

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Julia Anna Haser**

aus Bad Mergentheim

Heidelberg, 2010



**Die Datennahmekette des Double Chooz  
Experiments und ihre Komponenten –  
Eigenschaften der Photomultiplier und der  
Frontend-Elektronik**

Die Diplomarbeit wurde von Julia Anna Haser

ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Manfred Lindner





## Kurzfassung

Das Double Chooz Experiment ist ein Reaktorantineutrinoexperiment zur Suche nach einem nicht verschwindenden Wert des Neutrinomischungswinkels  $\theta_{13}$ , welches im Herbst 2010 mit der Datennahme beginnen wird. Insgesamt 390 Photomultiplier nehmen das Szintillationslicht der Neutrinoereignisse auf, die nachfolgende Datennahmekette besteht aus Splitterboxen, der Frontend-Elektronik, dem Triggerboard und Flash-ADCs. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden bestimmte Eigenschaften der Photomultiplier untersucht, wie das Linearitätsverhalten für hohe Lichtintensitäten und das Nachpulsverhalten in Ladung und Zeit. Die Auswirkungen der Nachpulse auf das Double Chooz Experiment konnten abgeschätzt werden, indem die Messergebnisse unter Berücksichtigung der Triggerbedingungen in eine Simulation umgesetzt wurden. Um die Datennahmekette des Double Chooz Experiments schon vorab testen zu können, ist der bereits bestehende Photomultiplierteststand am MPIK Heidelberg durch Ergänzung der Frontend-Elektronik, der Flash-ADCs sowie eines 30 Liter Acrylzylinders mit Double Chooz Targetszintillator erweitert worden. Die Messungen der Verstärkungsfaktoren der Frontend-Elektronik werden in dieser Arbeit diskutiert. Des Weiteren wird die Vorbereitung und Installation des Acrylbehälters beschrieben und die Detektion des Szintillationslichts erster Ereignisse durch Myonen dargestellt.

## Abstract

The Double Chooz experiment is a reactor antineutrino experiment searching for a non-vanishing value of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$ ; it will commence operation in fall 2010. The scintillation light of the neutrino events is detected by a total of 390 photomultiplier tubes, and the subsequent data acquisition chain consists of Splitter Boxes, Frontend Electronics, the Trigger Board and Flash ADCs. This Diploma thesis describes certain properties of the photomultiplier tubes and their measurements, such as linearity characteristics at high light levels and afterpulse behaviour with respect to charge and time. The effect of afterpulsing on the Double Chooz experiment has been estimated by converting the measured results, together with the trigger conditions, into a simulation. In order to allow for tests of the Double Chooz data acquisition chain in advance, Frontend Electronics, Flash ADCs and a 30 litre acrylic cylinder filled with the Double Chooz target scintillator have been added to the existing photomultiplier test facility at MPIK Heidelberg. The measurements of the gain of the Frontend Boards are discussed in this thesis. Furthermore the preparation and installation of the acrylic vessel is described and the detection of scintillation light of first events produced by muons is presented.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Von Neutrinooszillationen über <math>\theta_{13}</math> zu Double Chooz</b>	<b>1</b>
1.1	Neutrinooszillationen . . . . .	1
1.1.1	Der Mischungswinkel $\theta_{13}$ . . . . .	3
1.2	Das Double Chooz Experiment . . . . .	4
1.2.1	Die Detektion von Neutrinoereignissen . . . . .	5
1.2.2	Aufbau der Detektoren . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Das PMT-Testlabor am MPIK Heidelberg</b>	<b>9</b>
2.1	PMTs – Photoelektronenvervielfacher . . . . .	9
2.1.1	Die Double Chooz Zentraldetektor PMTs . . . . .	10
2.1.2	Die Splitterboxen . . . . .	12
2.2	Der PMT-Teststand . . . . .	12
2.3	Lichtquellen . . . . .	13
2.4	Elektronik und Datennahme . . . . .	13
2.4.1	Das VME-System . . . . .	13
2.4.2	Das Oszilloskop Tektronix DPO 7104 . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Linearitätstest der Photomultiplier</b>	<b>17</b>
3.1	Die Messung . . . . .	18
3.1.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	18
3.1.2	Laserstabilität . . . . .	19
3.1.3	Durchführung der Messung . . . . .	20
3.2	Datenanalyse . . . . .	21
3.3	Ergebnisse . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Nachpulsverhalten der Photomultiplier</b>	<b>27</b>
4.1	Messungen mit dem VME-System . . . . .	30
4.1.1	Experimenteller Aufbau und Messprinzip . . . . .	31
4.1.2	Datenanalyse . . . . .	34
4.1.3	Ergebnisse . . . . .	40
4.2	Modell zur Flugzeitbestimmung von Ionen im Photomultiplier . . . . .	43
4.3	Messungen mit dem Oszilloskop Tektronix DPO 7104 . . . . .	46
4.3.1	Ergebnisse . . . . .	49
4.4	Simulation des Nachpulsverhaltens im Double Chooz Experiment . . . . .	51
4.4.1	Simulation der Nachpulse . . . . .	51
4.4.2	Berücksichtigung der Triggerbedingung . . . . .	54
4.4.3	Ergebnisse und deren Bedeutung für das Double Chooz Experiment . . . . .	57

<b>5 Von der Zentraldetektor-Datennahmekette zum „Super Vertical Slice“</b>	<b>63</b>
5.1 Die Zentraldetektor-Datennahmekette des Double Chooz Experiments . . . . .	63
5.1.1 Die Frontend-Elektronik . . . . .	64
5.1.2 Trigger-System und Datennahme . . . . .	65
5.2 Die Verstärkungsfaktoren der Frontend-Elektronik . . . . .	68
5.2.1 Die Messung . . . . .	68
5.2.2 Datenanalyse . . . . .	69
5.2.3 Ergebnisse . . . . .	71
5.3 Der Super Vertical Slice . . . . .	74
5.3.1 Vorbereitung der Lichtquelle – Acrylbehälter mit Targetsintillator	75
5.3.2 Erste Ergebnisse . . . . .	79
<b>Zusammenfassung</b>	<b>81</b>
<b>A Datenblatt des Photomultipliers R7081MOD-ASSY</b>	<b>83</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# Kapitel 1

## Von Neutrinooszillationen über $\theta_{13}$ zu Double Chooz

Der experimentelle Nachweis von Neutrinos durch Reines und Cowan liegt nun schon mehr als 50 Jahre zurück. Zunächst nur als hypothetisches Teilchen bekannt, diente das Neutrino der Bewahrung von Energie- und Drehimpulserhaltung im  $\beta$ -Zerfall und war 1930 durch Pauli eingeführt worden [Schm97]. Heute stellt die Neutrino-physik einen wichtigen Bereich der Teilchen- und Astroteilchenphysik dar. Derzeit ist die Existenz von drei Neutrinoarten bekannt, die nach den geladenen Leptonen ( $e, \mu, \tau$ ) mit denen sie gemeinsam auftreten benannt sind. Übergänge der Art  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  ( $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ ) werden Neutrinooszillationen genannt und sind ein über das Standardmodell hinausgehendes Phänomen.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Neutrinooszillation behandelt und anschließend das Reaktor-neutrinoexperiment Double Chooz vorgestellt. Für ausführlichere Darstellungen der  $\nu$ -Oszillationen soll an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen werden [PDG08, Sol09, Tho08].

### 1.1 Neutrinooszillationen

In den vergangenen Jahrzehnten ist sowohl für aus der Sonne, der Atmosphäre, von Beschleunigern als auch aus Reaktoren stammende Neutrinos der Beweis für die Existenz von Neutrinooszillationen erbracht worden. Neutrinooszillationen setzen voraus, dass nicht alle Neutrinos masselos sein können. Die drei bekannten Flavoreigenzustände,  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , sind keine Eigenzustände des Massenoperators, sondern Linearkombinationen der Masseneigenzustände ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ ):

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.1)$$

$U$  bezeichnet die unitäre Transformation (PMNS<sup>1</sup> Mischungsmatrix), über welche die Flavoreigenzustände mit den Masseneigenzuständen zusammenhängen.

---

<sup>1</sup>Benannt nach Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata.

Betrachten wir nun die Übergangsamplitude des Prozesses  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  im Vakuum, sprich des Vorgangs, bei dem ein Neutrino des Flavors  $\alpha$  erzeugt wird, eine gewisse Strecke zurücklegt und anschließend als  $\beta$  detektiert wird. Bezüglich der Eigenbasis der Massenzustände liegt ein Neutrino des Flavors  $\alpha$  in einem der drei bekannten Eigenzustände  $\nu_i$  vor. Die Übergangsamplitude  $\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  setzt sich aus der kohärenten Summe der Beiträge aller Masseneigenzustände  $\nu_i$  zusammen. Die einzelnen Beiträge selbst bestehen aus drei Faktoren (siehe Gleichung (1.2)): der Amplitude  $U_{\alpha i}^*$  dass ein Neutrino des Flavors  $\alpha$  im Masseneigenzustand  $\nu_i$  erzeugt wird; dem Propagator  $\text{Prop}(\nu_i)$  zwischen Neutrinoquelle und Detektor; und der Amplitude  $U_{\beta i}$ , mit welcher ein Neutrino des Zustands  $\nu_i$  als Neutrino des Flavors  $\beta$  detektiert wird

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* \text{Prop}(\nu_i) U_{\beta i}. \quad (1.2)$$

In die Übergangswahrscheinlichkeit  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2$  gehen ausschließlich die relative Phasen der Propagationsterme  $\text{Prop}(\nu_i)$  ein. Man kann zeigen, dass die relativen Phasen der Übergangsamplituden für  $\text{Prop}(\nu_i) = \exp(-im_i^2 L/2E)$  die richtigen Werte annehmen [Sol09] und für die Übergangswahrscheinlichkeit folgt somit

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} U_{\beta i} \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 L/4E) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 L/2E), \end{aligned} \quad (1.3)$$

wobei  $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$  die Differenz der quadratischen Massen der Masseneigenzustände  $\nu_i$  ist. Gleichung (1.3) lässt darauf schließen, dass eine Existenz von Neutrinooszillationen impliziert, dass  $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$ , also nicht alle Neutrinos masselos sein können. Geht man davon aus, dass es nur drei Masseneigenzustände gibt, nimmt die Mischungsmatrix die Form einer  $3 \times 3$  Matrix an und kann wie in (1.4) gezeigt dargestellt werden:

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dabei ist  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$  und  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$  mit den Mischungswinkeln  $\theta_{ij}$ . Der erste Faktor (23) steht im Zusammenhang mit der atmosphärischen Massenaufspaltung  $\Delta m_{32}^2$ , der Sektor (12) mit der solaren Aufspaltung  $\Delta m_{21}^2$ . Der Faktor (13) stellt den Sektor der noch unzureichend erforschten Flavorübergänge der  $\nu_e$  dar. Die drei komplexen Phasen sind zum einen die Majorana-Phasen  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und die Dirac-Phase  $\delta$ . Die Majorana-Phasen sind nur dann von physikalischer Bedeutung wenn Neutrinos Majoranateilchen, sprich ihre eigenen Antiteilchen sind. Auf Neutrinooszillationen haben diese (ganz gleich ob Majoranateilchen oder nicht) allerdings keine Auswirkungen. Die Dirac-Phase  $\delta$  könnte als einzige Phase in der Mischungsmatrix für eine CP-Verletzung bei Übergängen zwischen Flavorzuständen verantwortlich sein.

Aus vorangegangenen Experimenten ist der atmosphärische Mischungswinkel  $\theta_{atm}$  (z. B. Super-Kamiokande, MINOS, K2K) und der solare Mischungswinkel  $\theta_{\odot}$  (z. B. SNO, KamLAND, Borexino, Gallex/GNO) mit ziemlich großer Genauigkeit bekannt. Ebenso die beiden unabhängigen Massenaufspaltungen  $\Delta m_{atm}^2 \equiv \Delta m_{31}^2$  und  $\Delta m_{\odot}^2 \equiv \Delta m_{21}^2$ . Für den dritten Mischungswinkel  $\theta_{13}$  existiert derzeit nur eine Obergrenze. Unter der Voraussetzung, dass  $\theta_{13}$  klein ist, gilt  $\theta_{atm} \simeq \theta_{23}$  und  $\theta_{\odot} \simeq \theta_{12}$ . Die Ergebnisse globaler Auswertungen der bis dato durchgeführten Experimente [Sch08] sind

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{12} &= 0.304_{-0.016}^{+0.022}, & \Delta m_{21}^2 &= 7.65_{-0.20}^{+0.23} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0.50_{-0.06}^{+0.07}, & |\Delta m_{31}^2| &= 2.40_{-0.11}^{+0.12} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 \theta_{13} &\leq 0.035 (0.056) \quad \text{at } 90\% \text{ CL } (3\sigma). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Zwar sind die relativen Massen der Neutrinozustände  $\nu_i$  bekannt; über die absoluten Massen  $m_i$  weiß man bisweilen nicht viel mehr, als dass sie kleiner 1 eV sein müssen. Zwei der Massen  $m_i$  der Neutrinomasseneigenzustände  $\nu_i$  liegen nahe beieinander ( $\Delta m_{21}^2$  ist klein), die Masse des dritten Eigenzustands  $\nu_3$  dagegen verhältnismäßig weit entfernt. Ob  $m_3$  allerdings größer oder kleiner als die anderen  $m_i$  ist, ist unbekannt. Den Fall  $m_1 < m_2 < m_3$  nennt man „normale“ Massenhierarchie der Neutrinomasseneigenzustände. Wäre  $m_3$  kleiner als die anderen Massen spricht man von einer „invertierten“ Massenhierarchie.

### 1.1.1 Der Mischungswinkel $\theta_{13}$

Für den Mischungswinkel  $\theta_{13}$  lässt sich gegenwärtig wie bereits erwähnt nur eine obere Grenze angeben. Den Wert des dritten Mischungswinkels genauer bestimmen zu können würde nicht nur das Wissen über die Neutrinooszillationen vervollständigen. Eine genaue Kenntnis von  $\theta_{13}$  wäre für die Planung der Neutrinoexperimente der folgenden Jahre von großer Bedeutung.

Die CP-verletzende Phase  $\delta$  geht in die Mischungsmatrix  $U$  nur gemeinsam mit dem Faktor  $s_{13}$  ein (siehe Gleichung (1.4)). Die Größe von  $\sin \theta_{13}$  wird also über die Größe der CP-Verletzung der Neutrinooszillationen entscheiden. Ist die CP-verletzende Phase ungleich Null, Einträge von  $U$  also imaginär, können sich Unterschiede zwischen den Wahrscheinlichkeiten von Neutrino- und Antineutrinooszillationen geben (der letzte Term in (1.3) würde sich im Vorzeichen unterscheiden). Ein Experiment, welches  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  und  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen miteinander vergleicht, kann dies genauer untersuchen.

$\sin^2 \theta_{13}$  kann als  $\nu_e$ -Anteil des Masseneigenzustandes  $\nu_3$  angesehen werden. Die Masse dieses Zustandes geht in die Differenz der Massenquadrate  $\Delta m_{13}^2$  ein. Möchte man mit einem Experiment empfindlich für  $\theta_{13}$  sein, benötigt man ein Experiment, dass für genau dieses  $\Delta m^2$  empfindlich ist und die Oszillationen von Elektronneutrinos betrachtet [Sol09]. In den vorangegangenen Gleichungen wurden die Faktoren  $\hbar$  und  $c$  weggelassen. Bezieht man diese mit ein, so folgt

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})}. \quad (1.6)$$

Um also den dritten Mischungswinkel messen zu können, bedarf es eines Experiments das die Anforderung  $L/E \approx \mathcal{O}(1)$  erfüllt.

Im Fall von Reaktor-neutrinoexperimenten werden Neutrinooszillationen an aus  $\beta$ -Zerfällen stammenden Elektronantineutrinos untersucht. Der Gesamtfluss an Neutrinos bleibt auch in Entfernung zum Reaktor der gleiche, jedoch ändert sich die Zusammenstellung der Flavoreigenzustände. Es kann deshalb in entsprechender Distanz zur Neutrinoquelle nach einer verminderten Elektronantineutrino-Rate und Veränderungen bezüglich der Gestalt des Spektrums gesucht werden. Die „Überlebenswahrscheinlichkeit“  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  lässt sich über die Gleichungen (1.3) und (1.4) berechnen:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = & 1 - 4 \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\ & - 4 \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ & - 4 \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Befindet sich der Neutrinodetektor im Abstand von etwa 1 km, so lassen sich Terme in (1.7) vernachlässigen (die Energie der Reaktor-neutrinos liegt bei etwa 1–10 MeV  $\rightarrow L/E \approx \mathcal{O}(1)$ ):

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E_{\bar{\nu}_e} (\text{MeV})} \right). \quad (1.8)$$

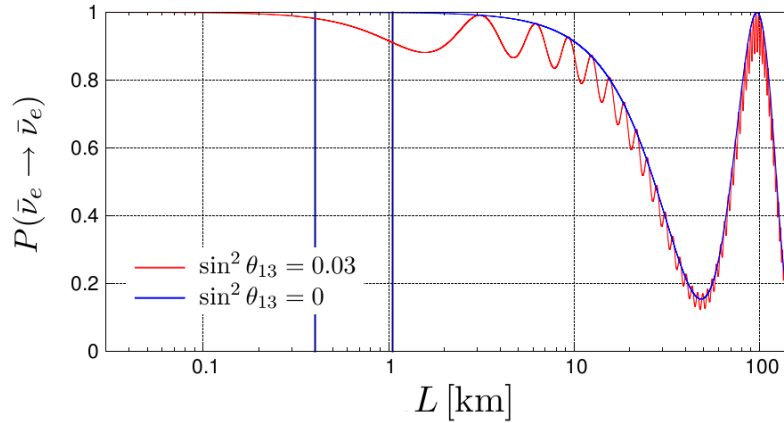
## 1.2 Das Double Chooz Experiment

Ziel des Double Chooz Experiments [DC06] ist es den derzeitigen Wissensstand bezüglich des dritten Neutrinomischungswinkels  $\theta_{13}$  zu verbessern (als Literaturangaben soll an dieser Stelle auch auf [Gi09, Da09] verwiesen sein).

Das Experiment befindet sich auf dem Gelände des Kernkraftwerks Chooz in den Ardennen, im Nordosten Frankreichs. Zwei Kernreaktoren à 4.27 GW<sub>th</sub> thermischer Leistung dienen als  $\bar{\nu}_e$ -Quelle.

In den 1990ern war dort bereits das CHOOZ Experiment [Ap03] durchgeführt worden, dessen Ergebnisse immer noch die Obergrenze von  $\theta_{13}$  dominieren. Die größte Schwierigkeit lag damals in der ungenauen Kenntnis des Spektrums und Flusses der Reaktor-neutrinos. Im Double Chooz Experiment allerdings wird der systematische Fehler deutlich kleiner sein und auf 0.6 % reduziert werden: Zwei identische Detektoren in unterschiedlichen Abständen zu den Reaktorkernen werden Neutrinoereignisse aufzeichnen und ihre Ergebnisse miteinander in Vergleich gesetzt. Der sog. „ferne“ Detektor befindet sich in 1.05 km Entfernung von den Reaktorkernen. Es wurde das gleiche Untergrundlabor verwendet, in dem bereits der Detektor des CHOOZ Experiments konstruiert wurde. Dieses wird durch Gesteinsmassen abgeschirmt, die 300 Metern Wasseräquivalent (m.w.e.) entsprechen. Der ferne Detektor ist in geeignetem Abstand zur Neutrinoquelle gelegen; mit  $L/E \approx 0.3$  (km/MeV) wird die Überlebenswahrscheinlichkeit nahe ihrem ersten Minimum sein (siehe Abbildung 1.1). Das Labor des „nahen“ Detektors wird in etwa 400 m Entfernung zu den Reaktoren liegen und eine natürliche Abschirmung von 115 m.w.e. besitzen. Der nahe Detektor wird also im Vergleich zum fernen Detektor das noch weitgehend unveränderte Neutrinospektrum beobachten. Der statistische Fehler wird durch das größere Targetvolumen und eine längere Messdauer (knapp 3 Jahre)





**Abbildung 1.1:** Überlebenswahrscheinlichkeit der Elektronantineutrinos nach Gleichung (1.7). Die Parameter lassen sich (1.5) entnehmen, für die Energie der Neutrinos wurden 3 MeV angenommen. In Dunkelblau sind die Standorte des nahen und des fernen Detektors eingezeichnet.

auf 0.4% verringert werden können [Ar04]. Der systematische Fehler des CHOOZ Experiments lag bei 2.7%, der statistische bei 2.8%.

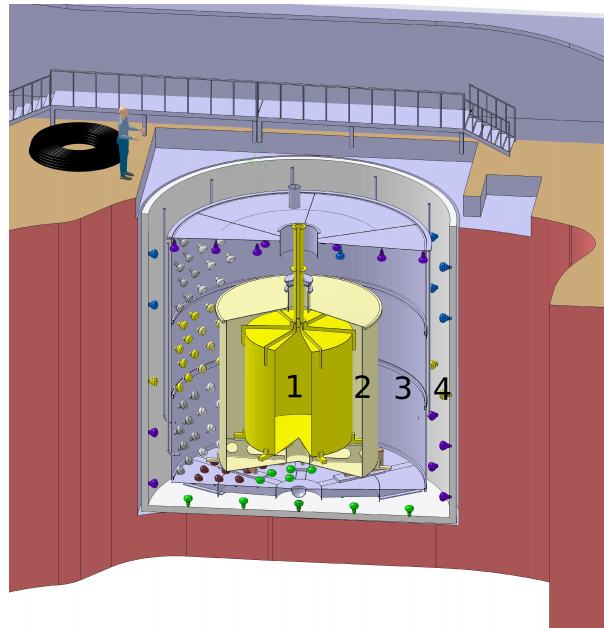
Das Double Chooz Experiment ist unempfindlich gegenüber der CP-verletzenden Phase und aufgrund der kurzen Luftlinie zwischen dem fernen Detektor und den Kernreaktoren und der niedrigen Neutrinoenergie werden Materieeffekte keinen Einfluss auf die Neutrinooszillationen haben. Man besitzt also die Möglichkeit den Wert von  $\theta_{13}$  ohne Korrelation zu anderen, unbekanntem Parametern messen zu können.

Zeitnah mit der Fertigstellung des fernen Detektors im Spätsommer 2010 beginnt die erste Phase der Datennahme. Nach bereits einem Jahr der alleinigen Datennahme durch den fernen Detektor erwartet man eine Sensitivität von  $\sin^2(2\theta_{13}) \simeq 0.06$  zu erreichen. Nach 1.5 Jahren Laufzeit wird der zweite, nahe Detektor fertiggestellt sein. Beide Detektoren werden dann für mindestens drei Jahre die zweite Phase der Messdauer bewältigen, in Folge derer eine Sensitivität von  $\sin^2(2\theta_{13}) \simeq 0.03$  oder besser erreicht werden wird. Dies entspricht einer Optimierung des Wertes von  $\sin^2(2\theta_{13})$  um einen Faktor sieben im Vergleich zum vorangegangenen CHOOZ Experiment. Die Obergrenze die durch das CHOOZ Experiment bestimmt wurde liegt bei  $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.02$  (90% CL) für  $|\Delta m_{32}^2| = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  [Ap03, Ar04]. Für den Fall, dass  $\sin^2(2\theta_{13}) > 0.05$  wird das Double Chooz Experiment in der Lage sein den Wert von  $\sin^2(2\theta_{13})$  mit einer Genauigkeit von  $3\sigma$  bestimmen zu können.

### 1.2.1 Die Detektion von Neutrinoereignissen

Die Detektion der Elektronantineutrinos erfolgt durch den inversen  $\beta$ -Zerfall (siehe (1.9)) an den Protonen des Detektortargets. Diese Reaktion diente schon 1956 Reines und Cowan zum ersten experimentellen Beweis für die Existenz der Neutrinos:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (1.9)$$



**Abbildung 1.2:** Querschnitt des nahen Detektors: (1) Target, (2)  $\gamma$ -Catcher, (3) Buffer, (4) Inneres Veto.

Der Prozess ist ab einer Neutrinoenergie von 1.8 MeV möglich, als Neutrinoereignis wird die Koinzidenz zweier Signale bewertet:

1. Das entstandene Positron gibt zunächst seine kinetische Energie ab. Anschließend annihiliert es mit einem Elektron unter Aussendung von Photonen und erzeugt so ein promptes Signal, das mindestens 1 MeV Energie im Detektor freisetzt.
2. Das Neutron thermalisiert und wird von den Atomkernen des Elements Gadolinium eingefangen. Dieses zweite Signal erzeugt etwa 7–8 MeV Energie im Detektor und tritt mit zeitlicher Verzögerung ( $\Delta t \sim 30 \mu s$ ) zum ersten Signal ein.

Als Target dient mit Gadolinium beladener Flüssigszintillator. Die bei den Einfangreaktionen frei werdende Energie ist in Form von Photonen durch Photomultiplier detektierbar.

### 1.2.2 Aufbau der Detektoren

Die Detektoren bestehen aus einer Anordnung konzentrischer Zylinder, deren einzelne Volumina mit jeweils verschiedenen Flüssigkeiten unterschiedlicher Funktion gefüllt sind. Die Behälter des Targets und des  $\gamma$ -Catchers bestehen aus Acryl, welches für UV-Strahlung und sichtbares Licht transparent ist. Gleichzeitig ist es mit den Szintillatorflüssigkeiten chemisch kompatibel.

In Abbildung 1.2 ist der Querschnitt des nahen Detektors gezeigt. Im Folgenden sollen die einzelnen Bereiche der Detektoren genauer erläutert werden.

**Target:** Es besitzt einen Durchmesser von 2.3 Metern und fasst  $10.3 \text{ m}^3$  mit 1 g/L Gadolinium (einem Metall der seltenen Erden) beladene Szintillatorflüssigkeit. In diesem Volumen werden Neutrinos über inversen  $\beta$ -Zerfall in Wechselwirkung

treten. Die Basis des Targetszintillators [Bu06, Har09] bildet eine Mischung aus Phenylxylylethan (PXE) und n-Dodecan. Gadolinium eignet sich durch seinen großen Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang als Szintillatorkomponente und wurde in Form eines Komplexes (Gd- $\beta$ -diketon) in den organischen Bestandteilen gelöst. Des Weiteren wurden Stoffe mit wellenlängenverschiebenden Eigenschaften (PPO und Bis-MSB) beigefügt, um die Wellenlänge des Szintillatonslichts in einen transparenteren Bereich zu verlagern, für den auch gleichzeitig die Sensitivität der Photomultiplier am größten ist. Zusätzliche Substanzen sorgen für eine erhöhte Stabilität.

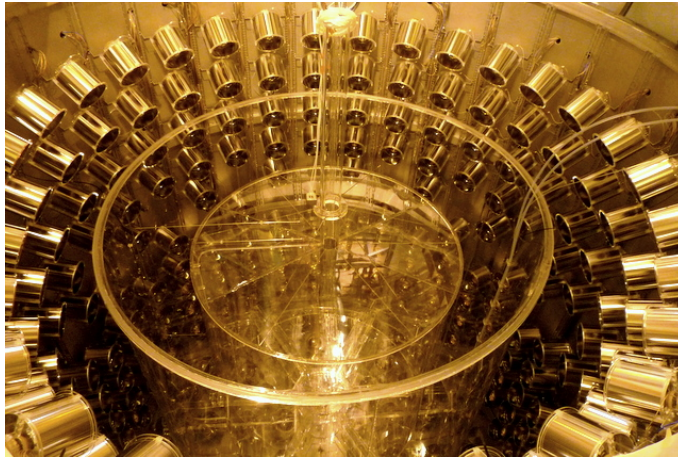
**$\gamma$ -Catcher:** Um das Target befindet sich der  $\gamma$ -Catcher. Dieser besteht aus einer 55 cm dicken Schicht, gefüllt mit 22.6 m<sup>3</sup> Flüssigszintillator, dem kein Gadolinium beigefügt wurde. Sowohl die Lichtausbeute als auch die Dichte des Szintillators wurde denen des Targets angepasst. Der  $\gamma$ -Catcher dient dazu die durch Gammastrahlung frei werdende Energie des Neutroneneinfangs und der Positronannihilation vollständig zu detektieren. Nebenbei schirmt er das innenliegende Targetvolumen gegen Untergründereignisse durch schnelle Neutronen ab.

**Buffer:** Beim Buffer handelt es sich um einen Edelstahlbehälter, der mit 114.2 m<sup>3</sup> nichtszintillierender Flüssigkeit gefüllt wird. Diese besteht aus einem Mineralölgemisch und bildet eine 105 cm dicke Schicht um den Behälter des  $\gamma$ -Catchers. An der Innenwand des Buffers sind insgesamt 390 Photomultiplier (10 Zoll, Hamamatsu R7081) befestigt, deren Ausrichtungen eine Oberflächenablenkung von 13% gewährleisten. Gleichzeitig schirmt das Buffervolumen gegen Untergründereignisse radioaktiver Herkunft ab, welche größtenteils aus den Materialien der Photomultiplier stammen.

**Inneres Veto:** Hierbei handelt es sich um eine 50 cm dicke Schicht gefüllt mit Flüssigszintillator. An den Wänden des Inneren Vetos sind 78 Photomultiplier (8 Zoll, Hamamatsu R1408) montiert, die Wand selbst ist mit einer weißen reflektierenden Schicht versehen. Es dient dazu Untergründereignisse durch Myonen und schnelle Neutronen zu detektieren.

**Äußeres Veto:** Das äußere Veto besteht aus Plastiksintillator und Fasern, die eine Wellenlängenverschiebung bewirken. Es deckt nicht nur die Oberseite des Detektors, sondern auch Teile des umliegenden Gesteins ab. Dies macht es möglich knapp am Detektor vorbeifliegende Myonen (sog. „Near-miss“ Myonen) zu detektieren. Diese können durch Wechselwirkung in der nahen Umgebung des Detektors mit den Bestandteilen des Gesteins schnelle Neutronen erzeugen, welche im Detektor eine neutrinoähnliche Signatur haben. Myonen die im Detektor wechselwirken können kosmogene Isotope wie He<sup>8</sup> oder Li<sup>9</sup> produzieren, die wiederum Signale erzeugen, die ebenfalls einem Neutrinoereignis ähnlich sind.

Eine äußere Abschirmung aus 15 cm Eisen schützt vor radioaktivem Untergrund aus den den Detektor umgebenden Gesteinsschichten. Bis auf zusätzliche Abschirmungen aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken an Gestein über den Laboratorien werden der ferne und der nahe Detektor aus den gleichen Komponenten bestehen. Um zu gewährleisten, dass beide Detektoren identisch sind, wird der Targetszintillator der selben Produktion entstammen. Bezüglich der Flüssigszintillatoren ist darüberhinaus eine über mehrere Jahre reichende Stabilität eine wesentliche Eigenschaft.



**Abbildung 1.3:** Ferner Detektor während der Installationsarbeiten Ende 2009. In der Mitte des Bildes ist der Acrylbehälter des Targes zu erkennen, der vom  $\gamma$ -Catcher umgeben ist. Um beide Acrylbehälter ist die Innenwand des Buffers, an denen die Photomultiplier montiert wurden.

Die Lichtausbeute wird im Double Chooz Experiment bei etwa 6000 Photonen pro MeV frei werdender Energie liegen. Zusammen mit der Oberflächenabdeckung von 13 % der 390 Photomultiplier und deren Detektionseffizienz von 25 % [Lu09], kann man die mittlere Zahl an Photoelektronen pro freigesetzter Energie und Photomultiplier abschätzen:

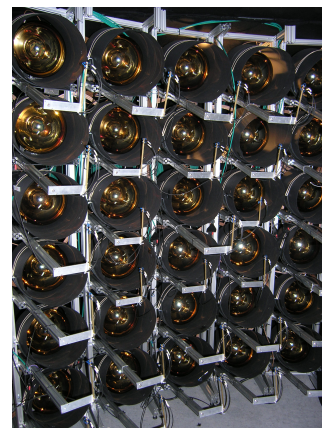
$$\frac{6000 \cdot 0.13 \cdot 0.25}{390} = 0.5 \left[ \frac{\text{Photoelektronen}}{\text{MeV} \cdot \text{Photomultiplier}} \right]. \quad (1.10)$$

Man erwartet im Mittel also etwa ein Photoelektron pro 2 MeV frei werdender Energie und Photomultiplier zu detektieren.

## Kapitel 2

# Das PMT-Testlabor am MPIK Heidelberg

Um 2008 am Max-Planck-Institut für Kernphysik knapp 500 Photoelektronenvervielfacher (siehe folgenden Abschnitt 2.1) zu testen und zu kalibrieren, wurde ein einzigartiges Labor eingerichtet, in dem es möglich ist mehrere Photoelektronenvervielfacher gleichzeitig zu vermessen. In einer  $6 \times 5$ -Matrix angeordnet finden insgesamt 30 Photoelektronenvervielfacher Platz (siehe Abbildung 2.1), umgeben von einem Faradayschen-Käfig, der durch eine hohe Lichtdichtigkeit ihren Betrieb in Dunkelheit ermöglicht. Neben den Photoelektronenvervielfachern verfügt das PMT-Testlabor am Max-Planck-Institut für Kernphysik über verschiedene Lichtquellen und ein umfangreiches VME-System („Versa-Module-Eurocard“-Bussystem), auf dem sich die Einstellungen der Lichtintensitäten und die Software zur Datenerfassung befinden. Über einen PC kann dieses angesteuert und Kalibrationsmessungen gestartet und ausgewertet werden.



**Abbildung 2.1:** PMT-Teststand am MPIK

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Labors genauer beschrieben. Alle in dieser Diplomarbeit erwähnten Messungen sind dort durchgeführt worden.

### 2.1 PMTs – Photoelektronenvervielfacher

Ein Photoelektronenvervielfacher (auch Photovervielfachungsröhre, engl. Photomultiplier Tube, kurz Photomultiplier oder PMT) ermöglicht es Lichtsignale schwacher Intensität zu detektieren.

Im Wesentlichen besteht ein PMT aus einem evakuierten Glaskolben, in dem sich eine Photokathode, gefolgt von Fokussierelektroden und einem Sekundärelektronenvervielfacher, und eine Anode befindet. Der Sekundärelektronenvervielfacher wiederum setzt sich aus 8–19 Elektroden (sog. Dynoden) zusammen, die über eine Spannungsteilerkette mit Spannung versorgt sind. Die schon in den späten 1930ern entwickelten PMTs sind den heute produzierten immer noch sehr nahe und nach wie vor liegen dem Funktionsprinzip zwei wesentliche physikalische Effekte zugrunde: Detektion einzelner Photonen

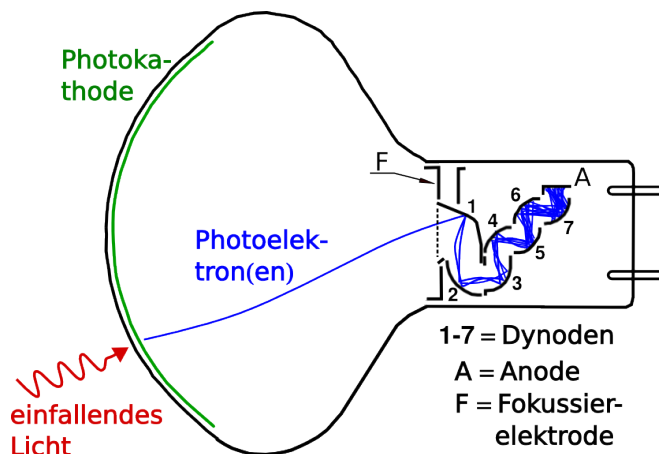


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Photomultipliers mit 7 Dynoden.

durch Photoeffekt und Verstärkung des so erhaltenen elektrischen Signals durch Sekundärelektronenemission.

Tritt Licht durch die Glasfront des PMTs, trifft es auf die dahinter befindliche semi-transparente Kathode. Durch den äußeren photoelektrischen Effekt werden mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit Elektronen (sog. Photoelektronen) aus dem Kathodenmaterial gelöst und vom elektrischen Feld im PMT Inneren zur speziell geformten ersten Dynode beschleunigt. Dort werden dann durch jedes einfallende Photoelektron eine bestimmte Zahl an Sekundärelektronen herausgelöst. Dieser Effekt wiederholt sich an jeder der darauf folgenden Dynoden und die Anzahl der Elektronen kann so auf mehrere Millionen anwachsen. Die dadurch entstandene „Elektronenlawine“ wird an der Anode eingesammelt und man erhält so ein elektrisches Ausgangssignal.

Je nach Anwendung unterscheiden sich die Anforderungen an einen PMT und somit Eigenschaften wie Größe, Kathodenform- und material. Auch Dynodenstruktur, Dynodenanzahl und die Einteilung der Spannungsteilerkette können sich stark unterscheiden.

Im Folgenden werden einige Eigenschaften der Double Chooz PMTs genauer erläutert, viele der dargestellten Sachverhalte lassen sich in [Ha07] und [Ha08] wiederfinden.

### 2.1.1 Die Double Chooz Zentraldetektor PMTs

Bei den Photoelektronenvervielfachern des Double Chooz Experiments handelt es sich um 10 Zoll PMTs des Typs R7081MOD-ASSY von Hamamatsu Photonics K.K. Ihr Glaskolben besteht aus Borosilikatglas, wobei die Innenseite der oberen Hemisphäre mit einer bialkalischen Photokathode aus Sb-K-Cs bedampft ist. Bialkali-Photokathoden ermöglichen es in einem Spektralbereich von ultraviolettem bis sichtbarem Licht (ca. 650 nm) sensitiv zu sein, wobei die maximale spektrale Empfindlichkeit bei 420 nm liegt. Im Gegensatz zur einfachen Sb-Cs Kathode besitzen sie eine höhere Sensitivität und haben gleichzeitig eine geringere Dunkelrate, weshalb sie für PMTs zur Aufnahme von Szintillationslicht schwacher Intensität geeignet sind. Der Bereich spektraler Sensitivität ist zu kurzen Wellenlängen auf etwa 300 nm begrenzt, da Borosilikatglas nur oberhalb dieser Wellenlänge ultraviolette Strahlung passieren lässt. Borosilikatglas



eignet sich als Kolbenmaterial, da sein Wärmeausdehnungskoeffizient von vergleichbarer Größenordnung wie der der Metallegierungen im PMT ist. Zudem lässt es sich bezüglich radioaktiver Kontaminationen mit hoher Reinheit herstellen.

Der Sockel der PMTs beinhaltet den Elektronenvervielfacher mit 10 Dynoden und die ihm nachgeschaltete Elektronik. Damit die PMTs für den Betrieb in der Bufferflüssigkeit geeignet sind, wurde der Sockel aus speziellem ölfestem Kunststoff gefertigt, was eine Lagerungs- und Betriebstemperatur unter 0 °C verbietet. Der Sekundärelektronenvervielfacher besitzt eine Dynodenstruktur vom Typ



**Abbildung 2.3:** Photomultiplier R7081

„Box-and-Line-Type“ und ist somit aus Dynoden unterschiedlicher Form zusammengesetzt. Im Vergleich zu Bauformen gleichgroßer Dynoden bietet der „Box-and-Line-Type“ Verbesserungen im Bereich des Zeitverhaltens, der Linearität und der Signalverstärkung (Elektronenkollektorstärke). Die Größe des Ausgangspulses, der durch ein herausgelöstes Photoelektron verursacht wird, ist im Wesentlichen durch die am PMT anliegende Hochspannung bestimmt. Der sog. Verstärkungsfaktor (engl. gain) gibt dabei an, wieviele Elektronen im Mittel am Ende der Verstärkungskette auf die Anode treffen.

Die Installation der Photomultiplier am fernen Detektor war 2009 durchgeführt worden. Im Vorfeld sind am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und dem Tokyo Institut of Technology zusammengenommen über 800 Photomultiplier getestet und kalibriert worden. Diese Messungen schlossen u. a. die Kalibrierung der Hochspannungen ein, die so eingestellt wurden, dass jeder der PMTs mit einer Verstärkung von  $10^7$  betrieben wird, was bei etwa 1000-1500 Volt gegeben ist.

Wird ein einzelnes Photoelektron aus der Kathode gelöst und als Spannungspuls am PMT registriert, so nennt man diese Ereignis nach dem Englischen „Single Photoelectron Event“ oder kurz „SPE Event“ (SPE-Ereignis). Über

$$\frac{1}{2} \cdot 10^7 \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 8.01 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 0.8 \text{ pC}$$

sehen wir<sup>1</sup>, dass ein solches SPE-Ereignis im Mittel zu einem Ladungspuls von 0.8 pC verstärkt wird, was einem Spannungspuls von etwa 4 mV Amplitude entspricht (siehe Abb. 2.5, Seite 15). Eine wichtige Größe bei der Arbeit mit Photomultipliern ist die Einheit „PE“ (Abkürzung für „Photoelektronen“). Sie entspricht der Ladung eines Photomultiplierpulses dividiert durch 0.8 pC, soll also die Anzahl an Photoelektronen wiedergeben, die an der Kathode herausgelöst und im Elektronenvervielfacher zum Ausgangspuls verstärkt wurden.

Da Photomultiplier sehr empfindliche Detektoren sind, sollte man es vermeiden sie starken Lichtquellen auszusetzen. Zum Beispiel kann gewöhnliches Tageslicht in Betrieb befindliche Photomultiplier stark beschädigen. Natürlich ist es auch unter dem Gesichtspunkt der Dunkelrate sinnvoll PMTs lichtisoliert zu betreiben und aufzubewahren. Befindet sich ein PMT in einem sehr gut abgedunkeltem Raum, wird der Dunkelstrom bei den für Double Chooz relevanten Hochspannungen größten Teils durch

<sup>1</sup>Der Faktor 1/2 ergibt sich über die 50 Ω Terminierung im PMT und das Abgreifen der Pulse mit einer 50 Ω Eingangsimpedanz.

thermische Emission von Elektronen aus der Kathode oder den Dynoden dominiert werden.

Um den Einfluss von Magnetfeldern auf die Elektronenbahnen im PMT einzudämmen und um Magnetfeldunterschiede zwischen fernem und nahem Detektor gering zu halten, ist jeder Photomultiplier von einem 0.5 mm dicken Metallzylinder, einem sog. Mu-Metall (Meca Magnetic Company) umgeben [Ca09]. Die Photomultiplier des nahen als auch des fernen Zentraldetektors sind von deutschen (Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg und RWTH Aachen) und japanischen Gruppen der Double Chooz Kollaboration erworben worden.

### 2.1.2 Die Splitterboxen

Ein Photomultiplier lässt sich im Grunde genommen auf zwei Arten betreiben. Im einen Fall ist die Photokathode geerdet und an der Anode liegt die positive Hochspannung an, im anderen ist die Anode geerdet und die Kathode wird mit negativer Hochspannung versorgt. Für die Double Chooz PMTs wurde, hauptsächlich aufgrund des geringeren Rauschverhaltens, die erste Variante vorgezogen [DC06].

Da sich die positive Hochspannung an der Anode befindet, greift man dort die Photomultiplierpulse *plus* dem Hochspannungssignal ab. Die Photomultiplier besitzen deshalb jeweils nur ein Kabel und zwischen jeden PMT und Ausleseelektronik wird eine sog. „Splitterbox“ geschaltet. Sie verbindet den PMT zum einen mit der Hochspannungsversorgung, zum anderen werden Hochspannung- und Pulssignal über einen Hochpass entkoppelt. Die Splitterboxen sind eine Entwicklung von CIEMAT, Madrid.

## 2.2 Der PMT-Teststand

Den zentralen Kern bildet ein Regalgestell mit 30 Photomultipliern, das sich in einem Stahlkontainer mit über 11 m<sup>2</sup> Grundfläche befindet, der als Faradayscher Käfig gegen störende Einflüsse durch elektromagnetische Felder schützt. Darüberhinaus dient er als Dunkelraum und durch eine innere Verkleidung mit schwarzen, nicht-reflektierenden und lichtundurchlässigen Stoffbahnen wurde dies unterstützt und verbessert. Jeder der Photomultiplier wird mit Gummibändern an einem Kunststoffsockel befestigt, wodurch fester Halt garantiert wird ohne die PMT-Basis zu beschädigen. Der Sockel kann dann auf einer Metallschiene angebracht werden, wobei die den PMT umgebenden und in schwarze Pappe gehüllten Mu-Metalle fest mit Regalgestell verbunden sind und nicht mit ausgetauscht werden. Über einen Metallarm sind vor jedem Photomultiplier Lichtleiter angebracht, die z. B. an ein LED-Board ausserhalb des Käfigs angeschlossen werden können.

Die Kabel der PMTs sind über eine Durchführung im Faradayschen Käfig mit den Splitterboxen verbunden, über die sie mit Hochspannung (SY 2527 Universal Multichannel Power Supply System, CAEN) versorgt werden. Diese und jede weitere Elektronik befindet sich außerhalb des Faradayschen Käfigs, wodurch elektromagnetische Störungen vermieden werden.



## 2.3 Lichtquellen

Für die in dieser Arbeit erwähnten Messungen wurden zwei unterschiedliche Lichtquellen verwendet. Zum einen ein Laser mit einer Wellenlänge von 438 nm und zum anderen LED-Boards, deren Wellenlänge 380 nm beträgt.

**Laser:** Beim Laser handelt es sich um einen „Picosecond Injection Laser (PiLas)“ von Advanced Laser Diode Systems. Mit einer Pulsbreite von 35 ps sind seine Lichtsignale definierter als die der LED-Boards und unterliegen kleineren Schwankungen bezüglich ihrer Ankunftszeit (geringerer „Jitter“). Das Ende seines Lichtleiters ist gekappt, sodass der Lichtstrahl aufgeweitet ist. Seine Intensität lässt sich nur auf knapp 50 Photonen pro Schuss reduzieren, weshalb er nicht für Messungen im niedrigen Photonenbereich geeignet ist, ausser man verwendet entsprechende Filter oder leitet den Strahl über einen Diffusor und mehrere Lichtleiter auf die Photomultiplier.

**LED-Boards:** Der Teststand besitzt 4 VME-Boards à 12 LED-Kanäle, die am MPIK gebaut wurden. Ihre Lichtleiter führen in den Faradayschen Käfig und sind an Metallarmen vor den PMTs befestigt. Jeder Photomultiplier wird somit über eine eigene LED mit Licht bestrahlt, die zudem unabhängig voneinander in ihrer Intensität variiert werden können.

## 2.4 Elektronik und Datennahme

Bevor die Datennahme durch VME-Module zur Ladungs- oder Zeitdifferenzbestimmung (QDC und TDC) oder das Oszilloskop erfolgt, werden die PMT-Signale durch verschiedene Module verstärkt oder über einen Diskriminator mit einer logische Schaltung verknüpft.

Die an den Splitterboxen abgegriffenen Signale durchlaufen zuerst eine 10-fach-Verstärkung (Sixteen Channel Amplifier, Modell 776, Philips Scientific). Da das Verstärkungsmodul zwei Ausgänge besitzt, kann eines der Signale durch ein weiteres 10-fach-Modul verstärkt und anschließend zu einem Diskriminator des Typs 710 von Philips Scientific geleitet werden. Das zweite verstärkte Signal wird über ein Fanout-Modul (Octal linear Fan-Out, Modell 748, Philips Scientific) zu vier gleichen Signalen vervielfältigt. Diese Signale können dann an den QDC oder das Oszilloskop weiter gegeben werden.

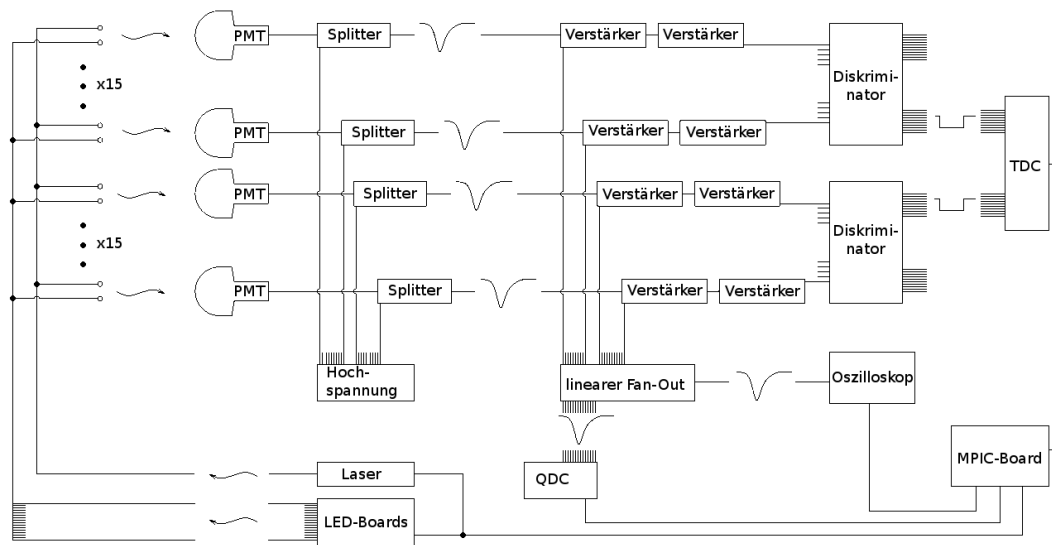
Der Diskriminator gibt im Falle der Schwellenüberschreitung des eingehenden, hundertfach verstärkten PMT-Signals, ein analoges logisches Signal aus, das dem TDC z. B. als Stoppsignal dienen oder auf das im Oszilloskop getriggert werden kann. Die DiskriminatorSchwellen lassen sich für jeden Kanal separat einstellen.

### 2.4.1 Das VME-System

Das VME-System schließt die bereits erwähnten LED-Boards mit ein, des Weiteren beinhaltet es neben einem QDC und einem TDC das sog. „MPIC-Board“.

Das MPIC-Board kann über mehrere Kanäle TTL-Signale<sup>2</sup> ausgeben, wobei sich die Breite und zeitliche Verzögerung zwischen den Signalen der verschiedenen Kanäle nach

<sup>2</sup>Genau genommen handelt es sich hierbei um positive logische Signale der TTL-Norm („Transistor-Transistor-Logik“), deren logische „1“ für eine 50 Ω Terminierung bei 3.3–5 Volt liegt.



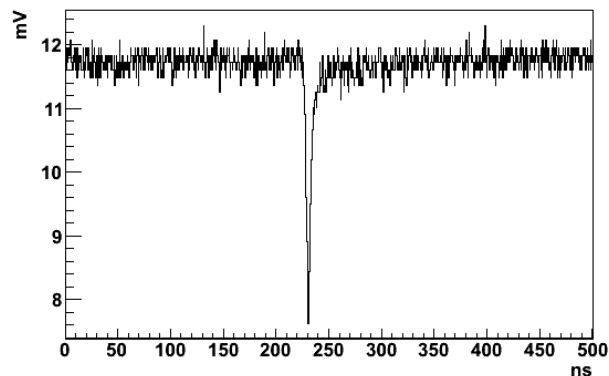
**Abbildung 2.4:** Elektronik des PMT-Teststands (bearbeitet, im Original zu finden in [St09])

Bedarf einstellen lassen. Darüberhinaus besitzt man die Möglichkeit die Pulsrate festzulegen, im Folgenden wurde allerdings ausschließlich mit einer Frequenz von 1 kHz gearbeitet. Das MPIC-Board dient hauptsächlich als Trigger für die Lichtquellen und findet als Zeitfenster bei QDC-Messungen oder Startsignal des TDCs Verwendung. Viele der Anwendungen benötigen allerdings NIM-Signale<sup>3</sup> statt der vom MPIC-Board bereit gestellten TTL-Signale, weshalb diese dann zunächst von einem zusätzlichen Modul in ein NIM-Signal konvertiert werden müssen.

So zum Beispiel im Falle des Charge-to-Digital-Converter (QDC), bei welchem es sich um ein 32-Kanal QDC (Modell V792) von Caen handelt. Mittels der Breite eines NIM-Signals übergibt man dem QDC ein Zeitfenster, über das er das parallel eingehende Photomultiplier-Signal integriert. Die Ausgabe dieses NIM-Signals muss relativ zum Lichtquellentrigger verzögert erfolgen, sodass der resultierende PMT-Puls zeitlich mit dem Integrationsfenster überlappt und folglich dessen Ladung bestimmt wird. Diese lässt sich als Ganzzahl zwischen 0 und 4095 abrufen und kann durch Multiplikation mit einem Eichfaktor in die Einheit Coulomb umgerechnet werden. Je nach verwendetem Kanal unterscheidet sich dieser Faktor ein wenig, wobei im Rahmen der PMT-Kalibrationsarbeiten am MPIK die gesamte Datennahmekette einschließlich der Verstärkungs- und Fanout-Module geeicht worden ist und diese Werte verwendet werden konnten.

Der Time-to-Digital-Converter (32-Kanal TDC, Modell V775, Caen) ermöglicht es Zeitdifferenzen zwischen zwei Signalen zu bestimmen. Die dazu benötigten Start- und Stop-Signale kann man z. B über das MPIC-Board, die Diskriminatoren oder Ausgangssignale logischer Schaltungen erhalten. Die gemessenen Zeitdifferenzen können als ganze Zahlen zwischen 0 und 4095 ausgelesen werden, wobei sich die zeitliche Auflösung pro Bin programmieren lässt. Die maximal messbare Zeitdifferenz ist allerdings auf 1200 ns ( $\frac{1200}{4096}$  ns pro Bin) beschränkt.

<sup>3</sup>Der Begriff „NIM-Signal“ meint hier ein negatives logisches Signal nach dem NIM-Standard („Nuclear-Instrumentation-Standard“), dessen logische „1“ für eine 50 Ω Terminierung zwischen -0.6 und -1.6 Volt liegt.



*Abbildung 2.5:* typischer Photomultiplierpuls

### 2.4.2 Das Oszilloskop Tektronix DPO 7104

Das Tektronix DPO 7104 ist ein Digital-Phosphor-Oszilloskop mit vier Kanälen. Es verfügt über eine Windows-Oberfläche und dient nicht nur zur Kontrolle von Signalfolgen oder Pulsformen mit bloßem Auge. Mit Hilfe des Programms „TDS Data Logger“ (auch „DatLog.exe“, Version 1.0.0.5, Tektronix 2004) können Pulsformen aufgenommen werden. Die Datenausgabe liegt binärcodiert mit einer Tiefe von 8 Bit bezüglich der Spannungsrichtung vor, während der maximale Messbereich durch die am Oszilloskop vorgenommenen Einstellungen bestimmt ist. Beispielsweise ist es möglich die zeitliche Schrittweite der Datenpunkte zu variieren, indem man zum einen den Messbereich in Zeitrichtung und zum anderen die Samplingrate ändert. Auf diese Weise sind Auflösungen von bis zu 250 fs pro Punkt erreichbar.

Für jeden Kanal wird eine separate Binärdatei angelegt, welche alle aufgenommenen Ereignisse enthält, deren Anzahl vor Messbeginn im Programm festgelegt wurde. Zusätzlich wird eine weitere, sogenannte „Preamble-Datei“ erstellt, die Informationen wie die Zahl der Datenpunkte pro Ereignis oder Einstellungen des Messbereichs entlang Abszisse und Ordinate am Oszilloskop beinhaltet.

In Abbildung 2.5 ist ein typischer Photomultiplierpuls eines Single-Photoelectron-Ereignisses zu sehen.



## Kapitel 3

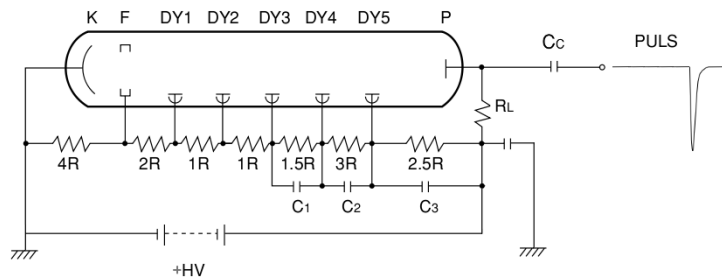
# Linearitätstest der Photomultiplier

Über die Menge an Szintillationslicht wird im Double Chooz Experiment der Betrag der im Detektor frei gewordenen Energie bestimmt werden. Durch das prompte Signal der Positron-Elektron-Annihilation hat man mit etwa 1–2 Photoelektronen pro Photomultiplier zu rechnen, für den Neutroneneinfang durch Gadolinium werden ca. 4 PE/PMT zu sehen sein. Durchqueren Myonen den Szintillator des Zentraldetektors, können sogar hunderte Photonen die PMTs erreichen und zu großen Spannungspulsen führen. Deshalb ist es notwendig die Verstärkungseigenschaften der Photomultiplier sowohl für kleine als auch für große Lichtintensitäten zu kennen und diese in Vergleich zu setzen. Messungen bezüglich der Linearität der Photomultiplier sind bereits im Laufe der PMT-Kalibrationen am MPIK Heidelberg unternommen worden. Jedoch konnte damals nur bis zu Intensitäten von 300 PE getestet werden, wodurch der nicht-lineare Bereich nicht erreicht wurde [Lu09].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Aufbau der Linearitätsmessung modifiziert und somit die Überprüfung eines sehr großen Intensitätsbereichs ermöglicht.

Die Linearitätseigenschaften eines Photomultipliers können sowohl durch die Charakteristiken des Elektronenvervielfachers als auch durch die der Kathode beeinflusst werden. Da die PMTs des Double Chooz Experiments jedoch bei genügend großen Spannungen (die Spannung von etwa 500 V zwischen Kathode und erster Dynode ist dabei entscheidend) betrieben werden, sollte der spezifische Widerstand des Kathodenmaterials keinen Beitrag zu Nicht-Linearitätseffekten haben, unabhängig von der Wellenlänge der einfallenden Photonen [Ha07]. Größere Beachtung gilt es dagegen den Anodenmerkmalen zu widmen; das Linearitätsverhalten des Anodenstroms ist im Wesentlichen durch die Dynodenstruktur und den Aufbau des Spannungsteilers limitiert.

Erhöht man die auf den Photomultiplier treffende Lichtmenge immer weiter, so kann bei sehr hohen Intensitäten das Ausgangssignal an der Anode in Sättigung gehen. Photomultiplier mit guten Linearitätseigenschaften besitzen deshalb in Serie geschaltete Kapazitäten (sog. Stützkondensatoren) zwischen den letzten Dynoden, wodurch die Dynodenpotentiale während der Pulsentwicklung auf einem stabilen Level gehalten werden können.



**Abbildung 3.1:** Spannungsteiler mit „Tapered“-Bauform sowohl zwischen den ersten und den letzten Verstärkungsstufen.  $R_L$  ist der Ausgangswiderstand,  $C_1, C_2$  und  $C_3$  sind Stützkondensatoren, der Kondensator  $C_C$  entkoppelt Signal und positive Hochspannung (nachbearbeitet, im Original aus [Ha07]).

Zusätzlich kommt es zu großen Elektronendichten, vor allem im hinteren Teil des Elektronenmultipliers, und durch immense Dynodenströme treten Oberflächenladungen auf, die den Elektronenfluss behindern. Deshalb ist es sinnvoll, dass die Teilspannungen zwischen den letzten Elektroden größere Werte besitzen, als die der restlichen Verstärkungsstufen, sodass der Spannungsgradient in Richtung Anode zunimmt. Dies kann man dadurch erreichen, dass an diesen Stellen größere Widerstände in die Spannungsteilerkette eingebaut werden. Einen solchen Spannungsteiler nennt man „Tapered divider circuit“ (engl. „tapered“ für „konisch zulaufend“), ein typischer Schaltplan ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Nicht-Linearität durch Oberflächenladungen kann ebenso durch die Dynodenstruktur begünstigt werden, wobei diese im Falle der Hamamatsu Photomultiplier des Double Chooz Experiments mit einem Elektronenvervielfacher des Typs „Box-and-Line“, keinen Einfluss haben sollte.

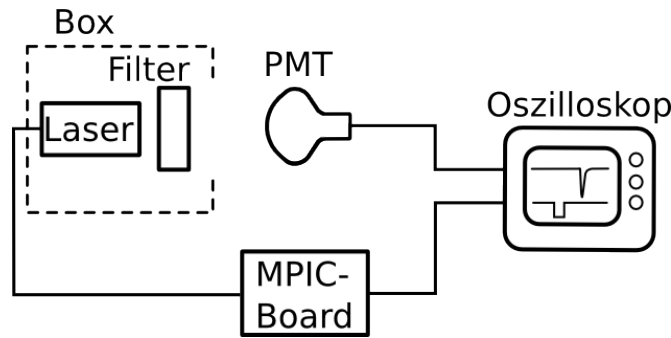
Bezüglich des Spannungsteilers sei an dieser Stelle auf das Datenblatt der Double Chooz Photomultiplier im Anhang A verwiesen. Dieser weist sowohl die zuvor erwähnten Stützkondensatoren als auch den Aufbau eines Spannungsteilers vom „Tapered-Typ“ auf.

## 3.1 Die Messung

### 3.1.1 Experimenteller Aufbau

Der Linearitätstest wurde am Photomultiplier JP1211 durchgeführt. Als Lichtquelle diente bei dieser Messung der PiLas Laser (siehe Kapitel 2), der einen großen Intensitätsbereich besitzt und sich deshalb für Stabilitätstests der Linearität bei sehr hohen Lichtpulsen eignet. Da er bei hohen Intensitäten sowohl beim Einschalten als auch beim Umstellen in der Intensität driftet, war es wichtig, den Laser etwa eine Stunde vor Messbeginn zu starten. Um zu große systematische Fehler beim Variieren der Belichtungsstärke zu vermeiden, wurden Graufilter von Thorlabs verwendet. Diese ermöglichen eine Reduktion der Intensität, ohne einen Einfluss auf die Lichtwellenlänge zu nehmen. Insgesamt wurden 8 Filter (auch in Kombination) eingesetzt; als Herstellerangabe befindet sich auf den Filtern der Faktor „ND =  $d$ “ (siehe Tabelle 3.1), mit dem sich über

$$\tau = 10^{-d}$$



**Abbildung 3.2:** Skizze des experimentellen Aufbaus des Linearitätstests, die Box wurde in Messlauf 3 verwendet.

**Tabelle 3.1:** Transmisson  $\tau$  der Graufilter [Ab09]

Filter ND = $d$	$10^{-d}$	gemessene Transmisson $\tau$	$\Delta\tau$
ND = 0.1	0.7943	0.7980	0.0009
ND = 0.2	0.6310	0.6691	0.0008
ND = 0.3	0.5012	0.5089	0.0006
ND = 0.4	0.3981	0.3704	0.0004
ND = 0.5	0.3162	0.3078	0.0004
ND = 0.6	0.2512	0.2338	0.0003
ND = 1.0	0.1	0.0937	0.0001
ND = 2.0	0.01	0.00423	0.00003

der Wert der Transmisson  $\tau$  berechnen lässt. Für die Lichtintensität nach dem Filter  $I$  ergibt sich dann bei einer Eingangsintensität  $I_0$  zu

$$I = \tau \cdot I_0. \quad (3.1)$$

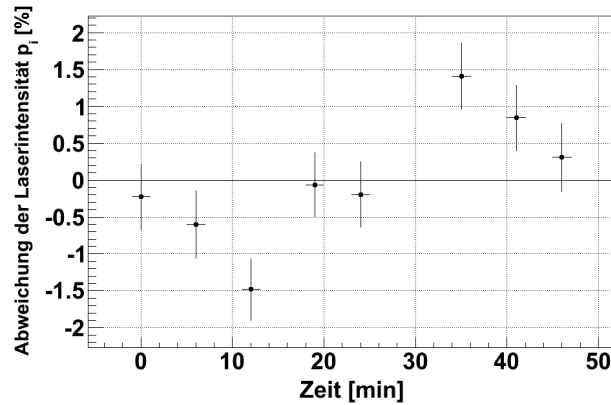
Da die Größe des Faktors  $\tau$  jedoch von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängen kann, wurden die Werte für die Transmisson der verwendeten Filter in einem UV-Vis-Spektrometer noch einmal nachgemessen. Die auf diese Weise erhaltenen Werte für die Laserwellenlänge von  $\lambda = 438 \text{ nm}$  und deren Fehler sind in Tabelle 3.1 in dargestellt. Für Messungen mit sehr kleiner Transmisson wurden die Filter ND 1.0 und ND 2.0 in Serie verwendet, d.h.  $\tau$  ergab sich hier über

$$\tau(\text{ND 1.0} + \text{ND 2.0}) = \tau(\text{ND 1.0}) \cdot \tau(\text{ND 2.0}) = 0.000396 \pm 0.000003.$$

Das PMT-Signal wurde, ohne Verstärkungsmodule einzusetzen, direkt an einen Kanal des Oszilloskops angeschlossen. Als Lichtquellen- und Oszilloskop-Trigger wurden zwei Ausgänge des MPIC zu Hilfe genommen, die miteinander synchron mit einer Rate von 1 kHz TTL-Signale aussendeten.

### 3.1.2 Laserstabilität

Da bei Messungen über einen längeren Zeitraum (Größenordnung von einer Stunde) die Laserstabilität ein Problem sein kann, wurde diese in einem separaten Testlauf



**Abbildung 3.3:** Stabilität des Lasers, über einen Zeitraum von 50 min gemessen.

überprüft. Der Laser wurde dazu bereits mehrere Stunden vor Messbeginn eingeschaltet und auf eine hohe Intensität (23 % auf der Anzeige) eingestellt, zusätzlich wurde der Filter ND 0.5 in den Lichtweg eingebracht. Dadurch konnte sicher gestellt werden, dass der Stabilitätstest im linearen Bereich des Photomultipliers statt findet. Eine Aufnahme von 1000 Ereignissen dauerte etwa 110 Sekunden und zwischen zwei Messungen wurde eine Pause von etwa 5 Minuten eingelegt. Insgesamt wurden 8 Einzelmessungen über einen Zeitraum von knapp 50 Minuten durchgeführt.

Die Auswertung der Messergebnisse erfolgte auf die selbe Weise, wie die der Linearitätstests (siehe Seite 21). Unter Verwendung von (3.1) konnte die Ausgangsintensität des Lasers  $I_0$  berechnet werden. Der Messfehler der  $i$ -ten Messung  $I_{0,i}$  ergibt sich zusammen mit dem Fitfehler  $\Delta I$  und dem Fehler  $\Delta\tau(\text{ND } 0.5)$  des Graufilters ND 0.5 zu

$$\Delta I_{0,i} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\tau(\text{ND } 0.5)}{\tau(\text{ND } 0.5)}\right)^2} \cdot I_{0,i}. \quad (3.2)$$

Die prozentuale Abweichung  $p_i$  der  $i$ -ten Messung vom Mittelwert  $\langle I_0 \rangle$  ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Werte von  $p_i$  ergeben sich zusammen mit der Unsicherheit des Mittelwertes  $\Delta\langle I_0 \rangle$  über

$$p_i = \frac{\langle I_0 \rangle - I_{0,i}}{\langle I_0 \rangle}; \quad \Delta p_i = \sqrt{\left(\frac{\Delta\langle I_0 \rangle}{\langle I_0 \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{0,i}}{I_{0,i}}\right)^2} \cdot \frac{I_{0,i}}{\langle I_0 \rangle}. \quad (3.3)$$

Wie man in Abbildung 3.3 erkennen kann, ergibt sich eine Abweichung kleiner 2%, die bei der Auswertung der Linearitätsmessung mit beachtet wurde.

### 3.1.3 Durchführung der Messung

Damit ein großer Intensitätsbereich abgedeckt werden konnte, wurden 3 Messläufe (Messlauf a, b und c) mit jeweils unterschiedlicher Lichtstärke durchgeführt und die erhaltenen Werte zusammengefasst. Die Einstellungen auf der Laseranzeige betragen 23 %<sup>1</sup>, 33.2 % und 24.4 %. Durch Kombination der Filter ND 1.0 und ND 2.0 und einer

<sup>1</sup>Es besteht kein linearer Zusammenhang zwischen den Einstellungen am Laser und der tatsächlichen Intensität.



**Tabelle 3.2:** Messplan

Messung Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Filter ND = $d$	1.0 + 2.0	2.0	1.0	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	kein Filter

Messung ohne Filter, konnten pro Messlauf 10 Einzelmessungen mit jeweils unterschiedlicher Intensität unternommen werden. Der Messplan ist in Tabelle 3.2 dargestellt.

Der Messaufbau bestehend aus Laser und Filter wurde auf einem Tisch im Faradayschen Käfig eingerichtet. Um zwischen den Einzelmessungen den Filter zu wechseln, wäre es nötig gewesen die Hochspannung des Photomultipliers auszuschalten, um den den Faradayschen Käfig betreten zu können. Da es dadurch zu zusätzlichen systematischen Unsicherheiten hätte kommen könnte, ließ sich für die Dauer eines Messlaufs von etwa 40 Minuten eine zweite Person in den Faraday Käfig einschließen und tauschte in völliger Dunkelheit in den Messpausen die Filter. Pro Einzelmessung wurden je nach verbleibender Intensität nach dem Filter 1000, 2500 oder 5000 Ereignisse mit dem Programm TDS Data Logger aufgezeichnet.

Inmitten der Messläufe kam die Frage auf, ob Reflektionen an der Filteroberfläche oder an nicht abgedeckten Gegenständen im Faraday Käfig einen systematischen Effekt auf die Ergebnisse haben könnten. Aus diesem Grund wurde eine mit schwarzem Stoff ausgekleidete Box über den optischen Aufbau gestülpt, wobei der Laserstrahl durch eine Öffnung in der Seitenwand austreten konnte. Die Box wurde im dritten Messlauf verwendet, und da sich die Messwerte gut mit denen der vorangegangenen Messläufe zusammenfügen lassen, ist kein bemerkbarer Effekt durch Reflektionen anzunehmen.

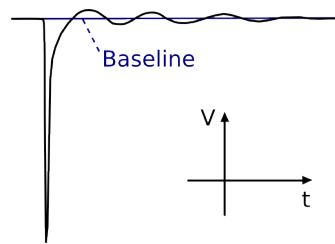
## 3.2 Datenanalyse

Die Analyse der Daten erforderte die Ermittlung der Zahl an Photoelektronen (ausgedrückt in Form von Ladung in Coulomb), die der Photomultiplier misst und der Anzahl an PE, die *eigentlich* von der Lichtquelle (Laser inklusive Graufilter) an der Photokathode herausgelöst werden müsste. Im Folgenden wird das Analyseprogramm `read-scope.c` beschrieben und im Anschluss daran die daraus gewonnenen Ergebnisse besprochen.

### Das Programm `read-scope.c`

Die Auswertung der Binärdateien, die man mit dem Programm `DatLog.exe` erhielt, erfolgte durch das selbst geschriebene C-Programm `read-scope.c`. Das Programm startet beim Ausführen mit der Abfrage der Anzahl gemessener Kanäle am Oszilloskop und des Dateinamens der auszuwertenden Binärdatei. Anschließend liest es die Rohdaten ein und erkennt dabei über den Header der Datei automatisch die Zahl der Datenpunkte pro Ereignis. Die Umrechnung der 8-Bit-Zahlen in physikalische Größen verrichtet es selbständig, indem die Preamble-Datei (in der die Oszilloskopeinstellungen enthalten sind) eingelesen wird. Im weiteren Verlauf ist es möglich, die aufgenommenen Pulse auswerten zu lassen oder über das Datenanalyseprogramm `ROOT` zu betrachten.

Im Falle der Auswertung werden folgende Schritte von `read-scope.c` ausgeführt:



**Abbildung 3.4:** sog. „Ringing“ der abfallenden Pulsflanke

- Bestimmung der Baseline vor dem PMT-Puls.
- Subtraktion der Baseline.
- Ermittlung der Lage des Pulses anhand einer voreingestellten Schwelle und der Bedingung, dass im Falle einer Schwellenüberschreitung auch die nachfolgenden  $m$  Datenpunkte (zumeist  $m = 3$ ) unterhalb der Schwelle liegen müssen.
- Bestimmung der Amplitude des Pulses.
- Integration des Pulses zur Ladungsbestimmung über die Summation von Bins und anschließende Umrechnung in  $10^{-12}$  Coulomb (pC).

Um einen Puls zuverlässig finden zu können wurde dem Programm beim Start des Auswerteprozesses der zu erwartende Zeitpunkt manuell vorgegeben. Mit der Integration wurde 10 ns vor dem Puls begonnen, der Endpunkt wurde durch den Algorithmus gesetzt, sobald das Signal zum  $n$ -ten Mal die Nulllinie (Baseline) überquert hatte. Der Vorteil gegenüber einem festen Integrationsfenster ist dabei, dass die gesamte abfallende Pulsflanke mit integriert wird, ohne den Bereich des über die Nulllinie heraus-schnellenden Signals mit aufzusummieren. Letzteres hätte vor allem bei großen Pulsen zu Ladungswerten führen können, die kleiner sind als die eigentliche Ladung.

Den Effekt des über die Baseline und zurück „schwingenden“ Signals nennt sich „Ringing“ (s. Abb. 3.4) und kommt durch die Kapazitäten in der Spannungsteilerelektronik des Photomultipliers zu Stande [Ha07]. Dieses Verhalten kann zwar durch Dämpfungswiderstände (siehe Anhang A, Widerstände R 21, R 22 und R 23) reduziert, jedoch nicht vollständig beseitigt werden.

Die Abbildungen auf Seite 23 veranschaulichen den Auswertungsprozess für alle drei Messläufe anhand eines Pulsbeispiels, wobei die Läufe nicht nach Nummerierung sondern nach steigender Laserintensität geordnet sind. Auf der linken Seite ist jeweils das aufgenommene Signal ohne Korrektur zu sehen. Auf der rechten Seite ist der Puls nach der Baseline-Korrektur zusammen mit der Schwelle zur Pulsfindung und dem Integrationsfenster abgebildet. Während die Abbildungen 3.5 einen typischen Puls eines Single-Photoelectron-Ereignisses zeigt (es wurde eine Ladung von 1 pC berechnet), ist in den Abbildungen 3.7 ein bezüglich der Amplitude gesättigter Puls dargestellt.

### Berechnung der Intensitäten

Nachdem die Analyse der PMT-Pulse abgeschlossen ist, kann auf eine vom Programm ausgegebene Datei zugegriffen werden, die neben der Ereignisnummer Informationen

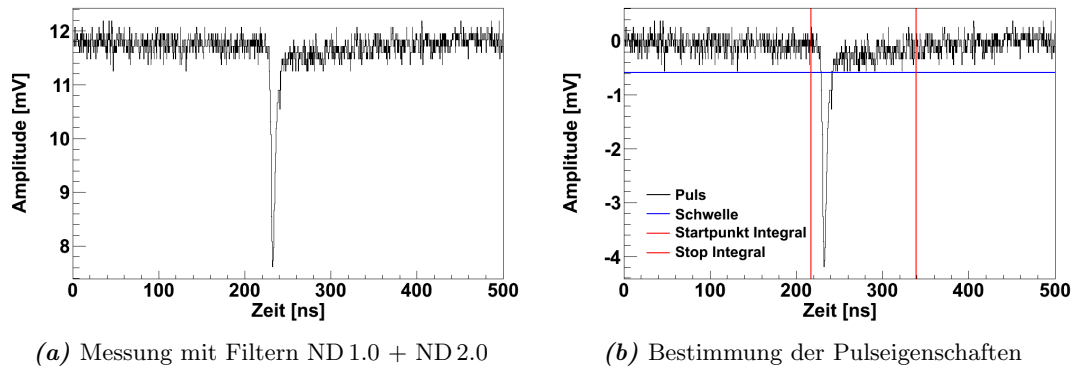


Abbildung 3.5: Messlauf 1, Lasereinstellung: 23%

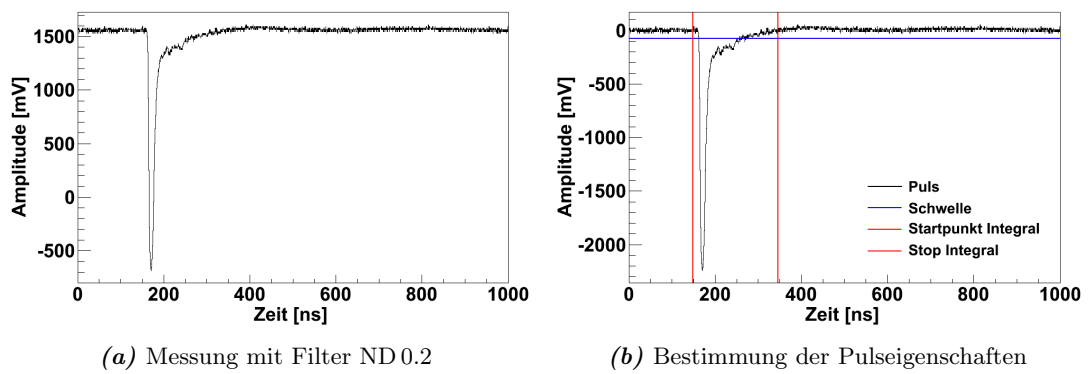


Abbildung 3.6: Messlauf 3, Lasereinstellung: 24.4%

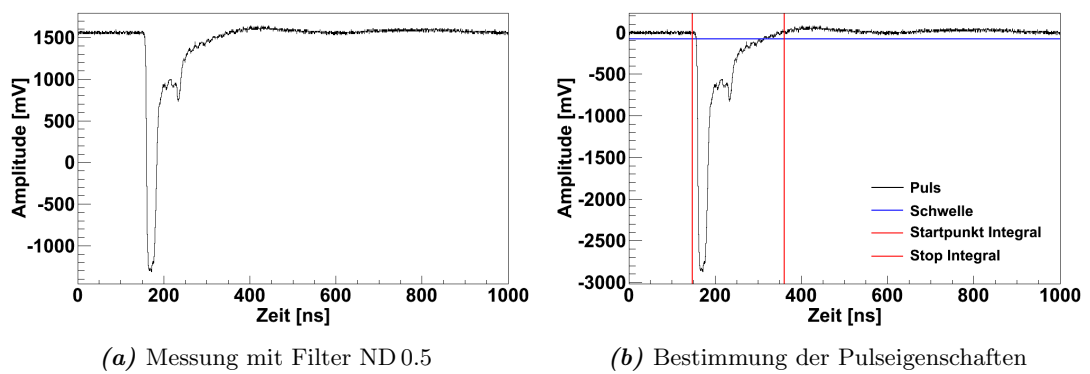


Abbildung 3.7: Messlauf 2, Lasereinstellung: 33.2%

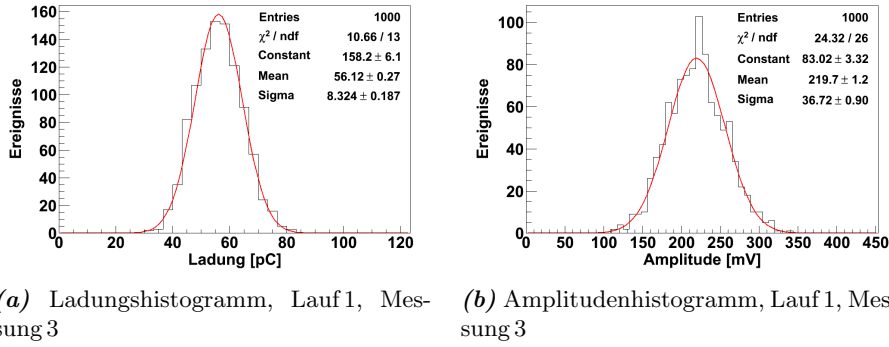


Abbildung 3.8: Histogramme einer Einzelmessung.

wie die Amplitude oder Ladung des jeweiligen Pulses enthält. Die Ergebnisse jeder Einzelmessung wurden anschließend mit ROOT in Histogramme für Amplitude und Ladung übertragen und ein Gaußfit durchgeführt (siehe Abbildung 3.8).

Bei Messungen sehr kleiner Intensitäten wurde nicht bei jedem Schuss ein (oder mehrere) Photon(en) detektiert. Nimmt man an, dass die Wahrscheinlichkeit  $p(k)$ , dass  $k$  Photonen vom PMT detektiert werden, um den Erwartungswert  $\mu$  poissonverteilt ist, so gilt

$$p_\mu(k) = \frac{\mu^k}{k!} \cdot e^{-\mu}. \quad (3.4)$$

Der Erwartungswert der Messung kann folglich über folgende Beziehungen berechnet werden:

$$p(k \geq 1) = \frac{N_{\text{gemessen}}}{N_{\text{Trigger}}}$$

$$\text{und } p(k \geq 1) = 1 - p(k = 0)$$

$$= 1 - e^{-\mu}. \quad (3.5)$$

Während  $N_{\text{Trigger}}$  die Zahl der aufgenommenen Trigger und  $N_{\text{gemessen}}$  die Zahl der dabei erhaltenen Pulse ist.

Bei jedem der 3 Messläufe war die vom Laser ausgehende Intensität nicht bekannt. Um die Größe der Ladung, die der PMT im Falle einer gegenwärtigen Linearität messen müsste, zu bestimmen, wurde Gleichung (3.1) verwendet. Da bei allen drei Läufen die Intensitäten der Messungen mit Filtern kleiner Transmission noch im Bereich der Linearität liegen (siehe [Lu09]), konnte für jeden Lauf separat mehrfach  $I_0$  berechnet und zu  $\langle I_0 \rangle$  gemittelt werden, wobei

$$I_0 = \frac{I(d)}{\tau(d)}.$$

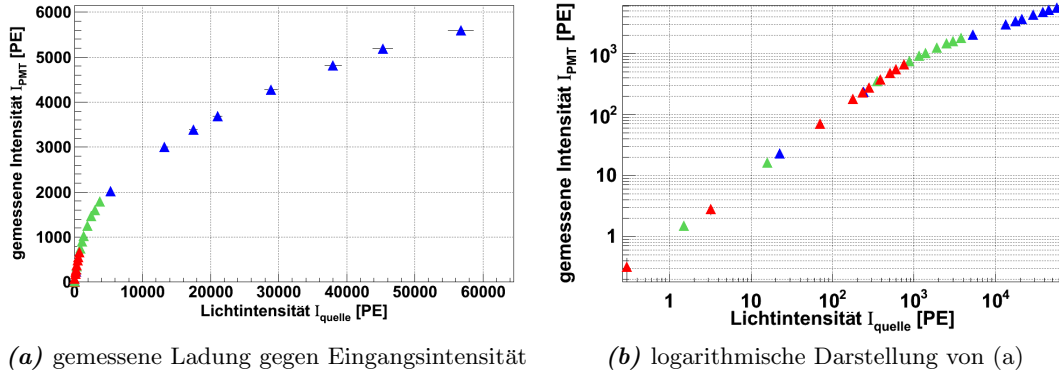
Die Werte der Laserintensitäten sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Der Fehler  $\Delta \langle I_0 \rangle$  ergibt sich aus dem statistischen Fehler des Mittelwertes  $\Delta I_0^{\text{stat}}$  und dem systematischen Fehler der Laserintensität  $\Delta I_0^{\text{sys}}$  aus Abschnitt 3.1.2:

$$\Delta \langle I_0 \rangle = \sqrt{(\Delta I_0^{\text{stat}})^2 + (\Delta I_0^{\text{sys}})^2}.$$

Für alle Einzelmessungen konnten somit die eigentlich erwarteten Intensitäten berechnet und in Vergleich mit den gemessenen Werten gestellt werden.

**Tabelle 3.3:** Laserintensitäten  $\langle I_0 \rangle$ 

Messlauf	Lasereinstellung	$\langle I_0 \rangle$ [PE]	$\Delta \langle I_0 \rangle$ [PE]
1	23 %	756.3	16.6
2	33.2 %	56777.8	1850.4
3	24.4 %	3770.7	77.7

**Abbildung 3.9:** Linearitätsverhalten bezüglich der Ladung

### 3.3 Ergebnisse

Mit den in Tabelle 3.3 erläuterten Ergebnissen für  $\langle I_0 \rangle$  wurden die erwarteten Intensitäten ausgerechnet:

$$I_{quelle}(d) = \tau(d) \cdot \langle I_0 \rangle \quad ; \quad \Delta I_{quelle}(d) = \sqrt{\left(\frac{\Delta \langle I_0 \rangle}{\langle I_0 \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau(d)}{\tau(d)}\right)^2} \cdot I_{quelle} \quad (3.6)$$

Sowohl die gemessenen Ladungen  $I_{PMT}$  als auch die Amplituden  $A_{PMT}$  konnten nachfolgend als Funktion der Eingangsintensität  $I_{quelle}$  aufgetragen werden, wie in den Abbildungen 3.9 und 3.10 gezeigt. Die Messergebnisse des Messlaufs 1 sind in rot, die des Messlaufs 2 in blau und die des dritten Messlaufs in grün dargestellt.

Wie sich zeigt, gehen die Pulse bezüglich der Amplitude schneller in Sättigung. Man beobachtet, dass die Photomultipliersignale mit steigender Intensität ab einem gewissen Lichtlevel ihre Pulshöhe nicht mehr verändern, ihre Pulsbreite jedoch weiter zunimmt. Hinsichtlich der Amplituden kann im Falle des PMTs JP1211 Linearität bis etwa 300 PE an Eingangsintensität mit einer Linearität gerechnet werden.

Für die Ladungen der Pulse bleibt diese sogar bis 400 PE erhalten. In Abbildung 3.11 wird dies durch einen zusätzlichen linearen Fit verdeutlicht. Nicht zuletzt ist dies einer der Gründe, aus denen sich die Ladungsbestimmung der Photomultiplierpulse als zu bevorzugende Methode zur Ermittlung der ermittelten Photoelektronen erweist.

In Bezug auf das Double Chooz Experiment kann davon ausgegangen werden, dass die Photomultiplier in dem für das Projekt entscheidenden Bereich linear sind.

### KAPITEL 3. LINEARITÄTSTEST DER PHOTOMULTIPLIER

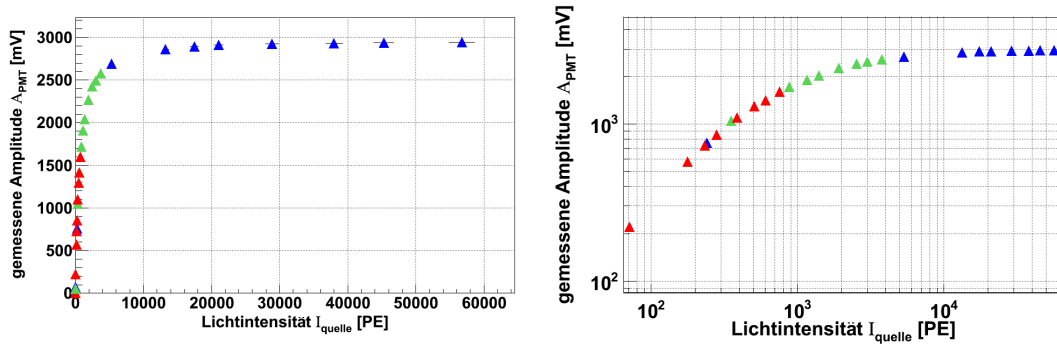


Abbildung 3.10: Linearitätsverhalten bezüglich der Amplitude

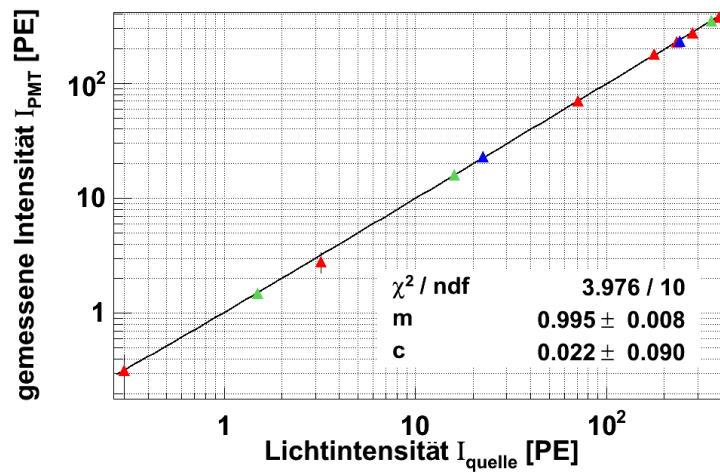


Abbildung 3.11: Linearer Bereich des PMTs JP1211 bezüglich der Ladung

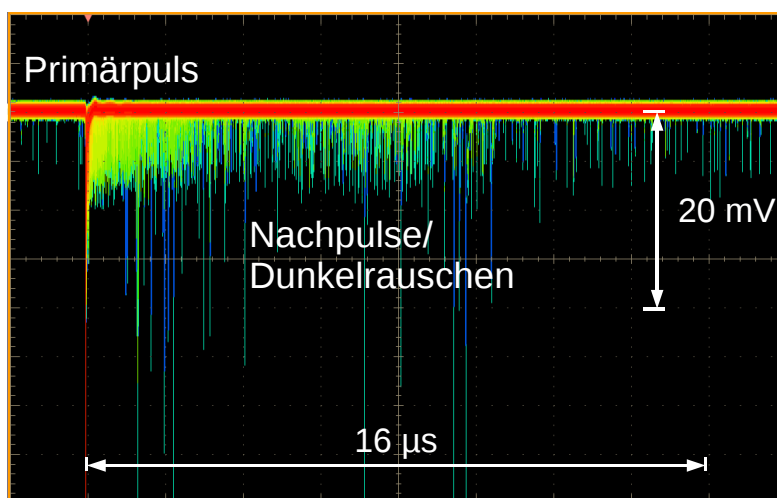
## Kapitel 4

# Nachpulsverhalten der Photomultiplier

Ein gewöhnlicher Photomultiplierpuls entsteht wie in Kapitel 2 beschrieben durch äußeren Photoeffekt im Kathodenmaterial des PMTs. Das herausgelöste Photoelektron durchläuft anschließend die Verstärkungskette und ist als verstärkter Spannungspuls am Ausgangswiderstand zu registrieren. Gewöhnliche PMT-Pulse werden im Folgenden als *Haupt-* oder *Primärpulse* bezeichnet.

Der größte Teil der Dunkelrauschereignisse entsteht durch thermische Emission von Elektronen an der Kathode oder den Dynoden. Es gibt noch eine weitere relevante Art von Dunkelstromereignissen, deren Pulse allerdings in zeitlicher Korrelation zu einem gewöhnlichen Puls auftreten. Da diese Pulse in Folge eines Primärpulses entstehen, nennt man sie *Nachpulse*. Es lassen sich unterschiedliche Erklärungen für ihr Auftreten finden, darunter Lumineszenzeffekte und die Ionisation von Restgasen. Nicht zu verwechseln sind Nachpulse mit den sog. *verspäteten Pulsen* (engl. „Latepulses“, siehe Seite 30).

Gerade im Fall des Double Chooz Projekts, könnten Nachpulse unerwünschte Auswirkungen haben. Durchqueren Myonen den inneren Detektor, werden große Mengen an Szintillationslicht erzeugt. Viele pro Photomultiplier eintreffende Photonen bringen eine hohe Wahrscheinlichkeit Nachpulse zu erhalten mit sich. Koinkidenzen von Nach-



**Abbildung 4.1:** Screenshot am Oszilloskop: Die Farben visualisieren die Regelmäßigkeit, mit der eine bestimmte Pulsform auftritt. Häufig vorkommende Signalanteile sind rot dargestellt. Weniger häufige Signalbestandteile sind in Gelb über Grün bis Blau (für seltene) gezeigt.

pulsereignissen mehrerer PMTs können wiederum zu einer erfüllten Triggerbedingung führen und als reale Ereignisse fehlinterpretiert werden.

Die Kenntnis des Nachpulsverhaltens der im Experiment verwendeten PMTs ist deshalb von großer Bedeutung. Ziel der Untersuchung dieses Verhaltens ist es, mögliche Schwierigkeiten im Vorfeld zu erkennen und gegebenenfalls durch angepasste Triggerbedingungen unbedenklich zu machen.

In Abschnitt 4.1 dieses Kapitels wird zunächst die Messung der Nachpulse bezüglich ihrem zeitlichen Auftreten und ihrer Ladung beschrieben und die dadurch gewonnenen Spektren diskutiert. Den Strukturen der Spektren werden in Abschnitt 4.2 rechnerisch Restgasionen als Ursache zugeordnet. Abschnitt 4.3 beschreibt eine weitere Messung der Nachpulse mithilfe des Oszilloskops. Diese wurde durchgeführt um nach dem Ursprung bestimmter Verläufe im Zeitspektrum zu suchen. Zuletzt wird in Abschnitt 4.4 die Simulation der Nachpulse unter Berücksichtigung der Triggerbedingungen erläutert und die Auswirkungen des Nachpulsverhaltens auf das Double Chooz Experiment untersucht.

### **Lumineszenzeffekte**

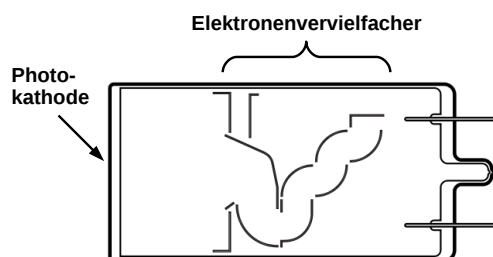
Treffen Elektronen auf die Dynoden im Multiplier, kann es zur Emission von Photonen kommen. Gelangen diese wiederum zur Photokathode, sind sie je nach Wellenlänge in der Lage freie Elektronen zu erzeugen. Die Lichtemission durch diesen Effekt ist allerdings gering und auf diese Art entstandene Nachpulse wären in einem Zeitraum von etwa 30–100 ns nach dem Hauptpuls zu beobachten [Ph02].

Ein weiteres Lumineszenzphänomen stellen Glasszintillation dar. Werden fehlgeleitete Photoelektronen auf die Glashülle des PMTs beschleunigt, können sie diese anregen und die Aussendung von Licht herbeiführen. Glasszintillationen stellen ein Problem in Photomultipliern mit geerdeter Anode dar [Ha08]. Da die Photokathode in diesem Fall mit einer negativen Hochspannung versorgt wird, können Potentialgradienten zwischen Kathode und umliegendem Glas- oder Metallgehäuse die Folge sein. Elektronen werden so von ihren eigentlichen Bahnen abgelenkt und treffen auf das PMT-Glas. Die Photovervielfacher des Double Chooz Experiments werden mit einer geerdeten Kathode betrieben, weshalb Glasszintillationen nicht zu erwarten sind.

### **Restgasionisationen**

Das Innere eines Photomultipliers besitzt ein Vakuum von  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  Pa. Dennoch findet man dort Spuren von Gas, die in ihrer Menge nicht unberücksichtigt bleiben können. Ein an der Kathode emittiertes Photoelektron kann mit einem Gasatom im PMT-Inneren wechselwirken und durch Stoßionisation positive Ionen bilden. Diese werden durch das elektrische Feld zur Kathode hin beschleunigt und sind in der Lage beim Auftreffen ein bis mehrere Sekundärelektronen freizusetzen. Die Atome können als Restgas bei der Evakuierung des Glaskörpers im PMT verblieben sein, oder im Laufe der Zeit durch Desorption die Werkstoffe verlassen haben [Ph02]. Eine Sonderstellung nimmt Helium ein, welches nährträglich durch das Borosilikatglas in den Innenraum des PMTs diffundieren kann. Des Weiteren ist eine Adsorption von Stoffen (z. B. Wassermolekülen) auf den Oberflächen der PMT-Materialien denkbar, die wiederum durch chemische Reaktionen Gase freisetzen können [Mo67].





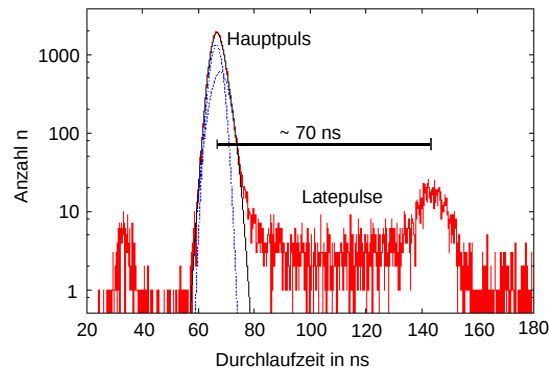
**Abbildung 4.2:** Photomultiplier mit „Box-and-Line“-Elektronenvervielfacher (bearbeitet, im Original aus [Ha08]).

Die von den Ionen erzeugten Sekundärelektronen werden auf dem üblichen Weg im Elektronenmultiplier vervielfacht und sind anschließend mit zeitlicher Verzögerung zum Hauptpuls als zweiter Puls bemerkbar. Diese Art von Nachpulsen wird in der englischsprachigen Literatur häufig als „Ion feedback“ bezeichnet.

Den Ionisationsort betreffend kann man grob zwischen zwei Bereichen unterscheiden. Die erste Region existiert zwischen der Photokathode und der ersten Dynode. Hier befindet sich das größte Gasvolumen und positiv geladene Teilchen können beinahe ungehindert zur Kathode zurück wandern. Der zweite Bereich ist der Elektronenmultiplier. Die meisten Ionisationen müssten zwischen den letzten Elektroden stattfinden, da hier die Elektronendichten besonders groß sind. Für das dort entstandene Ion gibt es verschiedene Möglichkeiten Nachpulse zu erzeugen. Es kann zum Beispiel auf eine zurückliegende Dynode beschleunigt werden und Sekundärelektronen herauslösen. Von Dynode zu Dynode, die dabei im Vervielfachungsprozess ausgelassen wird, verliert man jedoch einen Faktor 10 in der Verstärkung; die Nachpulse wären klein und in vielen Fällen nicht detektierbar. Auf der anderen Seite könnte das Ion zur Photokathode gelangen und auf diese Weise Nachpulse produzieren. Die Wahrscheinlichkeit ist allerdings gering, dass ein geladenes Teilchen den verwinkelten Aufbau eines „Box-and-Line“-Multipliers<sup>1</sup> (Abbildung 4.2) verlassen kann, ohne auf eine vorangehende Dynode zu treffen [Co73].

Nachpulse durch Restgasionisation treten wenige hundert Nanosekunden bis mehrere Mikrosekunden nach dem Primärpuls auf [Ph02]. In der zeitlichen Verteilung der Nachpulsergebnisse lassen sich für gewöhnlich Strukturen, wie z. B. Peaks, erkennen. So kann man davon ausgehen, dass nur bestimmte Bereiche im Photomultiplier als Ionisationsorte in Frage kommen. Räumliche Einschränkungen entstehen beispielsweise dadurch, dass die Elektrontrajektorien zwischen Kathode und erster Dynode durch Fokussierelektroden zusammengeführt werden. Überdies gewinnt das Photoelektron während des Fluges an Energie, und da die Ionisationsquerschnitte durch Elektronenstoß energieabhängig sind, engen sich geeignete Regionen der Ionenentstehung immer weiter ein. Des Weiteren ist das Feld im PMT-Inneren meist derart beschaffen, dass die Flugzeiten der Ionen nur schwach vom Startpunkt ihrer Flugbahn abhängen. Vielmehr sind Masse und Ladung eines Ions für den Zeitpunkt eines Nachpulses entscheidend [Mo67, Ph02].

<sup>1</sup>Wie ihn die Double Chooz Photomultiplier besitzen.



**Abbildung 4.3:** Transit-Time-Spectrum eines Double Chooz Photomultipliers (bearbeitet, im Original aus [Lu09]).

Deren Ladungen können einige PE groß sein und sind unabhängig von der Ladung des Hauptpulses, respektive der auf den PMT treffenden Lichtintensität. Es ist deshalb durchaus möglich, dass ein Nachpuls den ihn erzeugenden Puls in der Ladung übertrifft. Je größer jedoch die Lichtintensität, desto größer die Rate an Nachpulsen [Ak07].

### Latepulse

Wie bereits erwähnt unterscheiden sich Nachpulse von den sog. „Late“-Pulsen<sup>2</sup>. Diese entstehen durch Streuung des Photoelektrons an der ersten Dynode, wobei die Streuung ohne das Herauslösen von Sekundärelektronen einhergehen kann. Das rückgestreute Elektron wird durch das elektrische Feld zurück zur Dynode beschleunigt und generiert letztendlich Sekundärelektronen. Latepulse zählen deshalb im engeren Sinne zu den Primärpulsen, mit dem Unterschied dass sie mit einer zeitlichen Verzögerung zu einem „ideal erzeugten“ Hauptpuls auftreten [Lub00]. Ein Latepuls ist somit im Gegensatz zu einem Nachpuls kein zweiter, eigenständiger Puls nach dem Hauptpuls.

Abbildung 4.3 zeigt das Primärpulsspektrum („Transit-Time-Spectrum“) eines Double Chooz Photomultipliers, das während der Kalibrationsarbeiten am MPI-K aufgenommen wurde.

## 4.1 Messungen mit dem VME-System

Eine Anforderung an die Photomultiplier des Double Chooz Experiments war eine Nachpulswahrscheinlichkeit kleiner 10 % im Zeitintervall bis 16  $\mu$ s nach dem Primärpuls [DC06]. Im Zuge der Kalibrationsmessungen wurde die Nachpulswahrscheinlichkeit durch SPE-Ereignisse in diesem Zeitfenster bestimmt. Diese Messungen wurden mit Hilfe des Double Chooz Triggerboards an über 500 Photomultipliern durchgeführt. Die mittlere Nachpulswahrscheinlichkeit ergab sich zu  $(2.69 \pm 0.07)\%$  und einer Standardabweichung von 1.46 %, wobei keiner der getesteten PMTs die maximal zugelassene Grenze von 10 % überschritt [St09].

<sup>2</sup>Manche Autoren zählen Latepulse zu den Nachpulsen (engl. „afterpulses“) oder umgekehrt. In dieser Arbeit werden diese Begriffe jedoch nicht synonym verwendet, um zu betonen, dass diese Pulse unterschiedlichen physikalischen Entstehungsprozessen zugrunde liegen.

Da es nicht möglich war aus diesen Messungen das Ladungsspektrum der Nachpulse zu extrahieren, waren weitere Tests erforderlich, die im Rahmen dieser Arbeit ausgeführt wurden. Detailliertere Messungen sind vergleichsweise langwierig und wurden für vier unterschiedliche Lichtintensitäten an einem Photomultiplier vorgenommen. Dabei konnte sowohl das zeitliche Eintreffen als auch die Ladung eines Nachpulses bestimmt werden.

#### 4.1.1 Experimenteller Aufbau und Messprinzip

Detaillierte Messungen des Nachpulsverhaltens wurden mittels des VME-Systems am PMT GE1165 durchgeführt. Durch das in Kapitel 2 beschriebene TDC-Modul konnte die Zeitdifferenz zwischen Hauptpuls und Nachpuls aufgezeichnet werden. Zusätzlich bestimmte ein QDC-Modul die Ladung der Nachpulse. Zunächst musste sichergestellt werden, dass im Falle eines durch eine Lichtquelle ausgelösten PMT-Pulses ein TDC-Startsignal erfolgte, um die Zeitdifferenzmessung einzuleiten. Tritt in Folge dessen ein Nachpulsereignis ein, so muss ein TDC-Stopsignal die zeitliche Messung beenden und zur Ladungsbestimmung ein Zeitfenster und das PMT-Signal an den QDC übergeben werden. Eine Schaltung mit der gewünschten Funktionalität ist durch die Verwendung von Gate/Delay-Generatoren und UND/ODER-Modulen realisiert worden. Es kamen insgesamt 2 Gate/Delay-Generatoren (Philips Scientific MODEL 794 Quad Gate/Delay-Generator und TENNELEC TC 410 A Gate/Delay-Generator) und 2 UND/ODER-Module (Le Croy 4-Fold Logic Unit, Model 365 AL) zum Einsatz. Des Weiteren waren gelegentlich TTL-zu-NIM-Umwandlungsmodule nötig.

Die Länge der betrachtbaren Zeitfenster wurden durch die maximal aufnehmbare Zeitdifferenz des TDCs auf 1200 ns limitiert. Um einen Bereich von mehreren Mikrosekunden nach dem Primärpuls auf das Nachpulsverhalten untersuchen zu können, mussten mehrere Einzelmessungen mit gleicher Messdauer durchgeführt werden.

Auf ein TDC-Startsignal musste immer ein Stoppsignal folgen, um die Messung zu beenden. Wurde allerdings kein Nachpuls beobachtet, blieb dieses aus. Aus diesem Grund wurde zu jedem Hauptpuls ein mit etwa 1  $\mu$ s Verzögerung nach diesem eintretendes, obligatorisches Stoppsignal erzeugt. Da vom VME-System immer Paare in Ladung und Zeit aufgezeichnet wurden, fehlte in Messungen ohne Nachpulse die Ladungsinformation. Es bot sich eine Baselineintegration an, die immer dann eintrat, wenn das obligatorische TDC-Stopsignal die Messung beendete. Durch die Verstärkungsmodule besitzen die Photomultipliersignale einen kleinen Spannungs-Offset. Integriert man das Signal, so muss das erhaltene Integral korrigiert werden. Im Falle der QDC-Messung war dieses Problem bereits durch die zusätzliche Baselineintegration gelöst worden. Das Integral über die Grundlinie taucht dann im Ladungsspektrum am linken Ende der Ladungsskala als separater Peak („Pedestal“) auf. An sich gestaltet sich eine Pedestalbestimmung im Falle der Nachpulsintegration allerdings als schwierig. Der Primärpuls kann je nach Intensität eine bis zu mehrere  $\mu$ s lang instabile Baseline nach sich ziehen (aufgrund des Pulsringings).

Als Lichtquelle wurde das LED-Board verwendet, welches durch das MPIC-Board getriggert wurde (Kapitel 2). Das Photomultipliersignal durchläuft die in Kapitel 2 beschriebenen elektronischen Verstärkungs- und Diskriminierungs-Module. Darauf auf-

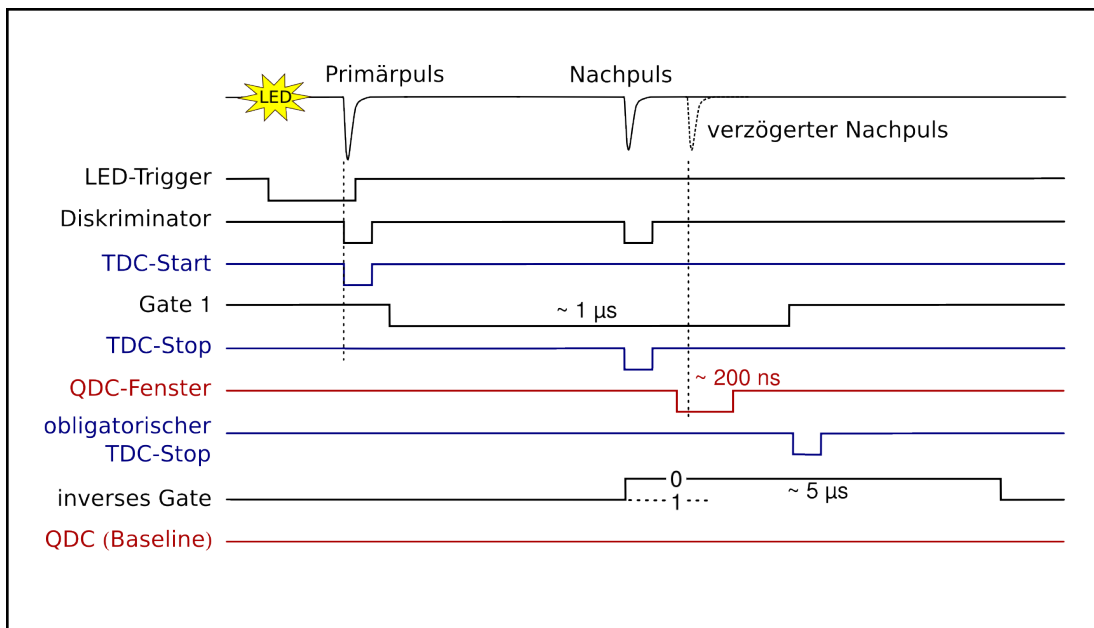
bauend werden im Folgenden die wesentlichen Eigenschaften der logischen Schaltung der Nachpulsmessung erläutert (siehe auch Abbildung 4.4):

- Löste der Lichtblitz der LED einen Puls am Photomultiplier aus, so waren sein Diskriminatorsignal und das Triggersignal der Lichtquelle über eine logische UND-Schaltung verknüpft. Das ausgehende Rechtecksignal wurde an folgende Module weitergegeben:
  1. Ein Delay-Modul, das ein Signal ausgab, welches die TDC-Messung startete. Das Delay-Modul erlaubte die Messung in einem zeitlich wählbaren Abstand relativ zum Hauptpuls zu beginnen.
  2. Einen Gate-Generator, dessen  $1.2\ \mu\text{s}$  langes Ausgangssignal („Gate 1“) zusammen mit dem Diskriminatorsignal des Photomultipliers zu einer UND-Schaltung kombiniert wurde.
  3. Ein zweites Delay-Modul, welches das obligatorische Stoppsignal an den TDC aussendete (dieses wurde zusammen mit dem physikalischen TDC-Stoppsignal über ein logisches ODER verknüpft und an das TDC-Modul übergeben).
- Der Ausgang der logischen UND-Schaltung aus Gate 1-Signal<sup>3</sup> und Diskriminatorausgang steuerte zwei weitere Prozesse: zum einen „öffnete“ es das  $200\ \text{ns}$  lange Integrationsfenster der QDC-Messung (unter Verwendung eines weiteren Gate-Moduls). Zum anderen diente das UND-Signal selbst als physikalisches TDC-Stoppsignal im Falle eines eingetretenen Nachpulsereignisses.
- Das Photomultipliersignal wurde durch ein Kabel-Delay um  $60\ \text{ns}$  verzögert, bevor es an den QDC zur Ladungsintegration übergeben wurde. Dies war nötig, da das Integrationsfenster des QDC ansonsten durch die Laufzeitverzögerung der Signale nach dem zu integrierenden Nachpuls eingetroffen wäre.
- Für die Baselineintegration wurde ein zweites, inverses Gate-Signal verwendet, welches durch ein UND-Signal aus Gate 1-Signal und Diskriminatorsignal erzeugt wurde. Eine UND-Schaltung aus diesem inversen Gate und dem obligatorischen TDC-Stoppsignal konnte anschließend eine Baselineintegration auslösen (im Falle dass beide Signale einer logischen „1“ entsprechen). Lag ein Nachpuls vor, wurde das inverse Gate generiert (Gatesignal entspricht einer logischen „0“) und keine Baselineintegration durchgeführt.
- Um den Messbereich nach dem Primärpuls zu verändern, wurden das TDC-Startsignal, das Gate 1-Signal und das obligatorische TDC-Stoppsignal zeitlich verschoben. Die Einzelmessungen wurden im Abstand von ganzzahligen  $\mu\text{s}$ -Schritten unternommen.

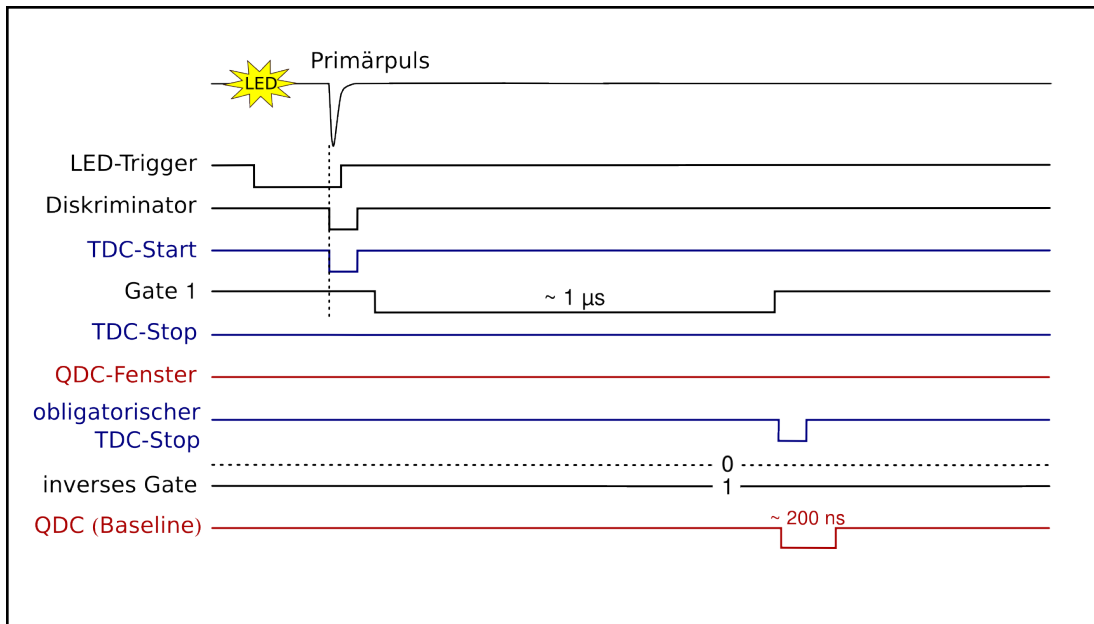
Der Startpunkt einer Messung konnte nicht beliebig nahe an den Primärpuls gesetzt werden. Das TDC-Startsignal und das Gate 1-Signal durften sich nicht überlappen (dies hätte die Messung augenblicklich beendet) und es musste aufgrund des sog. „Ringings“ des Primärpulses (siehe Kapitel 3 Seite 22) ein Mindestabstand zum Hauptpuls gewählt werden. Aus diesem Grund starteten die durchgeführten Messungen  $300\ \text{ns}$  nach dem Eintreffen des Hauptpulses. Die Diskriminatorschwelle war so eingestellt, dass Signale

---

<sup>3</sup>Das Gate 1-Signal kann als das Signal angesehen werden, das den zeitlichen Messbereich einer Einzelmessung vorgab.

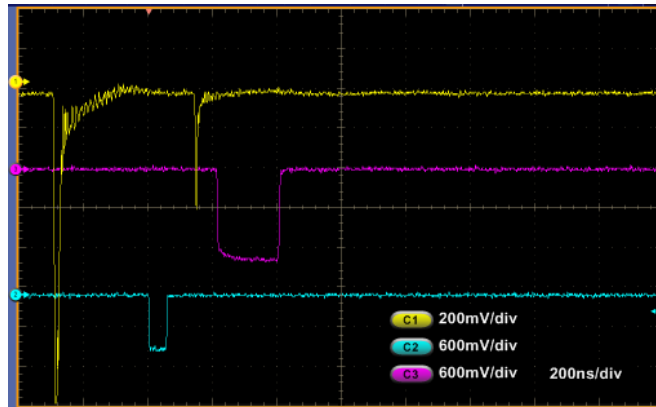


(a) Funktionsprinzip der Schaltung im Falle eines eintreffenden Nachpulses.



(b) Funktionsprinzip der Schaltung bei ausbleibendem Nachpuls.

Abbildung 4.4: Funktionsprinzip der logischen Schaltung



**Abbildung 4.5:** Screenshot am Oszilloskop: In Gelb ist das unverzögerte Photomultipliersignal dargestellt. Das blaue Rechtecksignal startet die TDC-Messung, das Signal in Magenta zeigt das QDC-Integrationsfenster (siehe Erläuterungen im Text).

kleiner 1 PE ein Diskriminatorsignal auslösen konnten, das Grundrauschen des PMT-Signals aber keinen Einfluss hatte.

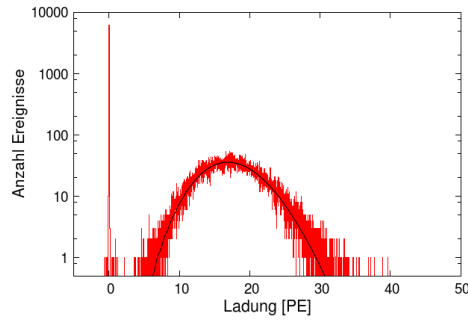
Bei einer Nachpulsmessung kann nicht zwischen tatsächlichen Nachpulsen und anderen, zeitlich unkorrelierten Dunkelrauschereignissen unterschieden werden. Um die Nachpulswahrscheinlichkeit abzüglich der restlichen Dunkelrate bestimmen zu können, wurde eine zusätzliche Messung 70  $\mu\text{s}$  nach dem Primärpuls vorgenommen. Anhand der aus dieser Messung gewonnenen Daten, konnten später die Zeit- und Ladungsspektren korrigiert werden.

Da das Photomultipliersignal durch einen Kabeldelay zeitlich verzögert wurde, war nicht mehr gewährleistet, dass die Ladung von 0.8 pC einem PE gleich kam. Das Dunkelrauschen eines Photomultipliers (fern von einem Hauptpuls) ist jedoch hauptsächlich durch thermische Emission von Elektronen aus der Kathode und den Dynoden bestimmt. Im Ladungsspektrum sind SPE-Ladungen deshalb die dominierenden Ereignisse. Aus der Differenz der Lage des Pedestals und des SPE-Peaks konnte somit die Ladung bestimmt werden, der ein PE entsprach. Die Verluste durch den Kabeldelay lagen bei etwa 15 %.

#### 4.1.2 Datenanalyse

Insgesamt wurde das Nachpulsverhalten für 4 verschiedene Hauptpulse auslösende LED-Intensitäten untersucht. Da wie bereits erwähnt nur für ein knapp 1  $\mu\text{s}$  großes Zeitfenster Daten aufgenommen werden konnten, wurden 14 Einzelmessungen unternommen. Diese konnten später zu vollständigen Spektren zusammengesetzt werden. Pro Einzelmessung wurden die Nachpulse von knapp 2.4 Millionen Hauptpulsen aufgezeichnet.

Die LED-Intensitäten wurden in vier separaten Messungen (ohne das Signal zu verzögern) bestimmt. Es wurde der gleiche Fit der Ladungsspektren verwendet, der auch bei den PMT-Kalibrationen angewandt wurde [Lu09]: Die Lage des Pedestals wurde über die Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt, der Pedestalwert von den restliche Ladungen subtrahiert und das Ladungsspektrum in die Einheit PE umgerechnet. An die Ladungsverteilung der Photomultiplierpulse wurde anschließend die Faltung einer



**Abbildung 4.6:** Ladungsspektrum mit Fit der höchsten aus vier LED-Intensitäten.

**Tabelle 4.1:** LED-Intensitäten der Nachpulsmessungen

Messung	Intensität $I$ [PE]
1	$1.09 \pm 0.01$
2	$6.91 \pm 0.02$
3	$12.46 \pm 0.03$
4	$17.42 \pm 0.03$

Gaußfunktion mit einer Poissonverteilung gefittet (siehe Abb. 4.6).

Für die Messung mit möglichst kleiner Lichtintensität  $I_1$  ergab sich diese zu

$$I_1 = 0.179 \pm 0.011 \text{ PE.}$$

Das bedeutet, dass nicht bei jedem LED-Trigger auch tatsächlich ein Puls am Photomultiplier zu sehen war. Da aber nur im Falle eines Hauptpulses die Möglichkeit besteht einen Nachpuls zu erhalten, wurde  $I_1$  in die Anzahl tatsächlich gesehener Photoelektronen umgerechnet. Dazu wurde der Erwartungswert der Messung, sprich  $I_1$ , durch die Wahrscheinlichkeit mindestens ein Photoelektron detektiert zu haben dividiert:

$$\begin{aligned}
 p(\text{Anzahl PE} \geq 1) &= 1 - e^{-0.179} \\
 I_1^{\text{gesehen}} &= \frac{I_1}{p(\text{Anzahl PE} \geq 1)} = \frac{0.179}{(1 - e^{-0.179})} = 1.092. \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

In Tabelle 4.1 sind die Werte der vier Intensitäten gezeigt.

### Zeitspektren

Für jede der vier Messungen mit unterschiedlichen Intensitäten wurden die abschnittsweise vorgenommenen Einzelmessungen zusammengesetzt.

Füllt man ein Histogramm mit allen Zeitdifferenzen, erhält man das zeitliche Nachpulspektrum für eine bestimmte Lichtintensität des Hauptpulses. Da für die Messung allerdings nur ein Single-Hit-TDC zur Verfügung stand, konnte pro Primärpuls immer nur ein Nachpuls aufgezeichnet werden, ganz gleich ob noch weitere Nachpulse auftraten oder nicht. Im Zeitspektrum waren deshalb an den Übergangspunkten der Einzelmessungen Sprünge zu erkennen. Mit einer Korrektur der einzelnen Messabschnitte konnten

jedoch die Übergangsstellen des Zeitspektrums geglättet werden. Diese Korrektur ist unter der Annahme möglich, dass die Wahrscheinlichkeiten in einzelnen Bins einen Nachpuls zu erhalten voneinander unabhängig sind<sup>4</sup>. Die Bins einer Einzelmessung konnten so nacheinander einzeln korrigiert werden. Der erste Bin einer Einzelmessung musste nicht berichtigt werden. Der Bineintrag des zweiten Bins  $B_2^{korrigiert}$  ergab sich aus dem gemessenen Bineintrag  $B_2$  plus der Anzahl der Doppelereignisse, bei denen im ersten und zweiten Bin gleichzeitig ein Nachpuls auftreten müsste. Diese Doppelereignisse ließen sich über das Produkt aus den Bineinträgen  $B_1$  und  $B_2$  dividiert durch die Anzahl an Primärpulsen pro Messung  $N_{PP}$  berechnen:

$$B_2^{korrigiert} = B_2 + \frac{B_1 \cdot B_2}{N_{PP}} = B_2 \cdot \left[ 1 + \frac{B_1}{N_{PP}} \right]. \quad (4.2)$$

Diese Rechnung wurde Bin für Bin an jeder Einzelmessung durchgeführt. Im Falle höherer Bins wurden entsprechend Mehrfachereignisse mit berücksichtigt. Dabei konnte bei einer Binbreite von weniger als 0.3 ns ( $\frac{1200}{4096}$  ns) davon ausgegangen werden, dass gleichzeitige Nachpulsereignisse nicht in den selben Bin fielen. Bezüglich Einträgen höherer Bins  $B_n$  enthält  $B_1$  nicht nur die Zahl einzelner Nachpulseinträge im ersten Bin, sondern aller Nachpulsereignisse, bei denen mindestens ein Nachpuls (und zwar der erste aus mehreren gleichzeitigen Nachpulsen) in  $B_1$  aufgetreten war. Das gleiche gilt für  $B_2$  und nachfolgende Bins. Für den n-ten Bin hatte die Korrektur deshalb folgende Form:

$$\begin{aligned} B_n^{korr} &= B_n \cdot \left[ 1 + \frac{(B_1 + B_2^{korr} + \dots + B_{n-1}^{korr})}{N_{PP}} \right] \\ &= B_n \cdot \left[ 1 + \frac{\sum_{i=1}^{n-1} B_i^{korr}}{N_{PP}} \right], \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } (\Delta B_n^{korr})^2 &= \left( \frac{B_n^{korr}}{B_n} \cdot \Delta B_n \right)^2 + \left( \frac{B_n}{N_{PP}} \cdot \Delta \left( \sum_{i=1}^{n-1} B_i^{korr} \right) \right)^2 \\ &= \left( \frac{B_n^{korr}}{B_n} \right)^2 \cdot B_n + \left( \frac{B_n}{N_{PP}} \right)^2 \cdot \sum_{i=1}^{n-1} B_i^{korr}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

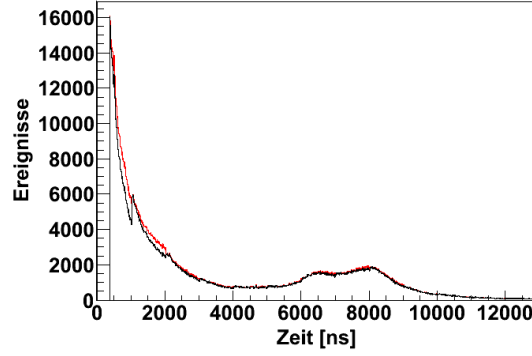
In Abbildung 4.7 ist sowohl die gemessene (unveränderte) als auch die korrigierte Zeitverteilung zu sehen. Die zusätzliche Messung der Dunkelrate im Abstand von 70  $\mu$ s nach dem Hauptpuls wurde ebenfalls anhand von Gleichung (4.3) korrigiert. Die Anzahl der Dunkelpulse pro Bin  $\langle B_d \rangle$  wurde über den Mittelwert der Ereignisraten aller Bins der Dunkelratenmessung berechnet. Das übrige Zeitspektrum wurde korrigiert, indem von jedem Bin der mittlere Wert an Dunkelrauschereignissen subtrahiert wurde.

Die *gesamte Nachpulswahrscheinlichkeit*  $P$  für den Bereich von 375 ns–12.9  $\mu$ s wurde anschließend durch Summation aller Bins des Zeitspektrums dividiert durch die Zahl

---

<sup>4</sup>Dabei ist davon auszugehen, dass ein einzelnes Photoelektron höchstens einen Nachpuls erzeugt. Des Weiteren sind Nachpulse 2. Ordnung (Nachpulse durch die Elektronen der Nachpulse) sehr seltene Ereignisse. Eine mögliche Korrelation der Wahrscheinlichkeiten wurde deshalb vernachlässigt.





**Abbildung 4.7:** Korrektur des Zeitspektrums der Messung mit 17.4 PE LED-Intensität, das rote Histogramm zeigt die korrigierte Verteilung (Untergrund bereits subtrahiert).

aller Primärpulse pro Messung  $N_{PP}$  bestimmt:

$$P = \sum_{n=1}^N \frac{(B_n^{korr} - \langle B_d \rangle)}{N_{PP}}. \quad (4.5)$$

Der Fehler von  $P$  wird aus den Fehlern  $\Delta B_n^{korr}$  (siehe (4.5)) und der Unsicherheit des Mittelwertes der Dunkelrate pro Bin  $\Delta \langle B_d \rangle$  bestimmt zu

$$\Delta P = \frac{1}{N_{PP}} \sqrt{\sum_{n=1}^N \left( (\Delta B_n^{korr})^2 + (\Delta \langle B_d \rangle)^2 \right)}. \quad (4.6)$$

Die Ergebnisse sind im nächsten Abschnitt in Tabelle 4.2 dargestellt.

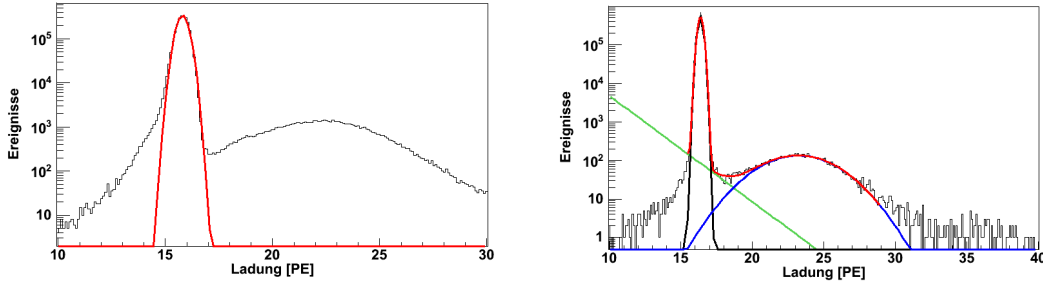
### Nachpulswahrscheinlichkeit eines Photoelektrons $p_{spe}$

Die gesamte Nachpulswahrscheinlichkeit  $P$  ist die Zahl aller Nachpulse im Zeitintervall von 375 ns–12.9  $\mu$ s nach dem Hauptpuls dividiert durch die Gesamtzahl aller Hauptpulse. So ist  $(N_{PP} \cdot P)$  die Summe *aller* Nachpulse, die für  $N_{PP}$  Hauptpulse im Zeitraum von 375 ns–12.9  $\mu$ s gezählt wurden.  $P$  ist allerdings nicht gleich der Wahrscheinlichkeit, dass im Falle eines Primärpulses ein oder mehr Nachpulse auftreten.

Im Folgenden soll die Wahrscheinlichkeit  $p_{spe}$  bestimmt werden, dass ein Photoelektron einen Nachpuls erzeugt. Dabei wird wie auch schon weiter oben angenommen, dass ein einzelnes Photoelektron nur einen Nachpuls erzeugen kann. Die Wahrscheinlichkeit  $p(n, k)$  dass  $n$  Photoelektronen  $k$  Nachpulse generieren folgt der Binomialverteilung

$$p(n, k) = \binom{n}{k} p_{spe}^k \cdot q^{n-k} \quad \text{mit} \quad p_{spe} = p(1, 1) \quad \text{und} \quad (p_{spe} + q) = 1. \quad (4.7)$$

Dabei ist  $q$  die Wahrscheinlichkeit, dass kein Nachpuls auftritt. Für die gesamte Nachpulswahrscheinlichkeit  $P(n)$  gilt dann Gleichung (4.8). Um die Summe aller Einzelwahrscheinlichkeiten  $p(n, k)$  zu bilden und auch jeden erzeugten Nachpuls mitzuzählen, wird der Faktor  $k$  eingefügt.  $P^{NPP}(n)$  bezeichnet die Nachpulswahrscheinlichkeiten höherer Ordnungen. So zum Beispiel Nachpulse, die durch Nachpulselektronen gebildet werden.



(a) Fit des Pedestals einer Nachpulsmessung der LED-Intensität von 6.9 PE. (b) Ladungsspektrum der Dunkelratenmessung.

**Abbildung 4.8:** Fit der Ladungsspektren der Teilmessungen zur Umrechnung in die Einheit PE

Es gilt

$$P(n) = \sum_{k=1}^n p(n, k) \cdot k + P^{NNP}(n) = np_{spe} + P^{NNP}(n). \quad (4.8)$$

Die Nachpulswahrscheinlichkeit durch Nachpulse  $P^{NP,2}(n)$  (Nachpulse 2. Ordnung) können anhand von (4.9) berechnet werden. Hierbei ist  $p_{spe}^2$  die Wahrscheinlichkeit dass ein Elektron eines Nachpulses einen weiteren Nachpuls erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, dass kein Nachpuls zweiter Ordnung erzeugt wird ist  $(p_{spe}q + q)$ . Für die Summe der Nachpulswahrscheinlichkeiten zweiter Ordnung gilt dann

$$\begin{aligned} P^{NP,2}(n) &= \sum_{k=1}^n p^{NP,2}(n, k) \cdot k = \sum_{k=1}^n \binom{n}{k} \cdot k \cdot (p_{spe}^2)^k \cdot (p_{spe}q + q)^{n-k} \\ &= np_{spe}^2. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Werden höhere Ordnungen beachtet folgt für die gesamte Nachpulswahrscheinlichkeit  $P(n)$  mit  $n$  an der Kathode herausgelösten Photoelektronen

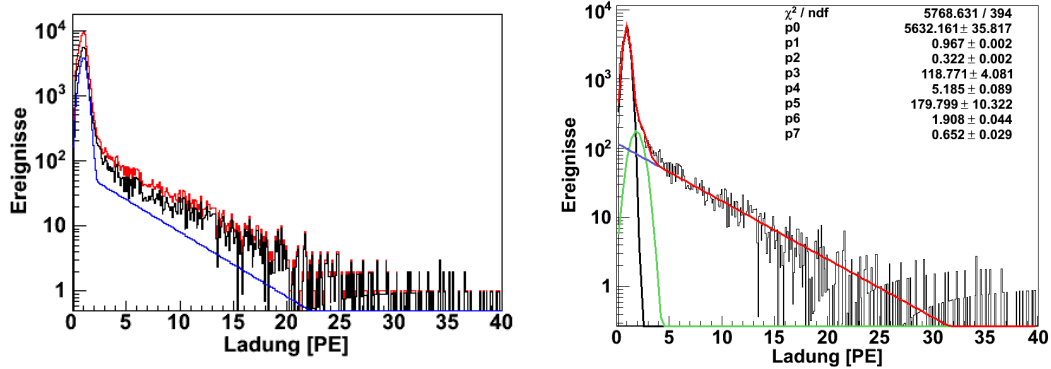
$$\begin{aligned} P(n) &= np_{spe} + np_{spe}^2 + np_{spe}^3 + \dots = n \cdot \sum_{k=1}^{\infty} p_{spe}^k \\ &= n \cdot \frac{p_{spe}}{1 - p_{spe}}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Nachpulswahrscheinlichkeit eines Photoelektrons ist somit

$$p_{spe} = \frac{P(n)/n}{1 - P(n)/n} \quad \text{mit} \quad \Delta p_{spe} = \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P(n)}{P(n)}\right)^2} \cdot (p_{spe} + p_{spe}^2). \quad (4.11)$$

### Ladungsspektren

Um die Werte der QDC-Messung (in pC vorliegend) in die Einheit Photoelektronen umzurechnen, wurde zunächst das Pedestal des Ladungsspektrums jeder Einzelmessung mit einer Gaußfunktion gefittet und anschließend von den Ladungswerten subtrahiert. Ein Pedestalfit einer Einzelmessung mit LED-Intensität 6.9 PE ist in Abbildung 4.8a



(a) Korrektur des Ladungsspektrums. In Rot ist das unkorrigierte Ladungshistogramm, in Schwarz das korrigierte gezeigt. Das blaue Histogramm stellt das Fitergebnis des Dunkelrauschspektrums dar.

(b) Korrigiertes Ladungsspektrum der Messung mit 1.1 PE LED-Intensität.

**Abbildung 4.9:** Korrektur des gesamten Ladungsspektrums. Man beachte, dass dies die Ladungsspektren *ohne* die Pedestalwerte sind.

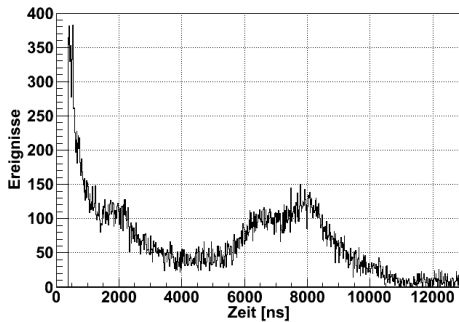
dargestellt. Nach dieser Korrektur konnten die Ladungswerte in die Einheit PE umgerechnet werden. Der einem PE entsprechende Ladungswert wurde aus der Dunkelratenmessung entnommen. Abbildung 4.8b zeigt das Ladungsspektrum der Dunkelrauschmessung, an die zwei Gaußfunktionen (für das Pedestal und den SPE-Peak) und eine Exponentialfunktion gefittet wurden. Die Exponentialfunktion ermöglichte es die kleinen Ladungen zwischen Pedestal und SPE-Peak mit zu berücksichtigen. Diese kommen u. a. durch die auf Seite 30 erwähnten Latepulse und andere, nicht ideal verstärkten Pulse, zustande. Aus der Differenz der Lage des SPE-Peaks und des Pedestals ergab sich die Ladungsmenge, die einem an der Kathode herausgelösten Photoelektron gleich kam. Für die hier gezeigte Messung mit 6.9 PE Lichtintensität erhielt man einen Umrechnungsfaktor von 0.69 pC statt der ohne Verzögerungskabel gewohnten 0.8 pC pro Photoelektron.

Nachdem die Ladungswerte in Photoelektronen umgerechnet wurden, konnten die eigentlichen Ladungsverteilungen der Nachpulsergebnisse betrachtet werden. Dazu wurden nur die Ladungen der physikalischen Ereignisse (ohne die Werte der Baselineintegrale zum Zeitpunkt des obligatorischen TDC-Stopsignals) in Histogramme eingetragen. Um das gesamte Ladungsspektrum (hier SPE) einer Messung zu korrigieren, wurde zunächst das Spektrum der Dunkelrauschmessung gefittet. Die so gewonnene Verteilung wurde anschließend vom Ladungsspektrum subtrahiert (siehe Abbildung 4.9a). Das verbleibende Spektrum stellt die Ladungsverteilung der Nachpulsergebnisse dar, deren 1-PE-Peak mit einer Gaußfunktion und die Verteilung der höheren Ladungen mit einer Exponentialfunktion gefittet wurde. Eine zusätzliche Gaußfunktion bei etwa 2 PE trägt wesentlich zur Stabilisierung der Fitfunktion bei.

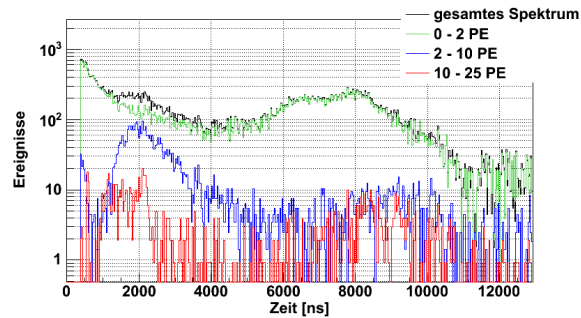
Die Fitfunktionen der Ladungsverteilungen wurden anschließend integriert um das Verhältnis zwischen SPE-Ladungen und höheren Ladungen zu ermitteln.

**Tabelle 4.2:** Nachpulswahrscheinlichkeiten im Zeitintervall von 375 ns–12.9  $\mu$ s

Messung	LED-Intensität $I$ [PE]	absolute Nachpulswahr- scheinlichkeit $P$ [%]	Nachpulswahrschein- lichkeit $p_{spe}$ [%]
1	$1.09 \pm 0.01$	$2.73 \pm 0.02$	$2.44 \pm 0.03$
2	$6.91 \pm 0.02$	$37.74 \pm 0.05$	$5.18 \pm 0.02$
3	$12.46 \pm 0.03$	$73.53 \pm 0.06$	$5.57 \pm 0.02$
4	$17.42 \pm 0.03$	$88.51 \pm 0.07$	$4.84 \pm 0.01$



(a) Zeitliches Auftreten der Nachpulse.



(b) Zeitliches Auftreten der Nachpulse mit bestimmten Ladungswerten (siehe Legende).

**Abbildung 4.10:** Zeitspektren der Messung mit 1.1 PE LED-Intensität.

### 4.1.3 Ergebnisse

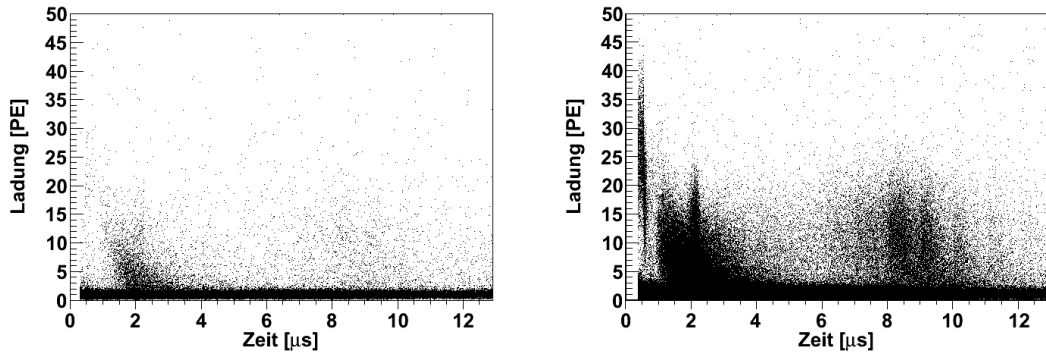
Das korrigierte Zeitspektrum der Messung mit 1.1 PE LED-Intensität ist in Abbildung 4.10a zu finden. Die Verteilung zeigt deutliche Strukturen, wobei sich in den ersten 2  $\mu$ s mit großer Häufigkeit Ereignisse finden lassen. Diese sind bereits in der Oszilloskopaufnahme Abbildung 4.1 auf Seite 27 erkennbar. Bei etwa 2, 6.5 und 8  $\mu$ s sind deutliche Peakstrukturen zu sehen. Abbildung 4.10b zeigt die zeitlichen Verteilungen der Nachpulse eines bestimmten Ladungsbereichs (siehe Legende). Die Histogramme entstammen der Messung mit der kleinsten LED-Intensität, da die Baseline nach einem Hauptpuls kleiner Ladung kaum überschwingt. Die Ladungsbestimmung der Nachpulse unterlag folglich nicht den Auswirkungen des Pulsringings und war präziser als bei Messungen hoher Lichtintensität. Bereiche großer Nachpulsladungen sind bei 500 ns, etwa 1.5 bis 2  $\mu$ s und 8.5  $\mu$ s zu finden. Zusätzlich sei vermerkt, dass Bereiche hoher Ladungen wie hier erkennbar nicht zwangsläufig mit den Peakstrukturen des gesamten Zeitspektrums zusammenfallen, aber in deren Umgebung zu finden sind.

Die Nachpulswahrscheinlichkeiten  $P$  in Tabelle 4.2 weisen nicht die nach Glg. (4.10) erwartete Linearität auf. Die Wahrscheinlichkeiten  $p_{spe}$  unterscheiden sich je nach eingefallener LED-Intensität. Wie sich in Abschnitt 4.4 zeigen wird, liegt dies im Wesentlichen an den zahlreichen Ereignissen während der ersten 2  $\mu$ s nach dem Hauptpuls.

Eine Korrektur der Ladungsspektren im Sinne der der Zeitverteilungen nach (4.3) konnte nicht vorgenommen werden. Trotzdem geben die gemessenen Verteilungen die zu erwartenden Größen der Nachpulsladungen wieder. Ein Ladungsspektrum der Nachpulse

**Tabelle 4.3:** Anteile bestimmter Ladungsbereiche an der Gesamtladung

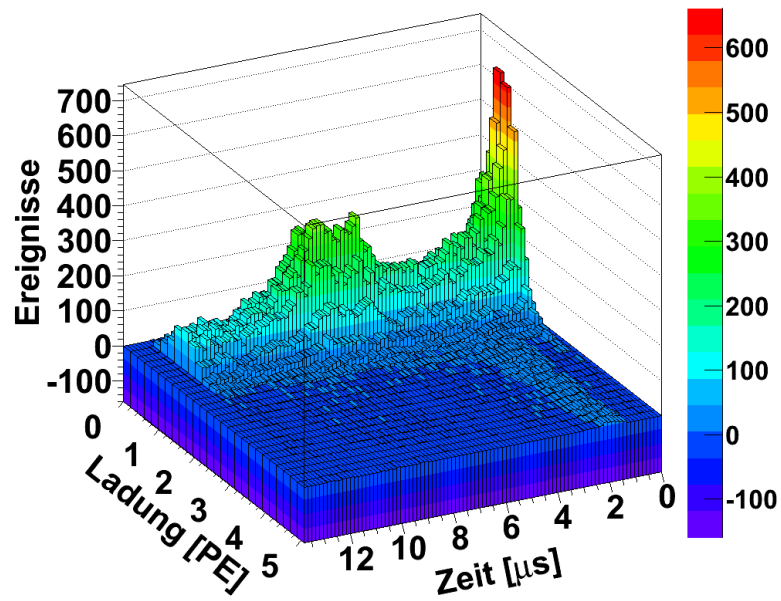
Messung	1	2	3	4
Intensität $I$ [PE]	1.09	6.91	12.46	17.42
Gaußfunktion 1 [%]	83.31	89.99	90.37	90.21
Gaußfunktion 2 [%]	5.38	1.74	1.18	1.56
Exponentialfunktion [%]	11.30	8.28	8.45	8.63
Ladung > 2 PE [%]	10.13	6.57	6.95	7.37
Ladung > 25 PE [%]	0.086	0.046	0.057	0.081

**(a)** Streudiagramm der Messung mit 1.1 PE LED-Intensität.**(b)** Streudiagramm der Messung mit 17.4 PE LED-Intensität.**Abbildung 4.11:** Streudiagramme der Nachpulse in Ladung und Zeit.

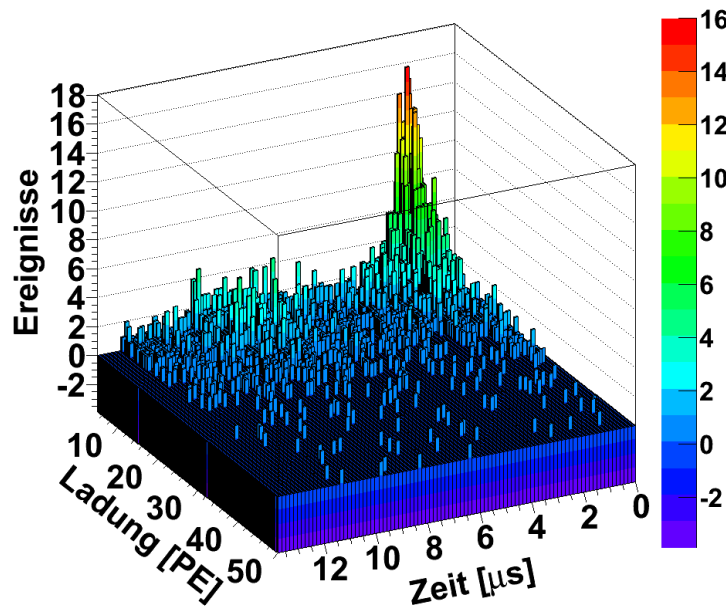
für die Messung mit 1.1 PE LED-Intensität ist in Abbildung 4.9b gezeigt. Dieses ist deutlich von Ereignissen mit kleinen Ladungen im SPE-Bereich dominiert. Dennoch lassen sich Nachpulse finden, in deren Fall mehrere Elektronen gleichzeitig freigesetzt wurden. Solche Nachpulse entstehen mit großer Wahrscheinlichkeit durch Restgasionisation und das Auftreffen der Ionen an der Kathode. Die Fitfunktionen der Ladungsverteilungen wurden über unterschiedliche Bereiche integriert, um die Anteile verschiedener Ladungsbereiche an der Gesamtladung miteinander zu vergleichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Die Abbildungen 4.11a und 4.11b stellen Streudiagramme  $(t, q)$  des zeitlichen Auftretens der Nachpulse  $t$  und deren Ladungen  $q$  dar. Das Streudiagramm der Messung mit der kleinsten LED-Intensität (1.1 PE, links) ist dem mit der größten (17.4 PE, rechts) gegenübergestellt. Beide weisen Nachpulse in den selben Regionen auf, lediglich die Anzahl der Nachpulse unterscheidet sich nach einfallender LED-Intensität und die Punktwolken werden an diesen Stellen dichter. Deshalb sind Bereiche häufig auftretender Nachpulse im rechten Streudiagramm deutlich dunkler schattiert.

Um Gebiete unterschiedlicher Ladungen und Zeitpunkte zu veranschaulichen können dreidimensionale Histogramme (siehe Abbildungen 4.12a und 4.12b) herangezogen werden. An der x-Achse ist Zeitpunkt des Eintreffens eines Nachpulses nach dem Primärpuls, an der y-Achse die jeweilige Ladung ablesbar. Die Höhe der Säulen in z-Richtung gibt die Zahl der Ereignisse  $(t, q)$  wieder. Die Farbskala richtet sich ebenfalls nach der Anzahl der Ereignisse.



(a) Histogramm der Ladungen von 0-5 PE.



(b) Histogramm der Ladungen von 5-50 PE.

Abbildung 4.12: Dreidimensionale Darstellung des Streudiagramms der Messung mit 1.1 PE LED-Intensität.

## 4.2 Modell zur Flugzeitbestimmung von Ionen im Photomultiplier

Beim häufigsten Prozess der Stoßionisation passiert das Elektron das Atom in großer Entfernung (im Vergleich mit der Größe eines Atoms). Das Elektron überträgt in diesem Fall neben der Energie welche die Ionisierung bewirkt nur wenig Impuls. Man kann also davon ausgehen, dass das ionisierte Atom aus der Ruhe im elektrischen Feld beschleunigt wird. Für die kinetische Energie des Ions gilt somit

$$\frac{1}{2}mv^2 = q \int_{s_0}^s \vec{E} d\vec{s}. \quad (4.12)$$

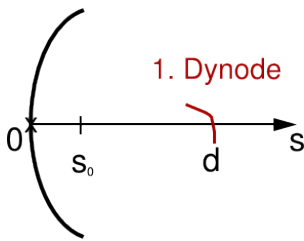
Dabei ist  $s_0$  der Ionisationsort und gleichzeitiger Startpunkt der Flugbahn des Ions. Betrachtet man nun das elektrische Feld entlang der Teilchentrajektorien im Photomultiplierinneren und nimmt an,  $\Phi(s)$  sei das elektrische Potential entlang einer solchen Trajektorie, so gilt

$$q \int_{s_0}^s \vec{E} d\vec{s} = q[\Phi(s_0) - \Phi(s)]. \quad (4.13)$$

Aus den Gleichungen (4.12) und (4.13) wird die Flugzeit  $\tau$  des Ions zurück zur Kathode ( $s = 0$ ) berechnet [Co73]:

$$\begin{aligned} \tau &= \left| \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{s_0}^0 \frac{ds}{\sqrt{\Phi(s_0) - \Phi(s)}} \right| \\ &= 7.2 \cdot 10^{-5} \left[ \frac{\text{s V}^{1/2}}{\text{m}} \right] \cdot \left| \sqrt{\frac{M}{Z}} \int_{s_0}^0 \frac{ds}{\sqrt{\Phi(s_0) - \Phi(s)}} \right|, \end{aligned} \quad (4.14)$$

mit der Ionenmasse  $M$  in atomaren Einheiten und der Ladung  $Z$ . Die Zeit zwischen dem Herauslösen des Photoelektrons und der Ionisation des Atoms wird vernachlässigt.



Da zwischen Kathode und erster Dynode die Flugbahn der Photoelektronen stark durch Fokussierelektronik beeinflusst wird [Ha08], ist es keine triviale Angelegenheit genaue Aussagen über das Feld im PMT zu machen. Um dennoch Abschätzungen bezüglich der Flugdauern machen zu können wurde angenommen, dass  $\Phi(s)$  proportional zur Flugstrecke  $s$  ist. Lediglich der Abstand  $d$  und die Potentialdifferenz  $V_0$  zwischen Kathode und Dynode müssen dann bekannt sein (die Kathode ist geerdet). Für das Potential gilt dann

$$\Phi(s) = V_0 \cdot \frac{s}{d}. \quad (4.15)$$

Für die Flugzeit der Ionen folgt somit

$$\begin{aligned} \tau &= 14.4 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{Mds_0}{ZV_0}} \\ \text{und } \Delta\tau &= \frac{1}{2}\tau \cdot \left[ \left( \frac{\Delta s_0}{s_0} \right)^2 + \left( \frac{\Delta d}{d} \right)^2 + \left( \frac{\Delta V_0}{V_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Anhand der Flugdauer eines Photoelektrons von der Photokathode bis zur ersten Dynode kann überprüft werden, ob das Modell realitätsnahe Ergebnisse liefert. Über die Zeitdifferenz zwischen sog. *Prepuls*<sup>5</sup> und gewöhnlichen Hauptpulsen weiß man, dass die gefragte Flugzeit für ein Elektron 30 ns beträgt. Die Flugzeit eines Photoelektrons  $\tau_e$  beträgt

$$\tau_e = \left| \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^d \frac{ds}{\sqrt{\Phi(s)}} \right| = 14.4 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{M}{V_0}} \cdot d. \quad (4.17)$$

Der Ionisationsort  $s_0$  hängt von der Energie des Photoelektrons ab. Die Wirkungsquerschnitte der Stoßionisation vieler Elemente nehmen ihre Maxima für eine Elektronenenergie 100 eV an [Be92]. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe von (4.15) der Abstand zur Kathode berechnet, an welchem das Elektron eine kinetische Energie von  $E_{\text{Elektron}} = (100 \pm 30)$  eV besitzt. Dieser Wert wurde anschließend als Startpunkt  $s_0$  der im Bereich zwischen Photokathode und erste Dynode entstandenen Ionen verwendet. Darüber hinaus sind Ionisationsprozesse an der ersten Dynode denkbar. Deshalb wurde als weiterer Startpunkt der Abstand  $d$  zwischen erster Dynode und Kathode gewählt. Eine Mehrfachionisation wurde im Falle der Restgasionisationen im Volumen nahe der Kathode nicht in Betracht gezogen. Der Wirkungsquerschnitt einer Zweifachionisation (weitere Ionisation eines Ions) ist meist um einen Faktor  $10\text{--}10^2$  kleiner als der der Einfachionisation [Neu84].

Die Spannung  $V_0$  zwischen Kathode und erster Dynode konnte anhand des Schaltplans des Spannungsteilers der Photomultiplier (siehe Anhang A) und der Gesamtspannung von  $(1300 \pm 100)$  V berechnet werden. Die Parameter ergaben sich zu:

$$d = 20 \pm 2 \text{ cm}; \quad s_0 = 3.9 \pm 1.3 \text{ cm}; \quad V_0 = 511.8 \pm 40 \text{ V}.$$

In den Tabellen 4.4 und 4.5 sind die Ergebnisse der Flugzeitberechnung für verschiedene Atome und Moleküle sowie das Photoelektron gezeigt. Die Auswahl der Atome wurde anhand der Wahrscheinlichkeit ihres Vorkommens im PMT getroffen (Bestandteile der Luft, Dynodenmaterial). Die Beschichtung der Dynoden besteht wie die Photokathode aus der Bialkaliverbindung Sb-K-Cs [St09].

Für das Photoelektron zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Wert von 30 ns. Im Nachpulsspektrum sind Peaks bei 2, 6.5 und 8  $\mu\text{s}$  zu erkennen. Des Weiteren sind im Streudiagramm bei knapp 550 ns gehäuft Nachpulse hoher Ladung zu sehen. Den berechneten Werten nach ergaben sich für die Nachpulse bei 550 ns eine Übereinstimmung mit der Flugzeit von Protonen. Diese könnten z. B. von Wassermolekülen, die an den Metalloberflächen angelagert waren, herrühren. Der Peak bei 2  $\mu\text{s}$  lässt sich mit den Werten von Methanionen ( $\text{CH}_4^+$ ) vereinbaren. Dies vermag zunächst aufgrund des geringen Methangehalts in Luft zu überraschen, deckt sich jedoch mit den Angaben von Photomultiplierherstellern [Ha09, Ph02]. Eine weitere Ionensorte, die in Frage käme sind Kaliumionen. Diese sind sowohl Teil der Kathoden- als auch der Dynodenbeschichtung.

Für die Nachpulse nach 6.5 und 8  $\mu\text{s}$  eignen sich als mögliche Quelle ausschließlich schwerere Elemente bzw. Moleküle oder Ionisationsorte in größerer Entfernung zur Kathode. Caesiumionen mit einer hier berechneten Flugdauer von knapp 6.5  $\mu\text{s}$  werden

---

<sup>5</sup>Prepulse können entstehen, wenn ein Photon kein Photoelektron an der Kathode herauslöst, sondern durch diese hindurch tritt. Trifft es anschließend auf die erste Dynode und erzeugt dort ein Photoelektron, so ist ein Puls kleiner Ladung wenige Dutzend Nanosekunden vor dem erwarteten Zeitpunkt des Eintreffens des Primärpulses zu sehen.



**Tabelle 4.4:** Ergebnis der Flugzeitberechnung mit Startpunkt  $s_0$

Teilchen	$M/Z$	$\tau$ [ns]	$\Delta\tau$ [ns]
Photoelektron	$5.49 \cdot 10^{-4}$	29.8	2.5
H <sup>+</sup>	1	562.6	98.4
H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2	795.6	139.1
He <sup>+</sup>	4	1125.1	196.7
CH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	16	2250.3	393.4
K <sup>+</sup>	19	2452.2	428.7
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	28	2976.8	520.4
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	32	3182.3	556.3
Ar <sup>+</sup>	40	3558.0	622.0
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	44	3731.6	652.3
Sb <sup>+</sup>	121.8	6208.6	1085.3
Cs <sup>+</sup>	133	6487.8	1134.1

**Tabelle 4.5:** Ergebnis der Flugzeitberechnung mit Startpunkt  $d$

Teilchen	$M/Z$	$\tau$ [ns]	$\Delta\tau$ [ns]
K <sup>3+</sup>	6.3	3202.9	258.8
K <sup>2+</sup>	9.5	3922.7	317.0
K <sup>+</sup>	19	5547.5	448.2
Sb <sup>3+</sup>	40.6	8109.3	655.2
Cs <sup>3+</sup>	44.3	8474.0	684.7
Sb <sup>2+</sup>	60.9	9931.9	802.4
Cs <sup>2+</sup>	66.5	10378.5	838.5
Sb <sup>+</sup>	121.8	14045.8	1134.8
Cs <sup>+</sup>	133	14677.3	1185.8

ebenfalls von den zuvor erwähnten Herstellern als Nachpulsquellen mit dieser charakteristischen Flugzeit genannt. Nimmt man als Startpunkt die Distanz zwischen Kathode und erster Dynode, so scheinen ausschließlich mehrfach geladene Ionen in der geforderten Zeit die Kathode zu erreichen. Als einzige Ionensorten kommen hier 3-fach geladene Antimon- oder Caesiumionen in Frage. Es darf jedoch angezweifelt werden, dass Ionen mehrfach positiver Ladung beim Beschuss einer Metalloberfläche mit Elektronen tatsächlich entstehen.

Welchen Ursprungs allerdings die Ereignisse sind, welchen den exponentiellen Abfall im Zeitspektrum bilden, konnte anhand der hier durchgeführten Berechnungen nicht ermittelt werden. Anhand von zusätzlichen Messungen mit dem Oszilloskop (siehe folgender Abschnitt 4.3) konnte jedoch ausgeschlossen werden, dass es sich hierbei um als Nachpulse fehlinterpretierte Ereignisse handelt.

Weitere Berechnungen, die einen alternativen Feldverlauf (ähnlich dem Feld zwischen den Elektroden eines Kugelkondensators) als Ausgangspunkt hatten, führten trotz einer komplexen Darstellung der Flugzeit  $\tau$  zu vergleichbaren Ergebnissen. Aus diesem Grund wurde hier auf eine zusätzliche Darstellung verzichtet.

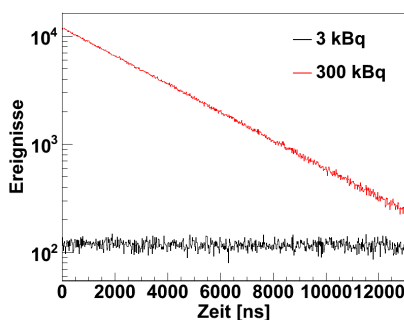
### 4.3 Messungen mit dem Oszilloskop Tektronix DPO 7104

Nachdem die Ergebnisse der Nachpulsmessungen mit dem VME-System ausgewertet waren und anhand von Flugzeitberechnungen Abschätzungen bezüglich bestimmter Ionen als Quellen der Nachpulse gemacht wurden, blieben weiterhin offene Fragen. Der Ursprung der Nachpulse, die kurz nach dem Primärpuls auftraten und den exponentiell abfallenden Verlauf in der Wahrscheinlichkeitsverteilung bildeten, war ungeklärt. In den Spektren Nachpulsmessungen<sup>6</sup> im Rahmen der PMT-Kalibrationen war ein solcher Verlauf nicht beobachtet werden [St09]. Für gewöhnlich erwartet man Peakstrukturen in der zeitlichen Nachpulsverteilung zu sehen. Andererseits war für Lumineszenzeffekte durch Beschuss des Dynodenmaterials mit Elektronen die Zeitkonstante des exponentiellen Abfalls mit 500 ns zu groß. Da die Ladungen dieser Pulse unabhängig von der Ladung des Hauptpulses etwa 1 PE betrug, konnte ausgeschlossen werden, dass es sich bei diesen Ereignissen um Reflektionen des Primärpulses handelte.

Durch die eingeschränkte Datenaufnahme eines Single-Hit-TDCs (siehe Seite 35) und ein dadurch modifiziertes Aufzeichnen des eigentlich gleichverteilten Dunkelrauschens konnte der Verlauf der Verteilung ebenfalls nicht erklärt werden. Zum einen müsste in diesem Fall zu Beginn jeder neuen Einzelmessung (also zu jeder angefangenen Mikrosekunde) in der Zeitverteilung ein solcher exponentieller Abfall zu sehen sein. Zum anderen ist die Dunkelrate von weniger als 3 kBq (siehe [St09]) im Faradayschen Käfig so niedrig, dass ein solcher Effekt nicht zustande kommen kann. Um dies zu veranschaulichen wurde in einer einfachen Simulation eine reine Dunkelratenmessung mit einem Single-Hit-TDC nachgestellt. Je nach Dunkelrate  $D$  ist die Wahrscheinlichkeit  $k$  Dunkelpulse innerhalb eines Zeitintervalls  $t_{tdc}$  zu messen poissonverteilt (siehe Gleichung (4.18)), das zeitliche Auftreten der Dunkelpulse selbst ist wiederum gleichverteilt:

$$p(k) = \frac{(D \cdot t_{tdc})^k}{k!} e^{-D \cdot t_{tdc}}. \quad (4.18)$$

Als Ergebnis der Simulation musste anschließend nur der Zeitpunkt des ersten im Zeitintervall  $t_{tdc}$  auftretenden Dunkelpulses histogrammiert werden. Für das Fenster der TDC-Messung  $t_{tdc}$  wurde die Zeitdauer von 13  $\mu$ s verwendet. In Abbildung 4.13 ist



**Abbildung 4.13:** Simulierte TDC-Messung.

das Histogramm von 2 Millionen simulierten TDC-Starts sowohl für eine Dunkelrate von 3 kBq als auch für 300 kBq gezeigt. Ein exponentieller Abfall der Ereignisrate ist im Falle einer Dunkelrate weniger Kilobecquerel noch nicht wahrnehmbar. Allerdings ist bereits am Oszilloskop erkennbar, dass in den ersten Mikrosekunden nach dem Hauptpuls verhältnismäßig viele Nachpulse auftreten. Um ausschließen zu können, dass es diese Ereignisse durch einen fehlerhaften experimentellen Aufbau aufgezeichnet werden, wurden mittels des Oszilloskops (siehe Kapitel 2) komplette Pulsformen aufgezeichnet und analysiert. Auf diese Weise konnte auch die Zeitverteilung der Nachpulse von

<sup>6</sup>Die Datenerfassung erfolgte mit Hilfe des Triggerboards.

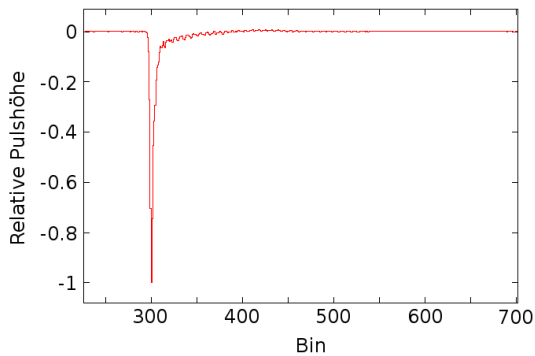
Dunkelrauschereignissen untersucht und somit gezeigt werden, dass ein Nachleuchten der verwendeten Lichtquelle nicht Ursprung des exponentiellen Anteils der Verteilung war.

#### Das Analyseprogramm `read-ap.c`

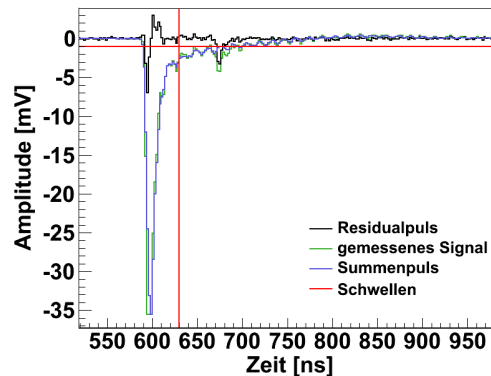
Für die Datenanalyse wurde das bereits verwendete Programm `read-scope.c` um einige weitere Funktionalitäten ergänzt. Das erweiterte Programm `read-ap.c` kann die am Oszilloskop aufgenommenen Pulsformen auf Nachpulse überprüfen und deren Ladung ermitteln. Im Folgenden werden die Eigenschaften der Nachpulsanalyse in Stichpunkten dargelegt:

- Zunächst wurde wie im Programm „`read-scope.c`“ der Hauptpuls gefunden und die Baseline subtrahiert.
- Aus allen Pulsformen wurde ein Summenpuls gebildet, der anschließend auf die Amplitude von 1 mV normiert wurde.
- Der Summenpuls wurde (wie in Punkt 4 und 5 genauer besprochen wird) zur Nachpulssuche verwendet. Die Nachpulse wurden allerdings nicht weiter analysiert, dieser Schritt in der Auswertung diente dazu einen Summenpuls aus allen Signalen *ohne* Nachpulse zu bilden. Dadurch erhielt man einen Summenpuls, der einer Pulsform ohne Nach- oder Latepulse am besten entsprach (siehe Abbildung 4.14a).
- In der entgeltigen Nachpulsauswertung wurde zunächst der Summenpuls mit der Amplitude des vorliegenden Hauptpulses multipliziert und von der Pulsform subtrahiert. Das so erhaltene Residuensignal konnte schließlich auf Nachpulse untersucht werden.
- Wurde ein Nachpuls mit einer Amplitude größer 5 mV gefunden, wurde dieser durch den in der Amplitude angepassten Summenpuls wie in Schritt 4 beschrieben „eliminiert“. Dadurch war es möglich zu verhindern, dass Rauschen auf der abfallenden Pulsflanke als Nachpuls fehlinterpretiert wurde. Gleichzeitig konnten in kurzer Distanz oder sogar noch auf der Flanke nachfolgende, echte Nachpulse besser diskriminieren werden.
- Die Nachpulse konnten in einem weiteren Schritt integriert und somit ihre Ladung bestimmt werden.

In Abbildung 4.14b ist das Beispiel einer Nachpulsanalyse gezeigt. In Grün ist das gemessene Signal dargestellt, diesem überlagert ist der in der Amplitude angepasste Summenpuls in Blau zu sehen. Das Differenzsignal beider Pulse ist der schwarz eingezeichnete Residualpuls. Bei etwa 600 ns liegt der Hauptpuls vor, bei knapp 670 ns befindet sich der als Nachpuls verzeichnete Puls. Die vertikale rote Linie kennzeichnet den Startpunkt der Nachpulsanalyse (in diesem Beispiel 40 ns nach dem Primärpuls), die horizontale Linie ist die Schwelle zur Nachpulsfindung, welche zu 1 mV gewählt wurde.



(a) Beispiel eines Summenpulses


 (b) Funktionsweise des Programms `read-ap.c`.

Für die Summenpulsbildung war es wichtig die Hauptpulse exakt übereinander zu legen. Als Orientierungspunkt wurde das Minimum der Pulse gewählt. Wurde ein Summenpuls für die Nachpulsuche subtrahiert, war ebenfalls das Minimum der Pulse der Überlagerungspunkt. Trotzdem konnte auch bei dieser Messung nicht beliebig nahe am Startpunkt des Primärpulses nach Nachpulsen gesucht werden. Im Fall von Messungen mit einer Lichtquelle konnte man allerdings bereits 20–40 ns nach dem Start des Hauptpulses mit der Nachpulsanalyse beginnen. Untersucht man das Nachpulsverhalten von Dunkelpulsen kam man sogar bis auf 10 ns an den Primärpuls heran.

Bei einer Analyse der Nachpulse von Dunkelrauschereignissen benötigt man zusätzlich einen Diskriminator als Oszilloskoptrigger. Die Dunkelpulse besitzen größtenteils eine Ladung von etwa 1 PE. Allerdings findet man auch Pulse wesentlich größerer Ladung, deren Auftreten sich durch Myonen, die an der Kathode auftreffen, erklärt werden können. Diese Ereignisse sind vergleichsweise selten, aber da sich diese Signale in ihrer Pulsbreite stark unterscheiden, wurden sie in der Auswertung übergangen. Durch ihre große Ladung unterliegen sie einem starkem Pulsringing, das eine einheitliche Summenpulsbildung zusätzlich erschweren würde.

Das Oszilloskop zeichnet mit einer Rate von wenigen Hertz Ereignisse auf und Nachpulse erster Ordnung lassen sich in einer Zeitskala von maximal 20  $\mu\text{s}$  finden. Es konnte somit davon ausgegangen werden, das bei der Messung der Nachpulse von Dunkelrauschereignissen nicht auf Nachpulse fehlgetriggert wurde. Gegenüber der Messung mit dem VME-System bot die Datennahme mithilfe des Oszilloskops mehrere Vorteile. Wie in Abbildung 4.14a zu erkennen ist, ist das Überschwingen („Ringing“) der Photomultiplierpulse von periodischer Natur. Die Minima und Maxima sind für Pulse gleicher Amplitude zu gleichen Zeitpunkten zu finden. Aus diesem Grund ist es durch die Bildung des Residualpulses möglich Einflüsse des Ringings auf die Ladungsbestimmung der Nachpulse zu minimieren. Da dabei auch die abfallende Pulsflanke subtrahiert wird, kann die Nachpulsanalyse näher am Hauptpuls erfolgen. Pro Ereignis konnten beliebig viele Nachpulse aufgenommen und untersucht werden, im Falle der TDC-Messungen immer nur der erste im Messbereich auftretende Nachpuls.

Auf der anderen Seite belegen Pulsformen erheblich mehr Speicherplatz als die Ausgabedateien einer QDC/TDC-Messung. Aus diesem Grund sind in den folgenden Histo-

grammen die Nachpulse von wenigen zehntausend Primärpulsergebnissen gezeigt. Die größte detektierbare Ladung war auf knapp 20 PE beschränkt, denn der Messbereich bezüglich der Amplitude musste so gewählt werden, dass auch Pulse von 1 PE Ladung identifiziert werden konnten. Um eine akkurate zeitliche Auflösung zu bewahren war der Messbereich auf 10  $\mu$ s begrenzt worden. Da zu einer Baselinebestimmung ausreichend Datenpunkte vor dem Hauptpuls vorliegen mussten, enden die Zeithistogramme bei knapp 9  $\mu$ s. Die Histogramme sind nicht bezüglich des übrigen Dunkelrauschens korrigiert worden.

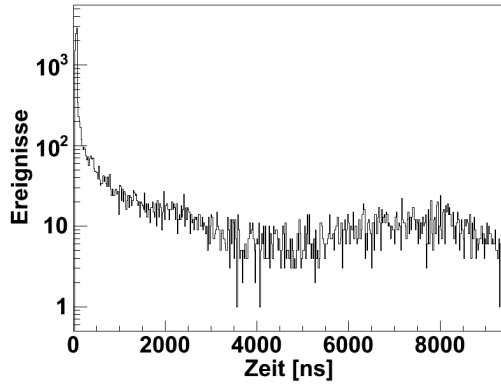
### 4.3.1 Ergebnisse

Im Anschluss an die Datenanalyse wurden die Zeitdifferenzen zwischen Hauptpuls und Nachpuls in Histogramme eingetragen. Abbildung 4.14a zeigt das zeitliche Nachpulspektrum einer Messung mit 2.2 PE LED-Intensität. Die Strukturen der Verteilungen der VME-Messungen sind auch hier erkennbar<sup>7</sup>. Der exponentiell abfallende Verlauf in den ersten Mikrosekunden ist deutlich zu erkennen. Er schließt bei etwa 70 ns unmittelbar an eine Vielzahl von Ereignissen an, die eine Art Stufe im Histogramm bilden. In Abbildung 4.14b sind die ersten 1000 ns der Verteilung dargestellt. Bei den Ereignissen bis 70 ns handelt es sich um die auf Seite 30 bereits erwähnten Latepulse. Sie treten weitaus häufiger als Nachpulse auf. Die Ladungsverteilung der Nachpulse kann in Abbildung 4.14e gefunden werden. Wie bereits in Abschnitt 4.1 angemerkt wurde, handelt es sich bei den meisten Nachpulsergebnissen um Pulse von etwa einem PE Ladung.

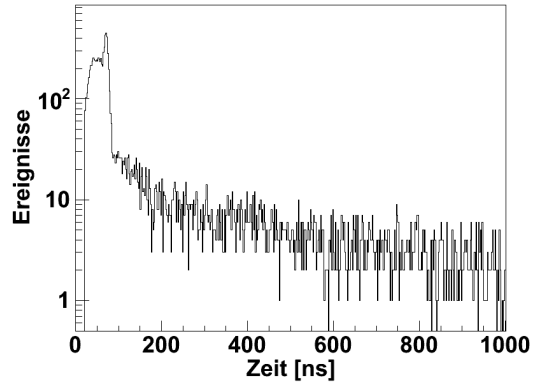
Um ausschließen zu können, dass der exponentielle Anteil der Verteilung durch ein Nachleuchten der Lichtquelle zustande kommt, wurde wie bereits erwähnt eine Messung der Nachpulse von Dunkelrauschereignissen vorgenommen. Das Ergebnis der Messung ist in den Abbildungen 4.14c und 4.14d dargestellt. Auch hier ist der abfallende Verlauf des Zeitspektrums zu finden. Die Peaks bei 6.5 und 8  $\mu$ s sind aufgrund der geringen Datenmenge noch nicht erkennbar. Der Zoom der Zeitachse in den Bereich von 0–1000 ns zeigt, dass es hier leichte Abweichungen zum Nachpulspektrum einer Messung mit gepulster Lichtquelle gibt. Zwar ist auch hier eine Art „Stufe“ bei 70 ns zu finden, jedoch handelt es sich bei den zahlenmäßig häufiger auftretenden Ereignissen nicht um Latepulse. Da bei dieser Messung auf das Diskriminatorsignal getriggert wurde, wurden Latepulse selbst als Hauptpulse aufgezeichnet. Allerdings kann sich bezüglich eines Latepulses die gesamte Nachpulsverteilung nach „links“, also zu kleineren Zeiten hin verschieben. Dies ist davon abhängig, ob Nachpulse im Bereich bis einschließlich der ersten Dynode oder erst im Elektronenmultiplier entstehen und davon ob das rückgestreute Photoelektron bei der Streuung Sekundärelektronen auslöst oder nicht. Die Ereignisse der Stufe bei 70 ns sind also keine Latepulse, wohingegen die Existenz der Stufe eine Folge des Auftretens von Latepulsen ist.

Die Ergebnisse zeigen, dass die mit dem VME-System gemessenen Nachpulse als solche verzeichnet werden können und ihr Ursprung nicht von der Quelle des Primärpulses oder einem Nachleuchten der Lichtquelle abhängig ist. Welcher physikalische Prozess allerdings Grund für den exponentiell abfallenden Verlauf zu Beginn der zeitlichen Nachpulsverteilung ist und warum dieser während der Kalibrationsmessungen nicht beobachtet wurde, konnte nicht geklärt werden.

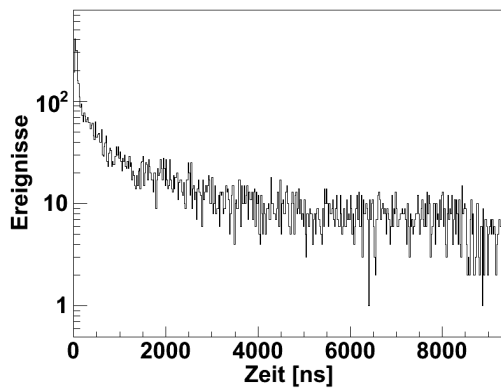
<sup>7</sup>Die in Abschnitt 4.1 angewandte Korrektur der Zeitspektren scheint somit keine Strukturen der Nachpulsverteilungen ausgelöscht zu haben.



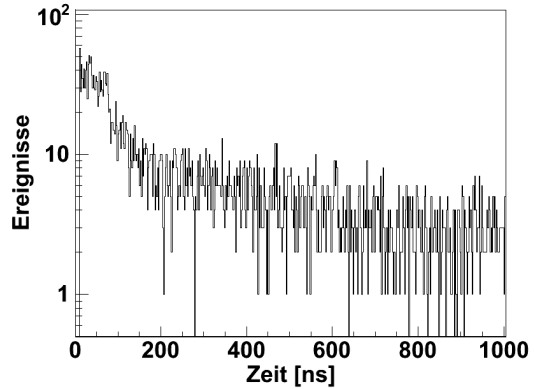
(a) Zeitliches Nachpulsspektrum der Messung mit 2.2 PE LED-Intensität.



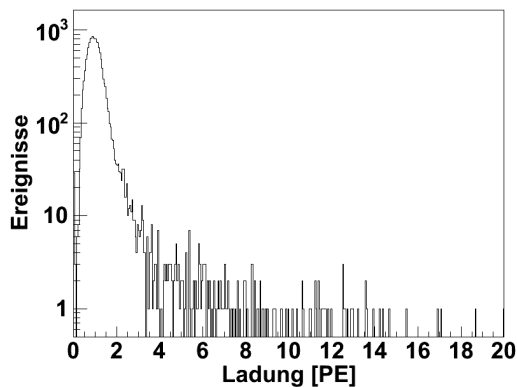
(b) Vergrößerte Ansicht: die erste Mikrosekunde des Spektrums aus Abbildung 4.14a.



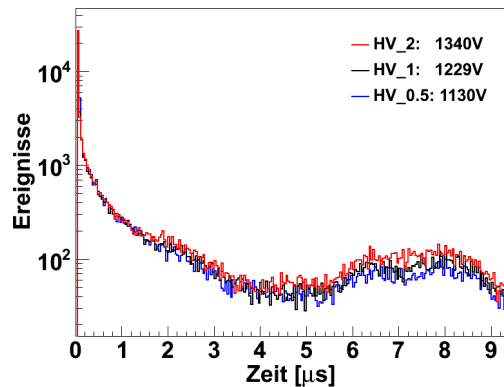
(c) Zeitliches Nachpulsspektrum der Messung von Nachpulsen des Dunkelrauschens.



(d) Vergrößerte Ansicht: die erste Mikrosekunde des Spektrums aus Abbildung 4.14c.



(e) Ladungsspektrum der Nachpulse der Messung mit 2.2 PE LED-Intensität.



(f) Nachpulsspektren (14.8 PE LED-Intensität) für unterschiedliche PMT-Hochspannungen.

Zuletzt sei auf Abbildung 4.14f verwiesen. Sie zeigt die Ergebnisse von Nachpulsmessungen für eine gleichbleibende Lichtintensität bei unterschiedlichen Hochspannungen. Die Hochspannungen wurden dabei in Abhängigkeit der Signalverstärkung gewählt. Im Double Chooz Experiment erfahren die Photoelektronen im Elektronenmultiplier eine Verstärkung von  $10^7$ , was in einem Ladungspuls von  $0.8 \text{ pC}$  pro Photoelektron am Ausgang des PMTs resultiert. Die Hochspannung welche diese Verstärkung ermöglicht ist hier mit HV\_1 betitelt. HV\_2 bezeichnet die Hochspannung doppelter Verstärkung, also  $1.6 \text{ pC}$  pro Photoelektron, HV\_0.5 dementsprechend der halben Verstärkung. Wie sich zeigt hat eine solche Variation der Spannung weder einen großen Einfluss auf die Zahl der Nachpulse, noch auf die Lage der Peakstrukturen.

## 4.4 Simulation des Nachpulsverhaltens im Double Chooz Experiment

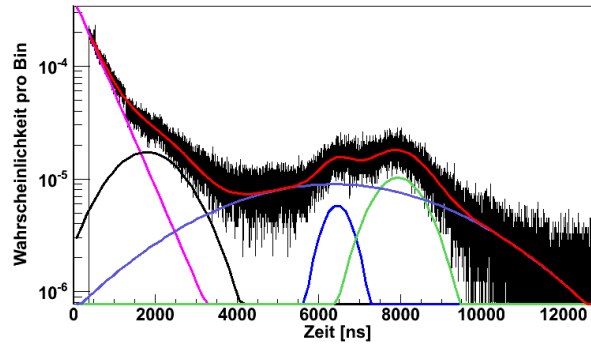
Um die Auswirkungen der Nachpulse auf das Double Chooz Experiment zu untersuchen, wurden die mit dem VME-System gewonnenen Daten (siehe Abschnitt 4.1) in eine Simulation der Nachpulsereignisse umgesetzt. In Abhängigkeit von der Anzahl an Photoelektronen wird die Zahl der Nachpulse im Zeitraum von  $375 \text{ ns}$ – $12.9 \text{ }\mu\text{s}$  berechnet. Anschließend wird das zeitliche Auftreten der Nachpulse und deren Ladung bestimmt. Unter Einbeziehung der Level-1-Triggerbedingungen ist es sodann möglich die Wahrscheinlichkeit eines Triggers durch Nachpulsereignisse der Zentraldetektorphotomultiplier zu ermitteln.

### 4.4.1 Simulation der Nachpulse

Damit die zeitliche Verteilung in die Simulation eingehen konnte, wurden alle vier Spektren der Messungen mit unterschiedlicher LED-Intensität gefittet. Drei der Peaks - bei  $2$ ,  $6.5$  und  $8 \text{ }\mu\text{s}$  - sind deutlich zu erkennen. Sie wurden durch Gaußfunktionen angepasst. Für die häufig auftretenden Ereignisse zwischen  $300$  und  $2 \text{ }\mu\text{s}$  wurde eine Exponentialfunktion der Fitfunktion hinzugefügt. Um eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen Fit und Daten zu erreichen wurde die Fitfunktion um eine weitere Funktion ergänzt. Diese hat keine physikalische Rechtfertigung, sondern dient der optimalen Beschreibung der Daten im Sinne der Simulation. Eine vierte Gausfunktion mit breiterer Standardabweichung als die der anderen erwies sich als ideal.

Die Standardabweichungen  $\sigma$  der einzelnen Gaußverteilungen, deren Mittelwerte und die Zeitkonstante  $\tau$  der Exponentialfunktion wurden vorbestimmt und den Fits als feste Parameter übergeben. Aus den Fits erhält man so die Amplituden der Gaußfunktionen und die Konstante der Exponentialfunktion. Ein Beispiel für einen solchen Fit ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Die Berechnung der Quotienten aus der Gesamtfläche unter einer Zeitverteilung und den Flächen der einzelnen Funktionen im Zeitraum von  $375 \text{ ns}$ – $12.9 \text{ }\mu\text{s}$  ergab die Anteile der Einzelfunktionen am Spektrum (siehe Tabelle 4.6).

Um die Ladungsverteilung der Nachpulse in der Simulation zu berücksichtigen wurde die zeitliche Nachpulsverteilung in mehrere Zeitintervalle eingeteilt. Diese Einteilung wird anhand der markanten Strukturen im Streudiagramm  $(t, q)$  festgelegt. Die Start-



**Abbildung 4.14:** Fit der zeitlichen Nachpulsverteilung der Messung mit 6.9 PE LED-Intensität

und Stopwerte der Zeitabschnitte sind in Tabelle 4.7 aufgelistet. Für jeden Zeitschnitt wurde die entsprechende Ladungsverteilung gefittet.

Die Ladungsverteilungen der Messungen mit 1.1 PE wurden bis auf Schnitt 1 allerdings nicht verwendet, da die Datenmenge nicht groß genug war. Anschließend wurden die Fitparameter der vier Messungen Abschnitt für Abschnitt gemittelt um die Ladungsverteilungen der Simulation festzulegen.

Der letzte Schritt war die Integration der Ladungsverteilungen zur Bestimmung der Anteile der einzelnen Fitfunktionen an der Gesamtladung (siehe Tabelle 4.8).

Im Folgenden soll die Funktionsweise der fertig gestellten Nachpulssimulation erläutert werden: Der Simulation wird zunächst die Zahl der Photoelektronen des Hauptpulses übergeben. In Abschnitt 4.1 wurde die Wahrscheinlichkeit  $p_{spe}$  bestimmt, dass ein Photoelektron einen Nachpuls erzeugt. Diese wurde für alle 4 Messungen mit unterschiedlicher Lichtintensität bestimmt, ihr Mittelwert beträgt  $\langle p_{spe} \rangle = (4.51 \pm 0.71) \%$ . Die Zahl der Nachpulse folgt einer Binomialverteilung  $B(k | n, p_{spe})$ . Dabei ist  $n$  die Zahl der Photoelektronen des Hauptpulses. Die Zahl  $k$  wird über einen Zufallszahlengenerator ermittelt und entspricht der Anzahl an Nachpulsen. Der Wert von  $\langle p_{spe} \rangle$  ist jedoch zu klein um die Nachpulswahrscheinlichkeiten höherer Intensitäten zu beschreiben. Grund dafür ist der Einfluss des Werts der 1.1 PE Messung, welcher nicht mal halb so groß wie die anderen Werte von  $p_{spe}$  ist, auf den Mittelwert  $\langle p_{spe} \rangle$ . Aus Tabelle 4.6 kann entnommen werden, dass auch prozentual gesehen die Messung mit 1.1 PE

**Tabelle 4.6:** Anteile der Funktionsintegrale am gesamten Integral des Zeitspektrums

Messung	Messwerte				Mittelwerte
	1	2	3	4	
Intensität $I$ [PE]	1.09	6.91	12.46	17.42	
Gaußfunktion 1 [%]	17.74	16.88	19.73	20.47	18.70
Gaußfunktion 2 [%]	4.76	2.59	3.06	3.37	3.45
Gaußfunktion 3 [%]	14.72	7.65	8.54	9.57	10.12
Gaußfunktion 4 [%]	43.31	27.56	26.62	27.27	31.19
Exponentialfunktion [%]	19.47	45.32	42.05	39.32	36.54



**Tabelle 4.7:** Abschnitte der unterschiedlichen Ladungsbereiche

Schnitt	1	2	3	4	5	6	7
Start [ns]	375	555	625	1096	4380	7890	10950
Stop [ns]	555	625	1096	4380	7890	10950	12900

**Tabelle 4.8:** Anteile der Fitfunktionen an der Gesamtladung des Schnitts Nr. 5

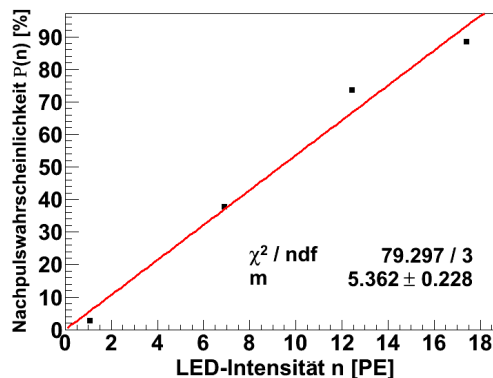
Messung	2	3	4	Mittelwert
Gaußfunktion 1 [%]	91.40	92.01	91.40	91.60
Gaußfunktion 2 [%]	6.00	5.58	6.26	5.95
Gaußfunktion 3 [%]	0.58	0.78	0.79	0.72
Exponentialfunktion [%]	2.02	1.62	1.55	1.73

abweichende Ergebnisse liefert. So ist z. B. der Anteil der Fläche unter der Exponentialfunktion deutlich geringer, als im Falle höherer Intensitäten.

Die Nachpulswahrscheinlichkeit  $p_{spe}$  wird deshalb über  $P(n)$  berechnet, wobei der Proportionalitätsfaktor von  $P(n)$  anhand linearer Regression (siehe Abbildung 4.15) gewonnen wird (der Achsenabschnitt ist Null; für lineare Regression siehe Abschnitt 5.2):

$$P(n) = (5.362 \pm 0.228)\% \quad \rightarrow \quad p_{spe} = 5.089\%.$$

Anschließend wird der Zeitpunkt und die Ladung jedes Nachpulses (im Zeitintervall 375 ns–12.9  $\mu$ s) bestimmt. Die Bestimmung der Nachpulse durch Nachpulse wird ebenfalls ausgeführt, dies geschieht indem die Ladung eines Nachpuls der Simulation übergeben wird (die Nachpulssimulation wurde rekursiv programmiert). Der Zeitpunkt des Nachpulses eines Nachpulses wird zum Zeitpunkt des Nachpulses 1. Ordnung addiert. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.16 im Vergleich mit den gemessenen Daten zu sehen.



**Abbildung 4.15:** Nachpulswahrscheinlichkeiten  $P(n)$  mit Regressionsgerade.

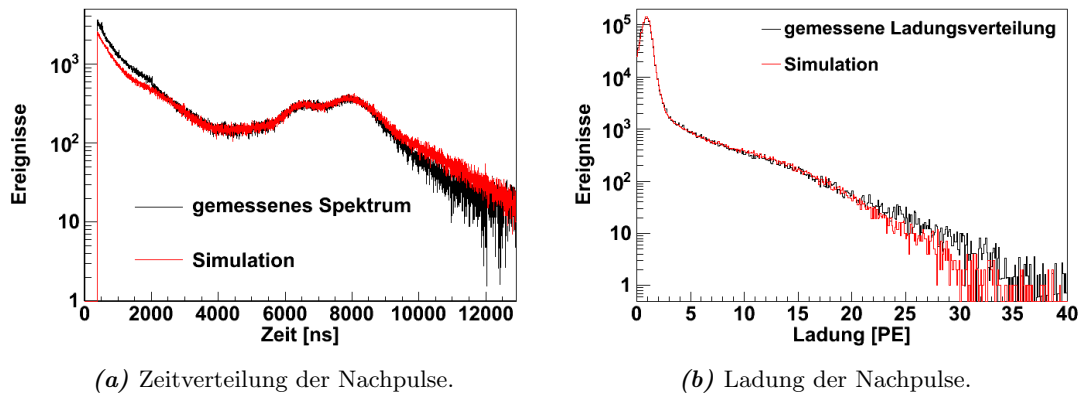


Abbildung 4.16: Vergleich der Simulation mit den gemessenen Daten, 12.46PE Hauptpuls

#### 4.4.2 Berücksichtigung der Triggerbedingung

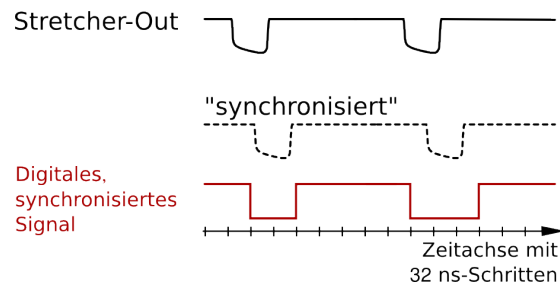
Für eine realitätsnahe Simulation ist es notwendig die Triggerentscheidung des Level-1-Trigger mit einzubeziehen. An dieser Stelle sei auch auf die Beschreibung des Trigger-Systems im Double Chooz Experiment auf Seite 66 im nachfolgenden Kapitel verwiesen. Eine detaillierte Beschreibung des Double Chooz Triggersystems kann in [Rei09] gefunden werden.

#### Der Double Chooz Level-1-Trigger

Im Double Chooz Experiment wird die Triggerentscheidung, die zur Aufzeichnung eines Ereignisses führt, durch den sog. Level-1-Trigger veranlasst. Das Trigger-Board des Inner Vetos und die beiden Trigger-Boards des Zentraldetektors können über eine logische „ODER“-Schaltung einen Trigger auslösen. Für die hier besprochene Simulation ist das Funktionsprinzip der Trigger-Boards des Zentraldetektors von Bedeutung. Die 390 Photomultiplier werden dazu in zwei Gruppen à 192 PMTs eingeteilt, wobei 6 PMTs ausgelassen werden müssen. Der Grund ist, dass durch die Frontend-Elektronik die Photomultiplier zunächst zu 16er-Gruppen zusammengefasst werden, wobei aus den PMT-Pulsen jeder Gruppe ein summiertes und modifiziertes Signal (sog. „Stretcher-Out-Signal“) gebildet wird, das anschließend an die Trigger-Boards weitergeleitet wird. Die Amplitude dieses Stretcher-Out-Signals ist dabei proportional zur Gesamtladung der Pulse einer solchen 16er-Gruppe. Insgesamt erhält man so 24 Stretcher-Out-Signale, die auf die beiden Zentraldetektor-Trigger-Boards aufgeteilt werden, welche in ihrer Arbeitsweise identisch sind.

Die Trigger-Boards bestehen im Inneren aus einem analogen und einem digitalen Teil, den Übergang zwischen beiden Bereichen bilden Diskriminatoren. Ein Board nimmt jeweils 12 Stretcher-Out-Signale<sup>8</sup> entgegen und führt sie zu einem Summensignal zusammen, dessen Amplitude mit vier Diskriminatorschwellen verglichen wird. Zugleich wird jeder der zwölf Kanäle separat mit zwei weiteren Diskriminatorschwellen (X- und Y-Schwelle genannt) verglichen. Nach der Diskriminierung liegen 28 digitale Kanäle vor, die anschließend mit der Systemuhr synchronisiert werden. Die Signal Synchronisation

<sup>8</sup>Aus historischen Gründen sind insgesamt allerdings 18 Eingänge an jedem der Trigger-Boards zu finden.



**Abbildung 4.17:** Synchronisation und Digitalisierung der Stretcher-Out-Signale.

erfolgt über die „Sync Clock“ („Synchronisationsuhr“), die ihrerseits wiederum von der Systemuhr abgeleitet wird, welche mit 62.5 MHz (was einer Periodendauer von 16 ns entspricht) getaktet ist. Die Sync Clock arbeitet mit einer Periodendauer von 32 ns und in Folge dessen werden digitale Signale, die bereits synchronisiert wurden, in Schrittweiten (Bins) von 32 ns ausgedrückt. Selbst wenn ein Signal nur für kurze Zeit über der Diskriminatorschwelle liegt, wird der 32 ns-Bin, in den die Schwellenüberschreitung zeitlich fällt, aktiviert. Für die digitalen Signale im Trigger-Board bedeutet dies, dass sie einer Mindestschrittweite von 64 ns Länge unterliegen, da die Stretcher-Out-Signale mit einer Länge von etwa 50 ns nie die Sync Clock Periode von 32 ns unterschreiten. Die Amplitude des im Trigger-Board gebildeten (analogen) Summensignals gibt eine Aussage über die von den PMTs detektierte Lichtmenge und ist deshalb proportional zur im Detektor sichtbaren Energie. Anhand der vier Diskriminatorschwellen<sup>9</sup> können die Ereignisse in Ereigniskategorien eingeteilt werden (siehe Abb. 4.18):

- Die niedrigste Schwelle ist der „Prescaled-Energy-Trigger“ und liegt unterhalb der 0.5 MeV „Low-Energy“-Schwelle. Hier wird nur jedes n-te Mal (die Zahl n steht noch nicht fest) ein Trigger ausgelöst und ermöglicht es u. a. die Triggereffizienz der „Low-Energy“ Schwelle zu bestimmen.
- Die Schwelle („Low-Energy“) bei 0.5 MeV befindet sich unterhalb der kleinstmöglichen Energie von 1.022 MeV der Elektron-Positron-Annihilation. Sie dient dazu das Positron des inversen  $\beta$ -Zerfalls zu detektieren.
- Eine sog. „High-Energy“-Schwelle bei 5 MeV soll „Neutron-artige“ Ereignisse als solche identifizieren. Im Mittel werden 8 MeV beim Neutroneneinfang durch Gadolinium frei.
- Alle Ereignisse oberhalb einer weiteren Schwelle („Very-High-Energy“) bei 50 MeV werden als Myonen eingeordnet.

Von den X- und Y-Schwellen ist derzeit nur die X-Schwelle belegt und für die Simulation von Bedeutung. Eine Überschreitung der vier oben genannten Diskriminatorschwellen ist alleine nicht ausreichend um einen Trigger nach sich zu ziehen. Zusätzlich muss eine *Multiplizitätsbedingung* erfüllt sein. Die Multiplizität  $N_x$  wird durch die Anzahl der Kanäle über der X-Schwelle bestimmt und kann Werte zwischen 0 und 12 annehmen. Die Multiplizitätsbedingung setzt voraus, dass die Multiplizität  $N_x$  größer oder

<sup>9</sup>Die Energieschwellen beziehen sich auf die im *gesamten* Detektor frei werdende Energie.

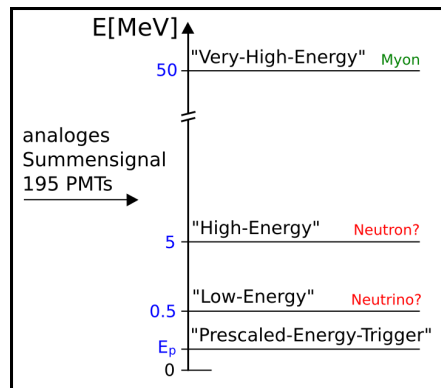


Abbildung 4.18: Triggerschwellen

gleich dem Multiplizitätsparameter  $M_x$  ist. Sie soll verhindern, dass einzelne, fehlerhaft arbeitende Photomultiplier Trigger erzeugen können. Es gilt

$$M_x = 2,$$

während die X-Schwelle auf 4 PE pro Kanal (entspricht  $\frac{1}{4}$  PE pro Photomultiplier) festgelegt wurde.

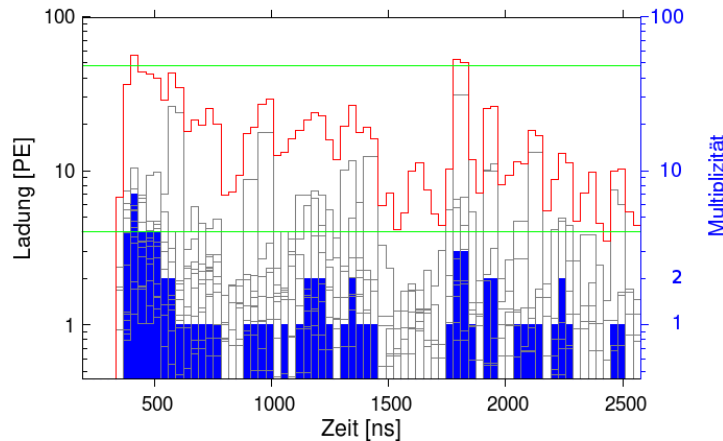
Um einen Trigger durch ein positron-ähnliches Ereignis zu erhalten, muss also die „Low-Energy“-Schwelle überwunden werden und gleichzeitig müssen sich mindestens zwei von zwölf Kanälen oberhalb der X-Schwelle befinden.

### Realisierung der Triggerbedingung in der Simulation

Zu Beginn der Simulation wird die Zahl der Photoelektronen der PMT-Hauptpulse festgelegt. Es wird davon ausgegangen, dass jeder Photomultiplier gleich viel Licht und ebenso die gleiche Anzahl Photoelektronen sieht. Die Erzeugung der Nachpulse eines Myonereignisses erfolgt anschließend in zwölf 16er-Gruppen. Für jede 16er-Gruppe wird ein Triggerboard-Kanal erstellt, indem alle Nachpulsergebnisse der 16 Hauptpulse addiert werden. Jeder Triggerboard-Kanal wird durch ein Datenfeld mit 1000 Elementen dargestellt, wobei ein Element einer Signallänge von 32 ns entspricht. Erfolgt ein Nachpuls zum Zeitpunkt  $t$  wird zum Element  $t/32$  (abgerundet) und zu dem darauf folgenden die Ladung des Nachpulses addiert. Auf diese Art werden zwei Schritte auf dem Weg zur Triggerentscheidung gleichzeitig ausgeführt:

- Synchronisation der Signale, indem jedes Element des Feldes 32 ns entspricht (Taktung der Sync Clock) und der Zeitpunkt  $t/32$  abgerundet wird.
- Nachahmung des Stretcher-Out-Signals, indem insgesamt zwei Elemente des Feldes im Wert erhöht werden (entspricht einem Signal mit einer Länge von 64 ns) und die Summe der Nachpulse von 16 PMTs gebildet wird.

Sind alle zwölf Felder der Triggerboard-Kanäle gefüllt, wird die Summe aus ihnen gebildet. Dies stellt die Summation zur gesamten Signalladung von 192 Photomultipliern nach. Zugleich werden die Triggerboard-Felder auf eine Überschreitung der X-Schwelle



**Abbildung 4.19:** Funktionsweise der Simulation: In Rot ist die Summe aller zwölf Triggerboard-Felder gezeigt. Die obere grüne Schwelle stellt die Low-Energy-Schwelle, die untere die X-Schwelle dar. In Grau sind die einzelnen Triggerboard-Felder gezeigt. Jede Überschreitung der X-Schwelle durch ein Triggerboard-Feld resultiert in der Erhöhung des Multiplizitätsfeldes (blau) um 1 im selben Element.

überprüft und falls dies eintritt das gleiche Element des Feldes „Multiplizität“ (mit ebenfalls insgesamt 1000 Elementen) um 1 erhöht.

Die Summe der Triggerboard-Felder wird über die Low-Energy-Schwelle von 48 PE diskriminiert. Gleichzeitig wird das Multiplizitätsfeld auf die Überschreitung der Multiplizitätsbedingung (derzeit gilt  $M_x = 2$ ) getestet. Treten beide Schwellenübertretungen zur gleichen Zeit (im selben Element) ein, wird ein Trigger verzeichnet. Bleiben für das direkt nachfolgende Element ebenso beide Schwellen überschritten, so wird kein neuer Trigger registriert. Es kann erst wieder ein Trigger erfolgen, wenn die Triggerbedingung nicht mehr erfüllt ist, d. h. entweder die Low-Energy-Schwelle unterschritten wurde *oder* die Multiplizität  $N_x$  kleiner 2 ist.

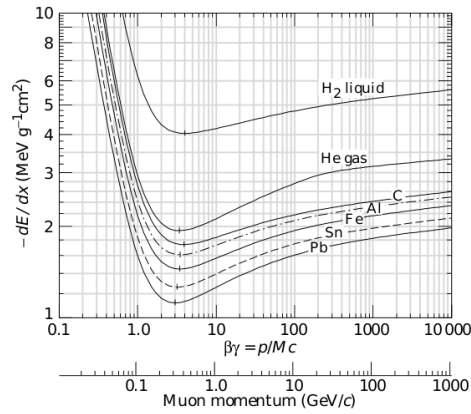
In Abbildung 4.19 wird die Funktionsweise der Simulation anhand eines Ereignisses verdeutlicht.

#### 4.4.3 Ergebnisse und deren Bedeutung für das Double Chooz Experiment

Durchquert ein kosmisches Myon den Zentraldetektor tritt es in Wechselwirkung mit der Szintillatorflüssigkeit. Durch Anregung oder Ionisation von Atomen der Szintillatorkomponenten verliert es auf seinem Weg Energie. Simulationen bezüglich des Myonenflusses sagen eine Rate von 5 Bq für das Targetvolumen des fernen Detektors und eine mittlere Myonenenergie von 61 GeV voraus [DC06]. Anhand der Bethe-Bloch-Gleichung (siehe Abb. 4.20) lässt sich der Energieverlust des Myons pro Weglänge durch den des minimal ionisierenden Myons von

$$\frac{dE}{dx} \approx 2 \text{ MeV/cm}$$

nährungsweise beschreiben. Mit jedem zurückgelegten Zentimeter deponiert das Myon also ca. 2 MeV Energie im Detektor. Dies entspricht wiederum einem Photoelektron



**Abbildung 4.20:** Energieverlust eines Myons in Materie nach der Bethe-Bloch-Gleichung (entnommen aus [PDG08]).

pro Photomultiplier.

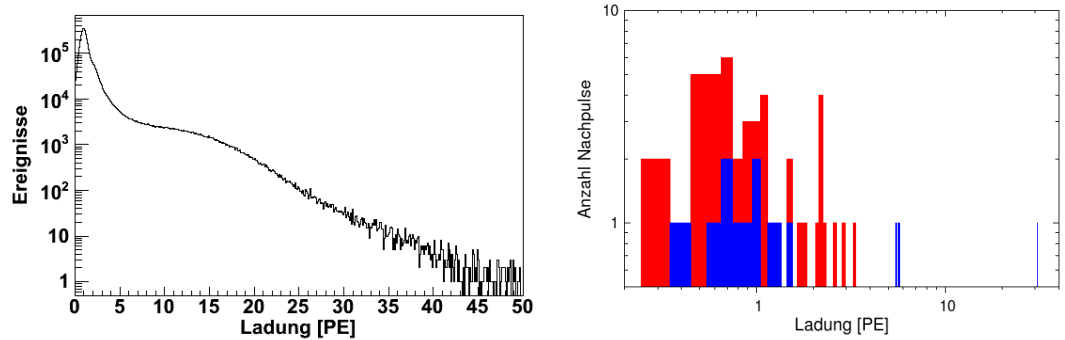
Der Acrylzylinder des  $\gamma$ -Catchers ist 3.422 Meter hoch und besitzt einen Durchmesser von 3.374 Metern. Daraus ergibt sich eine maximale Wegstrecke von 4.806 Metern für das Myon, wenn es den  $\gamma$ -Catcher diagonal durchquert. D. h. es kann davon ausgegangen werden, dass Ereignisse mit knapp 480 Photoelektronen pro Photomultiplier möglich sind. Im Rahmen dieser Simulation wurden die Triggerschwelle der Positronkandidaten für 100, 200 und 480<sup>10</sup> Photoelektronen pro Photomultiplier getestet.

Die Ergebnisse zeigen, dass positive Triggerentscheidungen durch Nachpulse von Myonereignissen keine Seltenheit sind. In Abbildung 4.21a ist die Ladungsverteilung aller zu einem Triggerereignis beitragenden Nachpulse zu sehen. Sie ähnelt der Ladungsverteilung aller Nachpulse aus Abbildung 4.9b, jedoch sind Ladungen im Bereich von 2 als auch bei 15–20 PE häufiger vertreten. Dass sowohl wenige Nachpulse, aus denen mindestens einer eine relativ große Ladung besitzt, als auch viele Nachpulse kleinerer Ladung einen Trigger auslösen können zeigt Abbildung 4.21b. Durch die große Anzahl an Photoelektronen im Primärpuls durch ein Myonereignis ist die Nachpulswahrscheinlichkeit entsprechend hoch, sodass es keine Bedingung ist, dass mindestens einer der Nachpulse eine Ladung von mehreren PE besitzt.

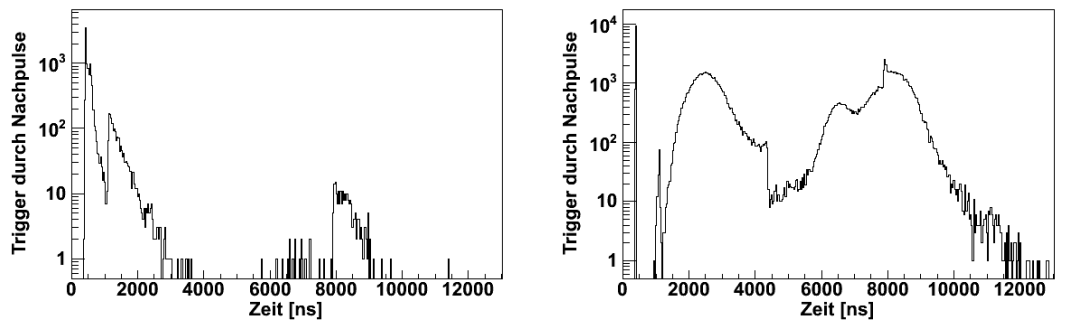
Die Abbildungen 4.21c und 4.21d zeigen das zeitliche Auftreten der Triggerereignisse für eine Primärpulsladung von 100 und 480 Photoelektronen. Wie erwartet treten Triggerschwellenüberschreitungen an Orten hoher Nachpulswahrscheinlichkeit wie auch in Bereichen großer Nachpuls Ladungen auf. Steigt die Ladung des Hauptpulses werden Trigger mit größerer Häufigkeit verzeichnet und im Histogramm der Triggerereignisse wird die Peakstruktur der Nachpulsverteilung deutlich erkennbar. In Regionen von Nachpuls großer Ladung ist die Triggerwahrscheinlichkeit zusätzlich erheblich erhöht (wie etwa in Abb. 4.21d bei 2.5  $\mu$ s).

Die Lücke bei 1–1.5  $\mu$ s in Abbildung 4.21d entsteht nicht durch ein Ausbleiben der Schwellenüberschreitung, sondern durch eine fehlende Freigabe des Triggers zum er-

<sup>10</sup>Dies würde bedeuten, dass die Ladung des Photomultipliersignals nicht mehr linear ist (siehe Kapitel 3). An der Photokathode werden dennoch 480 Photoelektronen ausgelöst. Geht man davon aus, dass die meisten Nachpulse noch vor dem Elektronenmultiplier erzeugt werden, dürfte die Nichtlinearität keinen Einfluss auf die Nachpulswahrscheinlichkeit haben.



(a) Ladungen aller Nachpulse, die zu einem Triggerereignis beitragen. (b) Histogramme der Nachpulsladungen zweier Triggerereignisse jeweils in Rot und Blau.

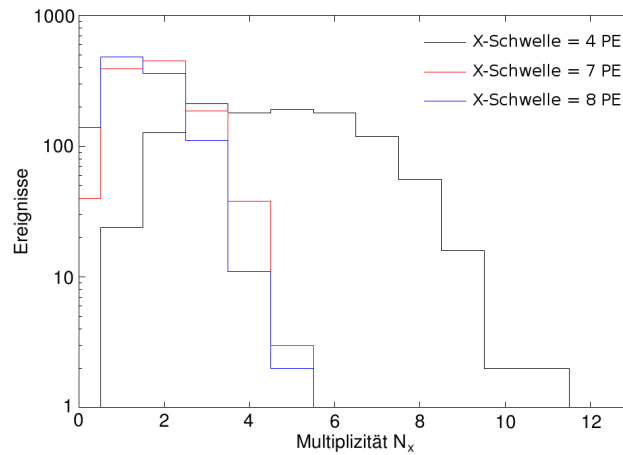


(c) Zeitliches Auftreten der Triggerereignisse bei einer Hauptpulsladung von 100 PE pro PMT. (d) Zeitliches Auftreten der Triggerereignisse bei einer Hauptpulsladung von 480 PE pro PMT.

**Abbildung 4.21:** Ergebnisse der Simulation mit Triggerbedingung

neuten Aufbau eines Triggerereignisses. Nachpulse sind in diesem Bereich so häufig, dass die Triggerbedingung dauerhaft erfüllt ist. Die Kanten bei knapp 4.5 und 8  $\mu$ s bilden sich, da an diesen Stellen zwei unterschiedliche Ladungsbereiche der Simulation aufeinander treffen und haben aus diesem Grund keine physikalische Relevanz. Die hier gezeigten Histogramme wurden aus den beobachteten Triggern von  $10^4$  Myonereignissen erzeugt.

Um den Einfluss der Triggerbedingungen auf die Triggerhäufigkeit zu untersuchen, wurden sowohl die X-Schwellen als auch die Multiplizitätsbedingung bei einer Hauptpulsladung von 100 PE verändert. Die Low-Energy-Schwelle wurde belassen. In Abbildung 4.22 sind die Multiplizitäten  $N_x$  für unterschiedliche X-Schwellen im Fall des Überschreitens der Low-Energy-Schwelle gezeigt. Die derzeitige X-Schwelle beträgt 4 PE, was im Mittel 1/4 PE pro Photomultiplier eines Triggerboard-Kanals entspricht. In diesem Fall wird für nur 2.2 % der Low-Energy-Schwellen-Überschreitungen *kein* Trigger ausgelöst ( $N_x < M_x = 2$ ). Für eine X-Schwelle von 7 PE sind es dagegen bereits 39.0 % und für eine Schwelle von 8 PE (1/2 PE pro PMT) mit 56.1 % mehr als die Hälfte. Wie sich an diesen Beispielen zeigt ist eine Erhöhung der X-Schwelle alleine nicht ausreichend um Triggerereignisse durch Nachpulse zu eliminieren. Die Schwelle zum Positronkandidaten überschreitet die Summe aller Nachpulse für ein Primärpulssignal von 10 PE allerdings nie.



**Abbildung 4.22:** Multiplizitäten  $N_x$  für unterschiedliche X-Schwellen im Fall einer überschrittenen Low-Energy-Schwelle (Primärpulsladung von 100 PE).

**Abbildung 4.23:** Trigger durch Nachpulse: Simulation von 1000 Myonereignissen mit unterschiedlichen Schwellenbedingungen

Hauptpulsladung [PE]	Multiplizitätsbed. $M_x$	X-Schwelle [PE]	Anzahl Trigger
100	2	4	1092
200	2	4	6000
480	2	4	13716
100	5	4	637
200	5	4	4357
480	5	4	10019
100	5	6	51
200	5	6	1951
480	5	6	7792
100	5	8	4
200	5	8	1247
480	5	8	7194
100	6	7	0
200	6	7	1214
480	6	7	6432



In Tabelle 4.23 sind die Zahl an Triggerereignissen für unterschiedliche X-Schwellen und Multiplizitätsbedingungen von 1000 simulierten Myonereignissen aufgeführt. Die Simulation wurde für ein Triggerboard vorgenommen, d.h. bezüglich des gesamten Detektors kann die Anzahl an Nachpulstriggern doppelt so hoch sein, da beide Triggerboards über ein logisches „ODER“ unabhängig voneinander eine Triggerentscheidung herbeiführen können.

Ebenso wie eine alleinige Erhöhung der X-Schwelle die Triggerrate nicht ausreichend drosseln kann, ist eine Steigerung der zum Trigger erforderlichen Multiplizitäten allein nicht genügend. Kombinationen verschiedener Bedingungen zeigen, dass für  $M_x = 5$  und einer X-Schwelle von 6 PE die Zahl der Triggerereignisse bei einer Primärpulsladung von 100 PE auf 5% der Myonereignisse reduziert werden kann. Erst bei einer Multiplizitätsbedingung von  $M_x = 6$  und einer X-Schwelle von 7 PE tritt unter 1000 Myonen kein Triggerereignis mehr auf, allerdings nur für 100 PE des Hauptpulses. Erzeugt das Myon mehr Szintillationslicht werden weiterhin Trigger durch Nachpulse erzeugt.

Um die hier gezeigten Ergebnisse in ihrer Bedeutung bewerten zu können, muss in Erwägung gezogen werden, dass Triggerereignisse unterschiedlicher Energieschwellen einer Hierarchie unterliegen. Ist die Very-High-Energy-Schwelle überschritten, so sind im Triggerwort auch die Bits der energetisch niedriger liegenden Schwellen aktiviert. Ein Ereignis im Low-Energy-Bereich kann nicht detektiert werden, denn der Trigger ist für diese Ereignisse erst wieder „scharf“ sobald die Bedingungen der Positron-Schwelle nicht mehr erfüllt sind. Ein Hauptpuls großer Ladung zieht ein enormes Überschwingen des Photomultipliersignals nach sich. Unregelmäßigkeiten der Baseline sind die Folge, deren Auswirkungen auf das Triggerverhalten wenige Mikrosekunden nach dem Primärpuls nicht vorhergesagt werden können. Ob eine Akkumulation von Nachpulsen nun tatsächlich zu unerwünschten Triggerereignissen führen werden kann erst mit dem Start des fernen Double Chooz Detektors endgültig beantwortet werden. Die hier durchgeführten Berechnungen zeigen jedoch eine mögliche Problematik auf, welche bei der Inbetriebnahme und Feineinstellung des Triggersystems bedacht werden sollte.



## Kapitel 5

# Von der Zentraldetektor-Datennahmekette zum „Super Vertical Slice“

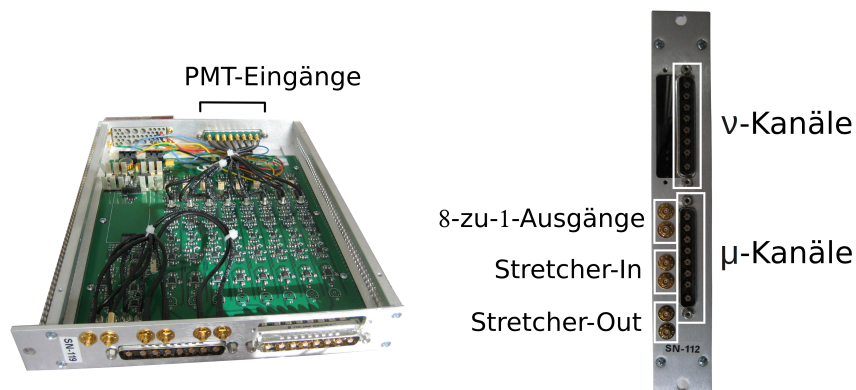
Im Double Chooz Zentraldetektor observieren insgesamt 390 Photoelektronenvervielfacher das Szintillationslicht der Neutrino- und Untergrundereignisse. Die dadurch als elektrische Pulse gewonnenen Informationen werden an die Frontend-Elektronik weitergegeben und dort so aufbereitet, dass sie die Form besitzen, die vom nachgeschalteten Datennahme- und Triggersystem benötigt wird.

Um die vollständige Datennahmekette schon vor der Inbetriebnahme des fernen Double Chooz Detektors testen zu können, wurde am PMT-Teststand am MPIK Heidelberg der „Super Vertical Slice“ (siehe Abschnitt 5.3) aufgebaut. Bestehend aus 30 Photomultipliern, 4 Frontend-Boards und 4 Flash-ADCs ließen sich bereits vorab Tests zur Kompatibilität einzelner Elemente durchführen. So konnte vor der endgültigen Frontend-Produktion der damalige Prototyp erstmals mit 8 Eingangssignalen unterschiedlicher PMTs getestet werden, ohne ein Fan-Out-Modul zur Vervielfältigung eines Signals verwenden zu müssen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind Messungen an den Photomultipliern (Kapitel 3 und Kapitel 4) und der Frontend (Abschnitt 5.2) durchgeführt worden. Im Folgenden wird zunächst die Datennahmekette des Zentraldetektors beschrieben. Anschließend wird die Messung der Verstärkungsfaktoren der Frontend-Elektronik und ihre Ergebnisse erläutert. Im letzten Abschnitt wird auf den „Super Vertical Slice“ und insbesondere die Vorbereitung und Nutzung eines mit Targestszintillator gefüllten Acrylbehälters eingegangen.

### 5.1 Die Zentraldetektor-Datennahmekette des Double Chooz Experiments

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Komponenten der Datennahmekette der Double Chooz Zentraldetektoren genauer besprochen. Insgesamt kommen im Double Chooz Experiment 48 Frontend-Boards mit jeweils 8 und 2 Frontend-Boards mit je 3 Eingangs-



**Abbildung 5.1:** Frontend-Elektronik des Double Chooz Experiments

kanälen zum Einsatz. Die Ereignisse werden dann im Falle einer erfüllten Triggerbedingung von knapp 50 Flash-ADCs zwischengespeichert, die anschließend ausgelesen werden, um die Daten entgültig zu sichern.

Auf die separate Myon-Elektronik soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden.

### 5.1.1 Die Frontend-Elektronik

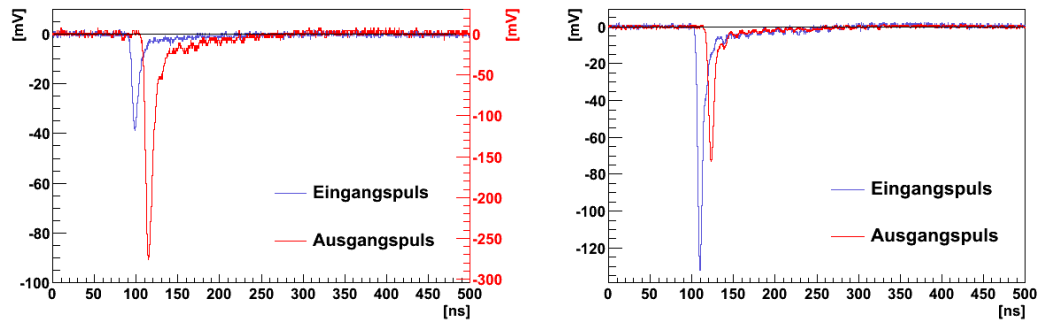
Die Frontend-Elektronik wurde von einer Gruppe der Drexel University, USA, entwickelt. Sie besitzt zwei wichtige Aufgaben: einerseits verarbeitet sie die von den Photomultipliern kommenden Signale so weiter, dass sie für die Datennahme geeignet sind. Andererseits stellt sie dem Trigger-Board ein Signal bereit, welches die Triggerentscheidung beeinflussen wird. Ein Frontend-Board besitzt acht Eingänge, an die jeweils ein Photomultiplier angeschlossen wird. An der Vorderseite befinden sich acht  $\nu$ -Kanal-Ausgänge, acht  $\mu$ -Kanal-Ausgänge, zwei 8-zu-1-Ausgänge und jeweils zwei Anschlüsse für Stretch-In und -Out.

#### Die $\nu$ -Kanäle

Bei den  $\nu$ -Kanälen handelt es sich um die Ausgänge, von denen Pulse in Dimension der Neutrinoereignisse an die Datensicherungselektronik weitergegeben werden. Da sich diese in der Größenordnung weniger Millivolt befinden, sind sie zu klein, um vom Flash-ADC mit ausreichender Exaktheit aufgenommen zu werden. Dieser bietet eine Auflösung von knapp 4 mV pro digitaler Schrittweite (1 Volt auf 8 Bit), was einem unverstärkten Puls eines SPE-Ereignisses entspricht. Damit diese Ereignisse nicht im Rauschen untergehen, liefern die  $\nu$ -Kanäle analog verstärkte Pulse (siehe Abbildung 5.2a). In Abschnitt 5.2 werden die Messungen des Verstärkungsfaktors von 12 Frontend-Boards erläutert und die Ergebnisse vorgestellt.

#### Die $\mu$ -Kanäle

Während die Signale an den Ausgängen der  $\nu$ -Kanäle verstärkt vorliegen, findet man sie an den  $\mu$ -Kanälen (siehe Abbildung 5.2b) abgeschwächt vor. Die Ausgangssignale dieser Kanäle werden anschließend an die  $\mu$ -Elektronik weitergegeben, die sich von der



(a)  $\nu$ -Kanal, der blaue Eingangspuls ist der schwarzen Ordinate links zugeordnet, der rote Ausgangspuls der roten Ordinate, rechts.

(b)  $\mu$ -Kanal

**Abbildung 5.2:** Beispiele für Ein- und Ausgangssignale der Frontend-Boards

übrigen Elektronik des Zentraldetektors unterscheidet. Dadurch ist es möglich, die bis zu mehrere hundert Millivolt großen Untergrundereignisse durch Myonen aufzuzeichnen, ohne dass die Pulse durch Sättigungseigenschaften der Elektronik abgeschnitten werden.

Die Messergebnisse des Verstärkungsfaktors der  $\mu$ -Kanäle von 4 Frontend-Boards wird in Abschnitt 5.2 diskutiert.

### 8-zu-1 und Stretcher

Die analoge Summe der acht PMT-Signale, die an das Frontend-Board angeschlossen sind, werden am 8-zu-1-Ausgang ausgegeben. Die 8-zu-1-Ausgänge von zwei unterschiedlichen Boards werden in die beiden Stretcher-In-Anschlüsse eines der beiden Boards geführt, wobei die Stretcher-In-Anschlüsse des anderen Boards unverwendet bleiben. Am Stretcher-Out-Anschluss des zweiten Boards wird man so das Signal einer Gruppe aus 16 Photomultipliern vorfinden, welches an das Trigger-Board weitergeleitet wird.

Aufgabe des Stretcher-Signals ist es, die Triggerentscheidung durch Triggerschwellenüberschreitung zu ermöglichen. Deshalb ist es ein Signal mit steiler Flanke und einem Plateaubereich, dessen Amplitude proportional zur Ladung der am Stretcher-In-Anschluss eingehenden Pulse ist.

### 5.1.2 Trigger-System und Datennahme

Zusammengenommen kommen fünf VME64x Crates beim Betrieb des Trigger- und Datennahmesystems zum Einsatz: ein Crate steht dem Trigger-System zur Verfügung, das zweite wird für die Flash-ADCs des Inner Vetos verwendet, die restlichen drei sind für die Flash-ADCs des Zentraldetektors. Jedes der Crates bietet bis zu 18 Flash-ADCs Platz und besitzt einen Crate-Controller, dessen Funktion es ist, die Flash-ADCs auszulesen und den Level-2-Trigger Algorithmus (siehe unten) auszuführen. Anschließend gibt er die Daten weiter, damit sie letztendlich im Massenspeicher gesichert werden können.

## Das Trigger-System

Abgesehen von kleinen Korrekturen ist die im Zentraldetektor deponierte Energie proportional zur gesamten Lichtmenge, die von den Photomultipliern aufgenommen wird. Deshalb besteht das grundlegende Prinzip des Double Chooz Triggers aus drei Schritten: Summation der Ladung aller PMT-Signale, Triggerentscheidung anhand von Energieschwellen, Festlegen der zu speichernden Datenmenge je nach Klassifikation des Ereignisses. In gewisser Weise trägt deshalb schon die Frontend-Elektronik zur Triggerbildung bei, denn sie übernimmt mit der Bereitstellung des Stretcher-Out-Signals (Summe der Ladung von 16 Photomultipliern) eine wichtige Aufgabe. Das Trigger-System selbst besteht aus zwei Komponenten, dem Level-1-Trigger und einem Software-Trigger (Level-2-Trigger) und ist eine Entwicklung von Gruppen der RWTH (Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule) Aachen und des Astroparticle and Cosmology Laboratory (APC), Paris.

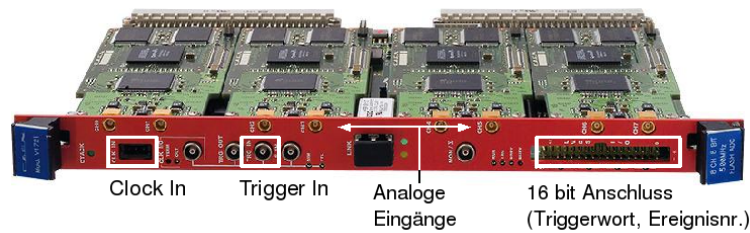
Der Level-1-Trigger setzt sich aus zwei Trigger-Boards (Trigger-Board A und B) für insgesamt 384 Zentraldetektor-PMTs, einem Trigger-Board für das Inner Veto und dem Trigger-Master-Board zusammen. Trigger-Board A und B sind einer Gruppe von jeweils 192 Photomultipliern fest zugeordnet. Die sich daraus ergebende „Doppelung“ der Triggerereinheiten des inneren Detektors ermöglicht die Bestimmung der Triggereffizienz und ist zugleich eine Absicherung gegen Datenverlust im Falle von Hardwarefehlern. Das Trigger-Master-Board führt alle Informationen der drei Trigger-Boards zusammen und bildet daraus ein 32-Bit Triggerwort; die Triggerentscheidung selbst wird durch eine logische ODER-Verschaltung aller Trigger-Boards gebildet.

Grundsätzlich führen alle Trigger zur Erfassung von Daten. So werden auch im Falle von kosmischen Myonen, die das Detektorinnere durchqueren, die Ausgängssignale der  $\nu$ -Kanäle von den FADCs aufgezeichnet. Lediglich die gespeicherte Datenmenge und deren Format unterscheidet sich je nach Klassifizierung des Ereignisses, um die Summe aller Informationen handhabbar zu machen. Diese Aufgabe übernimmt der Level-2-Trigger (deshalb auch „Data Reducer“ genannt), der sich in Form eines Software-Algorithmus auf jedem der Crate-Controller befindet. Das Triggerwort und die Zeitabstände zwischen den einzelnen Triggern beinhalten die nötigen Informationen um Neutrinoandidaten von Myonen o. ä. zu unterscheiden und festzulegen, in welchem Umfang das Datenmaterial in den Massenspeicher übergeht.

## Die Flash-ADCs

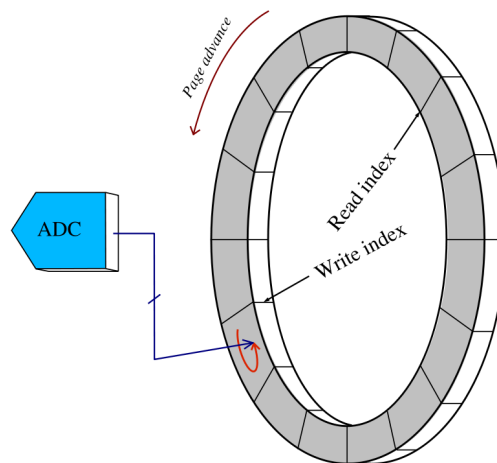
Zwischen den einzelnen Ebenen des Trigger-Systems mit Level-1- und Level-2-Trigger, kommen die Flash-ADCs (kurz FADCs) zum Einsatz. Sie sind für die Digitalisierung der Photomultipliersignale zuständig.

Die FADCs des Double Chooz Experiments sind eine gemeinsame Entwicklung von APC (Paris) und der Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari (CAEN), Italien. Es handelt sich dabei um VME64x Module (Modell V1721) mit einer Speichertiefe von 8 Bit, die mit einer Samplingrate von 500 MHz betrieben werden (zeitliche Schrittweite von 2 ns). Die FADCs werden durch den Level-1-Trigger mit 62.5 MHz getaktet und sind somit synchronisiert.



**Abbildung 5.3:** Flash-ADCs des Double Chooz Experiments (bearbeitet, im Original zu finden in [Rei09])

Jeder der FADCs besitzt 8 Kanäle mit jeweils einem Ringspeicher (siehe Abbildung 5.4), der in 1024 Untereinheiten (Blöcke) eingeteilt ist. Jeder Block selbst dient wiederum als Ringspeicher von 2KBit Größe, also finden in einem Block 4096 ns Daten Platz. Während des Betriebs werden die eingehenden Daten in einen Block geschrieben; ist der Speicherplatz voll, wird die selbe Untereinheit von vorne neu überschrieben (deshalb der Name „Ringspeicher“). Erfolgt ein Triggersignal, verbleiben die vergangenen 4096 ns auf dem aktuellen Block als gespeichert, die Datennahme springt zum nächsten Block, der seinerseits auch wieder rotierend beschrieben wird. Zeitgleich werden bereits entgültig gefüllte Speicherblöcke über ein VME-Bussystem nacheinander ausgelesen und können erst danach wieder neu beschrieben werden. Die Datennahme wird frei von Totzeiten sein, solange der Ausleseprozess schnell genug abläuft. Alle Ereignisse werden zusammen mit der Ereignisnummer und dem zugehörigen „Trigger-Time-Tag“ wegschrieben, worüber sich die zwischen zwei Triggern vergangene Zeit rekonstruieren lässt, was der Suche nach Koinzidenzen dient.



**Abbildung 5.4:** Ringspeichereigenschaft der FADCs (entnommen aus [Rei09])

## 5.2 Die Verstärkungsfaktoren der Frontend-Elektronik

Im Double Chooz Experiment werden im Falle eines Triggers alle vorliegenden Ereignisse von den FADCs aufgezeichnet. Diese besitzen einen Messbereich von 0–1 Volt bei einer Speichertiefe von 8 Bit. Dies bedeutet, dass die Auflösung der Spannungspulse auf eine minimale Schrittweite von knapp 3.9 mV beschränkt ist, was der Amplitude eines Single-Photoelectron-Ereignisses entspricht. Trotz der beachtlichen Spannweite zwischen „kleinen“ Signalen, wie denen der Neutrino-Kandidaten, und den bis zu über 100 PE großen durch kosmische Myonen, ist es durch die Frontend-Elektronik (siehe Abschnitt 5.1.1) möglich all diese Ereignisse erfassbar zu machen. Während die Signale an den Ausgängen der  $\nu$ -Kanäle verstärkt vorliegen, sind die der  $\mu$ -Kanäle abgeschwächt. Für die Ladungsrekonstruktion der einzelnen Ereignisse spielen diese Verstärkungsfaktoren eine entscheidende Rolle. Wichtig ist hierbei u. a. Schwankungen zwischen den verschiedenen Boards oder gar innerhalb eines Boards ausschließen zu können.

Die Messungen der Verstärkungsfaktoren der Frontend-Kanäle, die zu den FADCs führen, werden in diesem Kapitel erläutert. Die erste fertiggestellte Charge an Frontend-Boards wurde von den USA aus mit Zwischenstopp am MPIK Heidelberg nach Chooz geschickt. Am MPIK wurden an 11 Boards alle 88  $\nu$ -Kanäle getestet. Nach der Installationsphase der Elektronik in Chooz, wurden vier der Boards für den „Super Vertical Slice“ zurück nach Heidelberg gesandt und es wurden die Verstärkungsfaktoren von 32  $\mu$ -Kanäle gemessen. Aus Tabelle 5.1 lässt sich entnehmen, bei welchen der Boards Messungen der  $\nu$ - oder  $\mu$ -Kanäle durchgeführt wurden.

*Tabelle 5.1:* gemessene Kanäle der Frontend-Boards

Serien Nr.	SN102	SN103	SN104	SN106	SN107	SN108	SN109
$\nu$ -Kanäle	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$\mu$ -Kanäle	-	✓	-	-	-	✓	✓
	SN110	SN111	SN112	SN117			
	✓	✓	✓	✓			
	-	✓	-	-			

### 5.2.1 Die Messung

Um die Verstärkungsfaktoren der Frontend-Kanäle zu bestimmen, wurden Signale des Photomultipliers GE0231 verwendet. Diese wurden ohne zusätzliche 10-fach-Verstärkung direkt an eines der Fanout-Module weitergegeben. Drei der Fanout-Ausgänge wurden anschließend an die PMT-Eingänge auf der Rückseite der Frontend-Module geführt, der vierte Fanout-Ausgang ging unmittelbar an einen Kanal des Oszilloskops. Jeder Eingang der Frontend besitzt jeweils einen  $\nu$ - und einen  $\mu$ -Kanal-Ausgang an der Vorderseite, die an die übrigen drei freien Kanäle des Oszilloskops angeschlossen werden konnten. Die Verwendung des Fanout-Moduls ermöglichte es, die Ein- und Ausgangspulse der Frontend direkt zu vergleichen. Dies bot den Vorteil, dass 1000 aufgenommene Ereignisse pro Messung ausreichend waren, um genügend Datenpunkte für eine aussagekräftige Datenanalyse eines Kanals gesammelt zu haben. Mehrfachmessungen mit



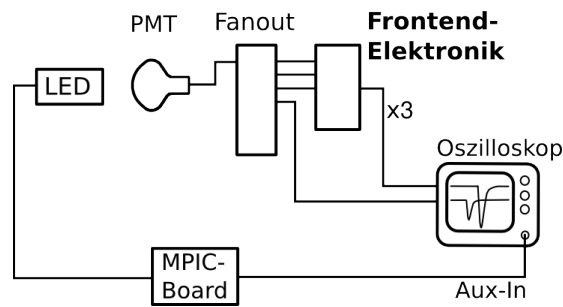
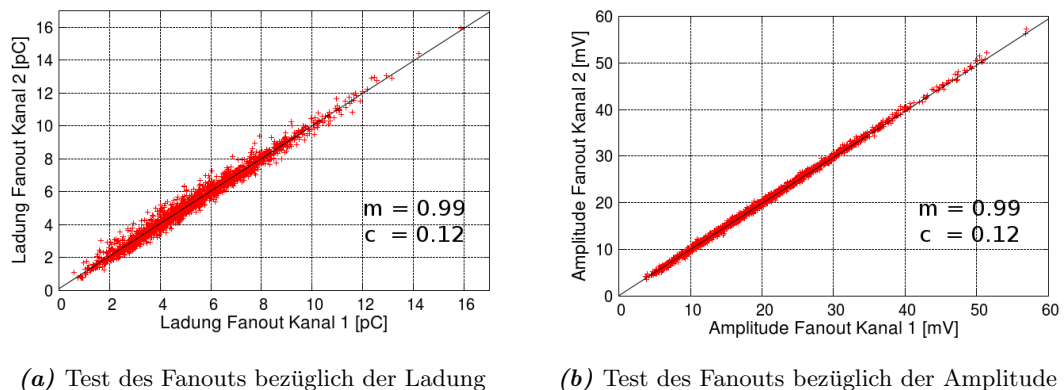


Abbildung 5.5: Skizze des experimentellen Aufbaus



(a) Test des Fanouts bezüglich der Ladung

(b) Test des Fanouts bezüglich der Amplitude

Abbildung 5.6: Test der Fanout Kanäle 1 und 2

unterschiedlichen Intensitäten und das Mitteln bzw. Fitten der dadurch erhaltenen Verteilungen fallen weg. Die Intensitätsverteilung der Lichtquelle, die nicht scharf ist und über einen Bereich variiert, lieferte eine ausreichende Zahl an unterschiedlichen Pulshöhen um später die Verstärkungsfaktoren durch einen linearen Fit zu ermitteln. Dennoch wurde an einem der  $\nu$ - und einem der  $\mu$ -Kanäle jeweils vier Messungen mit unterschiedlich hohen Intensitäten unternommen, um deren Linearitätsverhalten bis hin zur Nichtlinearität zu überprüfen.

Indem Vergleichsmessungen unter den Ausgängen des Fanout-Moduls gemacht wurden, konnte ausgeschlossen werden, dass Abweichungen zwischen den Fanout-Kanälen existieren, die einen Einfluss auf die Messungen haben könnten (siehe Abbildung 5.6).

Das LED-Board diente als Lichtquelle, das MPIC-Board als LED-Trigger, wobei eines der TTL-Signale via AUX-Eingang des Oszilloskops die Messung triggerte. Da auch das unverstärkte Signal des Photomultipliers aufgenommen werden musste und es ferner Pulse in der Größenordnung weniger Photoelektronen unter den Ereignissen gab, wäre die Auflösung der FADCs nicht ausreichend gewesen. Das Oszilloskop erwies sich aus diesem Grund für die Datennahme geeigneter als die Flash-ADCs.

### 5.2.2 Datenanalyse

Die Analyse der Pulsformen, die mit dem Data Logger Programm des Tektronix Oszilloskops aufgenommen wurden, erfolgte wie schon in Kapitel 3 durch das Programm `read-scope.c`. Die dabei gewonnenen Daten konnten anschließend über lineare Regres-

sion und die Verwendung des Datenanalyseprogramms ROOT weiter bearbeitet werden. Das Programm `read-scope.c` wurde für diese Auswertung noch einmal modifiziert.

### Optimierung des Programms `read-scope.c`

Optimierungen am Programm `read-scope.c` gewährleisteten eine exaktere Baseline-Korrektur und dadurch auch eine bessere Startpunktfindung der Pulse. Darüber hinaus wurde die Pulsintegration verändert und verbessert. Diese Neuerungen sollen hier kurz aufgelistet und erklärt werden.

- Eine grobe Baselinebestimmung über die ersten Datenpunkte eines Signals wurde von einer groben Pulssuche bzw. Startpunktsuche durch Pulshöhendiskriminierung gefolgt.
- Die präzisere Baseline wurde anschließend kurz vor dem PMT-Puls bestimmt und vom gesamten Signal subtrahiert.
- Eine exaktere Startpunktbestimmung des Pulses wurde erzielt, indem vom zunächst grob ermittelten Startpunkt ausgehend dekremental der Ort des Nulldurchgangs des Pulses gesucht wurde.
- Das Integral der Pulsform zur Ladungsbestimmung wurde mittels einem größeren, etwa 300–400 ns breiten Zeitfenster, bestimmt. Der Algorithmus integrierte dabei über das gesamte Zeitfenster, gab letztendlich allerdings das maximale Integral aus. Das Maximum der Ladungsintegration wird als die Ladung interpretiert, die man bei einer Integration bis zum Nulldurchgang der abfallenden Flanke des Pulses erhalten würde. Eine zu weit gehende Integration, bis in den Bereich des überschwingenden Teils des Signals (sog. „Ringing“, siehe Kapitel 3), konnte so vermieden werden.

### Berechnung der Verstärkungsfaktoren

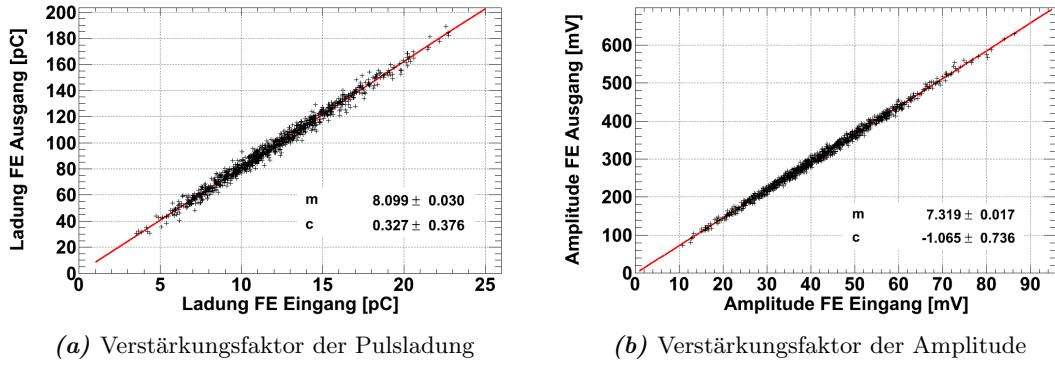
Da von einem linearen Zusammenhang zwischen den Datenpunkten  $(x_i, y_i)$ ,  $i = 1, \dots, n$  auszugehen ist, wurde im Anschluss an die Pulsanalyse für jeden Frontend-Kanal der Verstärkungsfaktor durch lineare Regression berechnet. Minimierung der quadratischen Summe der Residuen  $S$

$$S = \sum_{i=1}^n (y_i - f(x_i))^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - mx_i - c)^2 \quad (5.1)$$

bezüglich der Parameter  $m$  und  $c$  führt zu den Lösungen für Steigung und Achsenabschnitt der Regressionsgeraden:

$$\begin{aligned} \hat{c} &= \bar{y} - \hat{m}\bar{x}, \\ \hat{m} &= \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Die Größen  $\bar{y}$  und  $\bar{x}$  sind die arithmetischen Mittelwerte der Messwerte  $y_i$  und  $x_i$ , der Parameter  $\hat{m}$  entspricht dem Verstärkungsfaktor.



**Abbildung 5.7:** Datenpunkte und Regressionsgeraden am Beispiel des  $\nu$ -Kanals 8 des Frontend-Boards SN104

Die Abweichung des Verstärkungsfaktors  $\Delta\hat{m}$  wurde anschließend durch die Fehlerrechnung der Maximum-Likelihood-Methode [Blo98] bestimmt. Grundlegende Annahme ist dabei, alle Fehler  $\sigma_y$  seien gleich. Die Log-Likelihood-Funktion lautet für diesen Fall

$$\ell(m, c) = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - mx_i - c)^2}{2\sigma_y^2} + konst. \quad (5.3)$$

Für  $m = \hat{m}$  und  $c = \hat{c}$  nimmt sie ihr Minimum an. Geht man in das Schwerpunktsystem mit Koordinatenursprung  $(\bar{x}, \bar{y})$  über, so vereinfacht sich die Rechnung erheblich, denn es gilt in diesem Fall  $c = 0$ .

Gleichung (5.4) beschreibt den Zusammenhang zwischen der Log-Likelihood-Funktion  $\ell(m)$  und ihrer Variation in der Umgebung des Minimalwerts  $\hat{m}$  um kleine  $r \cdot \Delta m$ :

$$\ell(\hat{m} \pm r \cdot \Delta m) = \ell(\hat{m}) + \frac{1}{2}r^2. \quad (5.4)$$

Bestimmt man nun die Abweichung der Variablen  $\hat{m}$  um  $r$  Sigma (später  $r = 1$ ), so erhält man

$$\Delta m = r \cdot \sigma_y \cdot \sqrt{\frac{1}{\sum (x_i - \bar{x})^2}}. \quad (5.5)$$

Da man zu Beginn der Rechnung keine Aussage über die Größe der Fehler der  $y_i$  gemacht hatte, wurden die Werte für  $\Delta m$  für den Fall  $\sigma_y = 1$  berechnet und anschließend mit einer Korrektur

$$\Delta m = \Delta m(\sigma_y = 1) \cdot \sqrt{\frac{\chi^2}{ndf}} \quad (5.6)$$

versehen ( $ndf$  ist die Zahl der Freiheitsgrade). Diese Berichtigung zielt darauf ab genau die Werte für  $\Delta m$  zu ermitteln, die man erhalten würde, wären die Fehler  $\sigma_{y,i}$  so gewählt worden, dass  $\frac{\chi^2}{ndf} = 1$ .

### 5.2.3 Ergebnisse

#### $\nu$ -Kanäle

Die Ergebnisse der insgesamt 11 getesteten Boards sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Auf der x-Achse ist das jeweilige Board verzeichnet, die Nachkommastelle der Daten-

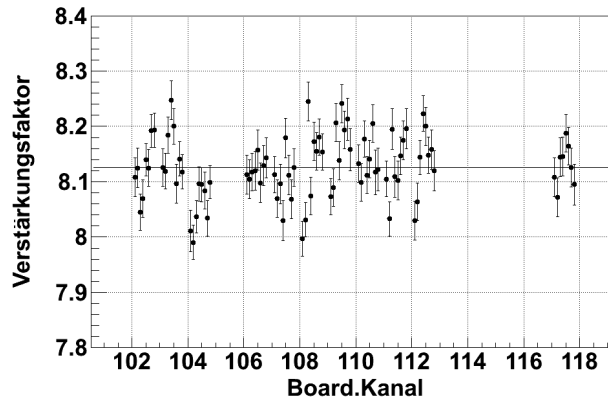
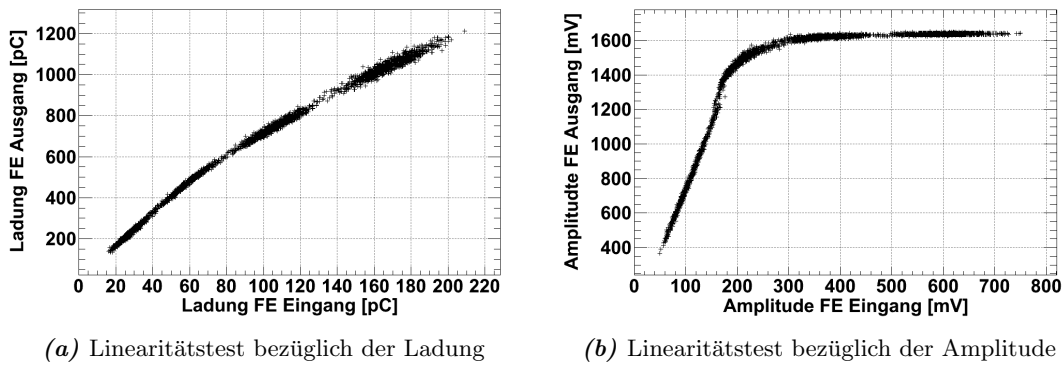


Abbildung 5.8: Verstärkungsfaktoren der  $\nu$ -Kanäle aller 11 getesteten Boards.



(a) Linearitätstest bezüglich der Ladung

(b) Linearitätstest bezüglich der Amplitude

Abbildung 5.9: Linearitätstest des  $\nu$ -Kanäls 8 an Board SN104

punkte entspricht der Kanalnummer. In y-Richtung ist der berechnete Verstärkungsfaktor angegeben, wie auch der Mittelwert aller 88 Kanäle eingezeichnet.

Die berechneten Werte wurden zu mittleren Verstärkungsfaktoren  $\langle G_\nu \rangle$  bzw.  $\langle G_\mu \rangle$  zusammengefasst. Für die Verstärkung von Ladung und Amplitude der 88  $\nu$ -Kanäle erhält man

$$\begin{aligned} \langle G_{\nu, Ladung} \rangle_{88} &= 8.1258 \pm 0.0060 ; & \sigma_{\nu, Ladung} &= 0.0565 \text{ (0.696\%)} \\ \langle G_{\nu, Amplitude} \rangle_{88} &= 7.1733 \pm 0.0166 ; & \sigma_{\nu, Amplitude} &= 0.1553 \text{ (2.165\%)} . \end{aligned}$$

Der Verstärkungsfaktor bezüglich der Amplitude ist kleiner als der der Ladung. Im Falle des mittleren Verstärkungsfaktors der  $\nu$ -Kanäle  $\langle G_{\nu, Ladung} \rangle$  wurde eine Varianz kleiner ein Prozent ermittelt.

Die Abbildungen 5.9a und 5.9b zeigen Ladung und Amplitude der Pulse am Frontend-Ausgang als Funktion der Pulsladungen bzw. -amplituden am Frontend-Eingang. Insgesamt setzt sich der Datensatz aus vier Messungen mit jeweils unterschiedlichen LED-Intensitäten zusammen und ermöglicht auf diese Weise die Untersuchung des Linearitätsverhaltens der Frontend-Kanäle. In beiden Fällen ist der Übergang zur Nichtlinearität zu erkennen, wobei die Unstetigkeit bei etwa 160 mV in Abbildung 5.9b durch das Verstellen des Messbereichs am Oszilloskop erklärt werden kann, da dies eine Verschlechterung der Auflösung zur Folge hatte. Der Sättigungsbereich wird die Amplitude

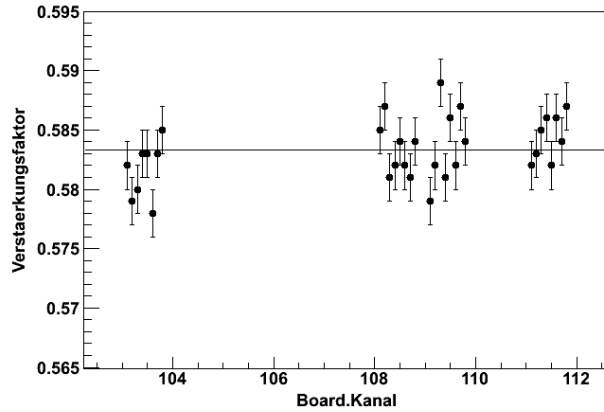


Abbildung 5.10: Verstärkungsfaktoren der  $\mu$ -Kanäle der 4 getesteten Boards.

betreffend bereits bei etwa 300 mV (entsprechen ungefähr 75 PE) Pulshöhe des Eingangssignals erreicht, was unterhalb der Sättigungsschwelle des Photomultipliers liegt. Dieser Effekt kann deshalb als Eigenschaft der Frontend-Elektronik verstanden werden. Das gesättigte Ausgangssignal der Frontend besitzt eine Pulshöhe von etwa 1600 mV. Bezüglich der Amplitude kann für Pulshöhen von bis zu 1200 mV am Frontend-Ausgang eine Linearität der Ein- und Ausgangsamplituden gewährleistet werden. Umgerechnet würde ein Singal von etwa 40 Photoelektronen am Eingang der Frontend solche Ausgangspulse erzeugen. Hinsichtlich der Pulsladungen liegt die Obergrenze der Linearität bei Ausgangssignalen von 550 pC. Dies bedeutet dass in Bezug auf die Signalladungen länger von von einem linearen Verhalten zwischen den Ein- und Ausgangssignalen gesprochen werden kann. Eine Ladung von 550 pC am Frontend-Ausgang entsteht durch Photomultiplierpulse mit knapp 90 Photoelektronen.

Im für das Double Chooz Experiment relevanten Bereich weist die Frontend-Elektronik ein lineares Verhalten sowohl hinsichtlich der Pulsamplituden als auch bezüglich der Pulsladungen auf. Man erwartet, dass Ereignisse durch Neutrino Kandidaten Ladungen kleiner 10 PE pro PMT generieren werden. Im Falle eines Triggers durch Ereignisse oberhalb der „Very-High-Energy-Schwelle“, was bei 50 MeV sichtbarer Energie im gesamten Detektor 25 Photoelektronen bzw. 20 pC pro Photomultiplier entspricht, wird zusätzlich das Verhalten der  $\mu$ -Kanäle von Bedeutung sein.

### $\mu$ -Kanäle

Die Verstärkungen von Ladung und Amplitude der 32  $\mu$ -Kanäle wurden zu

$$\langle G_{\mu, \text{Ladung}} \rangle_{32} = 0.5833 \pm 0.0005 ; \quad \sigma_{\mu, \text{Ladung}} = 0.0026 \text{ (0.452\%)}$$

$$\langle G_{\mu, \text{Amplitude}} \rangle_{32} = 0.5443 \pm 0.0005 ; \quad \sigma_{\mu, \text{Amplitude}} = 0.0028 \text{ (0.519\%)}$$

bestimmt, mit einer Streuung der Verstärkung bezüglich der Ladung von kleiner einem halben Prozent. Wie auch bei den  $\nu$ -Kanälen liegt der größere Verstärkungsfaktor bezüglich der Ladung vor.

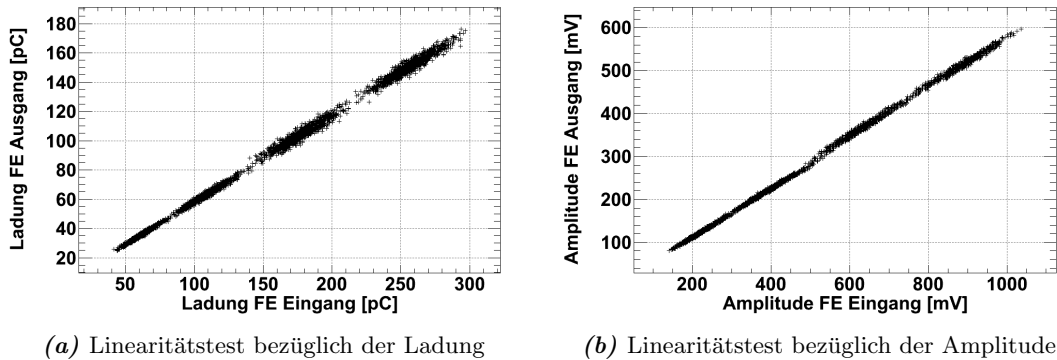


Abbildung 5.11: Linearitätstest des  $\mu$ -Kanäls 1 an Board SN111

Die Messwerte des Linearitätstests der  $\mu$ -Kanäle ist in den Abbildungen 5.11a und 5.11b dargestellt. Wie schon in Abbildung 5.9b ist der „Drift“ der Datenpunkte bei 520 mV durch eine schlechter werdende Auflösung des Oszilloskops für große Messbereiche zu begründen. Der Bereich der Nichtlinearität wurde bei dieser Messung der  $\mu$ -Kanäle nicht erreicht, für höhere LED-Intensitäten wäre eine Sättigung seitens der PMT-Signale die Folge gewesen. Eine Ladung von 300 pC pro PMT entspricht 375 emittierten Photoelektronen an dessen Kathode. Ginge man davon aus, dass jeder der 390 Photomultiplier des Detektors im Mittel die selbe Lichtmenge sehen würde, entspräche dies 750 MeV an deponierter Energie. Ereignisse in dieser Größenordnung werden im Double Chooz Experiment keine relevanten Ereignisse darstellen.

### 5.3 Der Super Vertical Slice

Am Astroparticle and Cosmology Laboratory (APC), Paris, befindet sich ein experimenteller Aufbau bestehend aus einem der Photomultiplier R7801MOD-ASSY und Teilen der Double Chooz Elektronik. Würde man die wesentlichen Elemente der Double Chooz Datennahmekette von oben nach unten vor sich aufzeichnen (mit den PMTs an oberster Stelle, gefolgt von den Splitterboxen, der Frontend-Elektronik, dem Trigger und den FADCs), so erhielte man ein Flussdiagramm, bei dem die einzelnen Komponenten vertikal aneinander gereiht sind. Der Pariser Aufbau stellt einen solchen Ausschnitt der Datennahmekette dar und wurde deshalb fortwährend „Vertical Slice“ genannt [Rei09].

Nach Beendigung der Kalibrationsarbeiten am Max-Planck-Institut für Kernphysik bot sich das PMT-Testlabor<sup>1</sup> zur weiteren Nutzung als Testmöglichkeit des Zusammenspiels zwischen Photomultipliern, Trigger und Datennahme an und wurde mit der Elektronik des Double Chooz Experiments für 30 Photomultiplier versehen. Dieser Teststand stellt den Pariser Aufbau in grösserem Maßstab dar und erhielt somit den Namen „Super Vertical Slice“.

Derzeit besteht der Aufbau neben 30 Photomultipliern mit Splitterboxen aus der Frontend-Elektronik und Flash-ADCs zur Datennahme. Zusätzlich soll in naher Zukunft das Triggerboard zusammen mit der Double Chooz Datennahmesoftware integriert werden,

<sup>1</sup>siehe Kapitel 2

um das System der Zentraldetektoren möglichst vollständig am MPIK betreiben zu können. Erste Tests dienten dazu, die Eigenschaften mehrerer Frontend-Boards zu bestimmen und zu ermitteln, ob diese mit den Anforderungen nachfolgender Komponenten der Datennahme kompatibel sind. Ein Acrylbehälter gefüllt mit Targetszintillator vervollständigt den experimentellen Aufbau. Von der Lichtquelle bis zur Datennahme wird auf diese Weise das Double Chooz System schon vor der Inbetriebnahme des fernen Detektors zugänglich gemacht.

Der Super Vertical Slice wird nicht nur dazu fungieren, die Elektronik und Datennahme des Double Chooz Experiments zu testen. Mit seinen 30 Litern stellt der Acrylbehälter die bislang größte Probe des Targeszintillators dar. Zum einen wird es möglich sein, physikalische Eigenschaften der Szintillatorflüssigkeit zu bestimmen; beispielsweise die Zeitkonstante der Abbremsung und des Einfangs von Neutronen. Zum anderen können Langzeittests bezüglich der chemischen Eigenschaften vorgenommen werden. Diese betreffen die Stabilität des Szintillators gegenüber Resten an Wasser im Acrylglas oder die Konzentrationsänderungen stabilisierender Bestandteile, welche durch das Behältermaterial oder die Gasphase über dem Flüssigkeitsspiegel herbeigeführt werden könnte.

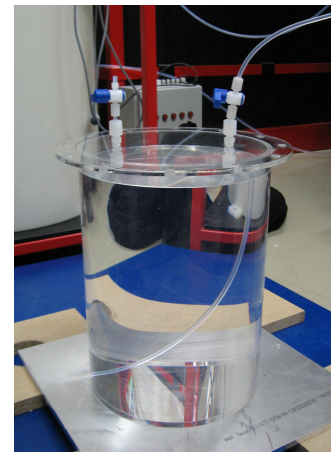
### 5.3.1 Vorbereitung der Lichtquelle – Acrylbehälter mit Targetszintillator

Sowohl der Behälter des Targets als auch der des  $\gamma$ -Catchers bestehen aus Polymethylmethacrylat, umgangssprachlich „Acrylglas“ oder „Acryl“. Acryl eignet sich aufgrund seiner Transparenz gegenüber UV- und sichtbarem Licht, der hohen Reinheit mit der es hergestellt werden kann und vor allem wegen der chemischen Kompatibilität mit den Flüssigszintillatoren des Experiments. Gleichzeitig musste es auch mit dem Mineralölgemisch des Buffertanks verträglich sein, was allerdings die kleinere Herausforderung darstellte.

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik befanden sich bereits vor Beginn dieser Diplomarbeit zwei baugleiche Acrylbehälter mit jeweils 30 Litern Fassungsvermögen. Diese waren von CEA Saclay für Kompatibilitätstests mit den am MPIK entwickelten Double Chooz Szintillatoren bereit gestellt worden. Bis auf einen UV-Stabilisator, der später im Double Chooz Experiment nicht verwendet wurde, ist das Acryl das gleiche wie das des Targets und des  $\gamma$ -Catchers. Für Wellenlängen kleiner als 400 nm ist es im UV-Bereich nicht mehr transparent.

Einer der Acrylbehälter sollte mit Targetszintillator gefüllt werden und als Lichtquelle im Super Vertical Slice dienen. Auf diese Weise ergab sich die Möglichkeit, einen vollständigen Ausschnitt der Double Chooz Detektoren vorab aufzubauen und zu testen.

Der Acrylbehälter wiegt leer knapp 6.1 kg, ist 43 cm hoch, und besitzt einen Durchmesser von 30 cm. An der Oberseite befindet sich ein 4 cm breiter Flansch, an welchem



**Abbildung 5.12:** Der Acrylbehälter nachdem er bereits gefüllt wurde.

mit insgesamt 12 Metallschrauben der Deckel des Behälters befestigt werden kann. Flansch und Deckel sind ebenfalls aus Acrylglas. Der Deckel besitzt zwei Gewindebohrungen, an denen sich Schläuche zum Befüllen oder Durchspülen mit Gas befestigen lassen. Die Ventile werden an ihren Gewinden mit Teflonband versehen, wodurch diese luftdicht mit den Bohrungen im Deckel abschließen.

Für die Handhabung des Acryls, vor allem in Hinblick auf die Anforderungen des Flüssigszintillators, gab es Einzelheiten die während den Vorbereitungen beachtet werden mussten:

- Bei der Reinigung oder dem Abdichten des Behälters durften keine Substanzen verwendet werden, die das Acryl angreifen (z. B. Aceton) und seine Transparenz, Dichtigkeit oder Stabilität gefährden.
- Es durften bei der Reinigung keine Materialien verwendet werden, die Rückstände im Behälter hinterlassen und so die Stabilität des Szintillators einschränken würden.
- Verwendete Dichtungen oder Klebstoffe müssen mit den Szintillatorbestandteilen chemisch kompatibel sein.
- Der Behälter musste gasdicht sein, um zu verhindern, dass Sauerstoff die Stabilität der Szintillatorflüssigkeit beeinträchtigt. Zudem kann Kontakt zu Sauerstoff zu einer Verschlechterung der Lichtausbeute führen.
- Die Innenwände des Acrylbehälters sollten nur noch geringe Mengen (idealerweise kein) Wasser mehr enthalten. Dieses würde sonst aus den Acrylwänden in den Szintillator übergehen und dessen Haltbarkeit vermindern. Wasser kann den Gadoliniumkomplex durch Hydrolysereaktionen zerstören, woraufhin die Reaktionsprodukte als weißlicher Niederschlag ausfallen würden.

Da die Dichtigkeit des Acrylbehälters eine unentbehrliche Anforderung war, wurde keine Vorrichtung (etwa ein schmaler Zylinder an der Oberseite des Behälters) zum Einbringen von radioaktiven Quellen in das Zentrum des Gefäßes angebracht.

### **Reinigung und Abdichtungsversuche des Acrylbehälters**

Der verwendete Acrylbehälter war bereits wenige Jahre zuvor mit Szintillator gefüllt worden. Um Rückstände und Verunreinigungen auf der Acryloberfläche zu entfernen, wurde zunächst mit 3-molarer Salzsäure das Innere des Behälters ausgewischt. Anschließend wurde gründlich mit Wasser nachgespült, bis der pH-Wert des Spülwassers wieder den gewünschten Wert erreicht hatte.

Klebereste der alten Dichtung und Rückstände auf fettlöslicher Basis wurden in einem weiteren Schritt mittels in n-Hexan oder 2-Propanol getränkten Tüchern beseitigt.

Schwierigkeiten beim Abdichten des Behälters waren bereits bekannt. Aus diesem Grund wurde beim ersten Versuch das selbstklebende PTFE-Flachdichtungsband<sup>2</sup> (Breite 10 mm, Dicke 3 mm) in zwei Reihen nebeneinander auf dem Flansch befestigt. Nachdem der Deckel mit den Schrauben befestigt wurde, konnte der Behälter auf Gasdichte

---

<sup>2</sup>PTFE ist die Abkürzung für Polytetrafluorethylen, welches auch unter seinem handelsüblichen Namen Teflon bekannt ist.



getestet werden. Da Acryl weniger belastbar ist, konnten Lecktests aus der Vakuumtechnik nicht verwendet werden. Deshalb wurde das Acrylgefäß mit Stickstoff von 30 mbar Überdruck geflutet und in eine mit Wasser gefüllte Wanne getaucht. Aufsteigende Blasen deuteten auf undichte Stellen hin, die zwischen den Schrauben lokalisiert waren. An den Lichtreflexionen an der Deckeloberseite konnte man deutlich eine Verformung des Acryldeckels wahrnehmen. Diese entstehen, da das Acrylglas aufgrund des höheren Anpressdrucks um die Schrauben an diesen Stellen nachgibt. Da sich im Wasser Blasen bildeten, sprach dies für ein makroskopisches Leck, dessen Leckrate zu hoch gewesen wäre um den Behälter füllen zu können.

Der Deckel des anderen, nicht verwendeten Acrylbehälters besaß eine Nut. Mit einem O-Ring (welcher einen kreisförmigen Querschnitt besitzt) der in die Nut gelegt worden wäre, wäre als Dichtung in Frage gekommen. Leider konnte kein O-Ring des benötigten Durchmessers aus geeignetem Material erstanden werden.

Als zweite Dichtung wurde eine Flachdichtung aus multiaxial gerecktem PTFE mit einem Innendurchmesser von 30 cm und einem Außendurchmesser von 38.5 cm erworben, die den gesamten Flansch bedeckte. Löcher für die Metallschrauben wurden passgenau zum Deckel nachträglich gestanzt. Doch auch diese Dichtung konnte den Dichtigkeits-test im Wasserbad nicht passieren.

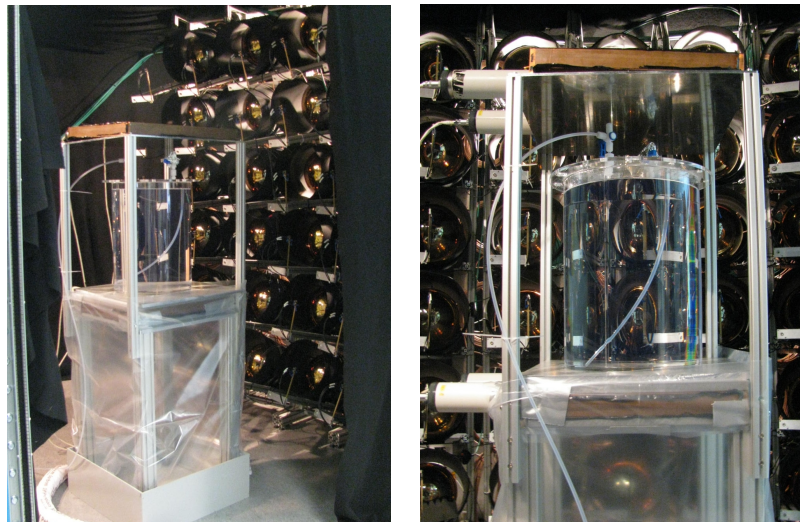
Bei einem weiteren Dichtungsversuch wurde ein breiteres und dickeres selbstklebendes PTFE-Flachdichtungsband (14 mm Breite, 5 mm Dicke) verwendet. Zwischen Flansch und Deckel wurde an jeder Schraube ein O-Ring aus Viton (Fluorkautschuk) eingesetzt, die als Abstandshalter dienen und eine Wölbung des Deckels weitgehend verhindern sollten. Beim Anziehen der Schrauben brach jedoch die Klebestelle des Flansches, der sich anschließend vom Rest des Behälters ablöste.

### **Kleben des Acrylbehälters**

Da der Flansch sauber vom Acrylgefäß gebrochen war, konnte der Deckel direkt angeklebt werden. Dazu wurde die Kante des Behälters zunächst mit feinem Sandpapier abgeschliffen, um Unebenheiten zu beseitigen. Nach einer erneuten Reinigung der Acryloberflächen wurden Deckel und Behälter für 4 Stunden bei 80°C im Ofen getempert. Mechanische Spannungen im Material können auf diese Weise ausgeglichen werden.

Als Klebstoff wurde der Acrylkleber „Acrifix R192“ angewendet, der in seiner Zusammensetzung flüssigem Acryl entspricht. Dieser ist UV-härtend (das Licht einer Leuchtstofflampe ist ausreichend), transparent und besitzt eine geringe Viskosität. In der Vergangenheit war bereits die Kompatibilität des Klebers mit den Szintillatorflüssigkeiten nachgewiesen worden.

Der Behälter wurde kopfüber auf der Unterseite des Deckels platziert, zwischen Deckel und der Kante des Behälters wurden reihum im Abstand von 10 cm Plastikstreifen als Abstandshalter gelegt. Durch die Abstandshalter befand sich nun eine Lücke zwischen Deckel und Behälterkante in die der Klebstoff aufgrund von Adhäsionskräften kriechen konnte. Zunächst wurde nur punktuell geklebt und nach einer Trockenzeit von mehreren Stunden konnten die Abstandshalter entfernt und der Deckel vollständig angeklebt werden. Nachdem der Klebstoff getrocknet war, wurde das Acryl ein zweites Mal getempert, da ein Klebevorgang für gewöhnlich Spannungen im Material zur Folge hat. Beim Dichtetest im Wasserbad konnten keine Gasblasen entdeckt werden. Einen Überdruck von 30 mbar hielt der Behälter auch über Nacht aufrecht.



*Abbildung 5.13:* Der gefüllte Acrylbehälter als Lichtquelle im Faradayschen Käfig.

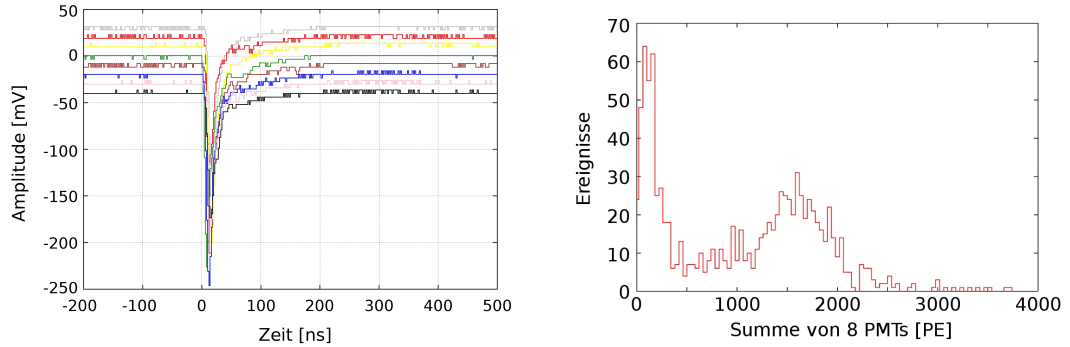
### Spülen und Füllen des Acrylbehälters

Um Wasser aus den Acrylwänden zu entfernen, wurde der Behälter unter einem Abzug mit einer Stickstoffzuleitung verbunden und über eine Dauer von 10 Wochen „gespült“. Um Rückströme zu vermeiden und einen geringen Gegendruck aufzubauen, befand sich am zweiten Ventil eine Blubberflasche, die mit Glyzerin gefüllt war.

Im Anschluss an den Spülvorgang konnte der Behälter mit Targetszintillator gefüllt werden. Um das Acrylgefäß nicht zu belasten, wurde der Szintillatortank an eine Überdruckleitung angeschlossen und die Flüssigkeit in den Behälter strömen gelassen. Am zweiten Ventil des Behälters befand sich wiederum eine Blubberflasche über die das restliche Stickstoffgas entweichen konnte und gleichzeitig ein Einströmen von Luft verhinderte. Nach etwa einer Stunde war das Acrylgefäß gefüllt, wobei sich der Flüssigkeitsspiegel wenige Zentimeter unterhalb des Gefäßrandes befindet. Dies verhindert, dass Ausdehnungen der Flüssigkeit durch Temperaturschwankungen den Behälter beschädigen. Auf der anderen Seite ermöglicht es Stickstoff als Schutzgas anzubringen. Insgesamt wurde der Acrylbehälter mit 27.9 Litern (22.3 kg) Targetszintillator gefüllt.

Im Inneren des Faradayschen Käfigs des PMT-Teststands wurde ein passender Tisch mit Schutzwanne aufgebaut. Da am Behälter in der Zwischenzeit ein kleines Leck an der Klebestelle aufgefallen war, wurde im Faradayschen Käfig durch eine 10-Liter-Stickstoffflasche eine Stickstoffatmosphäre über dem Flüssigkeitsspiegel aufrecht erhalten. Das Leck war vermutlich während einem der Transporte der mehrmaligem Ortswechsel entstanden und wird in naher Zukunft abgedichtet werden.

Der fertige Aufbau ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Eine Plastikplane um den Tisch dient als zusätzliche Schutzmaßnahme für den Fall, dass der Behälter ein größeres Leck haben sollte und Flüssigkeit verliert. Der Tisch war darüber hinaus so konstruiert worden, dass über und unter dem Acrylgefäß die Komponenten eines Myon-Vetos Platz fanden. Dieses besteht aus zwei Plastikszintillatorplatten (kupferfarbene Platten im Bild) mit jeweils zwei Photomultipliern.



(a) Signale von acht PMTs, aufgezeichnet mit einem der FADCs (beliebige Spannungs-Offsets). (b) Myonenspektrum: Summe der von acht PMTs detektierten Lichtmenge.

**Abbildung 5.14:** Myonereignisse.

### 5.3.2 Erste Ergebnisse

Erste Daten, die nach der Installation des Acrylbehälters aufgenommen wurden, waren Ereignisse durch Myonen. Der Trigger zur Aufnahme eines Ereignisses erfolgte immer dann, wenn eine Koinzidenz der Signale an den Vetoplatten vorlag (ein Signal an der oberen Platte plus ein Signal an der unteren Platte). Aufgezeichnet wurden in diesem Fall die Ausgänge der  $\mu$ -Kanäle an der Frontend-Elektronik. Abbildung 5.14a zeigt die Signale von acht Photomultipliern; in Abbildung 5.14b ist das Ladungsspektrum der Summe von acht Photomultipliern dargestellt. Jedes der PMT-Signale ist dazu separat ausgewertet worden. Als Umrechnungsfaktor in die Einheit PE diente der Verstärkungsfaktor der  $\mu$ -Kanäle aus Abschnitt 5.2. Das Spektrum enthält Ereignisse unterschiedlicher Art: Zufallskoinzidenzen zwischen den Vetoplatten, bei denen kein Myon vorliegt; Myonen die zwar von den Vetoplatten gesehen werden aber am Behälter vorbeifliegen; Myonen die den Acrylbehälter teilweise oder in voller Länge durchqueren. In den ersten beiden Fällen ist kein Signal zu sehen, dies erklärt den ersten Peak im Spektrum. Partielles oder komplettes Durchqueren der Flüssigkeitsvolumen deponiert unterschiedlich viel Energie im Szintillator. Da bestimmte Flugstrecken wahrscheinlicher sind als andere kommt der zweite Peak des Spektrums zustande. Die frei werdende Lichtmenge kann u. a. auch von der Energie der Myonen abhängig sein. Um die zu erwartende Zahl an Photoelektronen pro PMT abschätzen zu können gehen wir wie in Abschnitt 4.4 (siehe Seite 57) von einem Energieverlust von 2 MeV pro Zentimeter Weglänge eines minimal ionisierenden Myons aus. Der Flüssigkeitsspiegel im Acrylbehälter beträgt 35 cm, woraus sich eine Energie von 70 MeV ergibt. Geht man von einer isotropen Abstrahlung des Szintillationslichts und einem mittleren Abstand der Photomultiplier von 1 m aus, so gilt

$$70 \text{ MeV} \cdot 6000 \frac{\text{Photonen}}{\text{MeV}} \cdot \frac{1}{4\pi(1\text{m})^2} \cdot \pi \left( \frac{0.254 \text{ m}}{2} \right)^2 \cdot 0.25 \frac{\text{PE}}{\text{Photonen}} \approx 420 \text{ PE}.$$

Dabei wurde beachtet, dass die Lichtausbeute pro MeV etwa 6000 Photonen sind. Der Durchmesser der Photokathode ist 10 Zoll, sprich 25.4 cm und die Detektionseffizienz eines Photons beträgt 25%. Die Summe der Ladung von acht Photomultipliern müsste demnach 3360 PE entsprechen, der zweite Peak im Ladungsspektrum liegt jedoch bei

knapp der Hälfte. Gründe dafür kann es mehrere geben. So wurden in die Abschätzung nicht die genau Geometrie des Aufbaus einbezogen. Nicht alle Photomultiplier sind gleich weit entfernt und frontal zum Acrylbehälter ausgerichtet. Ebenso werfen z. B. die Stützen der oberen Vetoplatte oder die Metallarme mit den Lichtwellenleiterkabeln vor jedem PMT Schatten und versperren die „Sicht“ auf die Lichtquelle. Des Weiteren sorgen Reflektionen am Übergang der Acrylwände zur Luft für Verluste.

Nächste Schritte beinhalten Messungen mit Gamma- und Neutronenquellen. Diese werden dazu beitragen weitere Eigenschaften des Double Chooz Szintillators und der Datennahmekette zu überprüfen und zu spezifizieren.

# Zusammenfassung

Im Verlauf dieser Diplomarbeit sind Messungen an Komponenten der Datennahmekette des Double Chooz Experiments wie den Photomultipliern und der Frontend-Elektronik vorgenommen worden. Zusammen mit der Frontend-Elektronik, den Flash ADCs und einem mit Targetszintillator gefüllten Acrylzylinder konnte der PMT-Teststand am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg erweitert werden. Erste Daten wurden über das Szintillationslicht von Myonereignissen gewonnen.

Die Linearität der Photomultiplier wurde untersucht indem mit dem Oszilloskop aufgezeichnete Pulsformen anhand eines selbstgeschriebenen Programms ausgewertet wurden. Die Ladungsinformation der Spannungspulse der PMTs wurde mittels Pulsintegration erhalten und in die entsprechende Zahl an Photoelektronen umgerechnet. Es konnte gezeigt werden, dass sich sowohl die Amplituden als auch die Ladungen der Signale des Photomultipliers für den im Double Chooz Experiment relevanten Bereich linear zur auftretenden Lichtintensität verhalten. Mit steigender Lichtintensität war ein lineares Verhalten bezüglich der Pulsladungen länger als in Bezug auf die Pulsamplitude gegeben.

Die Nachpulsereigenschaften der Photomultiplier wurde für vier unterschiedliche Lichtintensitäten untersucht. Aus Messungen mit dem VME-System konnten Histogramme des zeitlichen Auftretens und der Ladung der Nachpulse erhalten werden. Die Mehrheit der Nachpulse besaß eine Ladung von etwa 1 PE, jedoch traten auch Nachpulse höherer Ladungen auf. Die Ladungen der Nachpulse waren unabhängig von der des Primärpulses, jedoch die Zahl der auftretenden Nachpulse stieg mit höherer Primärpulsladung. Im Zeitspektrum waren deutlich Strukturen erkennbar. Das Zeitspektrum besteht aus einem exponentiell abfallenden Anteil mit einer Zeitkonstante von etwa 500 ns zu Beginn der Verteilung. Des Weiteren sind Peaks bei 2, 6.5 und 8  $\mu$ s zu erkennen. Da Nachpulse in den häufigsten Fällen durch Restgasionisation entstehen, können Masse und Ladungszahl, genauer gesagt die Flugzeit der entstehenden Ionen zur Kathode Peaks im zeitlichen Spektrum erklären. Rechnungen unter vereinfachten Annahmen haben gezeigt, dass sowohl freie Protonen als auch Methanionen oder Ionisation des Kathoden- und Dynodenmaterials einzelnen Strukturen zugeordnet werden können.

Da das exponentiell abfallende Verhalten zu Beginn des Zeitspektrums durch keinen physikalischen Prozess erklärt werden konnte, wurden weitere Messungen mit dem Oszilloskop vorgenommen. Erweiterungen am Datenanalyseprogramm der mit dem Oszilloskop gewonnenen Pulsformen ließen eine Nachpulsuche in weit weniger als 100 ns nach dem Hauptpuls zu. In den Ergebnissen war sowohl das zeitliche Auftreten der Latepulse als auch der exponentiell abnehmende Verlauf zu erkennen. Die Analyse der Nachpulse von Dunkelrauschereignissen zeigte, dass es sich bei den Ereignissen im ex-

ponentiellen Teil des Spektrums nicht durch ein Nachleuchten der Lichtquelle handeln kann.

Die aus den VME-Messungen gewonnenen Ergebnisse des Nachpulsverhaltens wurden anschließend in eine Simulation umgesetzt. Unter der Berücksichtigung der Triggerbedingungen war eine Abschätzung der Auswirkungen auf das Double Chooz Experiment möglich. Treten Ereignisse die viel Licht im Detektor erzeugen, wie z. B. Myonereignisse auf, so sind Trigger ausgelöst durch zeitliche Akkumulation von Nachpulsen keine Seltenheit. In etwa 98 % der Fälle war für die derzeit bestehenden Triggerbedingungen die Triggerschwelle eines Positronereignisses überschritten worden. Ob diese unerwünschten Triggerereignisse tatsächlich im Double Chooz Experiment auftreten werden, wird allerdings erst mit dem Start des fernen Detektors geklärt werden können. Die dargestellten Ergebnisse machen jedoch auf eine mögliche Problematik aufmerksam, die für die Feineinstellung der Triggerschwellen von Bedeutung sein kann oder während der Datenanalyse berücksichtigt werden muss.

Der PMT-Teststand am MPIK Heidelberg wurde durch eine Ergänzung der Frontend-Elektronik, der Flash-ADCs und eines Acrylzyinders mit Targetszintillator erweitert. Die Integration des Triggerboards und der Datennahmesoftware wird in Kürze erfolgen. Ziel ist es die vollständige Datennahmekette des Double Chooz Experiments schon vor Inbetriebnahme des fernen Detektors für Tests zur Verfügung zu haben. Die Verstärkungsfaktoren der  $\nu$ - und  $\mu$ -Kanalausgänge der Frontend-Elektronik wurden gemessen und über lineare Regression bestimmt. Optimierungen des Pulsformanalyseprogramms erlaubten eine präzisere Ladungsbestimmung der Photomultipliersignale. Die Kanäle wiesen in Messungen mit höheren Lichtintensitäten ein lineares Verhalten für die im Double Chooz Experiment bedeutsamen Bereiche auf.

Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit die Vorbereitung des Acrylbehälters beschrieben, der mit knapp 28 Liter Targetszintillator gefüllt wurde. Erste Ergebnisse zeigen das Szintillationslicht von Myonereignissen. Durch Verluste aufgrund von Reflektionen und Schattenbildung ist nur ein Teil der rechnerisch abgeschätzten Lichtmenge detektierbar.

## Anhang A

# Datenblatt des Photomultipliers R7081MOD-ASSY

# HAMAMATSU

OIL-PROOF TYPE  
PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY

## R7081MOD-ASSY

253mm (10 inch) Diameter, 10-stage Hemispherical  
Bialkali Photocathode, Head-On Type, Oil-Proof Assembly

### GENERAL

Parameter		Description	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Peak Wavelength		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	-
	Minimum Effective Area	220	mm dia.
Window Material		Borosilicate glass	-
Dynode	Structure	Box & Line	-
	Number of Stages	10	-
Capacitance (Photomultiplier tube only)	Anode to Last Dynode	approx. 3	pF
	Anode to All Other Dynodes	approx. 7	pF
Voltage Divider Current at +2000 V		158	uA
Weight (Weight of the glass)		approx. 3.6 (1.3 max.)	kg
Operating Ambient Temperature		0 to +40	deg. C
Storage Temperature		0 to +40	deg. C

### MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	+2200	V
Average Anode Current		7.9	uA
Ambient Pressure (Gauge)		0.3	MPa

### CHARACTERISTICS (at 25 deg. C )

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	70	80	-	uA/lm
	Blue Sensitivity Index (CS-5-58)	8	10	-	-
	Quantum efficiency at 420 nm	22	25	-	%
	Uniformity at 420nm	-	-	20	%
Anode Sensitivity *1	Luminous (2856K)	225	800	-	A/lm
Gain		-	$1 \times 10^7$	-	-
Supply Voltage for Gain of $1 \times 10^7$		1150	1500	1650	V
Supply Voltage for Gain of $5 \times 10^7$		-	-	2000	V
Anode Dark Current (after 30 min. storage in darkness) *1		-	200	1000	nA
Anode Dark Current (after 30 min. storage in darkness) *2		-	200	1000	nA
Anode Dark Count *2		-	4000	8000	s <sup>-1</sup>
Peak to Valley Ratio at single p.e. *2		2.5	2.8	-	-
Time Response	Anode Pulse Rise Time *1	-	4.2	-	ns
	Electron Transit Time *1	-	60	-	ns
	Transit Time Spread (FWHM) *2	-	3.4	4.4	ns
After Pulse *2	100 ns to 16 us after Main pulse	-	-	10	%

### NOTES

\*1 Supply Voltage = 1500 V

\*2 Supply Voltage = Gain of  $1 \times 10^7$

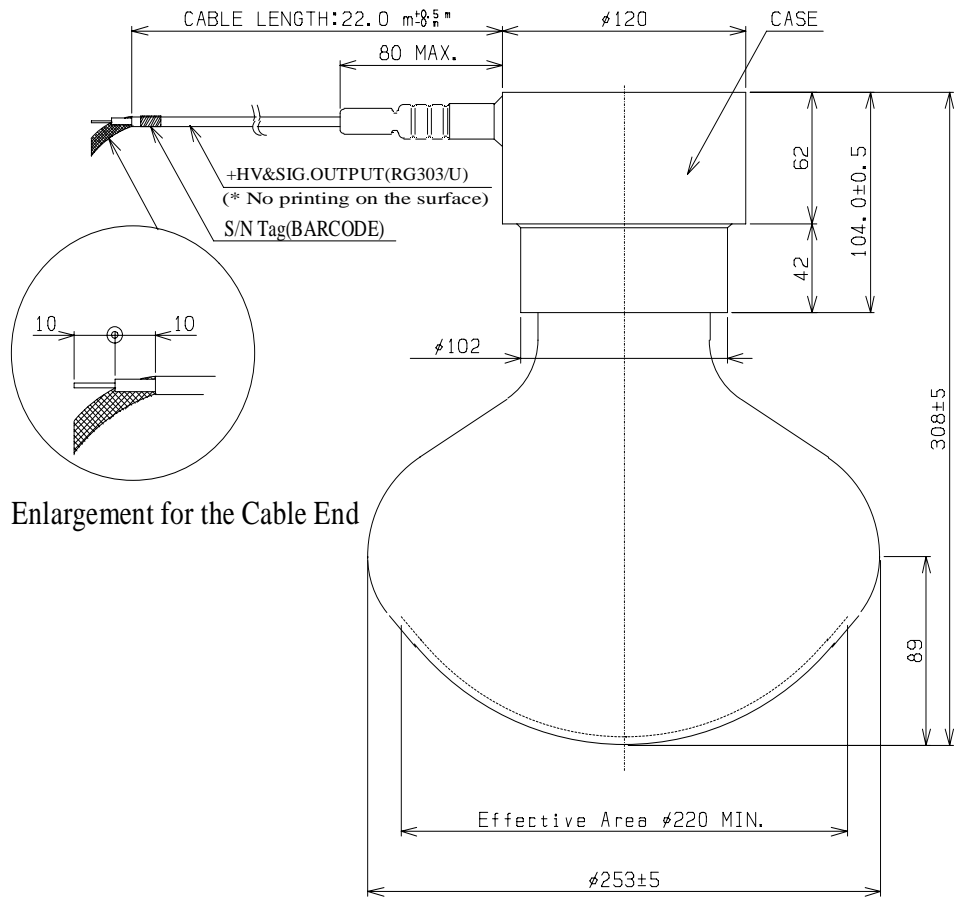
Radiation content rate of glass : 238-U (13 ppb) , 232-Th (61 ppb) , 40-K (3.3 ppb)

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office. Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2007 Hamamatsu Photonics K.K.



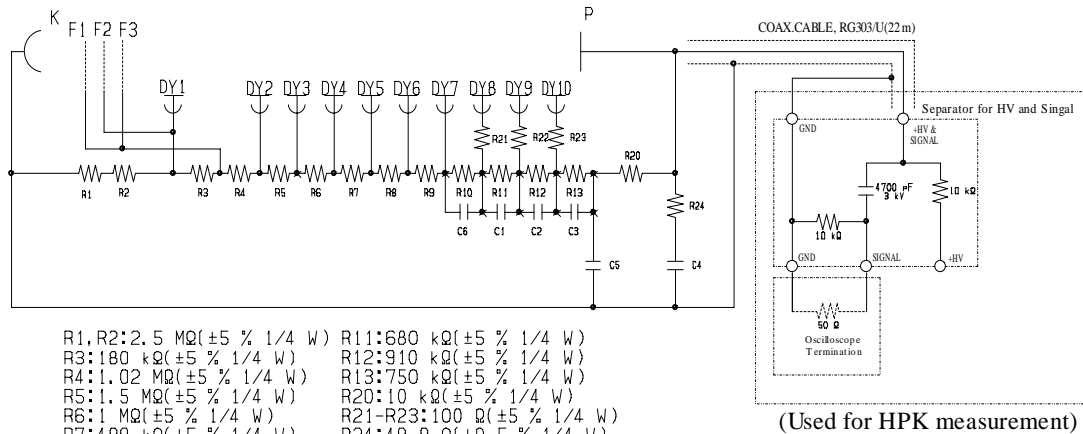
# OIL-PROOF TYPE

# PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY R7081MOD-ASSY



Enlargement for the Cable End

UNIT : mm



- |                             |                             |
|-----------------------------|-----------------------------|
| R1, R2: 2.5 MΩ (±5 % 1/4 W) | R11: 680 kΩ (±5 % 1/4 W)    |
| R3: 180 kΩ (±5 % 1/4 W)     | R12: 910 kΩ (±5 % 1/4 W)    |
| R4: 1.02 MΩ (±5 % 1/4 W)    | R13: 750 kΩ (±5 % 1/4 W)    |
| R5: 1.5 MΩ (±5 % 1/4 W)     | R20: 10 kΩ (±5 % 1/4 W)     |
| R6: 1 MΩ (±5 % 1/4 W)       | R21-R23: 100 Ω (±5 % 1/4 W) |
| R7: 499 kΩ (±5 % 1/4 W)     | R24: 49.9 Ω (±0.5 % 1/4 W)  |
| R8: 300 kΩ (±5 % 1/4 W)     | C1-C3, C6: 10 nF (200 V)    |
| R9: 360 kΩ (±5 % 1/4 W)     | C4, C5: 4700 pF (3 kV)      |
| R10: 430 kΩ (±5 % 1/4 W)    |                             |

TOTAL RESISTANCE=12.7 MΩ  
DIVIDER CURRENT=158 μA at +2000 V (MAX.)

# HAMAMATSU

WEB SITE [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: [usa@hamamatsu.com](mailto:usa@hamamatsu.com)

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: [info@hamamatsu.de](mailto:info@hamamatsu.de)

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Codex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: [infos@hamamatsu.fr](mailto:infos@hamamatsu.fr)

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44-(0)1707-325777 E-mail: [info@hamamatsu.co.uk](mailto:info@hamamatsu.co.uk)

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: [info@hamamatsu.se](mailto:info@hamamatsu.se)

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: [info@hamamatsu.it](mailto:info@hamamatsu.it)



# Literaturverzeichnis

- [Ab09] C. Aberle, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, persönliche Kommunikation
- [Bu06] C. Buck für die Double chooz Collaboration: *Double Chooz*, Journal of Physics: Conference Series 39 (2006) 291-293
- [Ak07] N. Akchurin, H. Kim : *A study on ion initiated photomultiplier afterpulses*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 574 (2007) 121–126
- [Ap03] M. Apollonio [CHOOZ Collaboration] : *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C 27 (2003) 331
- [Ar04] F. Ardellier [Double Chooz Collaboration] : *Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle  $\theta_{13}$* , <http://arXiv.org/abs/hep-ex/0405032v1> (2004)
- [Be92] L. Bergmann, C. Schäfer : *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 5 – Vielteilchen-Systeme*, Walter de Gruyter Verlag (1992)
- [Blo98] V. Blobel, E. Lohrmann : *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner Studienbücher Physik (1998)
- [Ca09] E. Calvo et. al. : *Passive magnetic cylindrical shielding at gauss-range static fields*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 600 (2009) 560567
- [Co73] P. B. Coates : *The origins of afterpulses in photomultipliers*, Journal of Physics D: Applied Physics (1973)
- [Da09] D. V. Dawson : *Status of the Double Chooz Experiment*, arXiv:0905.4843v1 (2009)
- [DC06] F. Ardellier et. al. [Double Chooz Collaboration] : *Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$* , <http://de.arXiv.org/abs/hep-ex/0606025v4> (2006)
- [Gi09] I. Gil-Botella : *Review of  $\theta_{13}$  and Prospects for Double Chooz*, arXiv:0905.3693v1 (2009)
- [Ha07] Hamamatsu Photonics K. K. : *Photomultiplier Tubes – Basics and Applications (Edition 3a)*, [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT_handbook_v3aE.pdf) (2007)
- [Ha07b] Hamamatsu Photonics K. K. : *Specification Sheet – R7081MOD-ASSY*, (2007)

- [Ha08] Hamamatsu Photonics K. K. : *PMT Construction and operating characteristics*, [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT\\_4-15.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT_4-15.pdf) (2008)
- [Ha09] Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH : S. Schmid, persönliche Kommunikation
- [Har09] F. X. Hartmann : *Double Chooz and the search for short range anti-neutrino oscillation*, Journal of Physics: Conference Series 173 (2009) 012023
- [Lub00] B. K. Lubsandorzhev et. al. : *Studies of prepulses and late pulses in the 8" electron tubes series of photomultipliers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 442 (2000) 452–458
- [Lu09] S. Lucht : *Kalibrierung der Sensitivität und Verstärkung der Photomultiplier für das Double-Chooz-Experiment*, Diplomarbeit in Physik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2009)
- [Me05] G. Mention : *Étude des sensibilité et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique  $\theta_{13}$* , Doktorarbeit in Physik, Université Claude Bernard Lyon 1 (2005)
- [Mo67] C. A. Morton, H. M. Smith and R. Wasserman : *Afterpulses in photomultipliers*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 (1967) 443
- [Neu84] H. Neuert : *Atomare Stoßprozesse*, Teubner Studienbücher Physik (1992)
- [PDG08] C. Amsler et. al. [Particle Data Group], Physics Letters B667, 1 (2008)
- [Ph02] Photonis : *Photomultiplier Tubes – Principles and Applications*, (2002)
- [Rei09] B. Reinhold : *Development of a Level-1 Trigger and Timing System for the Double Chooz Neutrino Experiment*, Doktorarbeit in Physik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2009)
- [Schm97] N. Schmitz : *Neutrino Physik*, Teubner Studienbücher Physik (1997) und Literaturquellen darin
- [Sch08] T. Schwetz, M. Tórtola, J. W. F. Valle : *Three-flavour neutrino oscillation update*, New Journal of Physics 10 (2008) 113011
- [Sol09] F. J. P. Soler, C. D. Froggatt, F. Muheim : *Neutrinos in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, Scottish Graduate Series, CRC Press (2009)
- [St09] D. A. Stüken : *Kalibration des Rausch- und Nachpuls-Verhaltens von Photomultipliern für das Double-Chooz-Experiment*, Diplomarbeit in Physik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2009)
- [Tho08] J. A. Thomas, P. L. Vahle : *Neutrino Oscillations – Present Status and Future Plans*, World Scientific (2008)

# Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben, was sämtliche MitarbeiterInnen der Abteilung Teilchen- und Astroteilchenphysik des Max-Planck-Instituts für Kernphysik einschließt.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Manfred Lindner, für die Betreuung dieser Arbeit und die Möglichkeit an diesem spannenden Projekt teilnehmen und wertvolle Erfahrungen in der Neutrino-Physik sammeln zu können.

Zudem möchte ich mich bedanken bei:

Dr. Florian Kaether für die uneingeschränkte Unterstützung und ständige Hilfsbereitschaft, sowie die vielen konstruktiven Diskussionen und lehrreichen Ratschläge.

Conradin Langbrandtner für die Unterstützung bei den Nachpulsmessungen und die Einführung in dieses Thema.

Christoph Aberle, Dr. Christian Buck, Dr. Bernd Reinhold, Dr. Stefan Schönert, Stefan Wagner und Dr. Hideki Watanabe für die vielen Ratschläge und ihre Hilfe bei kleinen wie bei großen Dingen.

Benjamin Gramlich und Ute Schwan für die vielen gute Ideen und die Hilfe mit dem Acrylzylinder.

Michael Reißfelder und Daniel Schneider für sämtliche Konstruktionen am Tisch des Acrylbehälters.

Der gesamten Double Chooz Gruppe für die freundliche Aufnahme, das unkomplizierte Miteinander und die wertvolle Zeit am MPIK.

Meinem Freund Michael für seine Geduld und sein Verständnis, die liebevolle Unterstützung und die Bestärkung, vor allem in den Wochen vor der Abgabe.

Meinen Eltern, die mich immerzu ermutigt und mir die Freiheit gegeben haben über meinen Weg selbst zu entscheiden. Sie haben mir diese Ausbildung und so viel mehr ermöglicht.



# Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 01.07.2010

Julia Haser

