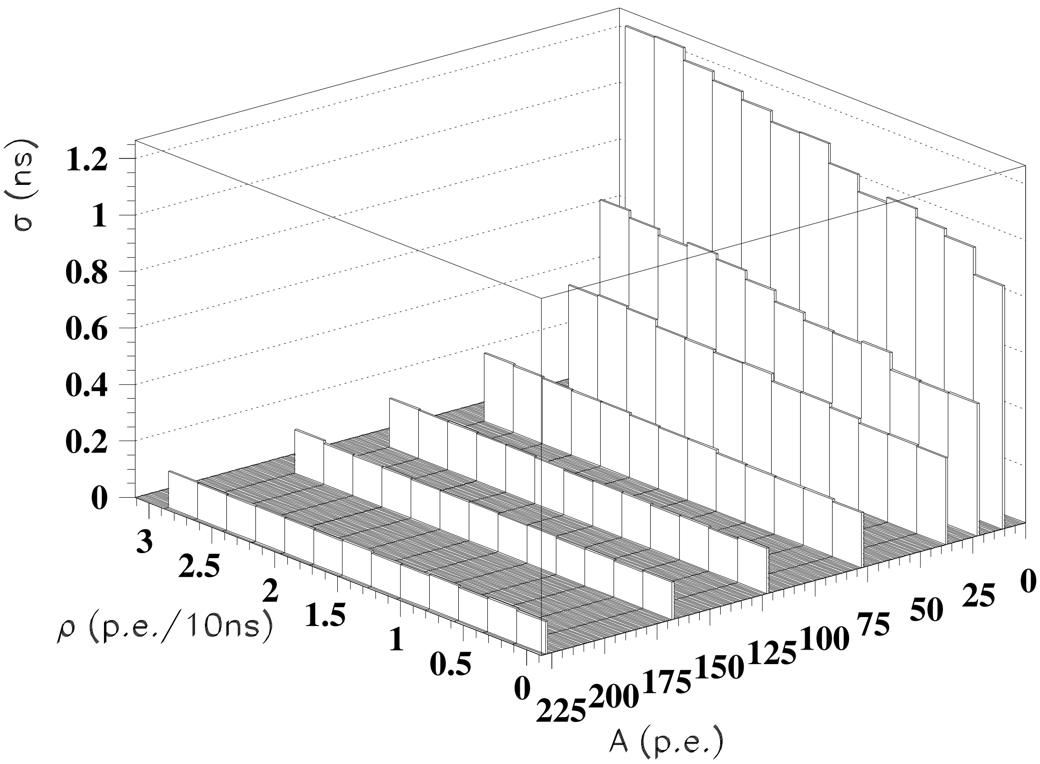


Abbildung 6.26: *Zeitauflösung als Funktion der Amplitude A und des Photoelektronenflusses ϱ für ein 125 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung sind die 2 größten Bins des rückgefalteten Signals verwendet worden. Pulsformung mit τ = 10 ns.*

In Abb. 6.27 ist die Zeitauflösung für τ = 10 ns, ohne bzw. mit Rückfaltung gegen die Abtastzeit Δ aufgetragen:
Sowohl mit als auch ohne Rückfaltung nimmt die Zeitauflösung erwartungsgemäß mit abnehmender Abtastzeit Δ zu.
In Abb. 6.28 ist die Zeitauflösung gegen die Länge der ansteigenden Flanke τ für ein 125 MHz FADC-System aufgetragen:
Man kann deutlich erkennen, daß mit zunehmender Länge der ansteigenden Flanke, die Zeitauflösung schlechter wird. Weiter kommt deutlich zum Ausdruck, daß man durch Anwendung der Rückfaltung die Zeitauflösung verbessern kann. In Abb. 6.29 ist die Zeitauflösung für ein 500 MHz FADC-System als Funktion von τ zu sehen:
Es ist klar ersichtlich, daß ein schnelles FADC-System allein nicht genügt, um eine Verbesserung der Zeitauflösung zu garantieren. Vielmehr muß die Signallänge der Abtastzeit Δ angepaßt sein, um die Möglichkeiten eines schnellen FADCs voll auszunutzen.
In Abb. 6.30 ist die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Anzahl der Bins dar-

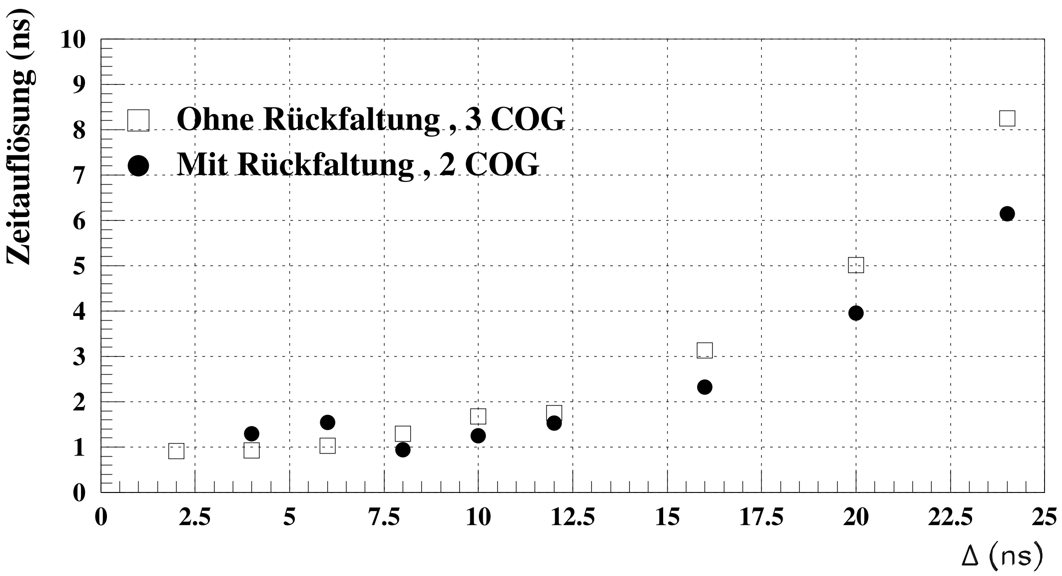


Abbildung 6.27: *Zeitauflösung als Funktion der Abtastzeit Δ für $\tau = 10$ ns. Zur Schwerpunktsbestimmung wurden die 3 größten Bins des nicht-rückgefalteten Signals bzw. die 2 größten Bins des rückgefalteten Signals benutzt. Die Signalamplitude beträgt 10 p.e. .*

gestellt, die zur Bestimmung des Signalschwerpunktes benutzt werden. Eine solche Darstellung ist nur bei nicht durchgeführter Rückfaltung sinnvoll, da es nach der Rückfaltung nur noch 2 Bins gibt, die man zur Schwerpunktsbestimmung benutzen kann. Im gezeigten Fall eines 125 MHz FADC und $\tau = 10$ ns ist es sinnvoll entweder die 2 oder die 3 größten Bins eines Signals zur Schwerpunktsbestimmung heranzuziehen.

In Abb. 6.31 ist die Zeitauflösung für ein 125 MHz FADC als Funktion der Amplitude dargestellt. Auch hier bestätigt sich, daß man insbesondere bei kleinen Amplituden die Zeitauflösung durch Anwendung der Rückfaltung verbessern kann.

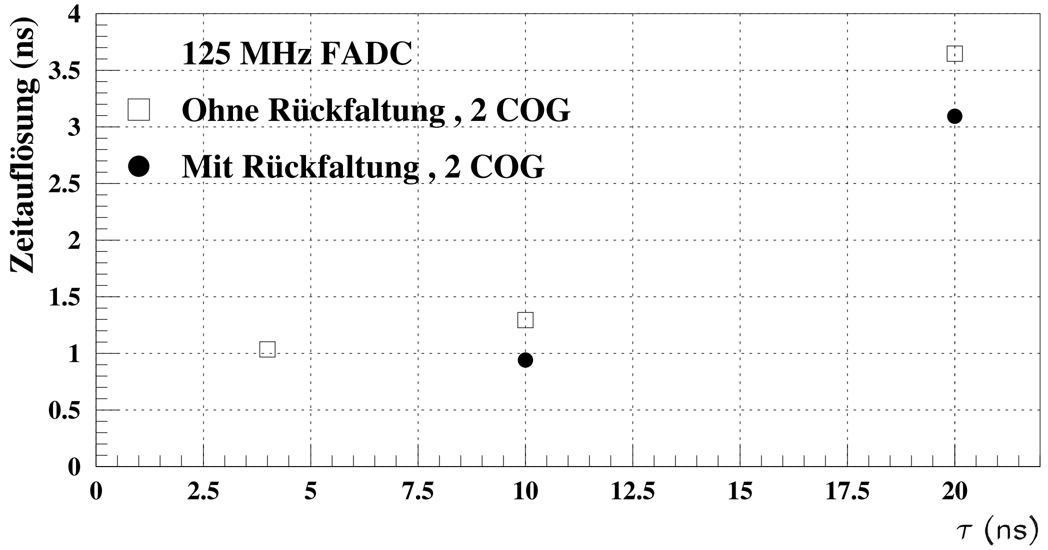


Abbildung 6.28: *Zeitauflösung als Funktion der Anstiegszeit τ für ein 125 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung wurden die 2 größten Bins des nicht-rückgefalteten Signals bzw. die 2 größten Bins des rückgefalteten Signals benutzt. Die Signalamplitude beträgt 10 p.e. .*

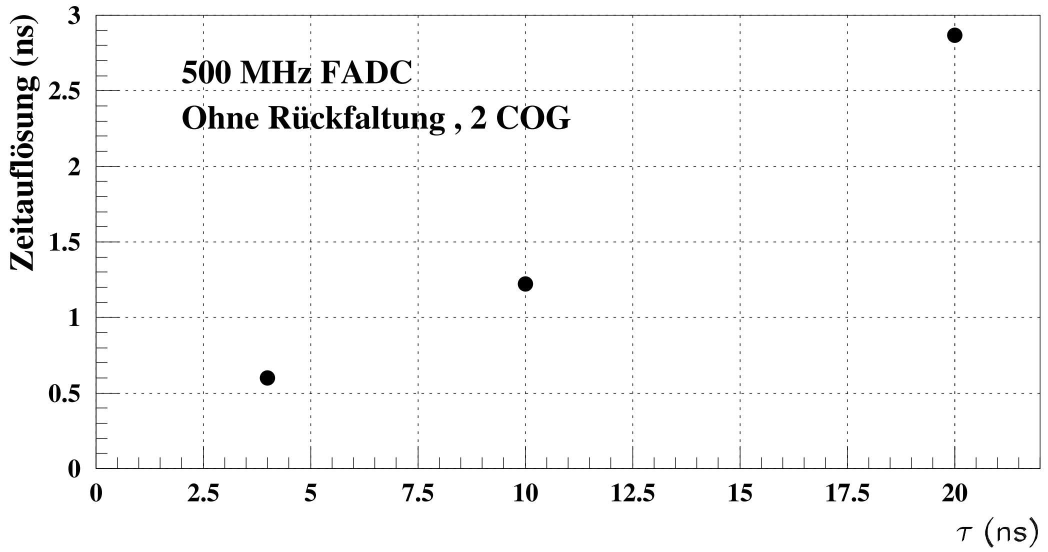


Abbildung 6.29: *Zeitauflösung als Funktion der Anstiegszeit τ für ein 500 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung wurden die 2 größten Bins des nicht-rückgefalteten Signals benutzt. Die Signalamplitude beträgt 10 p.e. .*

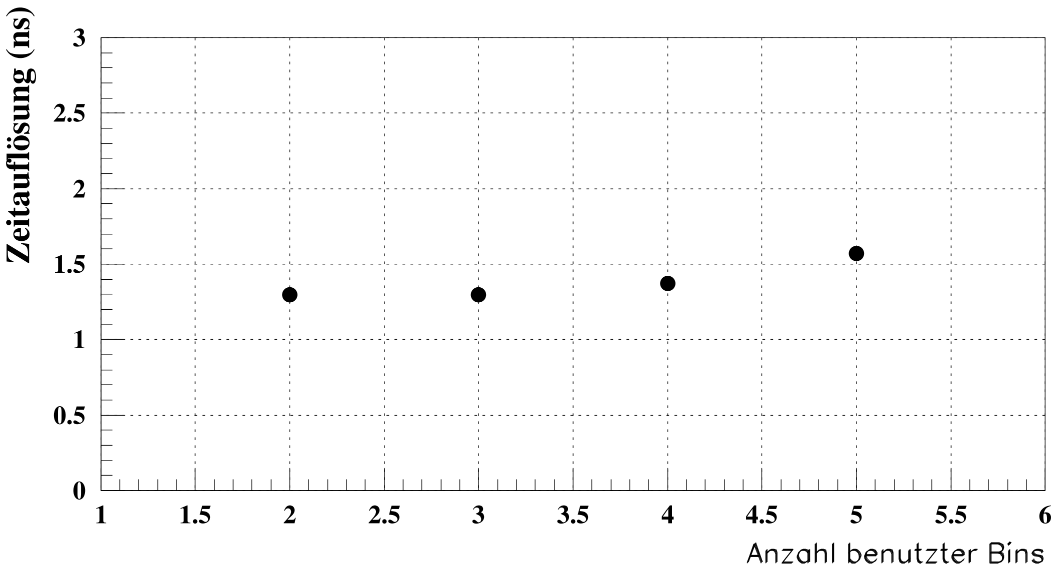


Abbildung 6.30: *Zeitauflösung als Funktion der Anzahl der benutzten Bins zur Berechnung des Signalschwerpunkts für τ = 10 ns und ein 125 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung wurde das nicht-rückgefaltete Signal benutzt. Die Signalamplitude beträgt 10 p.e. .*

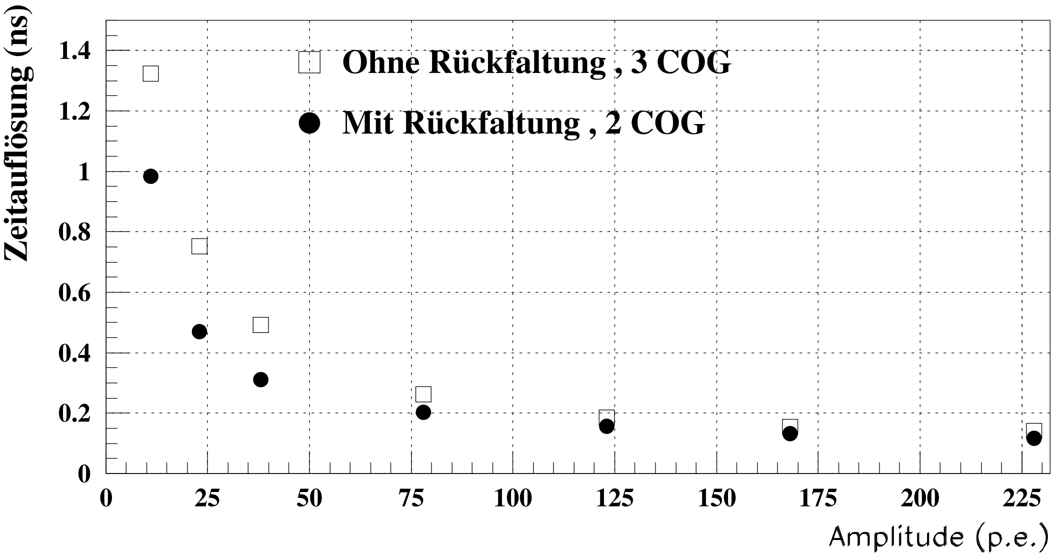


Abbildung 6.31: *Zeitauflösung als Funktion der Amplitude für τ = 10 ns und ein 125 MHz FADC-System. Zur Schwerpunktsbestimmung wurden die 3 größten Bins des nicht-rückgefalteten Signals bzw. die 2 größten Bins des rückgefalteten Signals benutzt.*

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Bestandteile der Auslesekette der geplanten Čerenkov-Teleskope vorgestellt. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf den Übertragungseigenschaften der einzelnen Komponenten. Den Schwerpunkt der Arbeit bildete der Vergleich von verschiedenen Digitalisierungssystemen zur Analyse der Čerenkov-Signale. Es wurde ein Flash ADC-System mit verschiedener Abtastzeit Δ und der Le Croy ADC2249A bzw. Le Croy TDC2228A verglichen. Die einzelnen Systeme wurden hinsichtlich ihrer Amplituden- und Zeitauflösung untersucht. Zur Amplitudenauflösung wurde ein Modell entwickelt, dessen Vorhersagen mit den Meßergebnissen verglichen wurden. Da in den neuen Čerenkov-Teleskopen ein Flash ADC-System zum Einsatz kommen wird, wurden für ein solches System besonders detaillierte Untersuchungen durchgeführt. Dazu wurden bei verschiedenen Abtastzeiten Δ verschiedene Kombinationen von Pulsformer und Signalanalysemethode auf deren Qualität hin getestet. Aus den Messungen an den Flash ADC-Systemen lassen sich die folgenden Ergebnisse zusammenfassen:

- Amplitudenauflösung
  - Die Meßergebnisse sind in Bezug auf den Beitrag des Hintergrundlichtes zum Gesamtrauschen in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Das gemessene Quantisierungsrauschen zeigt teilweise starke Abweichungen von den theoretisch erwarteten Werten.
  - Bei einer Aussteuerung des dynamischen Bereichs eines 125 MHz Flash ADCs in der Weise, daß ein Photoelektron gerade einer Flash ADC-Einheit entspricht, hängt die auf die digitalisierten Signale anzuwendende Analysemethode folgendermaßen von der Photoelektronenrate ϱ ab:
    * Bei der Rückfaltungsmethode ist man durch das Quantisierungsrauschen dominiert, so daß es sich erst für $\varrho > 0.7$ p.e./10ns lohnt diese anzuwenden.
    * Ohne Anwendung der Rückfaltung ist der Beitrag des Hintergrundlichtes der entscheidende Faktor, so daß diese Methode nur für $\varrho < 0.7$ p.e./10ns sinnvoll ist.

- Ist der dynamische Bereich eines 125 MHz Flash ADCs so ausgesteuert, daß ein Photoelektron zwei Flash ADC-Einheiten entspricht, so wird das Quantisierungsrauschen reduziert. Dadurch erreicht man durch die Anwendung der Rückfaltung bei einer typischen Photoelektronenrate $\varrho \approx 0.49$ p.e./10ns eine Verbesserung der Amplitudenauflösung. Dies geht jedoch auf Kosten des linearen dynamischen Bereichs des Flash ADCs.
- Bei der Durchführung der Rückfaltung ist darauf zu achten, daß das Verhältnis der Abtastzeit Δ des FADC-Systems zur Länge der ansteigenden Flanke τ in der Nähe von 1 liegen sollte: $\frac{\Delta}{\tau} \approx 1$
- Um die Phasenabhängigkeit gering zu halten bzw. die Phasenkorrektur möglichst effizient zu gestalten, sollte die Abtastzeit Δ nicht größer als die Länge der ansteigenden Signalflanke τ sein.

* Zeitauflösung
  - Die Signallänge muß der Abtastzeit Δ angepaßt sein, um mit einem gegebenen FADC-System die bestmögliche Zeitauflösung zu erreichen: $\frac{\Delta}{\tau} \approx 1$
  - Durch Anwendung der Rückfaltung erreicht man insbesondere bei kleinen Amplituden eine Verbesserung der Zeitauflösung.

Anhand der Meßergebnisse trat deutlich zum Vorschein, daß man mit dem Einsatz eines 125 MHz Flash ADC-Systems eine sehr zufriedenstellende Amplituden- und Zeitauflösung erreichen kann.

Literaturverzeichnis

[All] **O. K. Allkofer**
Introduction to Cosmic Radiation
Verlag Karl Thiemig, München (1975)

[Bin] **N. Bingefors et al.**
A novel technique for fast pulse-shaping using a slow amplifier at LHC
CERN-PPE/92-70

[CK] **Carsten Köhler**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg 1995

[CRT] **K. Bernlöhr et al.**
The Cosmic Ray Tracking detector system hardware
NIM-Papier in Vorbereitung

[DUAM] **R. Jeffrey Wilkes**
DUMAND and AMANDA : High Energy Neutrino Astrophysics
astro-ph/9412019, (1994)

[Fett] **W. Fett**
Der atmosphärische Staub
Deutscher Verlag der Wissenschaften, (1958)

[Gad] **S. Gadomski et al.**
The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron colliders
NIM A320 (1992) 217-227

[Gaisser] **T.K. Gaisser**
Cosmic Ray and Particle Physics
Cambridge University Press, (1990)

[HEGRA] **HEGRA**
The first telescope of the HEGRA air Čerenkov imaging telescope array
NIM A351 (1994)

[Hillas] **A. M. Hillas**
19th ICRC La Jolla,3(1985)445

[Jelley] **J.V. Jelley**
ČerenkovRadiation
Pergamon Press, London, New York, Paris, Los Angeles 1958

[Jennings] **J.R. Jennings**
A search for Very High Gamma Rays from Cygnus X-3
Dissertation, University of Wisconson-Madison, 1990

[LC] **LeCroy**
Research Instrumentation Catalog
LeCroy, 1990

[NM] **Norbert Müller**
Diplomarbeit
Institut für Kernphysik, Kiel 1992

[Nüh] **Nührmann**
Das große Werkbuch Elektronik
Franzis Elektronik-Nachschlagewerk

[Ph] **Philips**
Photomultiplier tubes, principles & applications
Philips Photonics, 1994

[RMEL] **R. Mirzoyan und E. Lorenz**
Measurement of the night sky light background at La Palma
Internes Papier MPI München

[Sch] **V. Schönfelder:**
Spektakuläre erste Ergebnisse des Compton–Obseratoriums GRO
Phy. Bl. 11, 919 (1992)

[Sok] **Pierre Sokolsky**
Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics
Addison - Wesley (1989)

[Ste] **S. D. Stearns**
Digitale Verarbeitung analoger Signale, 4.Auflage
Oldenbourg (1988)

[Str] **STRUCK**
Technical Manuel DL515, 250MHZ, FADC VME Module
STRUCK Electronics for High Energy Physics and Industry

[TW] **Thomas Wolf**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg 1994

[VME] **diverse Autoren**
Sonderheft VMEbus
Verlag Markt & Technik

Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinen Eltern danken, die mir durch ihre Unterstützung und ihr Vertrauen überhaupt erst das Studium ermöglicht haben.

Dem Direktorium des Max–Planck–Instituts für Kernphysik gilt mein Dank dafür, daß ich meine Diplomarbeit an diesem Institut durchführen konnte.

Herrn Prof. Dr. W. Hofmann danke ich für die interessante Aufgabenstellung und für seine hilfreiche Betreuung während der Durchführung der Diplomarbeit.

Herrn German Hermann für seine hilfreichen Anregungen bei der Durchführung der Messungen.

Bei den Mitgliedern der CT– und der CRT–Gruppe, Dr. K. Bernlöhr, Dr. A. Daum, Dr. A. Heusler, Dr. T. Kihm, A. Kohnle, C. Köhler, F. Krafft, G. Pühlhofer, G. Leffers, Dr. V. Matheis, R. Mattheus, Dr. M. Panter, U. Trunk, M. Ulrich, Dr. C. A. Wiedner, C. Wieland, H. Wirth und R. Zink bedanke ich mich für die Zusammenarbeit und die Hilfsbereitschaft.

Frau J. Suppanz danke ich für ihre stets vorhandene Hilfsbereitschaft, sowie Herrn A. Schwan für seine Unterstützung bei technischen Problemen.

Den Mitarbeitern des Labors, der Bibliothek und der Werkstätten danke ich für ihre Unterstützung.