

Design eines neuen Lichtpulsersystems
sowie Aufbau und Inbetriebnahme der
neuen APD Auslese für das
Crystal-Barrel-Kalorimeter

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von
Martin Urban
aus
Kirchen

Bonn, Oktober 2017

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Beck
2. Gutachterin: Jun.-Prof. Dr. A. Thiel

Tag der Promotion: 15.12.2017
Erscheinungsjahr: 2018

Meinem Bruder
Steffen Andreas Urban

Zusammenfassung

Um ein tieferes Verständnis von der Struktur der Nukleonen sowie der starken Wechselwirkung zu erhalten, werden am CBELSA/TAPS-Experiment Doppelpolarisationsmessungen in der Meson-Photoproduktion durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse können bei einer ausreichenden Datenbasis durch eine Partialwellenanalyse den Zugang zum Anregungsspektrum der Nukleonen bieten. Insbesondere müssen hier existierende Messdaten der Photoproduktion am Proton zusätzlich durch Messdaten am Neutron ergänzt werden. Bezüglich der starken Wechselwirkung können Proton und Neutron als zwei Zustände eines Teilchens angesehen werden, allerdings zeigen sie deutliche Unterschiede in der Anregungsstärke der einzelnen Resonanzen. Mit dem CBELSA/TAPS-Experiment sind bereits zahlreiche Polarisationsmessungen am Proton durchgeführt worden. Messungen am Neutron erfolgten bisher nur mit geringer Effizienz.

Zur Steigerung der Nachweiseffizienz von Reaktionen mit vollständig neutralen Endzuständen, wie zum Beispiel $\gamma n \rightarrow n\pi^0$, wurde das Crystal-Barrel-Kalorimeter (1320 CsI(Tl)-Kristalle) umgebaut. Das Ersetzen der Ausleseelektronik durch eine neue, auf Avalanche-Photo-Dioden (APDs) basierende Elektronik ermöglichte den Aufbau eines neuen Signalzweigs. Durch diesen wird sowohl eine Zeitinformation aus dem Hauptkalorimeter gewonnen als auch ein neuer schneller Cluster-Trigger ermöglicht, der zu einer Steigerung der Nachweiseffizienz führt.

In dieser Arbeit werden die für den Umbau durchgeführten Voruntersuchungen diskutiert, insbesondere die Charakterisierung der Eigenschaften von 3500 APDs. Ihr Verstärkungsverhalten abhängig von der Temperatur (im Mittel $(-2,27 \pm 0,08) \frac{\%}{\text{K}}$) und der Sperrspannung (im Mittel $(2,92 \pm 0,08) \frac{\%}{\text{V}}$) war unter anderem Gegenstand der Untersuchungen. Die Temperaturabhängigkeit ist im Kalorimeter durch eine analoge Kompensationsschaltung im Bereich von 27°C bis 28°C auf unter $0,1\%$ ausgeglichen.

Zur Überwachung der Verstärkung der APDs sowie zu Kalibrationszwecken wurde ein neuer, auf LEDs basierender Lichtpulsler entwickelt, der Szintillationsereignisse simuliert. Ausführliche Untersuchungen zeigten die Leistungsfähigkeit in der Überwachung der Kalorimerelektronik mittels des Lichtpulsers. Veränderungen in der Verstärkung der APDs können mit einer Unsicherheit von unter $0,02\%$ identifiziert werden. Es wurde gezeigt, dass Daten, welche eine Verstärkungsschwankung der APDs beinhalten, sich durch Messungen mit dem Lichtpulsler korrigieren lassen.

In einer abschließenden Messung an einem energiemarkierten Photonenstrahl mit 9 Detektormodulen der neuen Ausleseelektronik wurde diese Elektronik für den Umbau des Kalorimeters qualifiziert sowie die Energie- und Zeitauflösung bestimmt. Darauf basierend wurden alle 1320 Detektormodule umgebaut.

Der Umbau aller Module ist abgeschlossen sowie das Crystal-Barrel-Kalorimeter wieder zusammengesetzt und an seiner Messposition aufgebaut. Messungen an polarisierten Neutronen können jetzt mit hoher Effizienz durchgeführt werden und können einen großen neuen Beitrag zu einer ausreichenden Datenbasis liefern.

Abstract

Design of a new Lightpulsar System and Commissioning of the new APD Readout of the Crystal Barrel Calorimeter

One approach to gain a deeper understanding of the structure of nucleons is hadronic spectroscopy. The CBELSA/TAPS experiment at ELSA in Bonn has measured double-polarization observables in meson photoproduction off the proton in the last few years. With these experimental results, in case they provide a sufficient data set, the excitation spectra of the nuclei can be extracted utilizing partial wave analysis. Although proton and neutron can be considered as one particle concerning the strong force, the resonances contributing to their cross sections differ from each other. At the moment the database on polarization observables measured on the neutron is quite small. So far the CBELSA/TAPS experiment could only measure reactions with neutral final states with a low efficiency.

To increase the trigger efficiency for purely neutral reactions, such as $\gamma n \rightarrow n\pi^0$, the main Crystal Barrel Detector (1320 CsI(Tl) crystals) was upgraded. The exchange of the readout electronics by a new avalanche photo diode (APD) readout gave rise to a new signal branch. This branch enables a fast timing signal, which allows a fast event cluster decision and time information of the main calorimeter leading to an increase in trigger efficiency.

In this work, major preparatory work is discussed, especially regarding the characteristics of the 3500 APDs. Their gain temperature behavior, on average $(-2.27 \pm 0.08) \frac{\%}{\text{K}}$, is in the calorimeter setup compensated using an analog circuit taking advantage of its bias voltage dependency, on average $(2.92 \pm 0.08) \frac{\%}{\text{V}}$. In the region between 27°C and 28°C remains a variation below 0.1 %.

A new light pulser system was designed and built up. The system allows to perform calibrations and to monitor the gain of the APDs. It simulates the scintillating light of the crystals using LEDs. In detailed studies its precision to identify changes of the APD gain down to 0.02 % is analyzed and the capability to correct data influenced by gain variations of the APDs using measurements of the light pulser system.

Final measurements using a test detector with 9 modules performed at an energy tagged photon beam qualified the electronics for the upgrade. The time and energy resolution of the new electronics was investigated with these measurements.

All 1320 detector modules were upgraded and the calorimeter was successfully reassembled. It is installed in the experiment area and recommissioned. The Crystal Barrel Detector is now ready to take data of double polarization observables off the neutron with high efficiency. This data is supposed to give a great impact on resolving open questions around the excitation spectra of the nuclei.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hadronen Physik	2
1.2	Spektroskopie	3
1.2.1	Die Quarkmodelle	4
1.2.2	Gitterrechnungen	6
1.3	Doppelpolarisationsmessungen	7
1.3.1	Das Vollständige Experiment	12
1.4	Existierende Datenbasis	13
1.4.1	Photoproduktion am Neutron	15
1.5	Aufbau der Arbeit	16
2	Das CBELSA/TAPS Experiment	17
2.1	Erzeugung des Photonenstrahls und verfügbare Targets	18
2.1.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage	18
2.1.2	Photonenstrahl – das Goniometer	19
2.1.3	Die Targets	20
2.2	Die Detektorkomponenten	22
2.2.1	Die Photonenmarkierungsanlage	22
2.2.2	Der Innendetektor	23
2.2.3	Der Vorwärtsveto-Detektor	24
2.2.4	Das Crystal-Barrel-Kalorimeter	24
2.2.5	Der Cherenkov-Detektor	25
2.2.6	Der MiniTAPS-Detektor	26
2.2.7	Flussmonitor und Gammaintensitätsmonitor	27
2.3	Modifikationen des Crystal-Barrel-Kalorimeters	27
2.3.1	Die neue Avalanche-Photodioden-Kalorimeter-Elektronik	29
2.3.2	Das Frontend	30
2.3.3	Das Backend	34
2.4	Weitere geplante Modifikationen	36
2.4.1	Eine FPGA basierte Sampling-ADC-Auslese für das Crystal-Barrel- Experiment	37
2.4.2	Eine GEM-TPC für das Crystal-Barrel-Experiment	38
3	Charakteristika von Avalanche-Photodioden	39
3.1	Die Avalanche-Photodiode S11048(X3)	40
3.2	Spezifizierte Charakteristika des Herstellers	41
3.3	Methoden der Verstärkungsbestimmung bei APDs	41
3.4	Charakterisierung von APDs in Bonn	43
3.4.1	Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung	44
3.4.2	Aufbau zur Charakterisierung von APDs in Bonn	44
3.4.3	Ablauf der Charakterisierung	45
3.4.4	Auswertung	46

3.4.5	Auswahl der APDs	49
3.4.6	Charakteristika der APDs bei höherer Verstärkung	51
3.4.7	Kapazität der Avalanche-Photodioden	52
3.4.8	Aufbewahrung und Zugänglichkeit der Ergebnisse	54
3.5	Zusammenfassung	55
4	Das Lichtpulsersystem am Crystal-Barrel-Kalorimeter	57
4.1	Anforderungen an das Lichtpulsersystem	58
4.2	Das bisherige Lichtpulsersystem	58
4.3	Komponenten des Lichtpulsersystems	59
4.3.1	Der Faserbaum	59
4.3.2	Die Lichtquelle	60
4.3.3	Der Lichtleiterstecker	60
4.3.4	Die Elektronik	61
4.3.5	Aufbau des Lichtpulsersystem Prototyps	62
4.4	Prototypentests	62
4.4.1	Stabilität des Lichtpulsers	63
4.4.2	Intensitäten und Pulsform	67
4.4.3	Auflösung des Lichtpulsers	68
4.5	Verstärkungsbestimmung der APDs	69
4.5.1	Stabilität der Referenzmessung	69
4.5.2	Verstärkungsbestimmung	71
4.6	Aufbau am Crystal-Barrel-Kalorimeter	75
4.6.1	Nulllinienverschiebung	77
4.6.2	Fastbus-QDC Kalibrierung	78
4.7	Zusammenfassung	80
5	Aufbau eines Detektor-Teststandes	83
5.1	Der Neunerblock	83
5.2	Die Auslese-Elektronik des Teststandes	85
5.3	Onlinemonitor und Datenakquisition	86
5.4	Energiekalibration	87
5.4.1	Radioaktive Präparate als Kalibrationsquelle	88
5.4.2	Kalibrationsmöglichkeiten mit MIPs	90
5.4.3	Kalibration am Photonenstrahl	91
5.5	Die APD-Verstärkungskorrektur der Hochspannung	91
5.6	Messaufbau Mainz	92
5.6.1	Mainzer Mikrotron und Glasgow Tagger	93
5.7	Analyse der Daten des Teststandes	93
5.7.1	Bestimmung der Energieauflösung	94
5.7.2	Monte-Carlo-Simulationen	95
5.7.3	Ergebnis der Energieauflösung bei einer Verstärkung der APD von Faktor 50	97
5.7.4	Messung der Energieauflösung bei einer Verstärkung der APD von Faktor 100	102
5.7.5	Einfluss der Teilchenstromrate auf die Auflösung	104
5.7.6	Bestimmung der Zeitauflösung	106
5.8	Zusammenfassung der Ergebnisse des Teststandes	108

6	Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters	111
6.1	Lichtsammlung und Befestigung der APDs	111
6.1.1	Meltmount	112
6.1.2	Dow Corning	113
6.1.3	Vergleichsmessungen	113
6.1.4	Ergebnisse zur Befestigung der APDs	114
6.2	Übersicht der Detektorparameter	115
6.3	Kalibration der Detektoren	117
6.3.1	Der Testaufbau	118
6.3.2	Durchführung und Steuerungssoftware	119
6.3.3	Reproduzierbarkeit und Verlässlichkeit der Teststation	120
6.3.4	Schäden an den Detektormodulen	121
6.3.5	Ergebnisse der Kalibrierung	122
6.4	Zusammenfassung	123
7	Ergebnisse und Ausblick	125
8	Anhang	129
8.1	APD Charakterisierung Frankfurt am Main	129
8.2	Temperaturstabilität des Crystal-Barrel-Kalorimeters	131
8.3	Tabellen	134
8.4	Weitere Graphen	137
8.5	Schaltpläne	138
8.6	Zugangsw Webseite zur Datenbank der gespeicherten Parameter	144
8.7	Anleitung zur Kalibrierung der Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters (englisch)	146
8.8	Weitere Fotografien	152
8.9	Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge	157
8.9.1	Proceedings	157
8.9.2	Vorträge	157
8.9.3	Posterbeiträge	157
	Abbildungsverzeichnis	162
	Tabellenverzeichnis	163
	Literaturverzeichnis	173

Kapitel 1

Einleitung

Das Wort Physik kommt aus dem Griechischen und beschreibt seinem Ursprung nach die wissenschaftliche Erforschung der Naturerscheinungen. Somit strebt die Physik danach, grundlegende Regeln und Symmetrien in der Natur zu finden und diese zu beschreiben.

Seit den Streuversuchen von Rutherford mit α -Teilchen an einer Goldfolie im Jahre 1911 ist bekannt, dass die uns umgebende, aus Atomen zusammengesetzte Materie nicht wie dem griechischen Wortursprung des Wortes Atom nach aus unteilbaren Teilchen zusammengesetzt ist. Stattdessen bestehen Atome aus einer Elektronenhülle und einem Kern [Rut11]. Auch der Kern selbst stellt kein unteilbares Objekt dar. Durch den Beschuss von Berylliumatomen mit α -Teilchen gelang J. Chadwick 1932 der Nachweis von Neutronen [Cha32] als Baustein des Kerns, deren Existenz schon in den 1920er Jahren auf Grundlage der Isotopenforschung vorhergesagt wurde. Die Erkenntnis der Zusammensetzung der Atome aus Elektronen und Nukleonen, den Neutronen (n) und Protonen (p), bildete die Basis zur Ordnung der Atome im Periodensystem der Elemente.

Die Erforschung der kleinsten Bausteine wurde in den folgenden Jahren mit zahlreichen Entdeckungen bereichert. W. Pauli postulierte 1930 ein weiteres Teilchen [Pau], das Neutrino, um die Gültigkeit der Erhaltungssätze für Energie und Impuls im β -Zerfall zu bewahren. Experimentell wurde es erst 1956 nachgewiesen [CRH+56]. Um 1933 erklärte H. Yukawa die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen durch Austausch von Teilchen [Yuk35]. In den 1950er Jahren wurde dann durch Streuung von Elektronen an Atomkernen gezeigt, dass die Nukleonen eine Ladungsverteilung besitzen. Dies waren die ersten Anzeichen für eine innere Struktur der Nukleonen und den Aufbau dieser aus elementaren Teilchen, den von M. Gell-Mann und G. Zweig 1964 postulierten Quarks. All diese und weitere Entdeckungen tragen maßgeblich zur Formung unseres heutigen Verständnisses über den Aufbau der uns umgebenden Materie und deren Beschreibung durch das so genannte Standardmodell der Elementarteilchen-Physik bei. Das Standardmodell (eine Übersicht dessen Elemente ist in Abbildung 1.1 gezeigt) beschreibt alle bis heute bekannten Elementarteilchen und ihre dominierenden Wechselwirkungen untereinander, lediglich die Gravitation bleibt unberücksichtigt. Die Elemente teilen sich auf in die 3 Familien der Leptonen und Quarks, den Wechselwirkungsbosonen sowie dem Higgs-Teilchen.

		Drei Generationen der Materie (Fermionen)						
		I	II	III				
Masse →		2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV		
Ladung →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0		
Spin →		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0		
Name →		u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson		
	Quarks							
		4,8 MeV	95 MeV	4,18 GeV	0			
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0			
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1			
		d down	s strange	b bottom	g Gluon			
	Leptonen							
		<2 eV	<0,19 MeV	<18,2 MeV	91,2 GeV			
		0	0	0	0			
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1			
		ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Myon-Neutrino	ν_τ Tau-Neutrino	Z⁰ Z Boson			
		0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV			
		-1	-1	-1	± 1			
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1			
		e Elektron	μ Myon	τ Tau	W[±] W Boson		Eichbosonen	

Abbildung 1.1: Darstellung aller Elementarteilchen des Standardmodells (Stand 2017) [SM217].

1.1 Hadronen Physik

Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, werden Hadronen genannt. Ihre wohl bekanntesten Vertreter sind die Nukleonen. Teilchen werden nach ihrem Spin in zwei Typen klassifiziert. Bosonen, welche einen ganzzahligen Spin aufweisen, wie zum Beispiel die Mesonen, welche aus einem Quark und einem Antiquark aufgebaut sind, sowie Fermionen, die einen halbzahligen Spin besitzen, wie die Baryonen, welche aus drei Quarks aufgebaut sind.

Die Substruktur von Hadronen wird seit Ende der 1960er Jahre untersucht, begonnen mit der tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung. Der Zusammenhalt der Quarks in den Hadronen wird durch die starke Wechselwirkung beschrieben. Die diese beschreibende Theorie ist die Quantenchromodynamik (QCD). Fundamentale Eigenschaft aller Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, ist die Farbladung. Es gibt drei verschiedene Farbladungen, welche in der Summe Null (weiß) ergeben. Ebenso wird von drei Antifarben gesprochen, welche mit ihrer jeweiligen Farbe oder alle zusammen ebenfalls zur Farbladung Null addieren. Gemäß der QCD wird die Kraft durch den Austausch von Eichbosonen, den Gluonen, vermittelt. Diese tragen allerdings selbst sowohl Farbe als auch Antifarbe, so dass diese auch miteinander wechselwirken können. In der QCD wird das Phänomen, dass Teilchen mit Farbladung nicht einzeln auftreten können und somit nur weiße Teilchen beobachtbar sind, als Confinement bezeichnet. Tatsächlich wurden bisher auch noch keine freien Quarks beobachtet. Sowohl Baryonen, durch die Kombination von drei Farben, als auch Mesonen, durch die Kombination von Farbe mit Antifarbe, sind von außen betrachtet farbneutral. Da auch die Wechselwirkungsbosonen der starken Wechselwirkung selbst eine Farbladung tragen, wird die Energie, die zur Trennung zweier Quarks nötig ist, mit dem Abstand der Teilchen größer, bis sie zur Erzeugung von weiteren Quark-Antiquark-Paaren ausreicht. Die Stärke der Wechselwirkung wird in der QCD durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben. Diese ist allerdings nicht wie in der Quantenelektrodynamik (QED), der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, nahezu

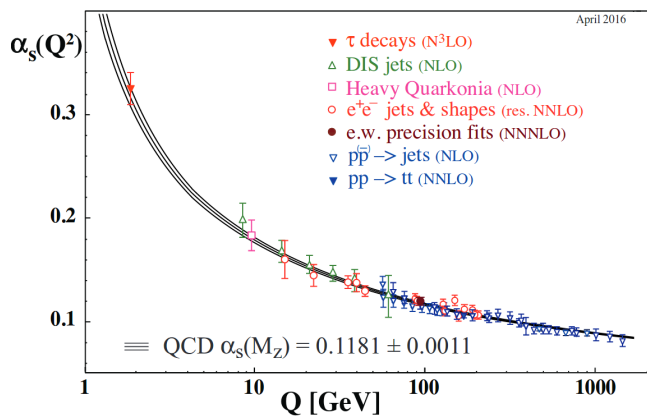


Abbildung 1.2: Zusammenfassung der Bestimmungen der Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung über einen weiten Bereich der Energieskala Q [P⁺16].

unabhängig vom Impulsübertrag (Q^2), sondern steigt stark zu kleinen Impulsüberträgen an. In Abbildung 1.2 ist der aktuelle Stand der Untersuchungen gezeigt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird klein im Bereich eines großen Impulsübertrages, im Bereich von 100 GeV bis TeV beträgt sie $\sim 0,1$. Die Q^2 Abhängigkeit entspricht einer Abhängigkeit vom Abstand. Dies bedeutet, dass bei großem Impulsübertrag, also kleinem Abstand, die Kopplung der Quarks untereinander klein wird. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. In umgekehrter Richtung bewirkt dies, dass die Bindung bei großen Abständen so stark wird,

dass einzelne Quarks nicht aus Hadronen entfernt werden können, dem zuvor beschriebenen Confinement.

1.2 Spektroskopie

Aus mehreren Teilchen zusammengesetzte Systeme besitzen die Eigenschaft, dass sie durch Zuführen einer geeigneten Menge an Energie angeregt oder geteilt werden können. Sehr anschaulich ist dies aus der Atomphysik bekannt. Das Elektron, welches sich im vereinfachten Bild des Bohr'schen Atommodells auf einem Orbit um den Atomkern bewegt, wird durch Hinzufügen von Energie auf eine weiter entfernte Umlaufbahn gehoben. Die dazu notwendige von außen zugeführte Energie wird vom Atom aufgenommen und beim Umkehren des Prozesses wieder freigegeben. Auf Grund der Tatsache, dass die Orbitale quantenphysikalischen Bindungszuständen entsprechen, ergibt sich ein Linienspektrum. Die einzelnen Energieniveaus ergeben sich dabei aus den Eigenschaften der Konstituenten und deren Wechselwirkung miteinander. In Abbildung 1.3 ist ein solches Emissionsspektrum der Atomphysik gezeigt. Die unterschiedlichen Anregungsniveaus sind deutlich

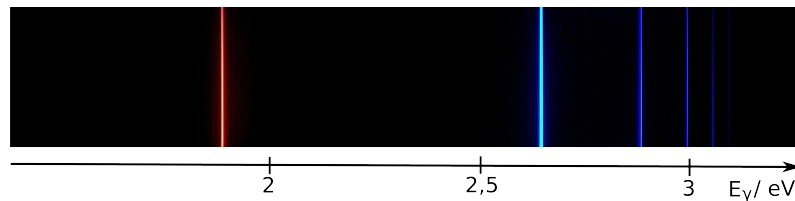


Abbildung 1.3: Emissionsspektrum des Wasserstoffs im sichtbaren Wellenlängenbereich [Hom17].

voneinander getrennt. Es sind klare, schmale Linien im Emissionsspektrum erkennbar.

In der Hadronenphysik wird die Methodik der Spektroskopie genutzt, um Erkenntnisse über den Aufbau der Nukleonen zu erforschen. Hier senden die angeregten Nukleonen Mesonen aus und zerfallen in unterschiedliche Endzustände. Im totalen Wirkungsquer-

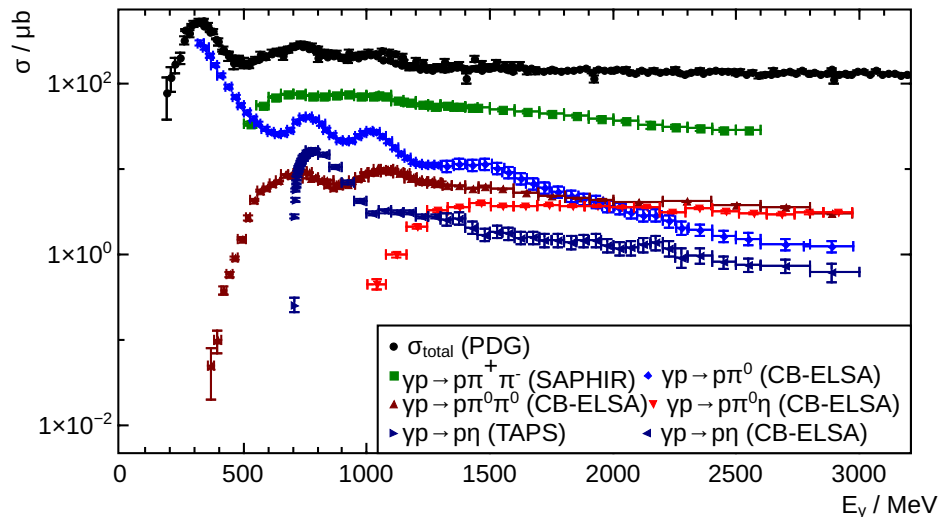


Abbildung 1.4: Totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion $\gamma p \rightarrow X$ [O+14] sowie die Wirkungsquerschnitte verschiedener Endzustände. Daten für den Endzustand $\pi^0\pi^0$ aus [Fuc05], η aus [KAA+95, B+07], π^0 aus [vP+07], $\pi^+\pi^-$ aus [Wu05], $\pi^0\eta$ aus [H+08].

schnitt σ_{total} , gezeigt in Abbildung 1.4, lassen sich zunächst keine mit den Spektrallinien der Atomphysik vergleichbaren deutlichen Linien erkennen. Nach einer Aufschlüsselung

in verschiedene Zerfalls-Endzustände (z. B. $p\pi^0$) lassen sich bereits deutlicher Strukturen erkennen. Allerdings sind diese Strukturen sehr breit in der Energie ausgedehnt. Auch flacht der Wirkungsquerschnitt für höhere Energien bei allen hier gezeigten Endzuständen ab, so dass auch hier keine Struktur mehr zu erkennen ist. Eine genaue Analyse zeigt, dass die Strukturen nicht einzelnen Resonanzen entsprechen, sondern eine Überlagerung der Beiträge mehrerer in der Energie überlappender Resonanzen sind. Daher wird von Resonanzgebieten gesprochen. In Abbildung 1.5 ist für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ eine Auf-

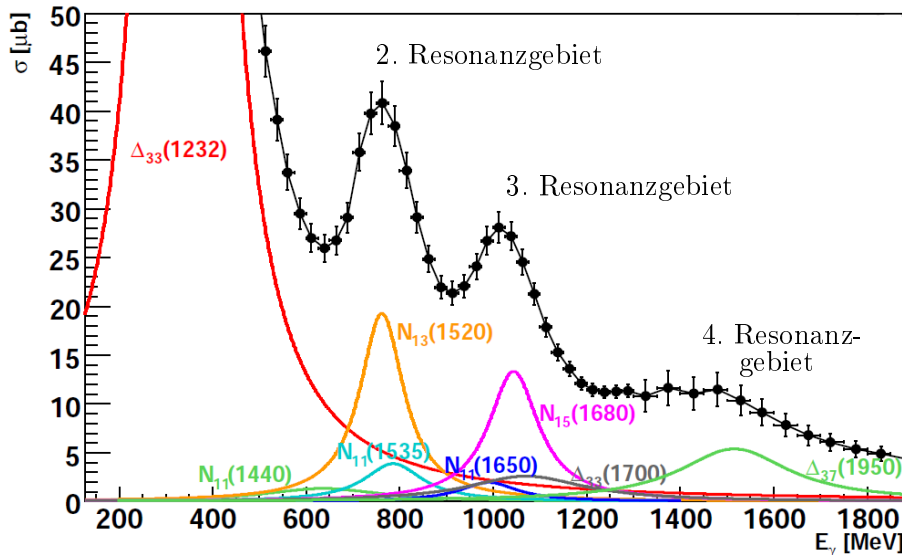


Abbildung 1.5: Totaler Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Gezeigt sind auch die Beiträge unterschiedlicher Resonanzen nach einem Breit-Wigner-Modell [WATB17].

schlüsselung des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts in die Beiträge der dominierenden Resonanzen nach einem einfachen Breit-Wigner-Modell gezeigt. Auf Grund der sehr geringen Lebensdauer der Anregungszustände ist nach der Heisenbergschen Unschärfrelation ihre Zerfallsbreite groß. Deutlich ist zu sehen, dass die einzelnen Resonanzen in ihrer Breite vergleichbar mit ihren Abständen sind und sich überlagern. Gerade im Bereich um $E_\gamma = 1$ GeV ist zu erkennen, dass viele verschiedene Resonanzen mit unterschiedlicher Stärke zur sichtbaren Struktur im totalen Wirkungsquerschnitt dieses Endzustandes beitragen. Dies zeigt die Notwendigkeit aufwendigerer experimenteller und theoretischer Ansätze, um einzelne Resonanzen zu identifizieren.

1.2.1 Die Quarkmodelle

Zur Beschreibung der Beobachtungen und der Vorhersage von Resonanzen sowie der Erklärung der inneren Struktur der Nukleonen wird ein theoretisches Modell benötigt. Die QCD beschreibt zwar die Wechselwirkungen der starken Kraft und somit in ihrer Theorie auch die Anregungen der Hadronen, allerdings ist sie im Energiebereich stabiler Teilchen nicht analytisch lösbar.

Ein Problem der QCD ist die Massendifferenz zwischen zum Beispiel dem Proton und der Summe der Massen der drei Stromquarks. Während die Masse des Protons 938,3 MeV beträgt, so sind die Massen der drei gebundenen Stromquarks im Bereich der asymptotischen Freiheit, mit der des u-Quark 2,2 MeV und d-Quark 4,7 MeV sehr viel geringer [P⁺16]. Die

Massendifferenz wird durch die Wechselwirkung der Quarks untereinander erklärt, deren genaue Umstände noch untersucht wird.

Während Quarkmodelle generell Hadronen aufgebaut aus Quarks betrachten, also für Mesonen $q\bar{q}$ - und für die Baryonen qqq -Zustände, betrachtet ein Konstituentenquarkmodell weitere Quark-Antiquark-Paare. Hier wird davon ausgegangen, dass außer den drei Valenzquarks weitere bis auf eine andere Masse identische Seequarks im Hadron vorhanden sind. Diese bilden eine Art See aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen. Mehrere Forschergruppen haben Quarkmodelle entworfen und über die Zeit weiterentwickelt. Beispielhaft sei hier das von U. Löring et al. [LKMP01] in Bonn entwickelte vorgestellt. Es ist ein dynamisches relativistisches Modell, in welchem auch die Wechselwirkung zwischen den Quarks beschrieben wird, zusätzlich zu einem mit dem Abstand der Quarks wachsenden Potential, welches für den Einschluss der Quarks im Nukleon sorgt. In diesem oft als Bonn-Modell bezeichneten Quarkmodell wird eine instanton-induzierte Wechselwirkung als kurzreichweitige Kraft zwischen den Quarks eingeführt. Ein Erfolg dieses Quarkmodells ist, dass detaillierte Vorhersagen für verschiedene Bahndrehimpulse und Paritäten über Anregungszustände des Nukleons möglich sind. In Abbildung 1.6 ist die Vorhersage des Modells für mögliche Nukleonenzustände gezeigt (links in jeder Spalte). Gleichzeitig erfolgt eine Gegenüberstellung mit vorhandenen Messungen (rechts in jeder Spalte), deren Werte als Linien und deren Messunsicherheit als Box gezeigt ist. Aufgetragen sind die Zustände hier

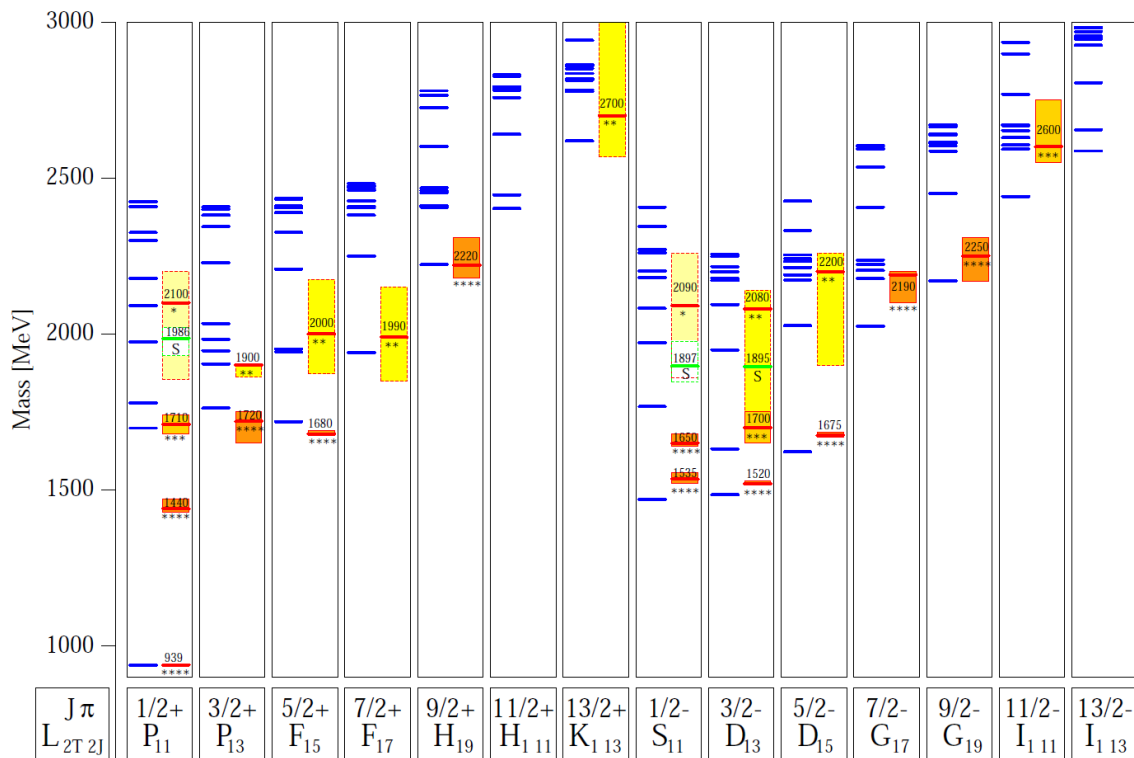


Abbildung 1.6: Nukleonenspektrum positiver und negativer Parität aus [LMP01]. Links in jeder Spalte ist der berechnete Wert eingetragen, rechts experimentell bereits bestimmte Resonanzen als Linie und ihre Unsicherheit als Box.

nach ihrer Masse und unterteilt nach ihren Quantenzahlen. Verwendet wird die Notation $L_{2T} 2J$, wobei L für den Drehimpuls, $J = L + S$ für den Gesamtdrehimpuls und T für den Isospin steht. Der Isospin ist analog zum Spin definiert. Er berücksichtigt, dass die starke

Kraft ladungsunabhängig ist. Proton und Neutron sind bezüglich der starken Wechselwirkung zwei Zustände eines Teilchens. Der Vergleich der Vorhersagen mit den experimentellen Daten zeigt drei wichtige Probleme auf. Zum einen sind die vorhergesagten Massen nicht besonders präzise und es ergeben sich teils deutliche Massendifferenzen. Des Weiteren wird im Modell der niedrigste angeregte Zustand mit negativer Parität vorhergesagt, wohingegen bei den gemessenen Daten der $P_{11}(1440)$ -Zustand unterhalb des $S_{11}(1535)$ liegt, also der niedrigste Zustand eine positive Parität aufweist. Dieses vertauschte Paritätsmuster ist unerwartet, da schon Rechnungen eines auf einem harmonischen Oszillatorpotential beruhenden Quarkmodell zeigen, dass erst der zweite angeregte Zustand eine positive Parität, wie die Roper Resonanz ($P_{11}(1440)$), aufweisen kann [AR10]. Zum anderen werden, gerade bei hohen Energien, wesentlich mehr Resonanzzustände vorhergesagt, als experimentell bis jetzt gefunden wurden. Diese, als "Missing Resonances" bezeichnete Problematik, zeigen fast alle Quarkmodelle.

Zur Klärung dieser Fragen wird die weitere theoretische Forschung an den Modellen ebenso benötigt wie die experimentelle Erforschung der Nukleonenresonanzen. Es besteht einerseits die Möglichkeit, dass zu viele Resonanzen vorhergesagt werden, zum Beispiel durch die Annahme von zu vielen dynamischen Freiheitsgraden im 3-Quarks-System. Andererseits steht der Nachweis von bisher eventuell nicht entdeckten Resonanzen aus.

1.2.2 Gitterrechnungen

Störungstheoretische Rechnungen sind im Bereich der Nukleonenresonanzen nicht möglich, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen groß wird. Eine Möglichkeit für die Lösung der Gleichungen der QCD mittels nichtstörungstheoretischer Berechnungen bietet die Gitter-QCD. Hierbei wird sowohl der Raum

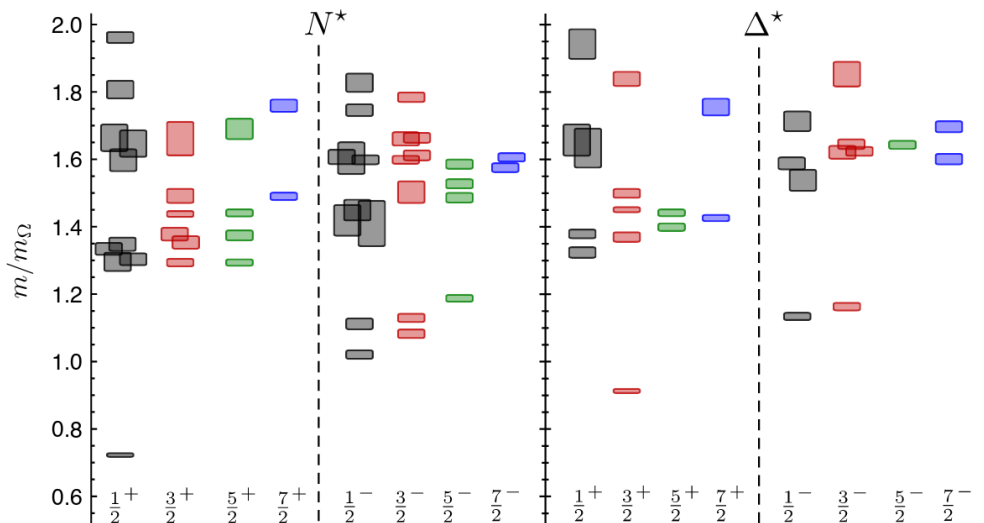


Abbildung 1.7: Gitter-QCD Rechnung für das Spektrum der Nukleonen und Delta-Resonanzen. Diese Berechnungen wurden mit einer Pionmasse von $m_\pi = 396$ MeV durchgeführt. Die Farben symbolisieren die unterschiedlichen J , mit grau $J = 1/2$, rot $J = 3/2$, grün $J = 5/2$ und blau $J = 7/2$ [EDRW11].

als auch die Zeit im Rahmen einer numerischen Vereinfachung diskretisiert. Berechnungen werden in einem endlichen Volumen auf diesen Gitterpunkten durchgeführt. Ein großer Erfolg der Gitter-QCD ist die Vorhersage von Massen leichter Hadronen [D⁺08]. Um Vorhersagen im nicht quantisierten Raum vorzunehmen, sind die Abstände zwischen den diskreten Gitterpunkten zu minimieren und das Berechnungsvolumen groß genug zu expandieren. Da die benötigte Rechenleistung für kleine Quarkmassen steigt, werden viele Berechnungen bei größeren als den experimentell bestimmten Massen durchgeführt. Durch Extrapolation aus mehreren Rechnungen oberhalb der physikalischen Masse wird versucht auf ein Ergebnis einer Rechnung mit physikalischer Masse zu schließen. Auch im Bereich der Anregungsspektren der Baryonen ist es der Gitter-QCD möglich, Rechnungen durchzuführen. In Abbildung 1.7 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung von Edwards et al. [EDRW11] gezeigt. Die Rechnungen wurden bei einer Pionmasse von $m_\pi = 396 \text{ MeV}$ durchgeführt, da die mit niedrigerer Masse steigende Rechenzeit derzeit noch nicht zu erreichen ist. Deshalb lässt sich hier kein direkter Vergleich mit experimentellen Messungen ziehen. Generell zeigt sich aber auch hier, dass die Anzahl der Resonanzen zu höheren Energien hin zunimmt. Es bleibt zu klären, ob Resonanzen in diesem Bereich wirklich existieren, oder ob sie in diesen Berechnungen ein Artefakt der nicht physikalischen Pionmasse sind.

1.3 Doppelpolarisationsmessungen

Die vorangegangenen Abschnitte haben gezeigt, dass sich durch experimentelle Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte einzelner Endzustände bereits deutlichere Strukturen erkennen lassen. Diese Strukturen beinhalten aber in den meisten Fällen Beiträge aus mehreren Resonanzen. Um die Reaktionsprozesse der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen, wie z. B. $\gamma N \rightarrow N\pi^0$, zu beschreiben, lässt sich der differenzielle Wirkungsquerschnitt durch ein Matrixelement von Eigenzuständen der Baryonen in Anfangs- und Endzustände (m_i, m_f) der Reaktion ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} |\langle m_f | \mathcal{F} | m_i \rangle|^2$$

Hierbei bezeichnet k den Impulsbetrag des einlaufenden Photons und q den des auslaufenden Pions im CMS¹. Die Informationen über die Dynamik des Streuprozesses sind vollständig im Matrixelement \mathcal{F} enthalten. Dieses lässt sich z. B. durch die vier komplexen Amplituden F_1 bis F_4 der CGLN-Parametrisierung in seiner allgemeinsten Form ausdrücken gemäß [CGLN57]:

$$\mathcal{F} = iF_1(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}) + F_2(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon})) + iF_3(\vec{\sigma} \cdot \hat{k})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) + iF_4(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) , \quad (1.1)$$

wobei $\vec{\epsilon}$ den Vektor der Polarisation und $\vec{\sigma}$ die Pauli-Spinmatrizen beschreiben.

Die vier CGLN-Amplituden F_1 bis F_4 lassen sich in einer Partialwellenzerlegung nach dem Bahndrehimpuls des Pions ausdrücken. Dabei ist die Winkelabhängigkeit allein durch Legendre-Polynome $P_l(x)$ (mit $x = \cos(\theta)$), sowie deren Ableitungen, gegeben. Die vier

¹Center of mass system: engl. Bezugssystem in dem der Massenschwerpunkts ruht

Amplituden sind dann gegeben durch [CGLN57]:

$$\begin{aligned}
 F_1(W, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}]P'_{l+1}(x) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}]P'_{l-1}(x) \\
 F_2(W, \theta) &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}]P'_l(x) \\
 F_3(W, \theta) &= \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}]P''_{l+1}(x) + [E_{l-} + M_{l-}]P''_{l-1}(x) \\
 F_4(W, \theta) &= \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}]P''_l(x)
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

wobei $E_{l\pm}(W)$ den elektrischen und $M_{l\pm}(W)$ den magnetischen Multipol bezeichnen, deren Energieabhängigkeit W aus Übersichtlichkeitsgründen in obigen Gleichungen nicht ausgeschrieben wurde. Um die Multipole der Reaktion zu bestimmen, ist es erforderlich, die vier komplexen Amplituden, sowohl in ihrer Energie- als auch Winkelabhängigkeit, zu kennen. Dazu sind mindestens acht unabhängige Messungen notwendig.

Durch den Einsatz von polarisiertem Strahl, Target bzw. der Messung der Polarisation des gestreuten Nukleons lassen sich neue Informationen gewinnen. Damit ergeben sich 33 mögliche Kombinationen, von denen insgesamt 16 Polarisationsobservablen voneinander unabhängig sind (siehe Tabelle 1.1)[BDS75].

Strahl		Target			Rückstoß			Target + Rückstoß			
		x	y	z	-	-	-	x'	z'	x'	z'
		-	-	-	x'	y'	z'	z	z	x	x
unpolarisiert	σ	-	T	-	-	P	-	$L_{x'}$	$L_{z'}$	$T_{x'}$	$T_{z'}$
linear polarisiert	Σ	H	(-P)	-G	$O_{x'}$	(-T)	$O_{z'}$	-	-	-	-
zirkular polarisiert	-	F	-	-E	$-C_{x'}$	-	$-C_{z'}$	-	-	-	-

Tabelle 1.1: Polarisationsobservablen in der Photoproduktion für ein pseudoskalares Meson im Endzustand. Die in Grau verzeichneten Variablen sind in Bonn nur bei einer Erweiterung des Aufbaus zugänglich. Für die schwarz gezeichneten Variablen wurden (bis auf F) bereits in Bonn Daten genommen. Die Koordinaten (x, y, z) bezeichnen das System der Reaktion, wobei der einlaufende Photonenstrahl in z -Richtung liegt. Das Koordinatensystem (x', y', z') ist das des auslaufenden Mesons, wobei hier z' in Bewegungsrichtung des Mesons zeigt (siehe Abbildung 1.8) [BDS75].

Eine Skizze der Reaktion $\gamma N \rightarrow N' \pi$ mit Koordinatensystem ist in Abbildung 1.8 gezeigt. Beispielhaft sind die Polarisationsvektoren für einen linear polarisierten Photonenstrahl $P_{\gamma, \text{lin}}$ und ein transversal polarisiertes Target P_T mit dargestellt. Die z -Achse ist hier genau in Bewegungsrichtung des einlaufenden Photons gewählt. Die x -Achse spannt mit der z -Achse die Ebene, in der sich die Reaktionsprodukte (Rückstoßnukleon und Pion) bewegen, auf. Die y -Achse ist rechtwinklig zu dieser Ebene definiert, um ein orthogonales Koordinatensystem zu bilden. Das Koordinatensystem x', y', z' wird durch das auslaufende Meson definiert. Die z' -Achse wird in Bewegungsrichtung des Mesons gewählt. Die y' -Achse und x' -Achse sind so gewählt, dass im CMS ein orthogonales, rechtshändiges Koordinatensystem entsteht.

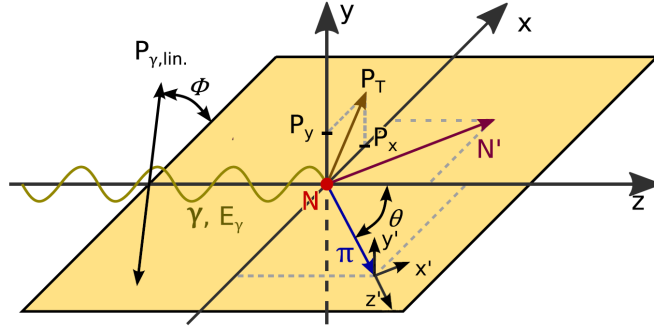


Abbildung 1.8: Koordinatensystem einer Reaktion $\gamma N \rightarrow N' \pi$, beispielhaft mit linear polarisiertem Photonenstrahl und transversal polarisiertem Target (modifiziert nach [Hon14]).

Der totale Wirkungsquerschnitt pseudoskalarer Mesonen, für den einfachen Fall der Target- und Strahlpolarisation, ist in diesen Koordinaten gegeben durch Gleichung 1.3:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol}}(E_\gamma, \theta) \cdot [1 - p_\gamma^{\text{lin}} \Sigma(E_\gamma, \theta) \cos(2\phi) \\ & + p_x (-p_\gamma^{\text{lin}} H(E_\gamma, \theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{\text{circ}} F(E_\gamma, \theta)) \\ & - p_y (-T(E_\gamma, \theta) + p_\gamma^{\text{lin}} P(E_\gamma, \theta) \cos(2\phi)) \\ & - p_z (-p_\gamma^{\text{lin}} G(E_\gamma, \theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{\text{circ}} E(E_\gamma, \theta))] \end{aligned} \quad (1.3)$$

wobei $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{unpol}}$ den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, p_γ^{lin} den Photonenpolarisationsgrad für linear polarisierte Photonen und p_γ^{circ} im Fall zirkular polarisierter Photonen, sowie p_x, p_y, p_z den der Targetpolarisation im Raum bezeichnet [BDS75]. Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts erfolgt über die Einfachpolarisationsobservablen (Σ, P, T), sowie die Doppelpolarisationsobservablen (E, F, G, H) und ist winkelabhängig sowohl in θ als auch in ϕ . Wird nun eine Messung mit linear polarisierten Photonen und einem longitudinal polarisierten Target durchgeführt, so sind im Wirkungsquerschnitt neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt nur Anteile der Einfachpolarisationsobservablen Σ und der Doppelpolarisationsobservablen G enthalten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol}} \cdot [1 - p_\gamma^{\text{lin}} \Sigma(E_\gamma, \theta) \cos(2\phi) - p_z \cdot (-p_\gamma^{\text{lin}} G(E_\gamma, \theta) \sin(2\phi))] \quad (1.4)$$

Alle Polarisationsobservablen der Photoproduktion lassen sich in einer Amplitudenschreibweise, zum Beispiel den CGLN-Amplituden F_1 bis F_4 , oder auch direkt in den Multipolen ($E_{l\pm}, M_{l\pm}$) ausdrücken [CT97, CGLN57]. Aus der Winkelverteilung von Polarisationsobservablen ist daher eine direkte Bestimmung der beteiligten Multipole möglich. Eine eindeutige Bestimmung der Multipole erfordert die Messung mehrerer Polarisationsobservablen in einer möglichst großen Raumwinkelabdeckung in θ . Das CBELSA/TAPS Experiment in Bonn bietet mit einer nahezu vollen Polarwinkelakzeptanz und seinem ϕ -symmetrischen Aufbau ideale Voraussetzungen zur präzisen Bestimmung der Polarisationsobservablen in der Photoproduktion.

Die Entwicklung der Reaktionsamplituden nach den Bahndrehimpulsen des auslaufenden Mesons l ist sowohl für die Reaktionen der pseudoskalaren Photoproduktion wie auch der Pion-Nukleon-Streuung möglich.

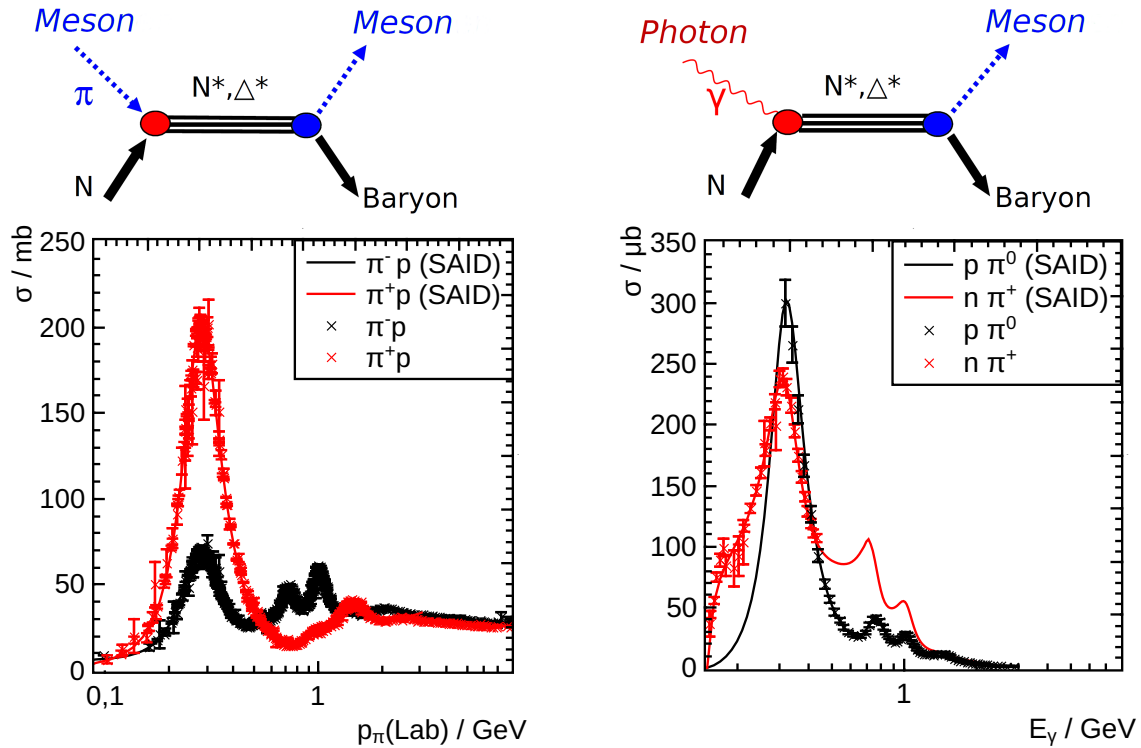


Abbildung 1.9: Vergleich der Pion-Nukleon-Streuung $\pi N \rightarrow N\pi$ mit der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen z. B. $\gamma N \rightarrow N\pi$. Unterhalb der Reaktionsgraphen sind beispielhafte Wirkungsquerschnitte gezeigt. In beiden Fällen lassen sich die Resonanzen durch die beteiligten Pion-Multipole des Endzustandsystems beschreiben. Daten der Pion-Nukleon-Streuung von [P⁺16], der Pion-Photoproduktion von [vP⁺07, SAI17] entnommen. Neben den Daten sind auch die Fits der SAID Partialwellenanalyse [SAI17] als Linien gezeigt.

Wird in der Pion-Nukleon-Streuung der Isospin (mit der Notation $|I, I_3\rangle$) betrachtet, so ergibt sich aus dem Isospin-Triplett-Zustand des Pions ($|\pi^- \rangle = |1, -1\rangle$, $|\pi^0 \rangle = |1, 0\rangle$, $|\pi^+ \rangle = |1, 1\rangle$) und dem Isospin-Dublett des Nukleons ($|p \rangle = |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$, $|n \rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$) für die $p\pi^+$ -Streuung ($|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$), dass nur Resonanzen angeregt werden können, welche einen Isospin von $I = \frac{3}{2}$ (Delta-Resonanzen) aufweisen. Für die $p\pi^-$ -Streuung hingegen können zusätzlich $I = \frac{1}{2}$ Resonanzen (Nukleon-Resonanzen) auftreten. Abbildung 1.9 zeigt das Reaktionsdiagramm und die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen, $\pi N \rightarrow N\pi$ sowie $\gamma N \rightarrow N\pi$.

Das Photon koppelt im Gegensatz zu den Mesonen elektromagnetisch und nicht durch die starke Wechselwirkung an das Nukleon. Wird die Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen auf die Endzustände mit einem Pion und einem Nukleon eingeschränkt, so existieren auf Grund der Ladungserhaltung vier Endzustände: π^+n , π^0p , π^-p und π^0n . Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ ist in Abbildung 1.9 gezeigt. Die Isospins von Nukleon und Pion können im Endzustand sowohl zu $I = \frac{1}{2}$ und $I = \frac{3}{2}$ koppeln. Somit sind alle vier Endzustände gemischte Isospinzustände. In Abbildung 1.10 ist diese Situation mit ihren möglichen Quantenzahlen dargestellt.

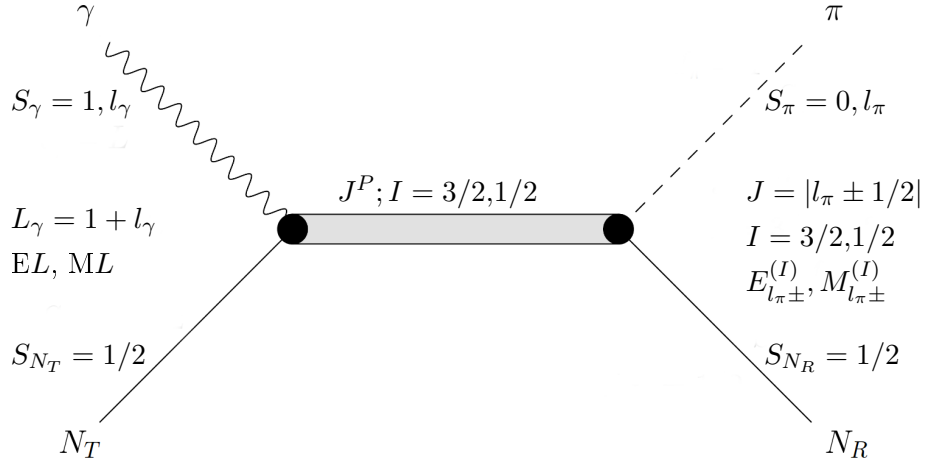


Abbildung 1.10: Schematische Beschreibung der pseudoskalaren Meson-Photoproduktion (nach [Wun12]): Nukleon- ($I=1/2$) und Deltaresonanzen ($I=3/2$) mit Spin und Parität (J^P) sowie die beteiligten Drehimpulse im Eingangskanal (L_γ des Photons und S_{N_T} des Nukleons) und Zerfallskanal (l_π des Pions und S_{N_R} des Nukleons).

Es besteht mit Berücksichtigung von Drehimpuls- und Paritätserhaltung eine eindeutige Beziehung zwischen den Quantenzahlen einer Resonanz und den Partialwellen (Multipolen).

Somit ist es möglich aus den Pion-Multipolen die Resonanzeigenschaften zu bestimmen. In Tabelle 1.2 ist die Zuordnung für Resonanzen niedriger Masse zu den Multipolen beispielhaft gezeigt.

Resonanz	l_π	I	J	P	W/MeV	Multipole
$\Delta(1232)$	1	3/2	3/2	+	1232	$E_{1+}^{(3/2)}, M_{1+}^{(3/2)}$
N(1440)	1	1/2	1/2	+	1440	$M_{1-}^{(1/2)}$
N(1520)	2	1/2	3/2	-	1520	$E_{2-}^{(1/2)}, M_{2-}^{(1/2)}$
N(1535)	0	1/2	1/2	-	1535	$E_{0+}^{(1/2)}$
$\Delta(1600)$	1	3/2	3/2	+	1600	$E_{1+}^{(3/2)}, M_{1+}^{(3/2)}$
$\Delta(1620)$	0	3/2	1/2	-	1620	$E_{0+}^{(3/2)}$

Tabelle 1.2: Beispiele der niederenergetischsten Nukleon- ($I = \frac{1}{2}$) und Delta-Resonanzen ($I = \frac{3}{2}$), ihrem Spin J , ihrer Parität P und Massen (W) sowie beitragenden elektrischen ($E_{l_\pm}^{(I)}$) und magnetischen ($M_{l_\pm}^{(I)}$) Multipolen [P⁺16].

In Abbildung 1.11 sind die beiden Multipole E_{0+} und M_{1+} explizit als Funktion der Masse W für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ dargestellt. Das Resonanzverhalten in einem Multipol entspricht im idealen Fall einem Maximum im Imaginärteil und einem Nulldurchgang im Realteil. Dies ist für die $\Delta(1232)$ -Resonanz (M_{1+} Multipol) sehr gut zu sehen. An den elektrischen Multipol E_{0+} (S-Welle) koppeln mehrere Resonanzen mit $J^P = \frac{1}{2}^-$. In dieser Partialwelle sind auch nicht resonante Beiträge größer, wodurch das Resonanzverhalten in der Partialwelle nicht so deutlich zu erkennen ist.

Dieser Ansatz, der die Streuamplitude in einzelne Partialwellen eines bestimmten Drehimpulses aufspaltet, wird als Partialwellenanalyse (PWA) bezeichnet. Multipol- und Parti-

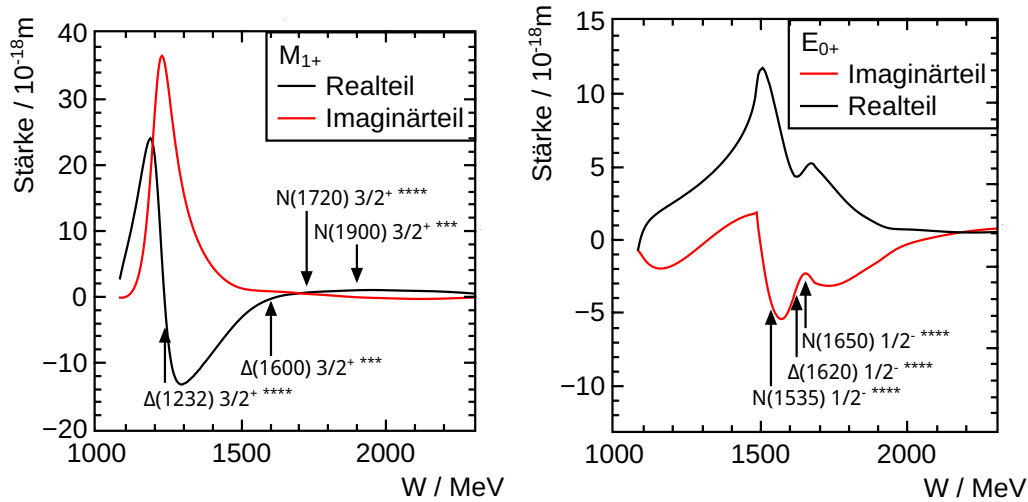


Abbildung 1.11: Pion-Multipole M_{1+} (links) und E_{0+} (rechts) in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie W der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [pwa17]. Markiert sind beitragende Resonanzen [O⁺14], deren Existenz als sehr wahrscheinlich gilt.

alwellenentwicklungen lassen sich durch einen Basiswechsel ineinander überführen. Mehrere Forschergruppen entwickeln unterschiedliche Modelle (z. B. MAID, SAID, Bonn-Gatchina, Jülich-Bonn), die noch sich unterscheidende Beiträge einzelner Partialwellen aufweisen, um die Wirkungsquerschnitte und gemessenen Polarisationsobservablen zu beschreiben.

1.3.1 Das Vollständige Experiment

Um die Lösungen der verschiedenen Partialwellenanalysen einschränken zu können, müssen neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und den Einfachpolarisationsobservablen Σ , T und P auch verschiedene Doppelpolarisationsobservablen gemessen werden. Als “Vollständiges Experiment“ (engl. complete experiment) wird die Situation bezeichnet, in welcher die experimentelle Datenbasis so umfangreich ist, dass die Partialwellen (Multipole) eindeutig bestimmt werden können. Zu dieser modellunabhängigen Bestimmung werden neben den Messungen von σ , Σ , T und P mindestens die Messungen von vier weiteren Doppelpolarisationsobservablen benötigt, wobei diese aus unterschiedlichen Gruppen der Polarisationsmessungen (Strahl-Target, Target-Rückstoß, Strahl-Rückstoß) kommen müssen (siehe Tabelle 1.1 und [CT97]). Ein Beispiel für eine der zahlreichen möglichen Kombinationen von Observablen, um diese Bedingungen zu erfüllen, ist:

$$\sigma, \Sigma, T, P, E, G, C_{x'} \text{ und } C_{z'}$$

Die Annahme einer modellunabhängigen, exakten Bestimmung der Partialwellen setzt eine Bestimmung der Observablen im gesamten Winkelbereich ohne Messunsicherheiten voraus, weshalb die Messung von mehr als acht Observablen nötig sein kann.

Besteht hingegen die Möglichkeit die Entwicklung der Partialwellenanalyse nach einer endlichen Anzahl an Drehimpulsordnungen abzubrechen, wie z. B. für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bei $l < 5$ [WATB17], kann es möglich sein, eindeutige Lösungen mit weniger als acht Observablen zu erhalten. Auch können Messungen der Observablen mit einer Rückstoßpolarisationsmessung vermieden werden [WBT14]. Dieser Ansatz, die Streuamplituden durch Abschneiden der Multipol-Entwicklung als Polynome zu beschreiben, wird als “truncated partial wave analysis“ (TPWA) bezeichnet.

1.4 Existierende Datenbasis

In den letzten 20 Jahren hat die Photoproduktion von Mesonen einen neuen Zugang zum Nachweis von Nukleonenresonanzen geschaffen. Die ersten Messungen zur Erforschung des Nukleonspektrums wurden nur in der Pion-Nukleon-Streuung durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt ist hier in der Größenordnung von mb, somit im Gegensatz zu μb in der Photoproduktion wesentlich größer [O⁺14]. Es hat sich allerdings gezeigt, dass unterschiedliche Resonanzen nur sehr schwach oder nicht an den Pion-Kanal koppeln und somit hier nicht zu beobachten waren. Tabelle 1.3 zeigt eine Auswahl des Vergleichs der im Jahre 2010, vor der Zeit der Photoproduktionsexperimente und der heute akzeptierten Resonanzen. Die Sterne geben ein Gütekriterium der gesicherten Existenz einer Resonanz an.

Nukleonresonanzen	J^P	RPP 2010	RPP 2016
N(1860)	$5/2^+$		**
N(1875)	$3/2^-$		***
N(1880)	$1/2^+$		**
N(1895)	$1/2^-$		**
N(1900)	$3/2^+$	**	***
N(2040)	$3/2^+$		*
N(2060)	$5/2^-$		**
N(2120)	$3/2^-$		**
N(2300)	$1/2^+$		**
N(2570)	$5/2^-$		**

Tabelle 1.3: Status der Nukleonresonanzen im Vergleich von 2010 und 2016 [N⁺10, P⁺16]. Die Existenz einer Resonanz mit zwei Sternen wird als wahrscheinlich, aber nicht gesichert angesehen. Drei Sterne werden als sehr wahrscheinliche Existenz angesehen, allerdings wird noch eine weitere Bestätigung der Quantenzahlen und Zerfallskanäle erwartet. Vier Sterne werden erst bei einem gesicherten Existenzbeleg mit gut erforschten Eigenschaften vergeben.

In Bonn wurde mit dem CBELSA/TAPS-Experiment bereits Daten polarisierter Messungen zur Bestimmung der Observablen Σ , T , P , E , G und H am Proton gemessen [Thi12, Got12, Har17, Müll18a, Grü16]. Der Beitrag dieser Messungen zur Weltdatenbasis ist für einige Observablen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abbildung 1.12 zu sehen (rote Datenpunkte). Hier sind ebenfalls die neu hinzugekommenen Datenpunkte der Kollaboration am Mainzer Mikrotron (grüne Datenpunkte) eingezeichnet.

Der Einfluss dieser Daten wird besonders an den Ergebnissen der verschiedenen Partialwellenanalysen sichtbar. Durch die nun zur Verfügung stehenden Daten verschiedener Doppelpolarisationsobservablen, sowie Daten verschiedener gemessener Endzustände, konvergieren die unterschiedlichen Lösungen der Partialwellenanalysen. Abbildung 1.13 zeigt über den Energiebereich von 1,4 GeV bis 2,4 GeV wie die Daten der Observablen E , G , T , H und P die Variationen zwischen den drei PWA Analysen Bonn-Gatchina, Jülich-Bonn und SAID weiter verkleinern.

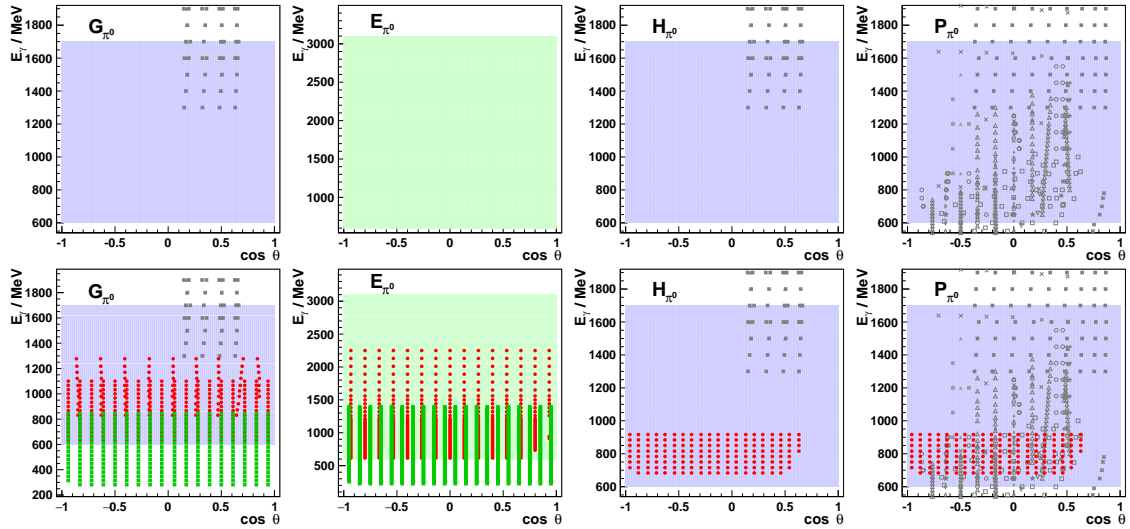


Abbildung 1.12: In der oberen Zeile ist die Datenbasis ausgewählter Observablen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ vor den Messungen des CBELSA/TAPS Experiments dargestellt, in der unteren Zeile ist der Beitrag des CBELSA/TAPS-Experiments in Rot eingezeichnet. Der farblich hinterlegte Bereich zeigt den maximal möglichen Messbereich. In Grün sind Datenpunkte des A2 Experiments aus Mainz eingezeichnet, welche im selben Zeitraum gemessen wurden [Afz18].

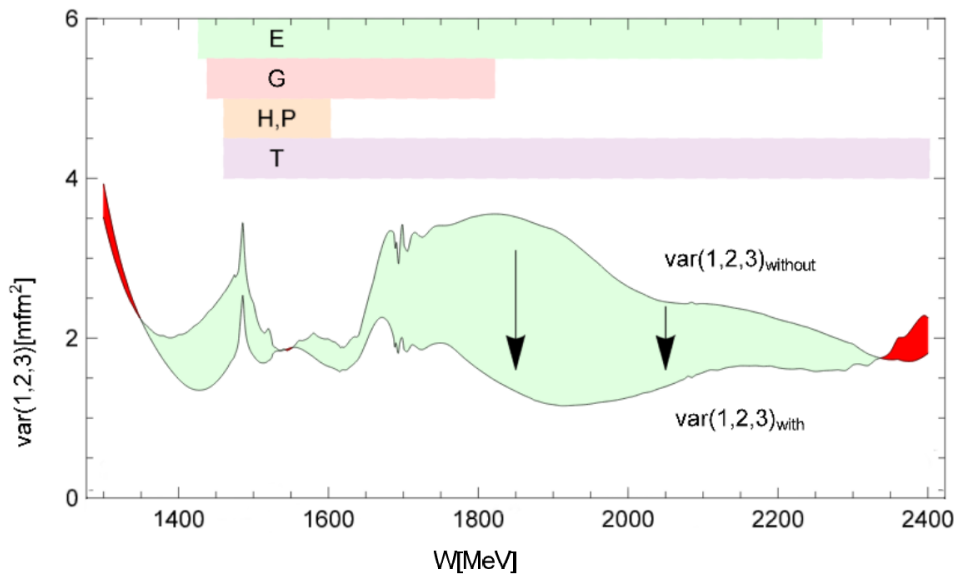


Abbildung 1.13: Die Varianz dreier PWAs aufsummiert über alle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ Multipole bis $L=4$ sowohl mit, als auch ohne Berücksichtigung der Doppelpolarisationsobservablen aus der Photoproduktion. Der verfügbare Energiebereich der Daten einzelner Polarisationsvariablen ist im oberen Bereich angegeben. Der grün schattierte Bereich zeigt die Verbesserung [A⁺16].

1.4.1 Photoproduktion am Neutron

Da Proton und Neutron bezüglich der starken Kraft als zwei Zustände eines Teilchens betrachtet werden können, werden im totalen Wirkungsquerschnitt keine Unterschiede erwartet. Die totalen Wirkungsquerschnitte der η -Photoproduktion am Proton und Neutron sind in Abbildung 1.14 gezeigt.

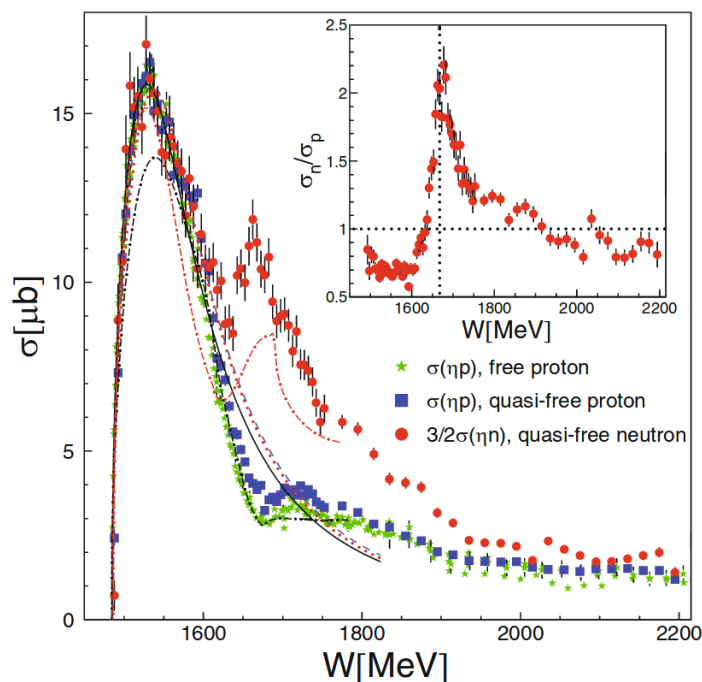


Abbildung 1.14: Totaler Wirkungsquerschnitt von $\gamma N \rightarrow N\eta$ für Proton und Neutron als Funktion der invarianten Masse des Endzustandes [J+11].

Da ein freies Neutronentarget nicht verfügbar ist, wird für die Messungen am Neutron Deuteron verwendet. Um zu zeigen, dass der Einfluss der Fermibewegung eliminiert ist, ist hier sowohl der Wirkungsquerschnitt für freie Protonen, gemessen mit Wasserstoff, als auch der quasi-freien Protonen, gemessen mit dem Deuterium-Target, aufgetragen. Weiterhin ist die Diskrepanz zur Messung am quasifreien-Neutron zu sehen, welche eine sehr schmale Überhöhung in der Region um $W=1,66$ GeV zeigt, im Gegensatz zu einem Einbruch beim Proton. Unterschiedliche Szenarien werden zur Erklärung dieses Phänomens diskutiert. So könnte der Beitrag einer zusätzlichen Resonanz das Verhalten erklären, aber auch eine Anpassung der Interferenz der beitragenden S-Wellen. Hier fehlen besonders die Messungen von Polarisationsobservablen, um die beitragenden Partialwellen zu isolieren. Erste Messungen der Doppelpolarisationsobservablen E in Mainz konnte die Interpretation bereits einschränken [W+17], allerdings nicht abschließend erklären. Dies unterstreicht die Notwendigkeit, gerade auch vollständig neutrale Reaktionskanäle zu untersuchen.

Der wohl am meisten untersuchte Reaktionskanal der Photoproduktion ist der Kanal $\gamma N \rightarrow N\pi^0$. Wird allerdings die Datenbasis für Proton und Neutron, deren Stand von 2014 in Abbildung 1.15 gezeigt ist, getrennt betrachtet, so ist zu erkennen, dass kaum Messungen

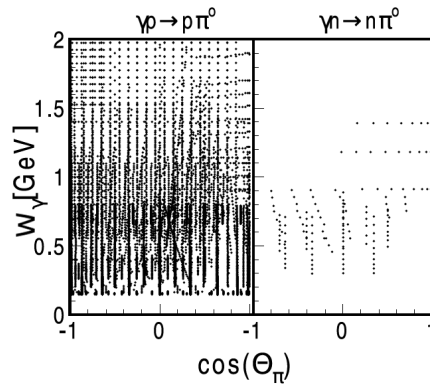


Abbildung 1.15: Vergleich der publizierten π^0 Photoproduktionsdaten differenzieller Wirkungsquerschnitte am Proton (links) und am Neutron (rechts) [D⁺14]. Aufgetragen sind die verfügbaren Datenpunkte unterschiedlicher Photonenenergien E_γ gegen den Winkel θ des Pions in seinem CMS.

am Neutron durchgeführt wurden. Neuere publizierte Messungen wurden in Mainz durchgeführt [D⁺14, W⁺17], wobei die maximal erreichbare Energie dort auf 1,5 GeV begrenzt ist.

1.5 Aufbau der Arbeit

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, welchen großen Einfluss die Daten des CBELSA/TAPS-Experiments bereits für das Verständnis der Anregungsspektren der Nukleonen leisten können. Die Messungen erfolgten bisher allerdings fast ausschließlich am Proton. Das CBELSA/TAPS-Experiment, detailliert beschrieben in Kapitel 2, kann nach einem Umbau mit hoher Effizienz zu weiteren Messungen sowie dem Erlangen einer hinlänglichen Datenbasis auch am Neutron beitragen. In Abschnitt 2.3 werden die dazu nötigen und erfolgten Änderungen erläutert. In Kapitel 3 befasst sich diese Arbeit mit dem zentralen Baustein des Detektorumbaus, der Avalanche Photodiode sowie der detaillierten Charakterisierung aller für die Modifikation des Kalorimeters zur Verfügung stehenden Dioden. Kapitel 4 stellt den neu im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und für die veränderten Anforderungen nötigen Lichtpulser vor, bevor in Kapitel 5 der abschließende Test der neuen Elektronik in einem Teststand beschrieben wird. Insbesondere wird hier auf die Energieaufösung des Detektors eingegangen. Kapitel 6 erläutert den Umbau aller 1320 Detektormodule des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Kapitel 7 bietet noch einen Überblick über die Ergebnisse, sowie einen Ausblick auf die Zukunft des Experiments.

Kapitel 2

Das CBELSA/TAPS Experiment

Das CBELSA/TAPS-Experiment (auch Crystal-Barrel-Experiment genannt) ist darauf spezialisiert, photoninduzierte Nukleonenresonanzen zu untersuchen. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht der Bestandteile des Aufbaus.

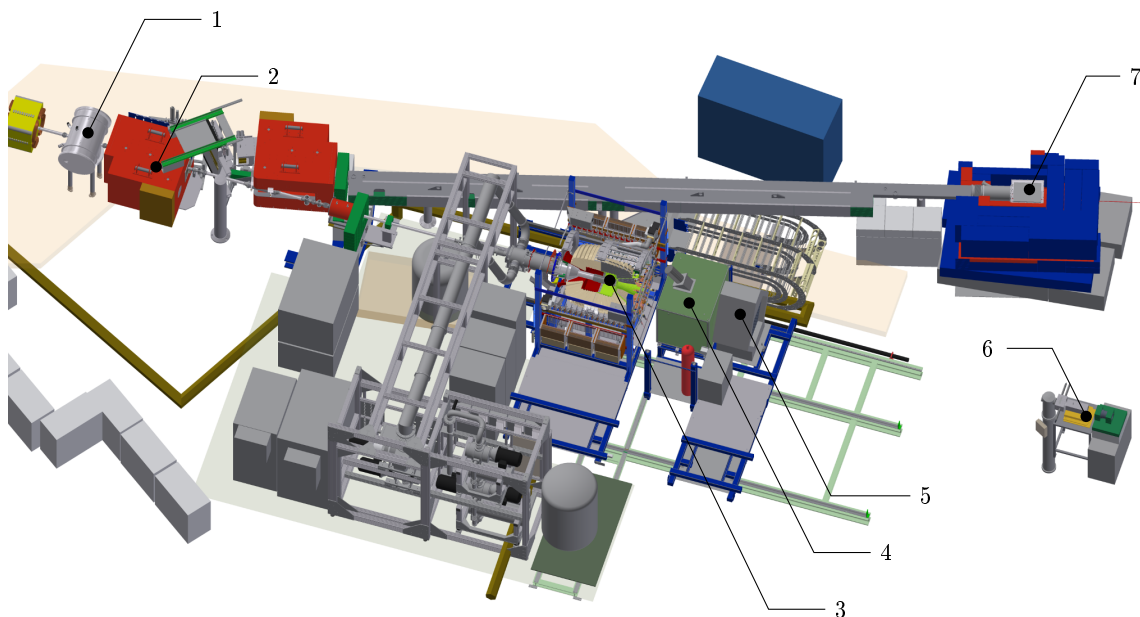


Abbildung 2.1: Übersicht über das Crystal-Barrel-Experiment [Wal15]. Von links erreicht der Elektronenstrahl aus ELSA den Experimentierplatz: 1) Goniometer, 2) Tagging-System, 3) Crystal-Barrel-Kalorimeter, darin: Target, Innendetektor und Vorwärtsvetodetektor, 4) Cherenkov-Detektor, 5) MiniTAPS-Detektor, 6) Flussmonitor, 7) Elektronenstrahlabsorber.

Hierbei handelt sich um ein Fixed-Target-Experiment¹, welches Messungen ermöglicht, bei denen sowohl Photonenstrahlen als auch das Target polarisiert oder unpolarisiert sind. Die möglichen Konfigurationen in der Polarisierung des Photonenstrahls, sowie die verwendeten Targets, werden in Abschnitt 2.1 diskutiert. In Abschnitt 2.2 werden die einzelnen Detektorkomponenten des Experiments näher beleuchtet. Die am Hauptkalorimeter schon erfolgten Erweiterungen sind in Abschnitt 2.3, die für die Zukunft geplanten Modifikationen des Experiments in Abschnitt 2.4 erläutert.

¹fixed: engl. fixiert; target: engl. Ziel, Zielobjekt. Ein Teilchenstrahl wird auf ein im Laborsystem feststehendes Ziel geleitet, im Gegensatz zu zwei kollidierenden Strahlen.

2.1 Erzeugung des Photonenstrahls und verfügbare Targets

2.1.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage

Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) ist eine dreistufige Elektronenbeschleunigeranlage. Sie wird in Bonn in ihrer jetzigen Form seit 1987 betrieben und geht aus einer langen, auf Wolfgang Paul gründenden Tradition von Teilchenbeschleunigern am Physikalischen Institut der Universität Bonn hervor [Hil00]. Der Beschleuniger bietet die Möglichkeit, sowohl

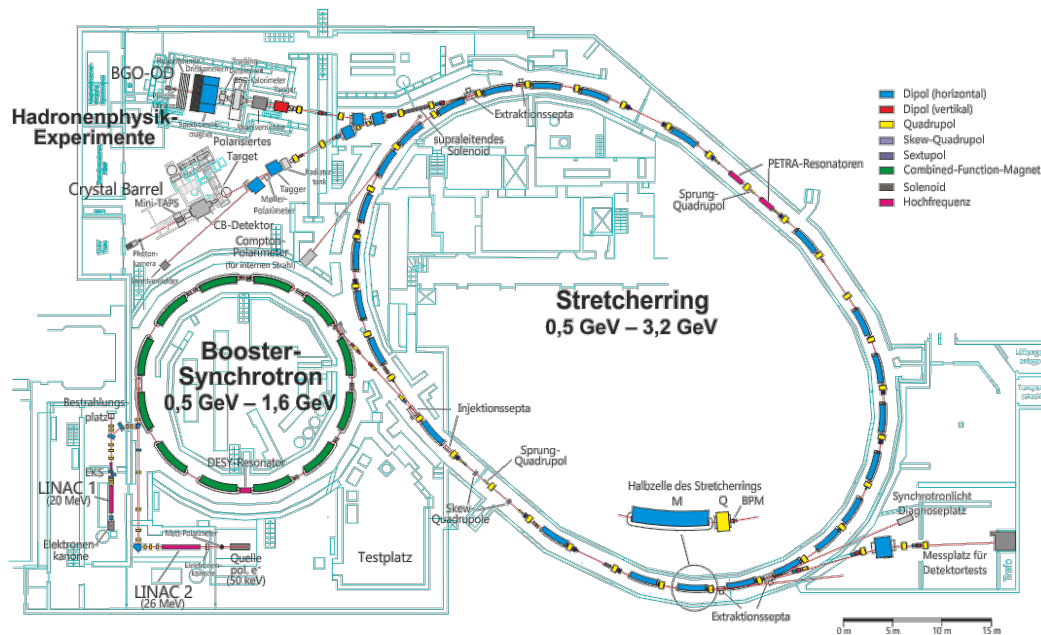


Abbildung 2.2: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn [Fro16]. Erkennbar sind die drei Stufen: Linearbeschleuniger (LINAC 1 und 2), Booster-Synchrotron sowie den Stretcherring. Die Extraktion kann zu einem Detektortestplatz (unten rechts) sowie zu den Hadronenphysik-Experimenten (oben links) erfolgen.

polarisierte als auch unpolarisierte Elektronen von einer maximalen Energie bis zu 3,2 GeV zu liefern. Der Extraktionsstrom liegt je nach Anforderung des Experiments zwischen Attoampere und 100 pA [Fro16]. Die Anlage besteht aus einer Linearbeschleunigerstufe, einem Booster-Synchrotron und einem Stretcherring. Nach einer Vorbeschleunigung der Elektronen in einem Linearbeschleuniger (LINAC), derer es zwei unterschiedliche gibt, werden die Elektronen im Booster-Synchrotron auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt. Von hier werden sie in ELSA injiziert, welche in drei unterschiedlichen Modi verwendet werden kann [Hil06]: Stretchermodus, Speichermodus und Nachbeschleunigermodus. Im Stretchermodus, bei dem ein Extraktionsstrom von konstanter Intensität erreicht wird, ist die Maximalenergie der Elektronen auf die Transferenergie von Synchrotron zu Stretcherring von 1,6 GeV limitiert. Im Speichermodus wird ELSA als Quelle für Synchrotronstrahlung verwendet und ein Elektronenstrahl für mehrere Stunden gespeichert. Der für die Experimente der Hadronenphysik interessante Modus ist der Nachbeschleunigermodus. Nach der Injektion mehrerer Pulse aus dem Synchrotron in ELSA wird der angesammelte Elektronenstrahl auf eine Energie von bis zu 3,2 GeV beschleunigt und langsam extrahiert. Dabei lässt sich ein Tastverhältnis von 60 % – 70 % für übliche Betriebsparameter der Hadronenphysik in Bonn erreichen [Fro16].

2.1.2 Photonenstrahl – das Goniometer

Der von ELSA erzeugte Elektronenstrahl wird genutzt, um mittels des Bremsstrahlprozesses Photonen zu erzeugen. Nur ein Teil der Elektronen wechselwirkt mit dem Targetmaterial und produziert durch Bremsstrahlung den Photonenstrahl. Durch Ablenkung in einem Magnetfeld wird der Elektronenstrahl vom Photonenstrahl getrennt und der Anteil, welcher keiner Wechselwirkung unterlag, direkt in einen Elektronenstrahlabsorber geleitet. Die Materialien zur Erzeugung der Bremsstrahlung werden im Goniometer auswechselbar bereitgestellt und befinden sich in einem Vakuumentank. Das Goniometer ist in Abbildung 2.3 dargestellt und bietet neben Kupferfolien unterschiedlicher Dicke auch ein Møllertarget und einen Diamantkristall.

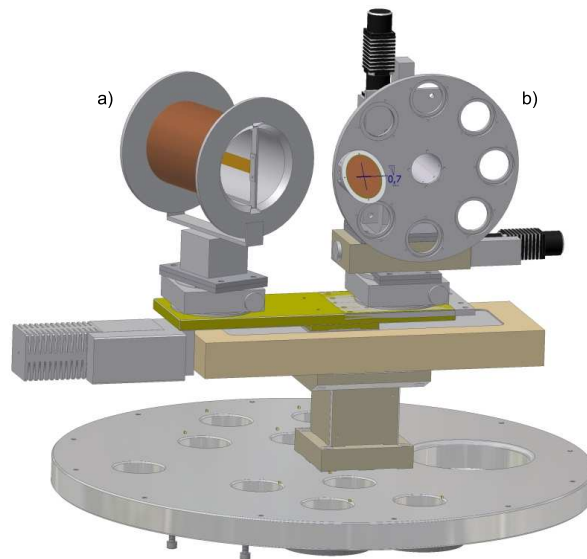


Abbildung 2.3: Das Goniometer stellt sowohl ein Møllertarget (a) als auch eine Drehscheibe mit verschiedenen Bremsstrahltargets (b) zur Verfügung. In der Drehscheibe sind Kupferradiatoren der Dicken $150\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$, $59\ \mu\text{m}$ (Flussäquivalent zum Diamanten), $12\ \mu\text{m}$, Drähte zur Bestimmung der Elektronenstrahllage, ein Cromox-Schirm sowie ein Leerradiator (für Untergrundbestimmungen) vorhanden. In der Mitte der Drehscheibe befindet sich ein Diamantkristall [Wal15].

Bremsstrahlung entsteht durch das Abbremsen der Elektronen in Materie als elektromagnetische Strahlung. Die Intensität der Bremsstrahlung ist proportional zur Elektronenenergie und dem Quadrat der Kernladungszahl. Es stehen verschiedene dicke Kupferradiatoren zwischen $12\ \mu\text{m}$ und $150\ \mu\text{m}$ zur Verfügung. Zum einen lässt sich mit einem dickeren Radiator eine höhere Intensität an Bremsstrahlung erzeugen, zum anderen steigt aber die Absorption der generierten Photonen mit der Dicke. Zudem treten bei einem dickeren Radiator vermehrt Mehrfachstreuungen auf. Dies führt dazu, dass die Energie der das Target erreichenden Photonen nicht bestimmt werden kann.

Linearpolarisierte Photonen werden im Crystal-Barrel-Experiment mittels des Effektes von kohärenter Bremsstrahlung an einem Diamanten erzeugt. Hierbei wird der elektrische Feldvektor der Bremsstrahlung in einer Ebene fixiert, wenn der Rückstoßimpuls des unpolari-

risierten Elektronenstrahls mit dem reziproken Gittervektor übereinstimmt. Somit können dann nur diskrete Rückstoßimpulse an das gesamte Gitter übertragen werden [Els09].

Eine alternative Methode zur Erzeugung polarisierter Photonen, welche in Bonn allerdings nicht verfügbar ist, bietet die kohärente Rückstreuung von Laserlicht. Dieses Verfahren wird zum Beispiel für die Erzeugung eines polarisierten Photonenstrahls im Laser Electron Photon Experiment (LEPS) am SPring-8 in Japan genutzt. [Ima13]. Hier beträgt die bestimmte Photonenenergie zwischen 1,5 GeV und 3 GeV.

Zirkularpolarisierte Photonen können durch das Abbremsen longitudinal polarisierter Elektronen in einem Radiator erzeugt werden. Die Bestimmung des Polarisationsgrads der Photonen wird über den Polarisationsgrad der Elektronen erreicht, da die Polarisation durch Helizitätstransfer übertragen wird. Sie ist abhängig vom Polarisationsgrad des Elektronenstrahls und der vom Elektron auf das Photon übertragenen Energie. Zur Bestimmung des Polarisationsgrads kommt in Bonn eine Messung mittels Møllerstreuung, der spinabhängigen Elektron-Elektron Streuung, zum Einsatz. Das Bremsstrahltarget wird gleichzeitig als Møllertarget verwendet, bei welchem mittels eines magnetischen Feldes die Hüllenelektronen polarisiert werden. Über die Rate der gestreuten Elektronen lässt sich der Polarisationsgrad bestimmen [Kam09].

Eine weitere Möglichkeit zur Messung des Polarisationsgrads bietet sich mittels Comptonrückstreuung. Eine Anlage zur Nutzung dieses Verfahrens befindet sich an ELSA im Aufbau [Zim12].

Gleichzeitig zirkularpolarisierte und linearpolarisierte Photonen zu erzeugen ist durch das Verwenden longitudinal polarisierter Elektronen mit einem Diamanten als Bremsstrahltarget möglich. Hierzu muss allerdings die Strahlpolarisierung ohne eine Møllermessung bestimmbar sein. Dies wird zum Beispiel bereits in der A2-Kollaboration am Mainzer Mikrotron eingesetzt [Afz18]. Bei Fertigstellung des Comptonpolarimeters, zur Messung der Elektronenpolarisation in ELSA, wird dies auch in Bonn möglich.

2.1.3 Die Targets

Verschiedene Targets können in den Photonenstrahl des Crystal-Barrel-Experiments eingebracht werden. Diese sind auf einen Punkt im Detektorsystem ausgerichtet und beinhalten die Nukleonen, an welchen die zu untersuchenden Reaktionen stattfinden. Für unterschiedliche physikalische Experimente stehen unterschiedliche Targetmaterialien zur Verfügung.



Abbildung 2.4: Dreidimensionale Repräsentation des Frozen-Spin-Targets, um Messungen mit polarisierten Nukleonen durchzuführen. Die Targetzelle befindet sich im vorderen Ende des Kryostaten (im Bild rechts) [Wal15].

Das Frozen-Spin-Target

Zur Messung von Doppelpolarisationsvariablen mit polarisiertem Target, wie in Kapitel 1.3.1 beschrieben, werden polarisierte Nukleonen benötigt. Beim Crystal-Barrel-Experiment wird die frozen-spin² Technologie eingesetzt, um polarisierte Protonen und Neutronen zu erhalten. Als Materialien werden wasserstoffreiche Alkohole wie Butanol (C_4H_9OH) verwendet [D⁺94]. Nur die Protonen der Wasserstoffatome des Butanols sind polarisierbar, die Kerne der Sauerstoffatome und Kohlenstoffatome auf Grund ihres verschwindenden Kernspins jedoch nicht. Die Polarisierung der Nukleonen wird über die Dynamische Nukleonen Polarisation (DNP) erreicht. Zunächst werden die Elektronen mit Hilfe eines Magnetfeldes polarisiert. Dann werden mittels Mikrowellen Übergänge induziert, die die hohe Polarisation der Elektronen teilweise auf den Kern übertragen [Ove53]. Durch chemische Radikale oder die Schädigung durch ionisierende Strahlung werden den Target-Materialien paramagnetische Zentren hinzugefügt. Freie Elektronen und Kerne koppeln über die Dipol-Dipol Wechselwirkung und ein simultanes Umklappen des Spins von Proton und Elektron kann induziert werden. Während das Elektron eine Relaxationszeit von nur wenigen Millisekunden hat, liegt die des Protons in der Größenordnung von Minuten [Roh03]. Diese Relaxationszeit kann durch ein Absenken der Temperatur von 300 mK während der Polarisierungsphase auf 50 – 60 mK nach einem Erreichen einer maximalen Nukleonpolarisierung noch verlängert werden [B⁺99]. Ein minimales Haltemagnetfeld von 0,5 T reicht dann aus, um Messungen mit einem polarisierten Target mit langen Relaxationszeiten durchführen zu können. Das System bietet die Möglichkeit zum Bereitstellen von longitudinal und transversal polarisierten Protonen und Deuteronen. In den Messungen des physikalischen Programms wurde zum Beispiel eine longitudinale Polarisation von bis zu 80 % mit einer Relaxationszeit von bis zu 600 h erreicht [Thi12].

Das bisher in Bonn eingesetzte Target, gezeigt in Abbildung 2.4, wird derzeit überarbeitet und weiterentwickelt. So ist geplant das Haltefeld wesentlich zu verstärken, um längere Relaxationszeiten bzw. kontinuierlich einen hohen Polarisationsgrad aufrecht erhalten zu können. Für die nächsten Messungen wird übergangsweise für ein Jahr der Dubna-Mainz-Dilution-Cryostat mit derselben Technik eingesetzt.

Das Kohlenstoff-Schaum-Target

Das Kohlenstoff-Schaum-Target ist zur Bestimmung des Untergrundes bei Messungen mit polarisiertem Target konzipiert worden. Nur die Protonen des Wasserstoffs im Butanoltarget lassen sich polarisieren und es verbleiben unpolarisierte Nukleonen der Kohlenstoff- und Sauerstoffkerne im Target. Hierzu lässt sich die Targetzelle durch einen Zylinder mit reinem aufgeschäumten Kohlenstoff ersetzen. Der Kohlenstoffschaum ist in seiner Flächenbelegung der der unpolarisierten Nukleonen im Butanoltarget ähnlich [Grü16]. Er füllt in seiner Geometrie den selben Raum aus wie im Polarisationsbetrieb das Butanol und ermöglicht eine Extraktion des gemessenen Untergrundanteils der Spektren ohne systematische geometrische Unterschiede [Grü16].

Das Flüssigwasserstofftarget

Das Flüssigwasserstofftarget ermöglicht die Messung an unpolarisierten, reinen Protonen. Die Targetzelle aus Polyamidfolie besitzt eine andere Geometrie als das polarisierte Target und ist mit flüssigem Wasserstoff gefüllt, welcher über zwei Rohrleitungen in einem Wärmetauscherkreislauf gekühlt wird [Ham09]. Die Flächendichte im Target ist etwa 2,3fach

²frozen-spin: engl. gefrorener Spin

höher als die des polarisierten Butanoltargets [Grü16]. Dies führt zu einer hohen hadronischen Ereignisrate. Der Wasserstoff kann auch durch Deuterium ausgetauscht werden, was eine Messung an Neutronen ermöglicht. In Abbildung 2.5 ist das Flüssigwasserstofftarget gezeigt.

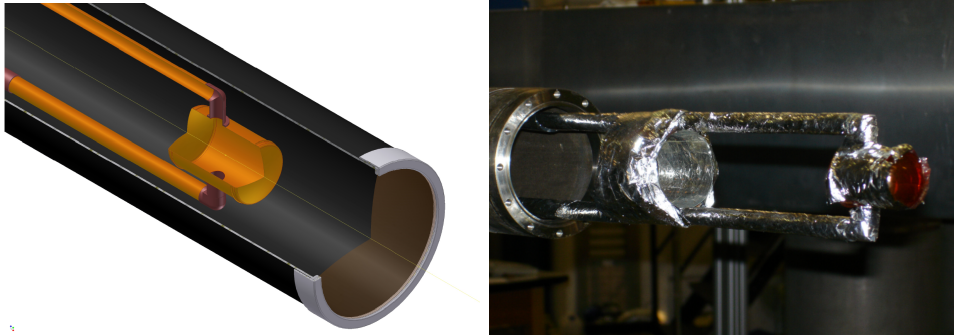


Abbildung 2.5: Links: Zeichnung des Wasserstofftargets, die Targetzelle (orange) ist an den Zu- und Ableitungen gehalten und befindet sich in einem vakuumierten Rohr (schwarz). Rechts: Foto der Targetzelle. [Ham09]

Die Festkörpertargets

Zum Untersuchen der Photoproduktion von Mesonen an Kernen stehen in Bonn verschiedene Festkörpertargets zur Verfügung. Damit lässt sich das Verhalten von Mesonen und den Resonanzen von Nukleonen im Medium untersuchen [Kru07]. Es stehen unter anderem ^{12}C , ^{40}Ca , ^{93}Nb und ^{208}Pb als Materialien zur Verfügung.

2.2 Die Detektorkomponenten

Zum Nachweis sowohl der Reaktionsprodukte als auch zur Überwachung des einkommenden Photonenstrahls setzt sich das Experiment aus verschiedenen Detektoren zusammen. Diese und ihre Funktion sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

2.2.1 Die Photonenmarkierungsanlage

Die Energie der im Bremsstrahltarget erzeugten Photonen wird in der Photonenmarkierungsanlage, dem Tagger, indirekt bestimmt. Die Elektronen, welche im Bremsstrahlprozess wechselwirken, haben einen Teil ihrer Anfangsenergie E_{e^-} auf das entstandene Photon übertragen. Im Ablenkungsmagnet des Tagging-Detektors werden die Elektronen auf Grund ihres geringeren Impulses stärker abgelenkt. Dies nutzt die Photonenmarkierungsanlage, um die Energie der Elektronen E'_{e^-} , welche den Bremsstrahlprozess ausgelöst haben, zu messen. Ist der Rückstoß, welchen das Atom erfährt, in dessen Umgebung der Bremsstrahlprozess stattfindet, zu vernachlässigen, ergibt sich die Energie des Photons direkt aus

$$E_{\gamma} = E_{e^-} - E'_{e^-} .$$

96 Plastik-Szintillationszähler, positioniert entlang der Öffnung des Magneten, weisen die Elektronen nach. Dabei wird ein Energiebereich von 2,1 % bis 82 % der primären Strahlenergie abgedeckt. Zusätzlich ist im Bereich von 16,6 % bis 87,1 % der primären Strahlenergie zur Verbesserung der Energieauflösung ein weiterer Detektor mit 480 szintillieren-

den Fasern von 2 mm Durchmesser vor den Plastik-Szintillationszählern aufgebaut [FP09]. Abbildung 2.6 zeigt eine Fotografie, sowie eine Repräsentation des Prinzips der Photonmarkierungsanlage.

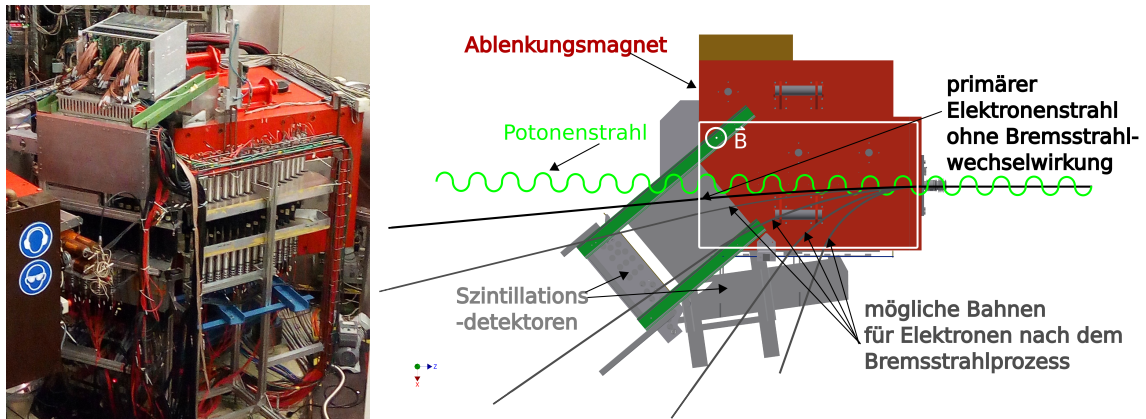


Abbildung 2.6: Die Photonmarkierungsanlage des Crystal-Barrel-Experiments. Links: Fotografie der Anlage. Die Szintillationszähler sind im Vordergrund zu sehen. Rechts: Das Prinzip der Anlage. Der Elektronenstrahl kommt gemeinsam mit dem Photonenstrahl vom Goniometer von rechts in die Abbildung. Gezeigt sind mögliche Elektronenbahnen nach dem Bremsstrahlprozess, das Magnetfeld, die Bahn der Elektronen ohne Bremsstrahlwechselwirkung sowie der Photonenstrahl.

2.2.2 Der Innendetektor

Zur Identifikation geladener Teilchen ist direkt um die Targetzelle des Crystal-Barrel-Kalorimeters ein Szintillationsfaserdetektor aufgebaut. Er befindet sich im Inneren des Hauptkalorimeters. Insgesamt 513 Plastik-Szintillationsfasern von je 2 mm Durchmesser sind in drei Lagen übereinander – außen parallel zur Strahlachse, in der Mitte um $+25,7^\circ$ und im Innersten um $-24,5^\circ$ zur Strahlachse ausgerichtet – zu einem Detektor kombiniert [Grü06]. Durch die Analyse der von TDCs³ digitalisierten Photomultiplier-Signalen und der speziellen Anordnung ist es möglich den Durchstoßpunkt geladener Teilchen zu rekonstruieren. Zusätzlich liefert der Detektor ein Triggersignal⁴; dies war gerade in der Vergangenheit ohne schnellen Trigger des Hauptkalorimeters interessant. Die Winkelabdeckung liegt bei $28^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$ bei vollen 2π in ϕ . Da der Detektor eine hohe Nachweeffizienz für geladene Teilchen besitzt, wird er in Kombination mit dem Crystal-Barrel-Kalorimeter für die Identifikation von Protonen verwendet. Abbildung 2.7 zeigt den Detektor im Inneren des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

Die Position des Detektors wurde im Rahmen von Umbauten leicht verändert und die Möglichkeit geschaffen, ihn weit in Strahlrichtung zu verschieben. Somit kann der Winkelbereich auch auf $155^\circ \leq \theta \leq 13,7^\circ$ verschoben werden, um eine größere Abdeckung in Vorwärtsrichtung zu erhalten [Grü17].

³engl. time to digital converter - Zeit in Digital Wandler

⁴Trigger, engl. Auslöser: Signal zur Steuerung der Datennahme.

2.2.3 Der Vorwärtsveto-Detektor

Ein weiterer Detektor zur Identifikation der Ladung von Teilchen im Hauptkalorimeter ist der Vorwärtsvetodetektor. Er befindet sich direkt vor den Kristallen der drei in Strahlrichtung vordersten, innersten Ringe des Crystal-Barrel-Kalorimeters. 180 Plastiksintillatoren, ausgelesen durch Photomultiplier an Lichtwellenleitern, welche mit wellenlängenschiebenden Fasern an zwei Seiten der Szintillatoren verschweißt sind, bilden diesen Detektor. Bei seinem Aufbau im Jahr 2007 konnte eine Nachweiseffizienz von über 90 % gezeigt werden [Wen08]. Eine Überarbeitung des Detektors im Jahr 2015 ergab, dass die Effizienz der Einzeldetektoren gesunken ist [Geh15]. Als Ursache hierfür werden Alterungseffekte gesehen. Durch eine Reparatur konnte für den innersten Ring wieder eine Effizienz von im Mittel 94,4 % erreicht werden [Geh16], die der beiden anderen Ringe liegen darunter. Die Wiederherstellung der ursprünglichen Effizienz, die beim Bau des Detektors für alle Einzeldetektoren über 94 % betrug [Wen08], war nicht realisierbar. Genaue Untersuchungen zeigten eine Vielzahl winziger Risse in der Oberfläche der Szintillatoren. Diese sind Ursache eines Alterungsprozesses, der nicht reversibel ist [Geh16]. Eine Möglichkeit der Kompensation besteht in der Verschiebung des Innendetektors in Strahlrichtung, welcher dadurch die zwei äußeren Ringe mit abdecken kann.

2.2.4 Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter ist das Hauptkalorimeter des Experiments und befindet sich zentral um das Target und den Innendetektor. Abbildung 2.7 zeigt eine Repräsentation des Hauptkalorimeters mit den Detektoren zur Ladungsidentifikation (Innendetektor und Vorwärtsvetodetektor). Es besteht in seinem momentanen Aufbau aus 1320 Szintillationskristallen aus Caesium-Jodid dotiert mit Thallium ($\text{CsI}(\text{Tl})$) und deckt einen Winkelbereich von $12^\circ \leq \theta \leq 156^\circ$ bei 2π in ϕ um die Strahlachse ab. Es wurde ursprünglich am CERN für Untersuchungen des Spektrums der Mesonen am Low Energy Antiproton Ring (LEAR)⁵ entwickelt [Koc85]. Der rückwärtige Öffnungswinkel des Detektors wurde auf Grund der für ein polarisiertes Target nötigen Infrastruktur in Bonn von seiner ursprünglichen Abdeckung bis 178° um 12° weiter geöffnet. Die 13 unterschiedlichen Kristallgeometrien werden ringförmig zu einem Fass zusammengesetzt, wobei das gesamte Kalorimeter in zwei Hälften vertikal und orthogonal zur Strahlrichtung teilbar ist. Die Kristalle besitzen mit einer Länge von 30 cm entsprechend 16,1 Strahlungslängen die Möglichkeit, Photonen bis zu einer Energie von 2 GeV komplett zu absorbieren [A⁺92]. Der Nachweis des Szintillationslichts erfolgte bis 2015 über eine an einem Wellenlängenschieber angebrachte Silizium-Photodiode. Danach wurde, wie in Kapitel 2.3 näher erläutert, auf Avalanche-Photodioden umgerüstet. Dabei wurde auch der vordere Bereich, die vordersten drei Kristallringe, welche von 2007 bis 2015 einen eigenen Vorwärtsdetektor ausgelesen mit Photomultipliern bildeten [Fun08], wieder zurück in die Hauptkalorimeterauslese integriert. Im Rahmen dieser Änderung der Elektronik und der Umbaumaßnahmen am Kalorimeter fand auch diese Arbeit statt. Eine detailreiche Beschreibung der Neuerungen folgt in Kapitel 2.3. Die Energieauflösung des Kalorimeters, ausgelesen mit Silizium-Photodioden, wurde energieabhängig zu $\frac{\sigma(E)}{E} = 2,5\% E^{-\frac{1}{4}}$ bestimmt [A⁺92]. Die Winkelauflösung ist durch die Raumwinkelabdeckung der einzelnen Kristalle von 6° in azimuthaler sowie polarer Richtung gegeben. Schauert ein Ereignis auch in benachbarte Kristalle auf, so wird die Ortsauflösung durch Nutzen der Molière-Theorie, der Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Schauer und einer genaueren Schwerpunktsbildung, verbessert [Jun00].

⁵Nieder-Energie-Antiprotonen Ring, aufgebaut 1982 und in Betrieb bis 1996

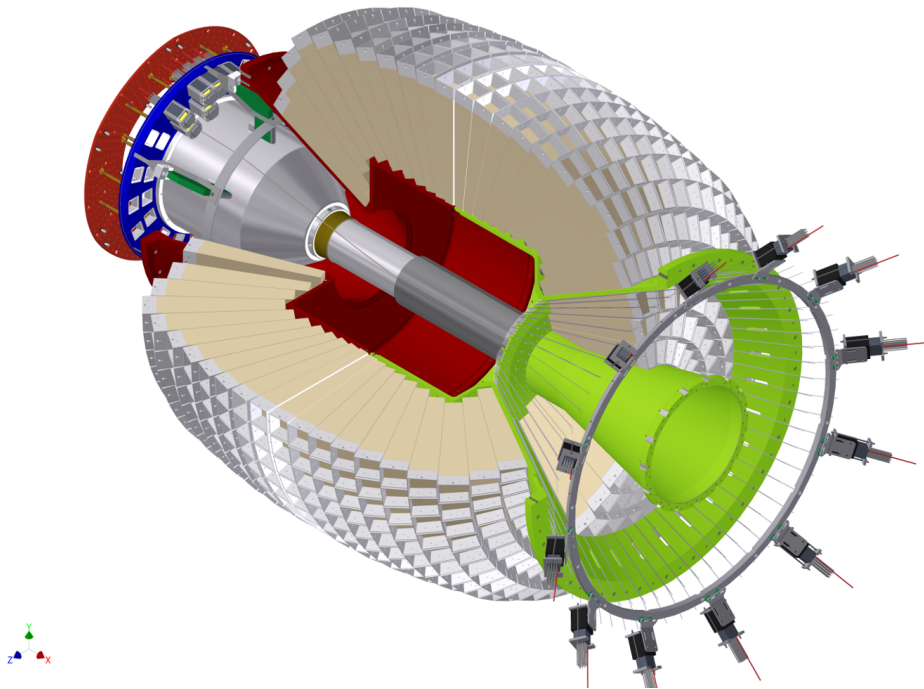


Abbildung 2.7: Das Crystal-Barrel-Kalorimeter mit Innendetektor und Vorwärtsvetodetektor [Wal15]. Der Vorwärtsbereich (unten rechts) ist leicht vom Kalorimeter abgesetzt, um das Herausführen der Signale des Vorwärtsvetodetektors zu ermöglichen. Der Innendetektor (oben links) ist in das Kalorimeter hineingeschoben und an diesem befestigt.

2.2.5 Der Cherenkov-Detektor

Bei der Photoproduktion am Nukleon werden nicht nur hadronische Ereignisse produziert. Sehr dominant treten hier auch Paarerzeugung und Comptonstreuung auf. Um diese unerwünschten Prozesse in den Daten zu reduzieren und besonders früh, möglichst schon während der Datennahme eine Selektion der Ereignisse vorzunehmen, ist es wichtig, diese Ereignisse auf Detektorebene zu erkennen. Ein Vetodetektor, aufgebaut nach dem Prinzip des Cherenkoeffekts, liefert ein schnelles Signal zur Unterdrückung dieses Untergrunds. Als Detektormedium wird CO_2 verwendet, welches durch seinen Brechungsindex von $n = 1,00043$ für Elektronen ab einer Energie von $17,4 \text{ MeV}$ ein Signal liefert. Pionen hingegen liefern erst beim Überschreiten der Schwellenenergie von $4,76 \text{ GeV}$ ein Signal [Kai07]. Das Vetosignal ermöglicht somit eine Reduktion der

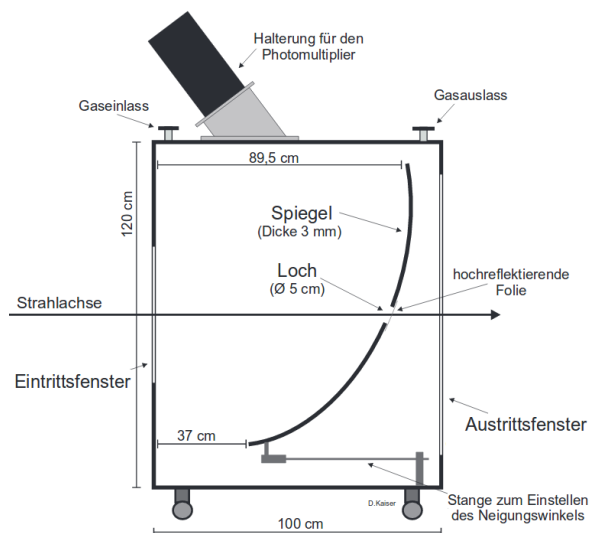


Abbildung 2.8: Aufbau des Cherenkov Detektors [Kai07].

ungewollten Datenmenge und Verringerung der Totzeit des Experiments. Das Cherenkovlicht wird zum Nachweis durch einen großen Spiegel auf einen einzelnen Photomultiplier fokussiert. Eine Skizze des Detektoraufbaus ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

2.2.6 Der MiniTAPS-Detektor

In einem Fixed-Target-Experiment befindet sich das Schwerpunktsystem (CMS) der Reaktionen in Bewegung. Betrachtet man also die Reaktionen im ortsfesten Laborsystem statt im sich bewegenden CMS, wo die auftretenden Teilchenrichtungen in alle Raumrichtungen gleich bevorzugt sind, so ergeben sich aus der Lorentz-Transformation und dem Impuls gerade in Vorwärtsrichtung hohe Teilchenraten. Der MiniTAPS-Detektor ist das zweite große Kalorimeter des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Er besteht aus 216 hexagonalen BaF_2 Kristallen, welche den vordersten Winkelbereich von 1° bis 12° abdecken. Die Kristalle sind in acht Ringen zu einer größeren hexagonalen Wand zusammengesetzt. Die Länge der Kristalle entspricht 12 Strahlungslängen, womit Protonen bis zu einer Energie von 380 MeV gestoppt werden können. Das Szintillationslicht weist zwei Komponenten auf, eine sehr schnelle mit einer Zeitkonstante von 0,9 ns und eine langsame mit einer Zeitkonstante von 650 ns [O⁺14]. Dies ermöglicht durch die schnelle Komponente eine gute Zeitaufösung und durch die Lichtsammlung beider Komponenten ebenfalls eine gute Energieaufösung. Auch bei diesem Detektor ist zur Identifizierung geladener Teilchen ein Plastik-Szintillationsdetektor vor den Kalorimeterkristallen angebracht. Abbildung 2.9 zeigt den Aufbau eines Dektormodules sowie ein Foto des gesamten Detektors.

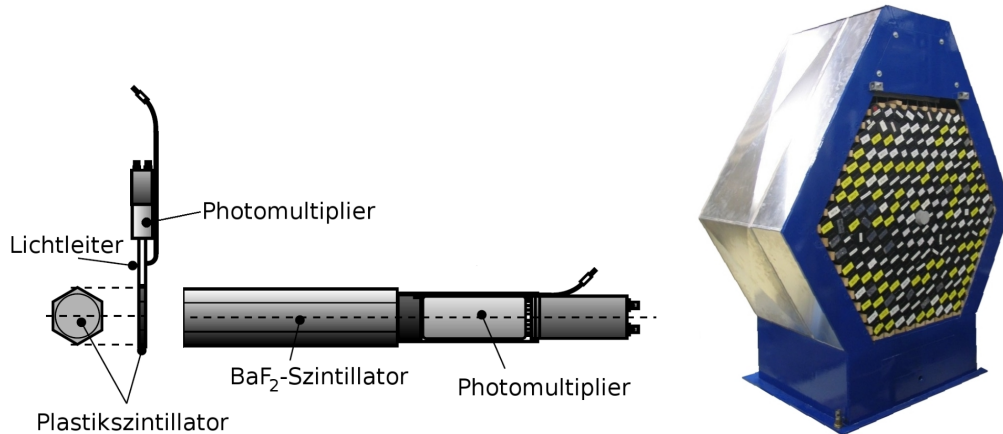


Abbildung 2.9: Links: Aufbau eines Detektormoduls des MiniTAPS-Detektors [Got12]. Rechts: Foto des MiniTAPS-Detektors (ohne Vetodetektor) [Kai13].

Dieser Detektor wurde von der Universität Gießen während der Umbauten am Crystal-Barrel-Kalorimeter ebenfalls einigen Reparaturen und Neuerungen unterzogen. So wurden alle Kristalle auf Strahlenschäden untersucht und mit UV-Licht ausgeheilt [Dre14]. Gealterte oder defekte Photomultiplier sind ausgetauscht und so die Auflösung wieder hergestellt worden. Um auf höhere Ereignisraten vorbereitet zu sein, wurden für die innersten zwei Ringe des Kalorimeters zwischen Kristall und Photomultiplier Transmissionsfilter eingesetzt. Diese weisen nur im Wellenlängenbereich der schnellen Szintillationslichtkomponente (220 nm) eine gute Transmission auf [Fri16].

2.2.7 Flussmonitor und Gammaintensitätsmonitor

An letzter Stelle im Photonenstrahl des Experiments vor dem Photonenstrahlvernichter, sind der Flussmonitor (FluMo) und der Gammaintensitätsmonitor (GIM) aufgebaut. Abbildung 2.10 zeigt die beiden Detektoren.

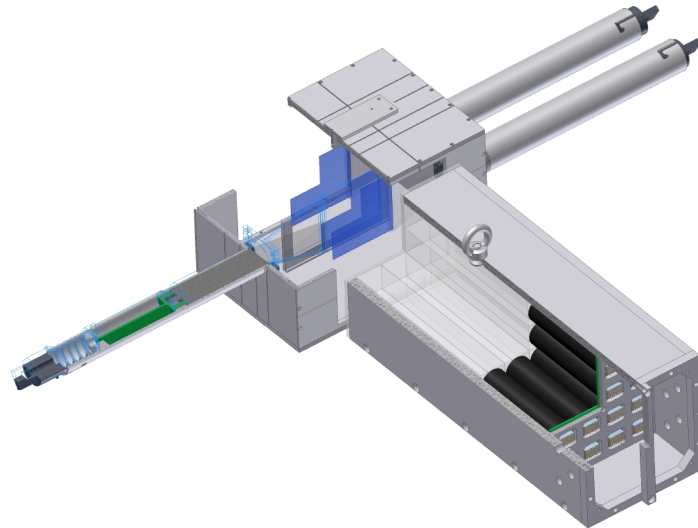


Abbildung 2.10: Flussmonitor (links oben) und Gammaintensitätsmonitor (rechts unten) im Schnittbild [Wal15]. Der Flussmonitor besteht aus 3 Szintillationszählern und einer Konverterfolie. Der Gammaintensitätsmonitor ist aus 16 PbF_2 Kristallen aufgebaut.

Um gemessene Wirkungsquerschnitte normieren zu können, ist es wichtig, den Photonfluss zu bestimmen. Der GIM besteht aus 16 PbF_2 Kristallen in einer 4×4 Matrix. Diese weisen alle Photonen ohne Wechselwirkung im Target durch Cherenkov-Strahlung nach. Da dieser Detektor eine ratenabhängige Totzeit zeigt, ist ihm der FluMo vorgelagert. Dieser besteht aus drei Szintillationszählern und einer Kupferplatte zur Konvertierung der Photonen [Die08]. Die Photonen erzeugen im Kupfer mit einem bekannten Wirkungsquerschnitt Elektron-Positron-Paare. Ein Plastikdetektor wird vor dem Konverter als Veto für geladene Untergrundereignisse aus dem Target eingesetzt, die zwei anderen weisen, in Koinkidenz zur Unterdrückung von Untergrund, die Elektron-Positron-Paare nach. Auf Grund der Untersetzung der Wahrscheinlichkeit des Paarbildungsprozesses ist die Nachweisrate in den Plastikszintillatoren wesentlich geringer als im GIM und ermöglichen eine relative Messung einer wesentlich höheren Rate ohne Totzeiteffekte.

2.3 Modifikationen des Crystal-Barrel-Kalorimeters

Der Trigger eines Experiments ist eine Art Selektionssystem, welches entscheidet, ob eine stattgefundenere Reaktion gewissen Bedingungen entspricht. Diese Bedingungen werden vorher als für die erwünschten Reaktionen relevant festgesetzt. Somit wird entschieden, welche Ereignisse in den Datenstrom geschrieben werden. Dies führt zu einer Reduktion der Datenmenge unerwünschter Untergrundreaktionen. Das Konzept des Triggers des

Crystal-Barrel-Experiments wurde überarbeitet. In diesem Rahmen fand ein Austausch der Elektronik zum Nachweis des Szintillationslichtes des Hauptkalorimeters statt.

Szintillatoren aus CsI(Tl), wie sie im Crystal-Barrel-Kalorimeter verwendet werden, sind sehr hell, aber auch langsam in ihrer Lichtabgabe, wie der Vergleich mit anderen gängigen Szintillatoren zeigt (siehe Tabelle 2.1). Um die Verwertbarkeit eines Ereignisses zu beurteilen, muss schnell ein Signal zur Entscheidungsfindung erzeugt werden. Dies war mit dem Szintillationslichtnachweis durch Silizium-Photodioden, welche beim Aufbau des Kalorimeters Verwendung fanden, nicht möglich [Hon09]. Zur Entscheidungsfindung wird untersucht, wie viele Teilchen bei einem Ereignis im Kalorimeter nachgewiesen wurden. Dazu benötigte der Fast Cluster Encoder (FACE), welcher Energieeinträge in einzelnen Detektormodulen zu zusammenhängenden sogenannten Clusterbereichen zusammenfasst und erkennt, $t_{CL} = 0,8 \mu\text{s} + n \cdot 0,8 \mu\text{s}$, wobei n die Anzahl der Cluster ist [Fle01]. Das zweite große Kalorimeter des Experiments, der MiniTAPS-Detektor, benötigt im Vergleich nur 244 ns für die Triggerentscheidung [Lan16].

Szintillator	Photonen pro MeV	Abklingzeit- konstante/ns
NaI(Tl)	40 000	245
BaF ₂	14 400	650
	1 540	0,9
CsI(Tl)	66 000	1220

Tabelle 2.1: Relative Helligkeit und Abklingzeitkonstanten einiger nicht organischer Szintillationskristalle [O⁺14]. BaF₂ weist zwei unterschiedliche Komponenten auf.

Das bisherige Konzept des Triggers war aus diesem Grund ein zweistufiges. Alle Detektoren mit Ausnahme des Crystal-Barrel-Kalorimeters, allerdings auch der sogenannte Vorwärtsdetektor, bestehend aus den vordersten drei Ringen des Crystal-Barrel-Kalorimeters im Winkelbereich $12^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$, geben innerhalb von 300 ns ein Signal zur Entscheidungsfindung [Win06]. Ist diese erste Entscheidung positiv, allerdings nicht ausreichend, um das Ereignis als physikalisch interessant zu identifizieren, wird mit der Datennahme zwar begonnen, aber noch auf die Information aus dem Hauptkalorimeter gewartet. Sollte diese Information innerhalb von 10 μs nicht positiv ausfallen, wird durch einen schnellen Abbruch der Datennahme das Experiment wieder in den Ausgangszustand zurückgesetzt. Bei positivem Ausgang wird die Datenspeicherung fortgeführt. Etwa 500 μs sind nötig, um die Daten des Experiments zu speichern. Das schnelle Zurücksetzen erfolgt innerhalb von 5 μs und verringert die Totzeit des Experiments erheblich im Vergleich zum Datenauslesen [Hof18]. Nachteil dieses zweistufigen Konzeptes ist, dass nur Bedingungen einen Speicherprozess auslösen, die bereits in der ersten Stufe ein Signal geliefert haben. Dies zeigt sich besonders bei der Betrachtung vollständig neutraler Reaktionen, wie zum Beispiel $\gamma n \rightarrow n\pi^0$, wobei π^0 zu 99 % in zwei Photonen zerfällt [O⁺14]. Im Winkelbereich des Hauptkalorimeters $30^\circ \leq \theta^{LAB} \leq 156^\circ$ kann nur der Innendetektor ein Signal zur ersten Stufe beitragen. Dieser kann aber nur geladene Teilchen nachweisen. Simulationen zur Triggereffizienz dieser vollständig neutralen Beispielreaktion sind in Abbildung 2.11 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Effizienz nur für den Winkelbereich, in dem das π^0 in Vorwärtsrichtung, also in den Bereich des Vorwärtsdetektors und MiniTAPS-Detektors abgestrahlt wird, nahezu 100 % beträgt. Im in rückwärtiger Richtung liegenden Bereich (ab $\cos(\theta) \leq 0,87$ bzw. $\cos(\theta) \leq 0,5$) fällt die Triggereffizienz auf nahezu 0 % ab mit einem Plateau von etwa 25 % im Bereich von $(-1 \leq \cos(\theta) \leq -0,4)$. Dieses Plateau entsteht aus der Tatsache, dass bei einer Reaktion mit einer Abstrahlung des π^0 in diesen rückwärtigen Winkelbereich sich das Neutron der Reaktion in den vorderen Winkelbereich bewegt. Also wird das Neutron gerade in jenen Bereich des Vorwärtsdetektors und MiniTAPS-Detektors

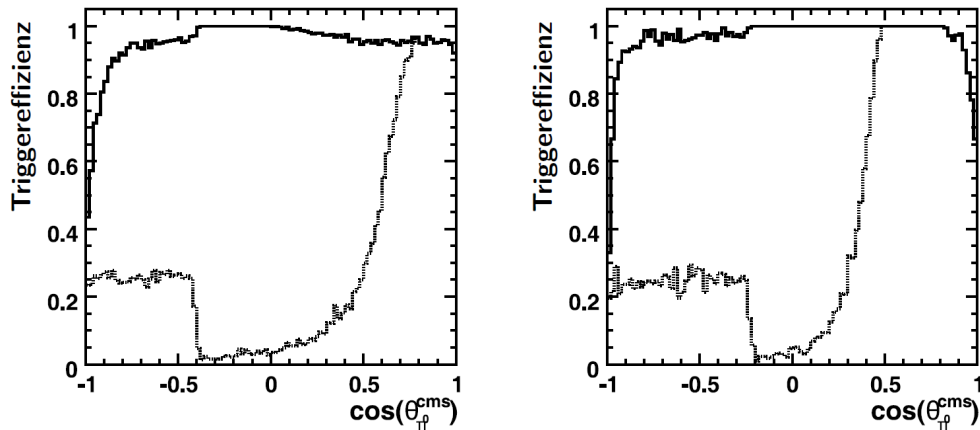


Abbildung 2.11: Simulation der Triggereffizienzen in der Experimentkonfiguration bis 2015 (gestrichelt) und wenn alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe eingebaut sind (durchgezogen). Simuliert ist die Reaktion $\gamma n \rightarrow n\pi^0$ für eine Photonenenergie von 700 MeV (links) und 2 GeV (rechts) [vP11].

abgestrahlt. Diese Detektoren befinden sich in der ersten Triggerstufe, allerdings beträgt hier die Nachweiseffizienz für Neutronen nur etwa 25 % im Gegensatz zu der für Photonen mit nahezu 100 %. Abhängig von der Energie des einlaufenden Photons werden die Winkel des CMS durch den Lorentz-Boost im Vergleich zum Laborsystem verschoben und die Teilchen mehr in Vorwärtsrichtung abgestrahlt. Dies führt dazu, dass die Detektoren der ersten Triggerstufe einen größeren Bereich der Teilchen im CMS abdecken. Daraus resultiert eine größere Effizienzabdeckung, welche sich mit höherer Photonenenergie im Winkelbereich ausweitet.

Ebenfalls gezeigt ist eine mögliche Effizienz bei Einbindung des Hauptkalorimeters, also des gesamten Winkelbereichs des Crystal-Barrel-Kalorimeters, in die erste Stufe des Triggers. Durch die Möglichkeit ein Signal für die neutralen Zerfallsprodukte des π^0 über nahezu den gesamten Raumwinkel zu erhalten, ergibt sich eine nahezu vollständige Akzeptanz über den gesamten Raumwinkel. Das Einbinden des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe und die dadurch ermöglichte hohe Triggereffizienz zum Messen vollständig neutraler Reaktionen ist Begründung für den erfolgten Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters, gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Teilprojekt D.3 des Sonderforschungsbereichs Transregio 16.

2.3.1 Die neue Avalanche-Photodioden-Kalorimeter-Elektronik

Das Konzept zur Integration des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe beinhaltet das Austauschen der Elektronik zum Nachweis des Szintillationslichts. Diese schließt direkt an den Kristall an und wird als Frontend bezeichnet. Von Avalanche-Photodioden über den Vorverstärker bis hin zu einem differentiellen Leitungstreiber sind alle nötigen Komponenten integriert, um ein Signal ausreichender Amplitude zur späteren Weiterverarbeitung und Digitalisierung aus dem Kalorimeter herausführen zu können. Dieses wird in Abschnitt 2.3.2 detailliert vorgestellt. Die Elektronik zur Weiterverarbeitung und Digitalisierung der Signale wird als Backend bezeichnet. Hier ist ein Konzept der dualen Backend-Elektronik entwickelt worden [Hon14]. Die Signale werden von einem Modul mit

Puffer geteilt und danach in einem Zweig zur Energiebestimmung sowie einem neuen zur Zeitbestimmung und Erzeugen des Triggers weiterverarbeitet. Eine detaillierte Beschreibung der Module des Backends erfolgt in Abschnitt 2.3.3. Das Konzept mit seinen einzelnen Komponenten ist in Abbildung 2.12 visualisiert.

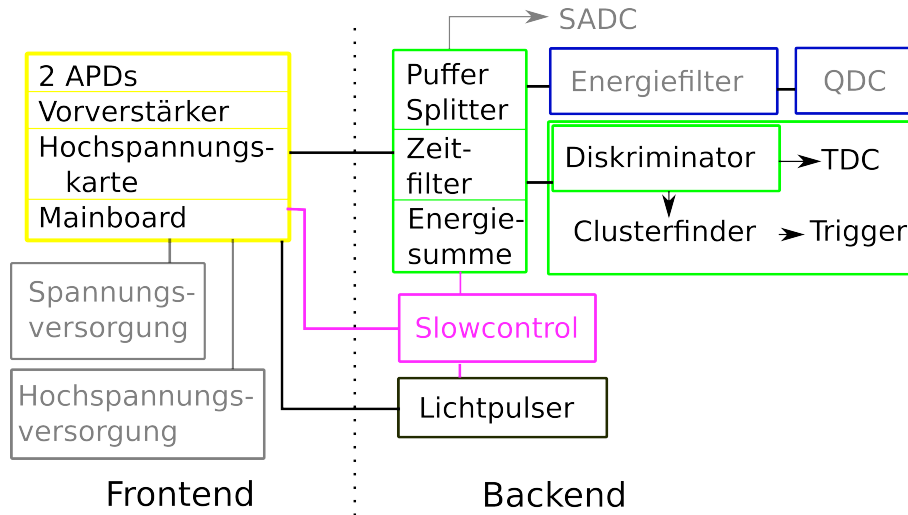


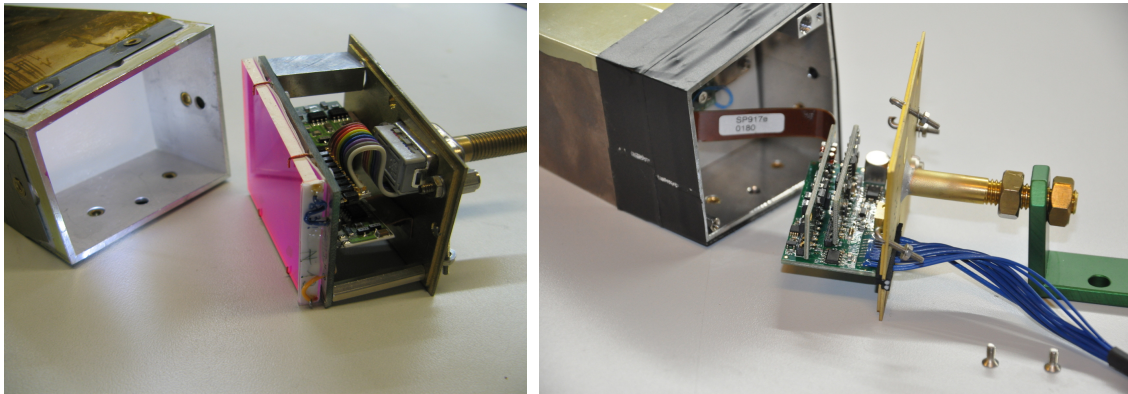
Abbildung 2.12: Konzept der Crystal-Barrel-Kalorimeter-Elektronik. In Gelb ist das sogenannte Frontend dargestellt. Die blauen Elemente des Backends sind bereits vor der Modifikation vorhanden und können weiter genutzt werden.

2.3.2 Das Frontend

Das bisherige Frontend ist in Abbildung 2.13 (a) zu sehen. Es besteht aus einer wellenlängenschiebenden Plexiglasplatte, deren Lichtemission bei 600 nm -650 nm liegt [A⁺92]. Diese verschiebt das Szintillationslicht in den Sensitivitätsbereich der an der Seite angebrachten Silizium-Photodiode. Ein ladungsintegrierender Vorverstärker mit einer Integrationszeit im Bereich von 1 μ s verarbeitet das Signal der Silizium-Photodiode [A⁺92]. In Abbildung 2.13 (b) ist das neue Frontend, entwickelt in [Hon14], gezeigt. Seine Komponenten werden im Folgenden kurz erläutert. Abbildungen der einzelnen Komponenten sind in Anhang 8.8 gezeigt.

Avalanche-Photodioden (APDs) ersetzen die bisherigen Silizium-Photodioden, werden aber im Unterschied zu diesen direkt an den Kristall angebracht. Auf ihre Eigenschaften wird in Kapitel 3 näher eingegangen, auf die Befestigung in Kapitel 6.1.

Der Vorverstärker wurde an der Universität Basel entwickelt [Ste13]. Es handelt sich um das Modell SP917e, welches zwei unabhängige Kanäle mit je einem ladungsempfindlichen Verstärker für eine APD bereitstellt. Die Summierung der Signale der beiden APDs nach der getrennten Vorverstärkung bietet auf Grund des unkorrelierten Rauschens beider APDs zueinander eine Unterdrückung des Rauschens im Zeitkanal gegenüber einer Vorverstärkung nach vorheriger Addition. Ursächlich hierfür ist, dass im Zeitkanal das Rauschen von Beiträgen der Kapazität und nicht vom Dunkelstrom der APDs dominiert wird. Wichtige Eigenschaften des Vorverstärkers sind der Verstärkungsfaktor und die Abklingzeitkonstante. Die Verstärkung ist begrenzt durch die maximale Ausgangsspannung des Verstärkers



(a) altes Frontend mit Silizium-Photodiode

(b) neues Frontend mit APD

Abbildung 2.13: (a) Frontendmodul zum Einsetzen in das Ende des Kristallmoduls. In Rot ist die wellenlängenschiebende Platte zu sehen, welche die gesamte Endfläche des Kristalls abdeckt. Die Photodiode ist seitlich im Bild auf der Seite zum Betrachter angebracht. (b) Das neue Frontend mit zwei APDs. Diese werden auf den Kristall aufgeklebt und bedecken nur einen Teil der Endfläche des Kristalls. Die übrige Fläche wird mit einer hochreflektierenden Folie abgedeckt, welche auf einer Aluminium-Haltestruktur aufgebracht ist. Im hinteren Teil des Frontends ist die flexible Leiterbahn des Vorverstärkers, die Hochspannungskarte sowie die Hauptplatine mit angebrachtem Kabelstrang zu sehen.

und dem linear abzudeckenden Energiebereich. Der Vorverstärker bietet ein möglichst optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis, optimiert durch Simulationen [Ste10]. Die maximale Ausgangsspannung beträgt $+6\text{ V}$. Die Zeitkonstante beträgt $53\ \mu\text{s}$ [Ste13]. Der Anschluss der APDs wird über eine spezielle flexible Leiterbahn mit nur $14\ \text{pF}$ Kapazität gewährleistet. Dies ermöglicht nach der mechanischen Fixierung der APDs am Kristall einen Anschluss von APD und Vorverstärker durch eine Lötverbindung. Mittels S-förmigem Biegen der flexiblen Leiterbahn wird ein Verschließen des Moduls ermöglicht. Für eine detailliertere Beschreibung und Berechnung der Rauschbeiträge des Vorverstärkers sei auf [Hon14] verwiesen.

Die Hochspannungskarte dient zur Modifizierung der für eine APD notwendigen Sperrspannung. Es wird für jeweils 23 Frontend-Module gemeinsam eine Spannungsversorgung von $500\ \text{V}$ bereitgestellt. Da die für eine feste Verstärkung nötige Sperrspannung produktionsbedingt für jede APD individuell unterschiedlich ist (siehe Kapitel 3.2), existiert über die Hochspannungskarte eine Einstellmöglichkeit. Mit einem digitalen Potentiometer kann die Spannung in 1024 Stufen mit einer Schrittweite von $127\ \text{mV}$ in einem Bereich von $328\ \text{V}$ bis $458\ \text{V}$ angepasst werden [Hon14]. Des Weiteren bietet die Hochspannungskarte eine automatische Sperrspannungsanpassung in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Funktionsweise ist über zwei Stromsenken realisiert. Der Strom über einen an die Hochspannungsversorgung angeschlossenen Vorwiderstand von $10\ \text{M}\Omega$ wird variiert. Dadurch kommt es zu einem einstellbaren Spannungsabfall. Im Fall der Einstellmöglichkeit wird dieser über einen fest einstellbaren Wert zwischen 0 und $13\ \mu\text{A}$ generiert. Ein NTC steuert den Strom der Temperaturkompensation für den Verstärkungsfaktor der APD. Bei $25\ ^\circ\text{C}$ beträgt dieser $4,2\ \mu\text{A}$, was zu einem Spannungsabfall von $42\ \text{V}$ führt [Hon14]. Auf

die Funktionsweise der Kompensationsschaltung wird in Kapitel 5.5 näher eingegangen.

Jede Hochspannungskarte ist mit einer eindeutigen Identifikationsmöglichkeit ausgestattet. Ein Speicherbaustein bietet 2018 bit mit einer 48 bit eindeutigen, nicht veränderbaren Seriennummer. Diese ist über das serielle Kommunikationsprotokoll I2C (siehe 2.3.2) abzufragen. Es wird zur eindeutigen Identifizierung der Platinen und Referenzierung ihrer getesteten Eigenschaften verwendet. Sie dient auch zur Identifikation eines Detektormoduls im aufgebauten Kalorimeter. Der freie Speicherbereich kann genutzt werden, um zusätzliche Informationen wie Kalibrierungswerte zu speichern. Ein Aufbau zum Test und zur Charakterisierung aller Hochspannungskarten wurde im Rahmen einer Masterarbeit aufgebaut [Sch13]. Die Hochspannungskarte bietet auch die Möglichkeit zur Kontrolle der an der APD anliegenden Sperrspannung. Ein 16 bit ADC⁶ mit vier Kanälen wird zur Messung der Sperrspannung und zusätzlich der Temperatur des NTCs eingesetzt.

Die Hauptplatine (Mainboard) ist eine Verbindungsplatine, auf der sowohl der Vorverstärker als auch die Hochspannungskarte eingelötet werden. Die Hauptplatine filtert die für die Komponenten nötigen Betriebsspannungen und stellt diese aus den primären Versorgungsspannungen zur Verfügung.

Um nur ein Signalleitungspaar pro Detektormodul aus dem Kalorimeter herausführen zu müssen, findet bereits auf dem Mainboard eine Addition der Signale beider Vorverstärker statt. Diese kann durch einen IO⁷-Baustein auf Summierung oder Verwendung von je nur einem Vorverstärkersignal oder Abschalten beider Signale gesetzt werden. Da die nächste Empfängerstufe außerhalb des Kalorimeters etwa 5,5 m entfernt ist, müssen die analogen Signale ohne Verluste oder Störungen in ihrer Bandbreite über diese Strecke übertragen werden. Eingesetzt wird eine symmetrische Signalübertragung mit einer Maximalamplitude von 4 V [Hon14].

Der Verstärkungsfaktor des Leitungstreibers kann durch Veränderung des Feedback-Widerstandes angepasst werden, um Variationen der Lichtausbeute in den Szintillatorkristallen auszugleichen (siehe 6.3). Zu Überwachungszwecken ist zusätzlich auf der Hauptplatine ein vorkalibrierter 12 bit Temperatursensor integriert, mit typischerweise $\pm 0,5^\circ\text{C}$ Genauigkeit bei 25°C [Mic10].

Die Hauptplatine verfügt über einen direkt aufgelöteten Kabelstrang mit Stecker, welcher speziell gefertigt wurde und alle Leitungen der Versorgungsspannungen, Kommunikation und Signalübertragung beinhaltet.

Die Fixierung des Mainboards, und damit auch die der beiden anderen Platinen, erfolgt über einen Messingklotz, der auf dem Mainboard verschraubt und verlötet ist. Dieser wird wiederum auch am Deckel der Kristallabdeckung verschraubt. Er dient nicht nur zur Fixierung, sondern auch zur Wärmeleitung. Die elektrische Leistungsaufnahme eines Detektormoduls liegt ohne anliegende Hochspannung bei etwa 400 mW.

Inter-Integrated Circuit (I2C) ist ein industrieller serieller Datenbus. Er wird im Crystal-Barrel-Kalorimeter für die Kommunikation der digitalen Komponenten in der Frontend-Elektronik genutzt. Auch einige Backend-Komponenten, wie das Lichtpulsersystem oder Prototypen von Diskriminatoren, wurden mit dieser Kommunikation ausgestattet. Die Kommunikation erfolgt im Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments über ein in einer Masterarbeit [Mül13] entwickeltes FPGA⁸-Design. Dieses erlaubt die Auslese aller Betriebsparameter des Crystal-Barrel-Kalorimeters innerhalb von 511 ms [Mül17]. Ebenfalls wurde

⁶ADC - analog to digital converter, engl.: analog nach digital Wandler

⁷IO - input/output: engl. Ein-/Ausgang; Interaktionsmodul

⁸Field Programmable Gate Array - programmierbarer integrierter Schaltkreis

eine Signalübertragung des Protokolls auf langen Leitungslängen durch die Verwendung mehrerer Leitungen und spezieller Treiber umgesetzt. Dadurch wird eine Verkabelung mit kommerziell erhältlichen Netzkabeln möglich. Die Auslese kann manuell ausgelöst, automatisiert oder zeitgesteuert erfolgen und auch an bestimmte Ereignisse, wie Extraktionspausen von ELSA, gekoppelt werden. Eine Anzeige der Betriebsparameter erfolgt über die Slowcontrol-Webseite des Crystal-Barrel-Experiments und wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit [Stü16] dort integriert.

Digitalelement	Baustein	Funktionsbeschreibung
Potentiometer	Intersil X9118	Potentiometer zum Einstellen der Sperrspannung der APD
ADC	ADS1015	4 Kanal 12 bit ADC zum Messen der Sperrspannung der APDs und der Temperatur über den NTC
Temperatursensor	MCP9802A5T	vorkalibrierter Temperatursensor auf dem Mainboard
IO	PCA9536	Auswahl des Mittelungsmodus der APDs
Speicher	24AA02E48	Eindeutige Identifikation und zusätzlicher Speicherplatz
Spannungsüberwachung Stromüberwachung	INA219, MAX11645	Messen der anliegenden Spannungen sowie des Stromverbrauchs der auf der Verteilerplatine aufgesteckten Detektormodulen
Multiplexer	PCA9548A	Schalten des seriellen Datenbusses auf jedes Detektormodul

Tabelle 2.2: Digitalelemente am seriellen Datenbus I2C des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

In Tabelle 2.2 sind die verwendeten Digitalelemente des Frontends und ihre Funktionen aufgelistet. Der digitale Datenbus ist galvanisch vom signalverarbeitenden Teil des Frontends getrennt.

Die Verteilerplatine (Sichelplatine) bildet den Verbindungspunkt der Frontend-Elektronik zum Backend. Sie ist für maximal je 23 Kristalle einer spaltenförmigen Sektion noch innerhalb des Crystal-Barrel-Kalorimeters angebracht. Insgesamt ist jede Hälfte aus 30 dieser Sektionen aufgebaut. Ein Foto vom Einbau der Platine ist in Abbildung 8.18 in Anhang 8.8 zu sehen. Auf einer Sichelplatine werden 23 Kristalle in der strahlabwärtigen Hälfte und 21 Kristalle in der strahlauwärtigen Hälfte aufgesteckt. Ihre Signale werden ohne weitere aktive Komponenten auf einen MRJ21 Stecker geleitet, welcher 24 Leitungspaare auf einer Anschlussfläche von etwa $13,5 \text{ mm} \times 29,9 \text{ mm}$ bietet [Con04]. Die Sichelplatine verteilt auch die Versorgungsspannungen für jedes Detektormodul. Zur Überwachung lassen sich die Spannung und der kumulierte Stromverbrauch aller angeschlossenen Detektormodule über digitale Sensoren auslesen. Der serielle Datenbus wird auf der Verteilerplatine mit drei Multiplexern zu allen Frontends durchgeschaltet, ebenso findet hier die zuvor erwähnte Anpassung für die Übertragung auf langen Datenleitungen zum FPGA-Modul statt.

Das Kühlsystem des Crystal-Barrel-Kalorimeters basiert auf einem geschlossenen Ölkreislauf. Die Haltestruktur, an welcher die einzelnen Detektormodule befestigt sind, wer-

den von dem Kühlmittel Syltherm HV durchflossen. Es handelt sich hier um ein Öl auf Silikonbasis mit niedriger Viskosität und hoher Stabilität gegen Zersetzung über lange Zeiträume [com97]. Zusätzlich wird das Detektorsystem von einer Trockenluftanlage gespült. Dies dient dem Schutz des leicht hygroskopischen Szintillationsmaterials. In jeder Hälfte wird an einer Stelle trockene Luft in das Kalorimeter geblasen und an der gegenüberliegenden Seite wieder abgesaugt. Diese Luft wird ebenfalls über einen leistungsstarken mit Peltier-Elementen ausgestatteten, Kühler stabilisiert. Die Temperaturschwankungen im Detektorsystem sollen auf maximal 1 °C begrenzt werden. Im Anhang 8.2 wird der Temperaturverlauf im Kalorimeters und Umgebung über mehrere Tage gezeigt.

2.3.3 Das Backend

Im Backend werden die Signale des Kalorimeters weiterverarbeitet und digitalisiert. Des Weiteren bezeichnet der Name auch einige Peripherie-Geräte zum Detektorbetrieb, der Detektorüberwachung und der Diagnose. Hier wird kurz auf die bedeutendsten Änderungen im Rahmen der Umbaumaßnahmen am Crystal-Barrel-Kalorimeter eingegangen.

Das Puffer- und Zeitfilter-Modul teilt die analogen Signale des Frontends für die weitere Verarbeitung auf. Erstens wird das Signal unverändert auf zwei Ausgängen, welche zu einer Energiebestimmung führen, wieder ausgegeben. Ein Ausgang ist für die Digitalisierung mit dem verwendeten Fastbus QDC⁹, der zweite schon für ein sich im Aufbau befindendes SADC-Projekt (siehe Kapitel 2.4.1) vorgesehen. Zweitens beinhaltet das Modul eine Signalformung. Das Signal wird zuerst durch einen Hochpass erster Ordnung mit fester Pole-Zero-Kompensation¹⁰ und danach durch einen Vielfach-Feedback-Tiefpassfilter zweiter Ordnung geformt [Hon17, Ber15]. Hierdurch wird erreicht, dass aus den relativ langsamen Signalen des Vorverstärkers mit einer Anstiegszeit im μs -Bereich Signale mit einer Anstiegszeit von etwa 300 ns erzeugt werden. Der schnelle und starke Anstieg ermöglicht es, ein frühes Zeitsignal zu generieren. Durch den raschen Abfall des Signals wird auch die Überlagerung mehrerer Ereignisse verhindert. Dieses gefilterte, schnelle Signal wird sowohl über einen dritten Ausgang weiter zu einem Diskriminator gegeben, als auch an ein internes Energiesummenmodul. Dieses Modul bildet eine analoge Summe aller an den Eingängen anliegenden Signale. Um Unterschiede in der Kalibrierung zwischen den einzelnen Kanälen auszugleichen, kann für jeden Kanal vor der Summierung eine 16-stufige Signalanpassung vorgenommen werden. Auch lässt sich jeder Kanal zur Summierung zu- oder abschalten [Ciu18]. Somit kann durch eine Simulation einer bekannten Energiemenge, mit Hilfe des Lichtpulsersystems, eine Kalibrierung der Pulshöhen der einzelnen Kanäle und Anpassung der Gewichtungsfaktoren erfolgen. Ebenso erlaubt diese Funktion einzelne Kanäle für den Fall heraus zu nehmen, dass ein Defekt auftreten sollte. Im Vergleich zum Clusterfinder (siehe unten), welcher einen Trigger auf Basis der Anzahl erfolgter Treffer generiert, kann durch das analoge Aufsummieren der Detektorsignale auf die gesamte Energie im Kalorimeter geschlossen werden. Dies ermöglicht eine untere Schranke in der Energie der Teilchen des gemessenen Endzustandes zu setzen und dadurch gewisse Ereignisse in der Datennahme zu unterdrücken. Der Lichtpulsler ermöglicht die Kalibrierung der analogen Summe und deren Kontrolle ohne Photonenstrahl, so dass keine kostenintensive Strahlzeit für diesen Vorgang benötigt wird.

⁹charge-to-digital converter engl.: ein integrierender analog-zu-digital-Wandler, welcher die Ladung eines Signals sammelt und digitalisiert

¹⁰engl.: Kompensation für das Überschwingen des Signals über die Nulllinie

Der Diskriminator und TDC verarbeiten die vom Zeit-Signalfilter stammenden Signale weiter. Hier wird eine FPGA basierte VME¹¹-Karte mit zwei Schwellen-Diskriminatoren eingesetzt. Diese bietet eine Spartan 6 FPGA zur Verarbeitung der Signale. Jede Karte hat unter anderem vier MRJ21-Eingangsstecker für jeweils 23 Detektormodule. Die Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters werden über zwei Schwellen digitalisiert, wodurch eine Anstiegszeitkorrektur durchführbar ist. In der einfachsten Realisierung wird das Signal der niedrigeren Schwelle dann als Ausgangssignal weitergegeben, wenn die zweite Schwelle nach einer Mindestzeit überschritten wurde. Dies unterdrückt Signale kleiner Pulshöhen, da diese nur die niedrige Schwelle überschreiten, liefert aber ein zeitstabilisiertes Signal als eine einzelne höhere Schwelle. Eine bessere Anstiegszeitkorrektur ist zu erreichen, wenn das Signal der niedrigeren Schwelle abhängig von der Zeit, welche zwischen dem Überschreiten der ersten und zweiten Schwelle vergangen ist, verzögert als Ausgang ausgegeben wird [Hon09]. Die vergangene Zeit zwischen dem Überschreiten der Schwellen erlaubt eine Abschätzung der Amplitude der Signale. Somit lässt sich gerade der Zeitversatz kompensieren, welcher sich für hohe Pulshöhen aus dem starken, schnellen Anstieg ergibt.

Die zwei Signale, je eins von jeder Schwelle, pro Detektormodul werden in der FPGA weiterverarbeitet. Die FPGA-Firmware wird im Rahmen von [Kla18] entwickelt. Diese beinhaltet neben der Anstiegszeitkorrektur einen TDC mit einer Granularität von 1,25 ns und eine erste Stufe der Clustererkennung. Die Anzahl der Cluster in dem Bereich des an die Karte angeschlossenen Winkelbereichs von 24° einer Detektorhälfte wird festgestellt und an ein Summierungsmodul weitergegeben (siehe unten). Zusätzlich werden die Grenzen der Bereiche an die Karten mit den anschließenden Winkelbereichen weitergegeben. Das Diskriminatormodul verfügt über einen digitalen Ausgang, an dem die Trefferinformation von einer der beiden Schwellen verfügbar ist. Hier besteht die Möglichkeit einen externen TDC anzuschließen oder die Signale anderweitig zu nutzen. Zusätzlich bietet die Karte weitere analoge und digitale Ein- und Ausgänge: je vier mit NIM-Standard, acht zusätzliche analoge Diskriminatoreingänge mit nur einer Schwelle, zwei digitale differenzielle Eingänge, 34 Verbindungen direkt zur FPGA für eine nicht festgelegte Eingangs- oder Ausgangsbelegung [Hon16]. Diese dienen der Übertragung von ausgewerteten Informationen zu anderen Modulen oder beliebigen Aufgaben, um das Modul an anderen Stellen im Experiment nutzen zu können.

Der neue Clusterfinder ist für die Erkennung von zusammenhängenden Bereichen mit Energieeinträgen, welche von einem einzelnen Teilchen stammen, innerhalb des Kalorimeters zuständig. Seine Aufgabe ist die Bestimmung der Teilchenanzahl, welche bei einem Ereignis im Crystal-Barrel-Kalorimeter gesehen wurden. Dies leistete bisher der FACE. Er basiert auf einer individuell für das Experiment aufgebauten Zellularlogik basierend auf ASIC¹²-Chips [Fle01]. Jedem Detektormodul ist eine Logikzelle zugeordnet mit den gleichen Nachbarschaftsbeziehungen wie die der Detektormodule. Die Trefferidentifizierung erfolgt über ein sequenzielles Abarbeiten von Zellen mit Trefferinformationen. Da die Entscheidung, wie viele Cluster im Crystal-Barrel-Kalorimeter gesehen wurden, für die erste Triggerstufe auch innerhalb von 300 ns vorhanden sein muss, wird in [Kla18] ein Clusterfinder neu aufgebaut. Nach dessen erster Stufe in den Diskriminator-FPGA-Modulen erfolgt eine Kombination der Informationen aus allen 16 Modulen. Die schnelle Erkennung von Clustern soll durch das Überprüfen eines Treffermusters erfolgen. In Abbildung 2.14 ist eine mögliche Realisierung dieses Prinzips, vorgeschlagen in [Hon14], gezeigt.

¹¹VME - Versa Module Eurocard-Bus: ein Bussystem eingesetzt in der nuklearen Elektronik

¹²application specific integrated circuit engl.: Anwendungsspezifischer integrierter Schaltkreis

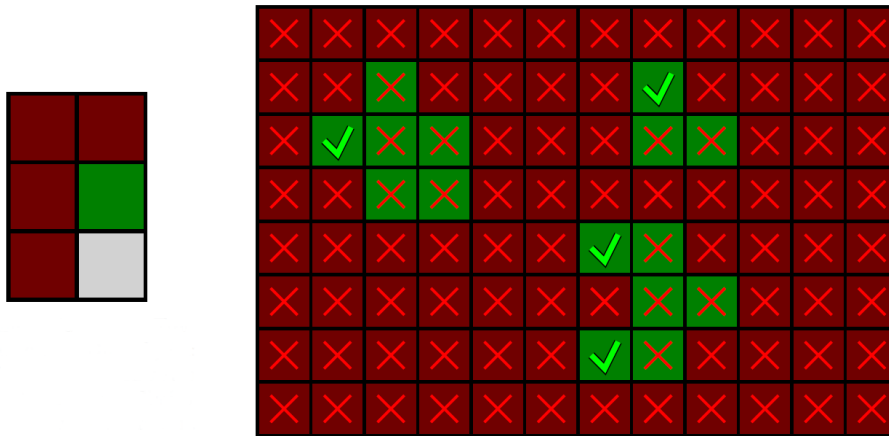


Abbildung 2.14: Konzept einer Mustererkennung für den Clusterfinder. Links ist in Dunkelrot ein Muster zu erkennen, welches für jeden Kristall (hier grün) überprüft wird. In den dunkelroten Modulen dürfen keine Einträge, im grünen Modul muss ein Treffer vorhanden sein. Für das grau hinterlegte Detektor-modul ist es gleichgültig; hier wird keine Überprüfung vorgenommen. Ist dieses Muster erfüllt, wird das grüne Modul als Cluster gezählt. Rechts ist eine Treffermusterprüfung beispielhaft gezeigt. Ein Kreuz bedeutet, dass dieses Modul nicht als Cluster erkannt wurde, ein Haken, dass die Überprüfung positiv ausgefallen ist. Es können, wie im Fall des Clusters unten rechts, Mehrfachzählungen eines Clusters auftreten [Hon14].

Das in Dunkelrot dargestellte Muster, eine Anordnung von Kristallen ohne Energieeintrag, wird für jeden Kristall (hier grün) überprüft, um ein Cluster zu finden. Ist im grün dargestellten Kristall ein Energieeintrag vorhanden und das Muster erfüllt, so ist die obere linke Ecke eines Clusters erkannt. Diese Mustererkennung ermöglicht durch Überprüfen der Informationen aus fünf Detektormodulen zu identifizieren, ob eine Ecke eines Clusters vorliegt. Diese Erkennung kann für alle Detektormodule parallel erfolgen. Danach ist die Anzahl der Cluster über die Anzahl der erkannten Muster zu bestimmen. Eine mögliche Realisierung ist die in [Hon14] vorgeschlagene Baumstruktur, womit nach 11 Summierungsschritten parallel ausgeführter Zwischensummierungen bereits ein Ergebnis vorliegt.

Eine Überprüfung der Funktionalität der neuen Clustererkennung kann durch eine Simulation von Treffermustern im Crystal-Barrel-Kalorimeter unter Zuhilfenahme des Lichtpulsers erfolgen. Durch Abschalten der Signalsummierung der beiden APDs lassen sich einzelne Kristalle ausschalten und mit dem Lichtpuls beliebige Energien im Crystal-Barrel-Kalorimeter simulieren. Dies bietet auch eine effiziente schnelle Möglichkeit einer falschen Kanalzuordnung, welche die Funktionsweise der Mustererkennung beeinträchtigen würde, vorzubeugen.

2.4 Weitere geplante Modifikationen

Auch für die Zukunft sind weitere Modifikationen des Crystal-Barrel-Experiments geplant, um den Anforderungen der aktuellen Forschung gerecht zu werden. Im Folgenden wird kurz auf zwei sich schon in Vorbereitung befindende Projekte eingegangen.

2.4.1 Eine FPGA basierte Sampling-ADC-Auslese für das Crystal-Barrel-Experiment

Die Digitalisierung der analogen Signale erfolgt im Crystal-Barrel-Experiment mit LeCroy Fastbus-QDCs. Diese bieten für alle 96 Kanäle einer Karte einen einzelnen ADC zur Digitalisierung, welcher durch ein Multiplexverfahren jeden Kanal nacheinander digitalisiert. Die Ausleserate des Experiments wird an dieser Stelle auf Grund der limitierten maximalen Geschwindigkeit der Module auf ca. 2 kHz begrenzt [Hof18]. Zudem bietet diese Digitalisierung der Signale keinerlei Möglichkeit die Pulsform der Signale zu analysieren. Schnell aufeinander folgende Signale, welche sich teils überlagern (pile up) könnten, sind nicht getrennt identifizierbar und werden als ein einziges Ereignis gewertet. Dies kann bei sehr hohen Ereignisraten Daten verfälschen. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Position der Nulllinie, sozusagen des Startpunkts der Energiebestimmung, nicht bei jedem Ereignis getrennt bestimmt und berücksichtigt wird. Gibt es zwischen der Bestimmung und dem Aufzeichnen des Ereignisses eine Verschiebung, verfälscht dies ebenfalls die Daten. Da die Ereignisrate für Messungen mit dem Crystal-Barrel-Kalorimeter in der Zukunft deutlich auf das bis zu 10-fache erhöht werden soll, wird der LeCroy Fastbus-QDC ersetzt werden. Hierzu soll ein FPGA basiertes Sampling-ADC-Modul, entwickelt von der PANDA-Kollaboration und in [Mül18b] modifiziert, eingesetzt werden. Das Modul wurde im Design auf den Formfaktor einer NIM-Standardmodulgröße angepasst und bietet 64 Kanäle. Ein Foto des ersten Prototypen ist in Abbildung 2.15 zu sehen. Die Digitalisierung erfolgt mittels 14 bit-ADC-Chips mit 80 MS/s^{13} . Intern wird durch eine Summierung die Abtastrate auf nur 20 MS/s reduziert und so eine verbesserte Auflösung von 16 bit erreicht. Zwei Kintex-7 FPGA-Chips empfangen die Daten der ADC-Chips und ermöglichen sowohl die Extraktion bestimmter Parameter der Daten wie Pulshöhen als auch die Implementierung von Algorithmen zur Signalformanalyse. So kann evtl. durch die Implementierung einer Pulsformanalyse auch für CsI(Tl)-Szintillatoren eine Identifizierung der einfallenden Teilchen erfolgen und Protonen oder Neutronen von γ -Quanten unterschieden werden [Win11]. Testmessungen zeigten bereits, dass die Energieauflösung des Crystal-Barrel-Kalorimeters ausgelesen durch Sampling ADCs auch ohne eine Zwei-Bereichs-Konfiguration, wie sie beim Fastbus-QDC der Fall ist, nicht eingeschränkt wird. Eine Ausleserate von 10 kHz ist mit den FPGA basierten Sampling-ADC-Modulen möglich. Die Ausgabe der Daten erfolgt über eine 16 bit Netzwerkschnittstelle [Mül17].



Abbildung 2.15: Prototyp des 64 Kanal-SADCs für das Crystal-Barrel-Kalorimeter [Mül17].

¹³MS/s engl.: mega sample per second - Millionen Abtastungen pro Sekunde

2.4.2 Eine GEM-TPC für das Crystal-Barrel-Experiment

Eine weitere Neuerung im Crystal-Barrel-Experiment sieht vor, dass der Innendetektor durch eine Zeitprojektionskammer (TPC) mit GEM¹⁴-Folien ersetzt wird. Diese bietet als Erweiterung die Möglichkeit, nicht nur den Durchstoßpunkt geladener Teilchen zu identifizieren, sondern erlaubt Spuren geladener Teilchen in allen drei Raumrichtungen zu rekonstruieren. In Kombination mit einem homogenen Magnetfeld ist es möglich, aus dem Krümmungsradius der Bahn eines Teilchens dessen Impuls zu bestimmen. Zusätzlich verlieren hochenergetische Teilchen beim Durchgang durch Materie auf Grund von Wechselwirkungen Energie. Für geladene Teilchen lässt sich der Energieverlust pro Wegeinheit dE/dx durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Er ist vom Impuls der Teilchen abhängig, zeigt aber für unterschiedliche Massen einen unterschiedlichen Verlauf. Somit ermöglicht eine Zeitprojektionskammer die Identifizierung der Teilchenart aus dem spezifischen Energieverlust und dem Krümmungsradius der Teilchen. Dadurch wird der Zugang zu bisher nicht untersuchten geladenen Reaktionskanälen wie z. B. $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0 \rightarrow K^+ p \pi^-$ geschaffen [Kai13]. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter wurde bereits am CERN in einem 1,5 T Magnetfeld betrieben [A⁺92]. Die Bedingung, das Kalorimeter innerhalb eines Magnetfeldes betreiben zu können, hat die Möglichkeit des Nachweises von Szintillationslicht des Kalorimeters durch Photomultiplier ausgeschlossen, da deren Funktionsweise von einem Magnetfeld beeinträchtigt werden kann. Studien führten zu dem Ergebnis, dass der vorhandene Magnet mit superleitenden Spulen ausgestattet und bei Modifikation des Experimentierplatzes in Bonn installiert werden kann. Dieser würde dann ein homogenes Magnetfeld von 2 T im Bereich der TPC liefern.

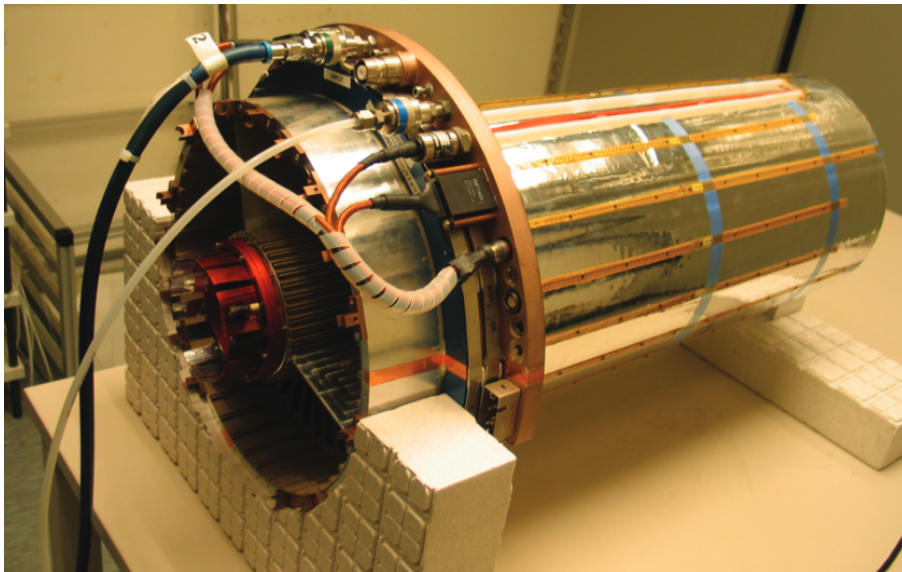


Abbildung 2.16: Prototyp der GEM-TPC. Diese wurde bereits im FOPI-Experiment betrieben, ist von ihren geometrischen Abmessungen auch für den Einsatz im Crystal-Barrel-Experiment geeignet [AAB⁺12].

Abbildung 2.16 zeigt einen ersten Prototypen der Zeitprojektionskammer, welcher für das FOPI¹⁵-Experiment entwickelt wurde. Er ist in seinen Abmessungen ebenfalls für den Einbau in das Crystal-Barrel-Kalorimeter ausgelegt.

¹⁴GEM - Gas Electron Multipliers engl.: Gas Elektronen Verstärker

¹⁵FOPI - Four Pi engl.: 4 π - Experiment am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung Darmstadt

Kapitel 3

Charakteristika von Avalanche-Photodioden

Halbleiterdioden können dazu verwendet werden, ein Lichtsignal in ein elektrisches Signal umzuwandeln. Lawinen-Photodioden (engl. Avalanche-Photodiode, Abkürzung APD) bilden eine spezielle Klasse von Halbleiterdioden. Eine Diode besteht aus zwei dotierten Halbleiterschichten mit je einem Ladungsträgerüberschuss und einem -defizit in Kontakt miteinander. Durch Anlegen einer Sperrspannung wird eine ladungsträgerfreie Schicht ausgebildet (siehe Abbildung 3.1), in der ein Photon Elektron-Loch-Paare erzeugen kann. Diese Elektron-Loch-Paare führen zu einem

in Sperrrichtung durch die Diode fließenden Strom. Dieser ist proportional zur Energie und Anzahl der eintreffenden Photonen. Bei einer APD wird das Dotierungsprofil der Halbleiter besonders speziell gestaltet. Hierdurch kommt es bei Anlegen einer hohen elektrischen Sperrspannung zur Ausbildung eines elektrischen Feldes mit einer Region von sehr hoher Feldstärke, der sogenannten Lawinenverstärkungs-Region. In diesem Bereich erfahren Elektronen eine Beschleunigung, welche ausreicht, um durch inelastische Stöße sekundäre Elektron-Loch-Paare generieren zu können. Im Unterschied zu herkömmlichen Photodioden entsteht somit ein interner Verstärkungsmechanismus für den Signalstrom. Diesem Vorteil steht allerdings eine größere Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors gegenüber, da die Erzeugung von sekundären Elektron-Loch-Paaren bei steigender Temperatur abnimmt. Bei den kommerziell erhältlichen APDs wird zwischen drei Arten unterschieden, welche schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt sind [KSK⁺05]:

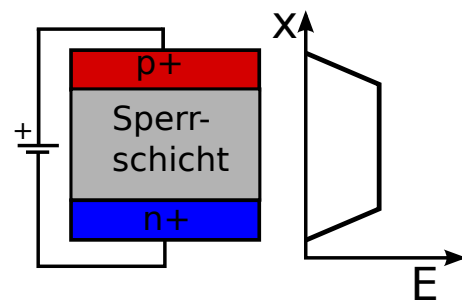


Abbildung 3.1: Schema einer Photodiode und ihrer Feldverteilung.

- Beveled-Edge-APD (deutsch: angeschrägte Kante). Diese Gruppe zeichnet sich durch eine hohe Durchbruchspannung¹ von etwa 2000 V aus, welche aus einer hohen Widerstandsgröße des n-dotierten Bereichs des verwendeten klassischen p⁺n-Übergangs resultiert [KVM99].
- Reach-Through-APD (deutsch: Durchgriff). Dieser Typ vereint einen großen Driftbereich mit einem vergleichsweise geringen Feld ($\approx 2 \text{ V}/\mu\text{m}$) mit einem sehr schmalen Lawinenverstärkungsbereich mit hoher Feldstärke von $25 - 30 \text{ V}/\mu\text{m}$. Dies wirkt sich

¹Die Durchbruchspannung einer APD wird definiert als die Spannung, bei der der Dunkelstrom stark ansteigt, hier wurde der Punkt bei $I_{\text{dark}} = 100 \text{ nA}$ gewählt.

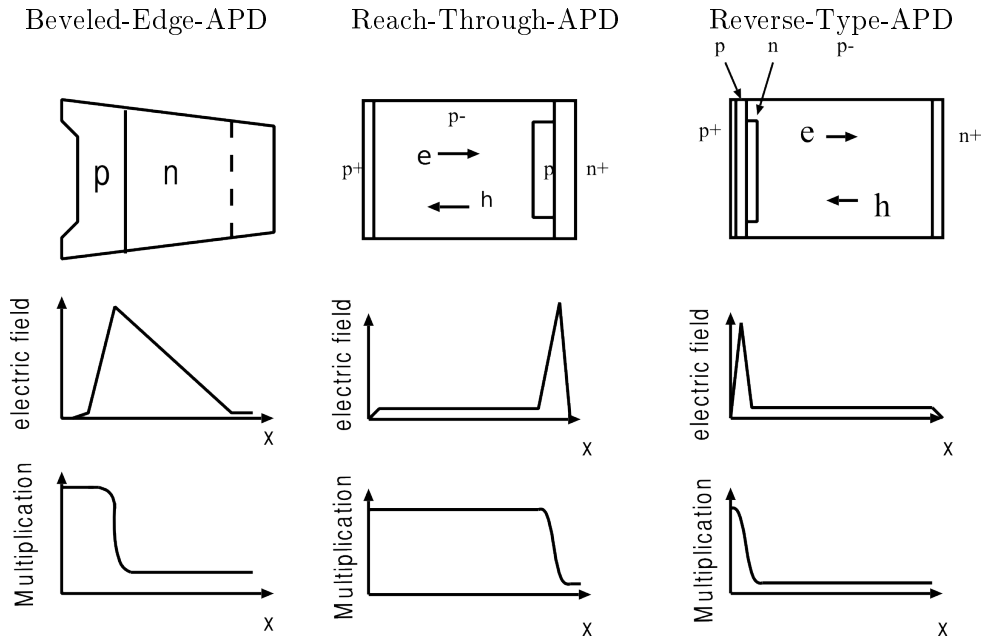


Abbildung 3.2: Übersicht von 3 Arten unterschiedlicher APDs [KSK⁺05], vertikal von links nach rechts die Typen Beveled-Edge-APD, Reach-Through-APD, Reverse-Type-APD. Horizontal sind die interne Struktur, die elektrische Feldverteilung und die für einen in einer Tiefe x erzeugten Ladungsträger wirkende Multiplikation gezeigt.

vorteilhaft durch eine geringe Sperrspannung zur Depletion aus, führt aber zu einer langen Driftregion an der Vorderseite und einer Verstärkung an der rückseitigen Region. Dadurch erfährt jedoch auch der größte Anteil des Dunkelstroms² die volle Verstärkung und kann bei großflächigen APDs zu starkem Rauschen führen [KVM99].

- Reverse-Type-APD (deutsch: umgedrehter Typ) oder auch Buried-Junction-APD (deutsch: verdeckter Kontakt). Diese Gruppe ist speziell für den Einsatz mit Szintillatoren entworfen worden. Sie ist sehr ähnlich zur Reach-Through-APD aufgebaut, mit dem Unterschied, dass die schmale Lawinenverstärkungsregion kurz unter die Oberfläche (ca. $5 \mu\text{m}$) gelegt wurde. Szintillationslicht von 500 nm oder weniger wird in den ersten $1-3 \mu\text{m}$ absorbiert und erfährt die volle Verstärkung. Für einen Großteil des Dunkelstroms wird allerdings nur der Loch-Anteil verstärkt. Dies führt zu einem deutlich reduzierten Rauschen gegenüber den Reach-Through-APDs [KVM99].

3.1 Die Avalanche-Photodiode S11048(X3)

Die Eignung von APDs, um Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters zu erzeugen, die in die erste Triggerstufe eingebunden werden können, wurde in vielen Untersuchungen gezeigt [Hon09, Urb11, Dri12]. Durch das Verwenden von APDs ist es möglich, für Energiedepositionen ab 10 MeV pro Kristall Triggersignale zu generieren [Hon09]. Für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters werden Large-Area (deutsch: großflächig) APDs vom Typ S11048(X3) des Herstellers Hamamatsu Photonics K. K. mit einer aktiven Fläche von

²Dunkelstrom bezeichnet die spontane Bildung von freien Ladungsträgern

14 mm × 6,8 mm verwendet. Dabei handelt es sich um Reverse-Type-APDs mit einer typischen Quanteneffizienz von 70 % bei 420 nm und Verstärkung 1. Die maximale Wellenlängenempfindlichkeit liegt bei 580 nm [K.K11]. Für die Hauptszintillationswellenlänge von CsI(Tl) bei 550 nm zeigt die in ihren Charakteristika gleiche APD S8664 von Hamamatsu eine Quanteneffizienz von 84 % [O⁺14, K.K05].

Der Hersteller spezifiziert für jede einzelne APD die Bias-Spannung³ für eine Verstärkung um einen Faktor 50 bei 25 °C, den Dunkelstrom und die Durchbruchspannung. Diese Charakteristika werden im folgenden Kapitel näher diskutiert und verglichen. Ein etwas weiter entwickelter, aber von den Charakteristika ähnlicher Typ APD soll ebenfalls in Teilen des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments⁴ Verwendung finden.

3.2 Spezifizierte Charakteristika des Herstellers

Für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters wurden 3500 APDs des Typs S11048(X3) von Hamamatsu beschafft. Zunächst erfolgten Untersuchungen dieser APDs auf systematische Effekte in den vom Hersteller angegebenen Parametern wie Sperrspannung (U_{bias}), Durchbruchspannung (U_{bd}) und Dunkelstrom (I_{dark}).

Ein Wafer ist eine Scheibe eines zylinderförmigen Einkristalls aus Silizium (Lots) und dient in der Regel als Grundplatte für elektronische Bauelemente oder photoelektrische Beschichtungen. Aus den Seriennummern kann entnommen werden, dass die gelieferten APDs aus 6 Lots, woraus wiederum 72 Wafer stammen, gefertigt wurden. Der Hersteller spezifiziert nur die Bias-Spannung, Durchbruchspannung und den Dunkelstrom für jede einzelne APD. Für weitere Charakteristika existieren nur generelle typische Angaben, Maximal- und/oder Minimalangaben. Andere Parameter sind nicht spezifiziert worden. Ein Zusammenhang zwischen den bekannten Parametern und Lot, Wafer oder Position könnte Rückschlüsse auf andere nicht bekannte Parameter ermöglichen, wenn systematische Effekte in der Produktion der APDs diese Charakteristika korreliert beeinflussen. Systematische Abhängigkeiten von der Position im Wafer konnten aufgezeigt werden [Hon14], jedoch variiert die Abhängigkeit über den Verlauf der Produktion. Deshalb ist kein genereller Rückschluss aus den bekannten Parametern auf weitere, insbesondere die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit möglich. Eine Charakterisierung jeder einzelnen APD in ihrer Spannungs- und Temperaturabhängigkeit erfolgt daher innerhalb dieser Arbeit.

Die Verteilung der von Hamamatsu bereitgestellten Charakteristika Bias-Spannung und Durchbruchspannung wird in Abbildung 3.3, Dunkelstrom in Abbildung 3.4 gezeigt. Es ist eine deutliche Häufung, um eine Bias-Spannung von 384 V bzw. 430 V zu erkennen, allerdings gibt es auch Ausläufer. Durch geschicktes Auswählen der verwendeten APDs kann der Spannungsbereich sehr schmal eingegrenzt werden (siehe Kapitel 3.4.5). Für den Dunkelstrom ist ein Ausläufer zu höheren Werten zu erkennen. 15,7 % der APDs besitzen einen Wert größer 20 nA. Da das Rauschen mit dem Dunkelstrom skaliert, ist auch hier eine Selektion zu APDs mit dem niedrigsten Dunkelstrom sinnvoll.

3.3 Methoden der Verstärkungsbestimmung bei APDs

Zur Charakterisierung des Verhaltens der Verstärkung, abhängig von der Temperatur und der Bias-Spannung, können unterschiedliche Methoden gewählt werden.

³Vorspannung der Diode

⁴PANDA: antiProton ANnihilation at DArmstadt

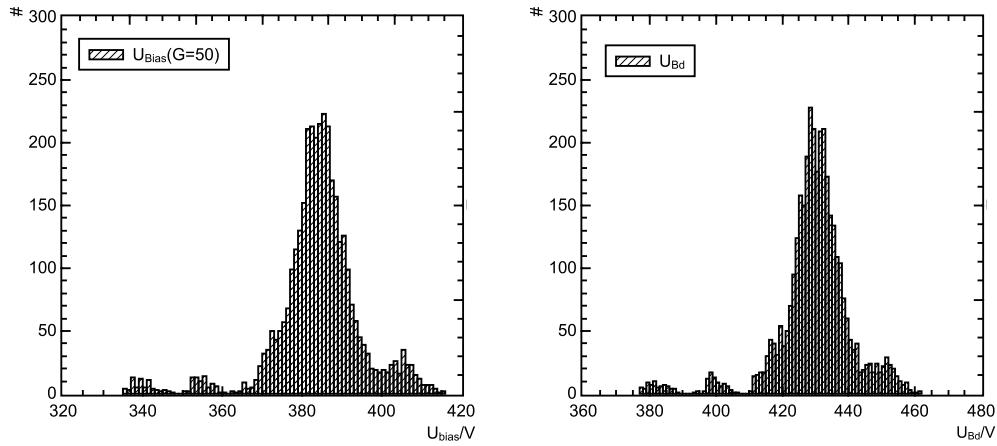


Abbildung 3.3: Verteilung der Bias-Spannung (U_{bias}) (links) bei einer Verstärkung von $G=50$ und Durchbruchspannung (U_{Bd}) (rechts) aller für den Umbau zur Verfügung stehenden 3500 APDs. Diese Daten wurden von Hamamatsu werksseitig ermittelt [K.K13a].

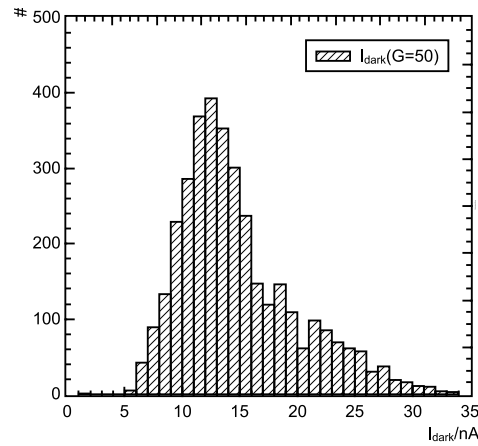


Abbildung 3.4: Verteilung des Dunkelstroms der für den Umbau zur Verfügung stehenden 3500 APDs. Diese Daten wurden von Hamamatsu werksseitig ermittelt [K.K13a].

Eine Methode besteht darin, dass die Verstärkung über den in der APD fließenden Strom bestimmt wird. Hierbei wird die APD mit einer konstanten kontinuierlichen Lichtquelle beleuchtet und der Verstärkungsfaktor aus dem Quotienten der Ströme bei einer Bias-Spannung $U_{\text{bias}} = 0 \text{ V}$ und einer Spannung $U_{\text{bias}} \neq 0 \text{ V}$ gebildet. Dieses Verhältnis muss um den jeweiligen Dunkelstrom korrigiert werden. Somit ergibt sich

$$G(U_{\text{bias}}) = \frac{I_{\text{light}}(U_{\text{bias}}) - I_{\text{dark}}(U_{\text{bias}})}{I_{\text{light}}(U_{\text{bias}} = 0) - I_{\text{dark}}(U_{\text{bias}} = 0)} \quad (3.1)$$

mit den Strömen I_{light} der beleuchteten APD und den Dunkelströmen I_{dark} . Diese Methode findet an der Goethe Universität Frankfurt a. M. und der GSI⁵ zur Vermessung der APDs für das PANDA-Experiment Anwendung und wird weiter im Anhang 8.1 diskutiert. Nachteil dieser Methode ist die Notwendigkeit einer genauen Strommessung niedriger Ströme,

⁵GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung Darmstadt

sowie der Unterschied der Messmethodik zu einem realen Szintillationsereignis, welcher zu unterschiedlichen Ergebnissen führen kann [KVM99].

Eine andere Methode besteht darin, die Verstärkung über den Signalstrom zu messen, der von einem Lichtpuls definierter Lichtmenge generiert wird. Zur Aufnahme eines solchen Ereignisses, das einen konstanten Energieeintrag in einem Szintillationskristall simuliert, kann die für den Detektor geplante Ausleseelektronik mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker genutzt werden. Die Verstärkung wird hier über die Pulshöhen U_{signal} bestimmt. Ein Vorteil dieser Methode ist die Ähnlichkeit zu einem realen Szintillationsereignis und die Möglichkeit, ohne spezielle Ausleseelektronik die Verstärkung zu bestimmen. Auch hier ist ein Referenzpunkt notwendig, welcher dadurch bestimmt werden kann, dass ohne angelegte Bias-Spannung die APD eine Verstärkung von einem Faktor 1 aufweist. Allerdings ist zu beachten, dass die parasitäre Kapazität dieses APD-Typs ohne angelegte Bias-Spannung um einen Faktor 28 erhöht ist (siehe Kapitel 3.4.7). Dies führt bei einem ladungsempfindlichen Vorverstärker dazu, dass die Kapazität der APD nicht vernachlässigbar klein gegenüber der Entkopplungskapazität⁶ ist; eine Ladungsteilung zwischen APD und Entkopplungskapazität tritt auf. Das ausgelesene Signal ist entsprechend verkleinert. Diesem Effekt kann durch eine Anpassung des Vorverstärkers mit vergrößerter Entkopplungskapazität entgegengewirkt werden. Ist die Signalamplitude bei $U_{\text{bias}} = 0$ entsprechend korrigiert, ergibt sich für die Verstärkung:

$$G(U_{\text{bias}}) = \frac{U_{\text{signal}}(U_{\text{bias}})}{U_{\text{signal}}(U_{\text{bias}} = 0)} \quad (3.2)$$

Durch die Bestimmung der Verstärkung aus dem Quotienten dieser zwei Messungen werden Einflüsse des Aufbaus, wie ein sich auf langen Zeitskalen verändernder Vorverstärker oder Veränderungen an der Lichtquelle des Lichtpulses, eliminiert. Lediglich Veränderungen zwischen den beiden Messungen beeinflussen die Bestimmung der Verstärkung; allerdings können beide Messungen innerhalb einer Minute erfolgen.

Durch die zuletzt genannte Methode lässt sich ohne die Entwicklung neuer Elektronik mit der Ausleseelektronik des Kalorimeters die Verstärkung der APDs bestimmen. Zusätzlich gleicht die Methode dem späteren Verwendungszweck zum Nachweis von Lichtereignissen im Szintillationskristall und schließt somit systematische Effekte einer unterschiedlichen Beleuchtung der APD aus. Deswegen wird in dieser Arbeit diese Methode verwendet, um Charakterisierungsmessungen der APD-Verstärkung durchzuführen.

3.4 Charakterisierung von APDs in Bonn

Um das Verhalten der APDs bei Variation der Bias-Spannung oder einer Änderung der Temperatur zu untersuchen, wurde an der Universität Bonn ein Testaufbau entwickelt und aufgebaut. In Kooperation mit der Universität Frankfurt sollten alle APDs in Aufbauten zur Charakterisierung von APDs für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kalorimeter erfolgen. Dies war auf Grund zeitlicher Verzögerungen im Aufbau dieser Teststationen nicht realisierbar. Mit der nachfolgend beschriebenen Station erfolgte die Charakterisierung aller 3500 APDs im Rahmen dieser Arbeit in Bonn. Diese war konzeptionell zunächst nicht für die Vermessung aller APDs gedacht. Ursprünglich sollte lediglich eine Abschätzung der Verteilung und der Charakteristika eines Anteils der APDs erfolgen. Ebenso geht es darum, eine Korrelation zu bekannten, von Hamamatsu spezifizierten Größen, wie Bias-Spannung für eine Verstärkung um Faktor 50, Dunkelstrom oder Durchbruchspannung, zu untersuchen. Aus diesem Grund sind nur vier APDs gleichzeitig charakterisierbar.

⁶Kapazität zur DC-Potential-Trennung des Signalkreises

3.4.1 Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung

Für die Betrachtung der Verstärkung einer APD ist die Wellenlänge des eintreffenden Lichtes zu beachten. Dies ist erforderlich, da die Eindringtiefe der Photonen mit abnehmender Wellenlänge sinkt. Andererseits ist durch den Bandabstand E_g die maximal detektierbare Wellenlänge begrenzt und für die Grenzwellenlänge λ_g gilt:

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24\mu\text{m} \cdot \text{eV}}{E_g} \quad (3.3)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Für das Halbleitermaterial Si mit $E_g = 1,12 \text{ eV}$ bei 300 K ergibt sich ein Wert von 1100 nm. Für $\lambda > \lambda_g$ wird das entsprechende Material transparent.

APDs besitzen eine dünne Konvertierungszone vor der Verstärkungsregion. Sobald Photonen nicht mehr in dieser Zone konvertieren und in die Verstärkungsregion eindringen, ist die Verstärkung nicht mehr konstant. Die Eindringtiefe sinkt mit abnehmender Wellenlänge. Dies wurde detailliert bei der Auswahl von APDs für das CMS-Experiment⁷ untersucht. In ihren Messungen zeigen Kirn et al., wie mit steigender Wellenlänge ein Verstärkungseinbruch zu beobachten ist [KSS⁺97]. In Abbildung 3.5 ist dieses Verhalten zu sehen. Die

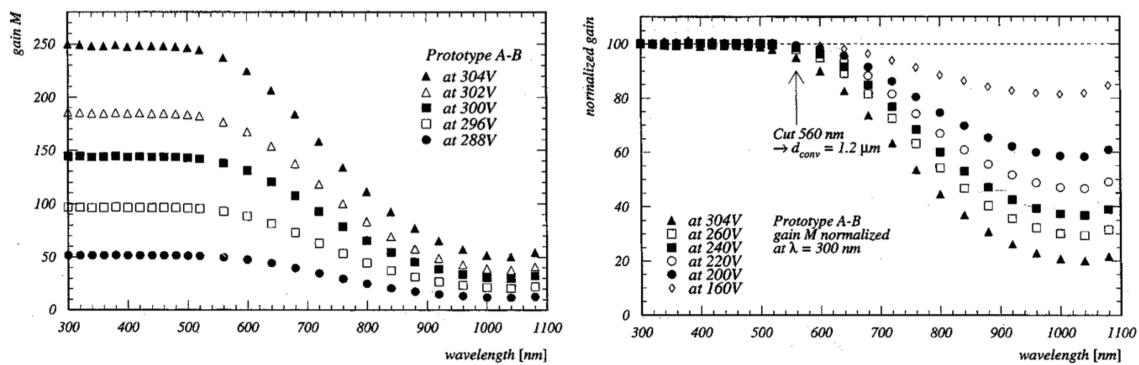


Abbildung 3.5: Wellenlängenabhängigkeit der APD-Verstärkung von APDs für das CMS experiment [KSS⁺97]

Grenzwellenlänge, ab der eine Abhängigkeit der Verstärkung existiert, ist von der angelegten Vorspannung abhängig und für höhere Spannungen zu kleineren Wellenlängen verschoben. Dieser Effekt wurde im Rahmen von Untersuchungen zu Strahlenhärte tests der PANDA-Kollaboration für Prototypen der hier verwendeten APD-Typen ebenfalls betrachtet. Die Grenzwellenlänge liegt dabei bei 500 nm [Wil09]. Entsprechende Untersuchungen zeigen, dass die Charakteristik der APD mit einer nicht stark vom Lichtspektrum des Szintillationskristalls abweichendem Lichtquelle untersucht werden muss. Die Verwendung der LED LZ1-10G100 von LED Engin Inc. mit Wellenlänge von 525 nm gewährleistet dies.

3.4.2 Aufbau zur Charakterisierung von APDs in Bonn

Ein schematischer Aufbau des Teststandes, sowie ein Foto des realen Aufbaus ist in Abbildung 3.6 zu sehen. In einer thermisch isolierten Box befinden sich die vier Steckplätze für APDs und deren erste Signalverarbeitung. Diese Box kann durch ein Peltier-Element mit konstanter Kühlleistung und einer Heizung mit PID⁸-Regelung in ihrer Temperatur von

⁷Compact Muon Solenoid am Large Hadron Colider, Cern

⁸Proportional-Integral-Differential

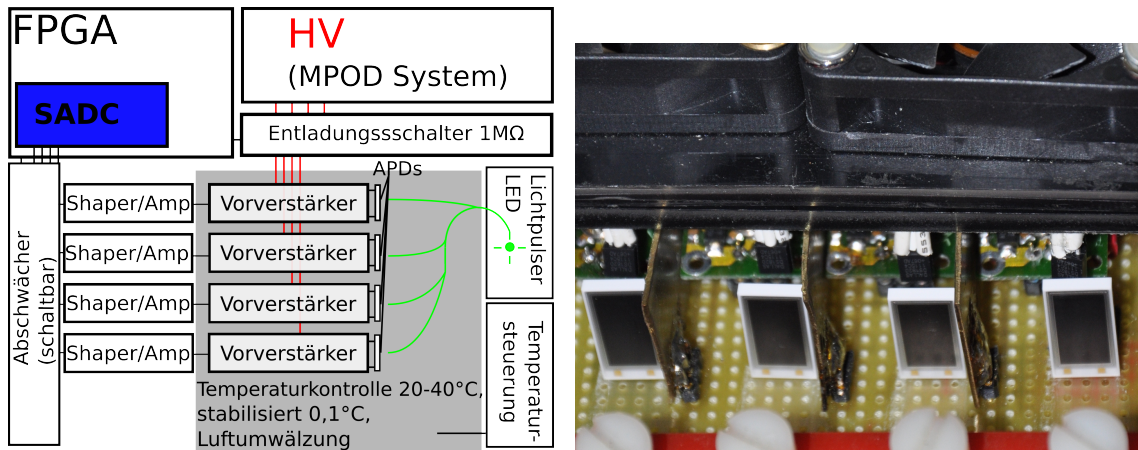


Abbildung 3.6: Links: Schematischer Aufbau der Station zur APD-Charakterisierung in Bonn. Rechts: Foto von APDs in der Teststation mit direkt dahinter liegenden Temperatursensoren.

20 °C bis 40 °C variiert werden. Die Luft wurde zur homogenen Temperaturverteilung mit Lüftern umgewälzt und die Temperatur für jeden Steckplatz direkt hinter der APD gemessen. Die APDs werden von einem Lichtleiter mit einem 2 μ s langen rechteckigen Puls grünen Lichts (Wellenlänge $\lambda = 525$ nm) konstanter Intensität beschienen. Das Ladungssignal, von den APDs daraus generiert, wird mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen und zur weiteren Verarbeitung aus der Box herausgeführt. Die Bereitstellung der an die APD angelegte Bias-Spannung leistet ein Hochspannungsmodul (HV MPOD System) mit einer maximalen Restwelligkeit von 5 mV. Diese kann durch einen Schalter getrennt und über 1 M Ω mit Masse verbunden werden, um eine Restspannung an der APD bei Messungen ohne Bias-Spannung ($U_{\text{bias}} = 0$ V) zu verhindern. Die Weiterverarbeitung der Signale erfolgt nach einem signalformenden Verstärker (Shaper/Amp) mit einer Zeitkonstante von 2 μ s und der Anpassung der Amplitude auf einen maximalen Hub von 2 V über die Digitalisierung in einem SADC⁹. Zur Messung der Amplituden ohne Bias-Spannung wird die Amplitude mit einer größeren Verstärkung auf den SADC gegeben. Zum Auslesen dient eine FPGA, deren programmierte Mustererkennung sowohl die Baseline (Nulllinie) als auch die Fläche des Pulses bestimmt. Der um die Baseline korrigierte Wert der Fläche wird zur Auswertung histogrammiert. Um den Effekt der Ladungsteilung zwischen APD und Entkopplungskapazität zu verringern, wurde die Entkopplungskapazität (C_{EC}) von 4.7 nF auf 68 nF erhöht. Somit ergibt sich für die ausgelesene Amplitude ein Anteil von $\frac{C_{\text{EC}}}{C_{\text{Diode}} + C_{\text{EC}}} = 90$ %.

3.4.3 Ablauf der Charakterisierung

Der Messablauf besteht zum einen aus dem Messen der Temperaturabhängigkeit im Bereich von 20 °C bis 40 °C bei einer Bias-Spannung, spezifiziert von Hamamatsu für eine Verstärkung von Faktor 50. Zum anderen wird die Abhängigkeit der Verstärkung von der Spannung bei einer konstanten Temperatur von 27,5 °C im Bereich von 0 V bis 25 V oberhalb der von Hamamatsu für $G = 50$ spezifizierten Spannung bestimmt. Die Temperatur von 27,5 °C entspricht der zu erwartenden Betriebstemperatur im Detektor [Bay13]. Die vollständig automatisierte Messung eines Satzes von vier APDs benötigt ca. 5 h.

⁹sampling analog to digital converter - abtastender analog zu digital Konverter

3.4.4 Auswertung

In Abbildung 3.7 ist exemplarisch das Verhalten der Verstärkung über die Temperatur und die Bias-Spannung für eine APD gezeigt. Die Messdaten der Verstärkungs-Temperatur-

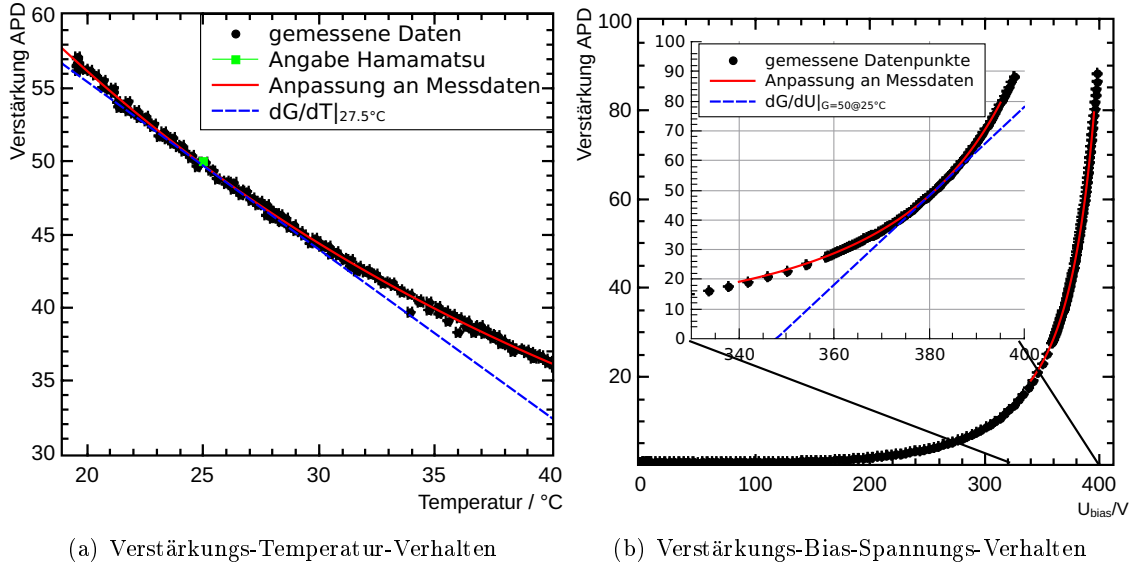


Abbildung 3.7: Exemplarische Verstärkungs-Temperatur- und Spannungscharakteristik einer S11048(X3) APD.

Abhängigkeit können durch eine empirische Anpassung der Form

$$G(T) = a + b \cdot \left(1 + \frac{c}{100}\right)^T \quad (3.4)$$

beschrieben werden, wobei T die Temperatur beschreibt. Die Verstärkungs-Spannungs-Abhängigkeit lässt sich durch eine angepasste Miller-Formel¹⁰ der Form

$$G(U_{\text{bias}}) = \frac{a}{\left(1 - \frac{U_{\text{bias}}}{b}\right)^c} \quad (3.5)$$

in dem für uns interessanten Bereich um die Verstärkung von $G = 50$ beschreiben.

Dass die Verstärkungs-Temperatur-Kurve den von Hamamatsu spezifizierten Punkt einer Verstärkung von $G = 50$ bei 25°C beschreibt, bestätigt die verwendete Methode. Neben der Möglichkeit eine APD in ihrer Temperatur zu stabilisieren, existiert ein zweiter Weg, ihre Verstärkung zu stabilisieren. Diese kann über ein Anpassen der Bias-Spannung konstant gehalten werden. Im vollständigen Aufbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters wird diese Methode ebenfalls implementiert und in Kapitel 5.5 näher erläutert.

Produktionsbedingt sind Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten von APDs eines Typs nicht gleich. Untersuchungen zu ihrer Variation sind im Folgenden beschrieben. Die anzuwendende Spannungskorrektur ist deshalb für jedes Detektormodul unterschiedlich. Für die Verwendung der APD im Crystal-Barrel-Kalorimeter wird eine analoge Kompensationsschaltung verwendet [Ste11]. Diese beinhaltet eine Stromsenke, deren Strom temperaturabhängig ist. Als Temperatursensor wird ein NTC nahe der Rückseite der APD befestigt. Die Charakteristik der Schaltung ist so zu wählen, dass die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors der APD sich durch die Spannungsänderung ausgleicht (siehe

¹⁰Empirisches Modell zur Verstärkungsbeschreibung in Halbleitern

Kapitel 5.5). In Simulationen findet hierzu der Quotient aus Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Verstärkung Anwendung [Ste11]. Mittels der Extrema der Verteilung des Quotienten können maximale Abweichungen zu einer idealen Kompensation abgeschätzt werden.

In Abbildung 3.8 ist die Verteilung der 3500 APDs in ihrer Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Verstärkung gezeigt.

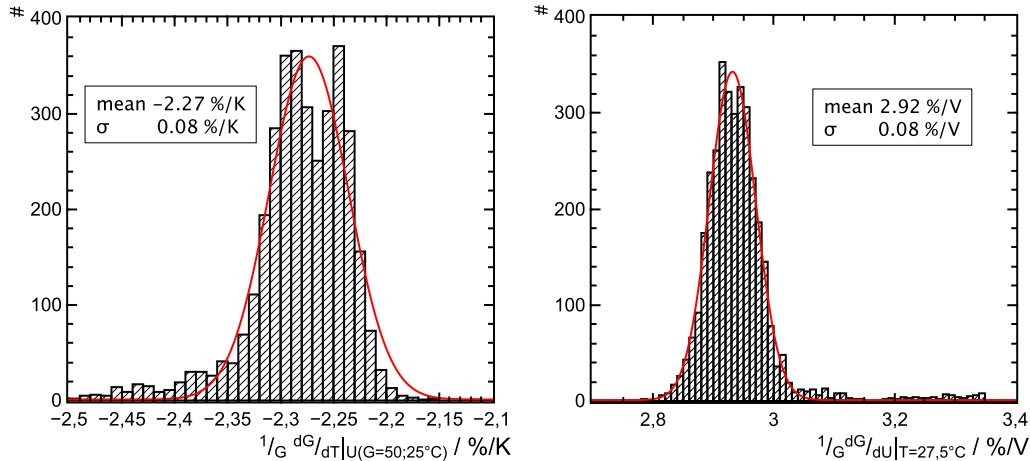


Abbildung 3.8: Gemessene Verteilung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Verstärkung der für den Umbau zur Verfügung stehenden 3500 APDs.

Die Verteilung des Quotienten beider Abhängigkeiten ist für die 3500 APDs in Abbildung 3.9 dargestellt. Der mittlere Quotient liegt bei $-0,7764 \frac{\text{V}}{\text{K}}$ mit einer Standardabweichung von $0,0347 \frac{\text{V}}{\text{K}}$.

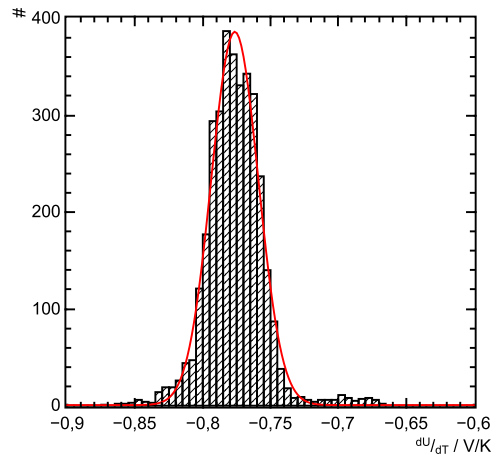


Abbildung 3.9: Verteilung des Quotienten von Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Verstärkung der für den Umbau zur Verfügung stehenden 3500 APDs.

Frühere Messungen mit ersten Prototypen zeigten eine wesentlich breitere Verteilung mit einem Mittelwert von $-1,32 \frac{\text{K}}{\text{V}}$ und einer Standardabweichung von $0,23 \frac{\text{K}}{\text{V}}$ [Urb11]. Eine breite Verteilung beeinflusst die Frage der Verwendung eines jeweils angepassten Kompensationskreises für Gruppen von APDs. Auf Grund der schmalen Verteilung der APDs und der Möglichkeit, die verwendeten APDs auszuwählen, wurde hierauf verzichtet. Die Funktionsweise der Temperatur-Kompensation wird in Kapitel 5.5 weiter untersucht.

Ergebnisse zur Korrelation von Wafer und Lot und gegebenen Parametern

Da die Variation der gemessenen Parameter produktionsbedingt ist, wird untersucht, ob eine Korrelation der Parameter zu bekannten Gegebenheiten, wie der Lotnummer oder der Waferposition, gefunden werden kann. Die Untersuchung der von Hamamatsu gegebenen Daten (Dunkelstrom, Bias-Spannung, Durchbruchspannung) hat keine verwendbare Korrelation gezeigt [Hon14]. In Abbildung 3.10 sind die gemessenen Verstärkungsabhängigkeiten von Temperatur und Bias-Spannung, aufgeschlüsselt nach Lots, aufgetragen. Es zeigt sich auch hier keine Korrelation der Verteilungen zu den Produktionsdaten.

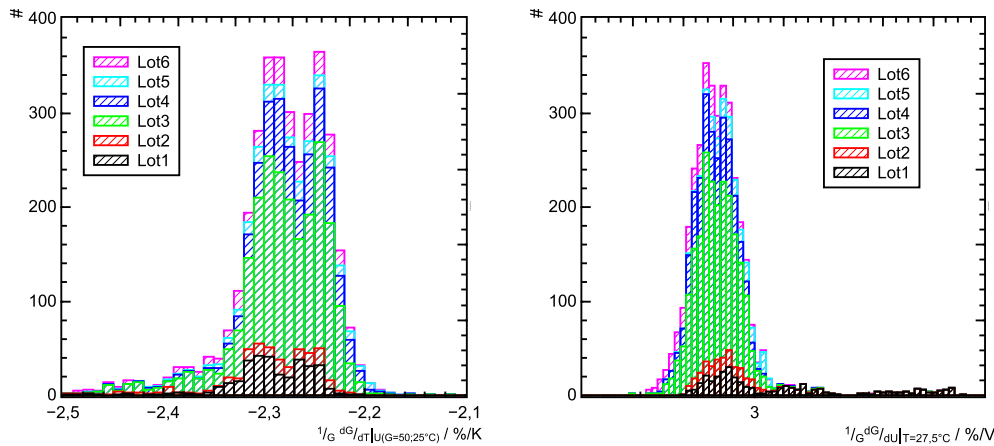


Abbildung 3.10: Verteilung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Verstärkung aller für den Umbau zur Verfügung stehenden 3500 APDs aufgeschlüsselt nach Lots.

Um eine Korrelation der gemessenen Parameter zu den bereits von Hamamatsu spezifizierten zu untersuchen, wurden diese gegen die Vorspannung und den Dunkelstrom aufgetragen. Abbildung 3.11 zeigt dies, wobei keine Korrelation zu erkennen ist, welche eine Berechnung der Parameter mittels der gegebenen Parameter mit genügender Präzision erlauben würde. Bemerkenswert ist eine scheinbare Korrelation der Spannungsabhängigkeit der Verstärkung bei niedrigen Vorspannungen (Abbildung 3.11 rechts unten). Diese APDs mit niedrigen Vorspannungen stammen aus den ersten Lieferungen. Eine Rückfrage an Hamamatsu ergab als vermutlichen Grund eine Optimierung des Produktionsvorgangs mit dem Zweck, den Ausschuss zu verringern. Hamamatsu machte keine Angaben zu den vorgenommenen Veränderungen [K.K13a].

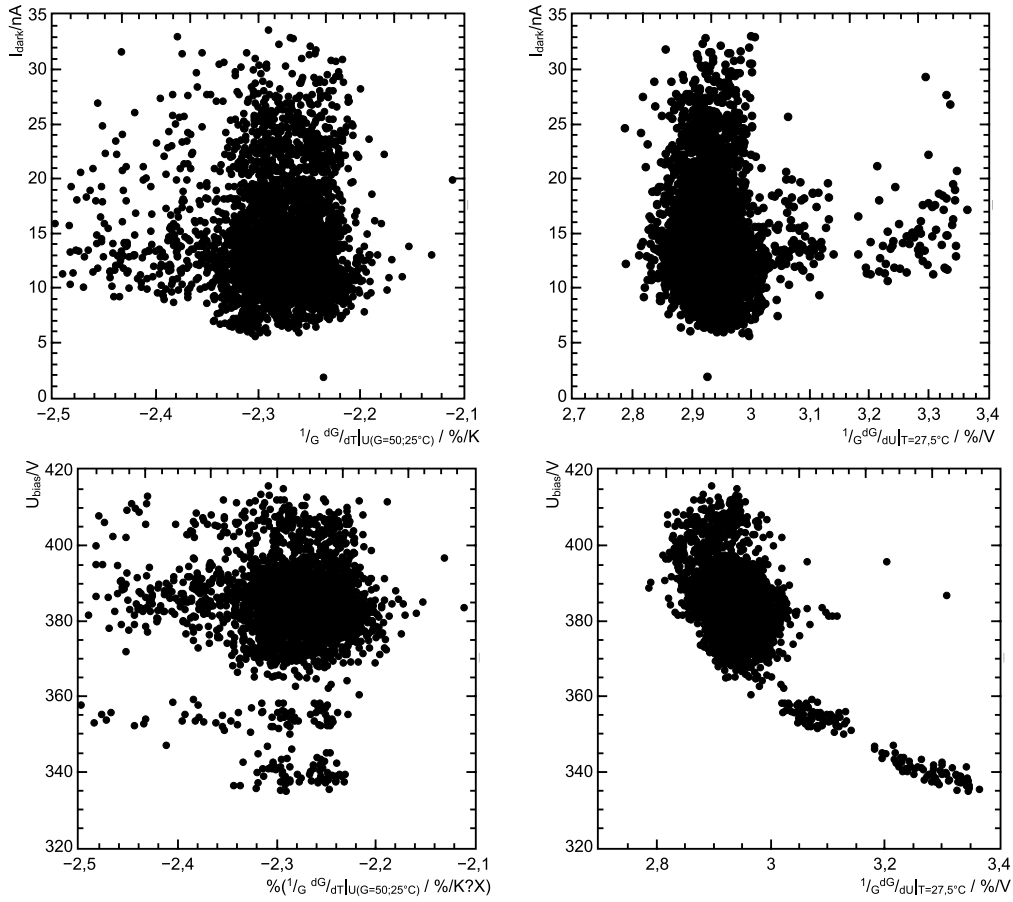


Abbildung 3.11: Korrelation von Verstärkungs-Temperaturabhängigkeit (links) und Verstärkungs-Sperrspannungsabhängigkeit (rechts) mit Dunkelstrom (oben) und Vorspannung von Verstärkungsfaktor 50 (unten)

3.4.5 Auswahl der APDs

Zum Nachweis des Szintillationslichtes jedes Kristalls kommen je zwei APDs zum Einsatz (siehe Kapitel 6). Somit werden für das Crystal-Barrel-Kalorimeter insgesamt 2760 APDs und in seinem jetzigen Ausbau mit 1320 Kristallen nur 2640 APDs benötigt. Bei der Auswahl dieser APDs muss auf eine möglichst geringe Streuung der gemessenen Koeffizienten von Temperatur- und Spannungsabhängigkeit geachtet werden, damit die angewendete Spannungskorrektur möglichst optimal funktioniert. Hierzu wurden nur APDs in einem definierten Bereich (in Breite der Standardabweichung σ) um den jeweiligen Mittelwert der Verteilungen ausgewählt. Konkret ist dies ein $\frac{3}{4} - \sigma$ Bereich des Quotienten aus Spannungs- und Temperaturabhängigkeit, im Bereich der Temperaturabhängigkeit und Spannungsabhängigkeit jeweils ein $1 - \sigma$ Bereich. Zudem wurde darauf verzichtet, APDs mit einem Dunkelstrom (I_{dark}) größer als 27 nA zu verwenden. Es erfolgte die Auswahl von 2770 APDs nach diesen Kriterien. Die Verteilungen der ausgewählten APDs im Vergleich zu allen APDs ist in Abbildung 3.12 dargestellt und zeigt eine wesentlich schmalere Verteilung in allen wichtigen Parametern. Interessant ist zu sehen, dass durch die Selektion die APDs, welche eine sehr niedrige Vorspannung aufzeigen und aus dem Beginn der Produktion stammen, aussortiert wurden. Somit verkleinert sich der zum Einstellen der Vorspannung nötige Bereich auf 362,9 V bis 415,9 V.

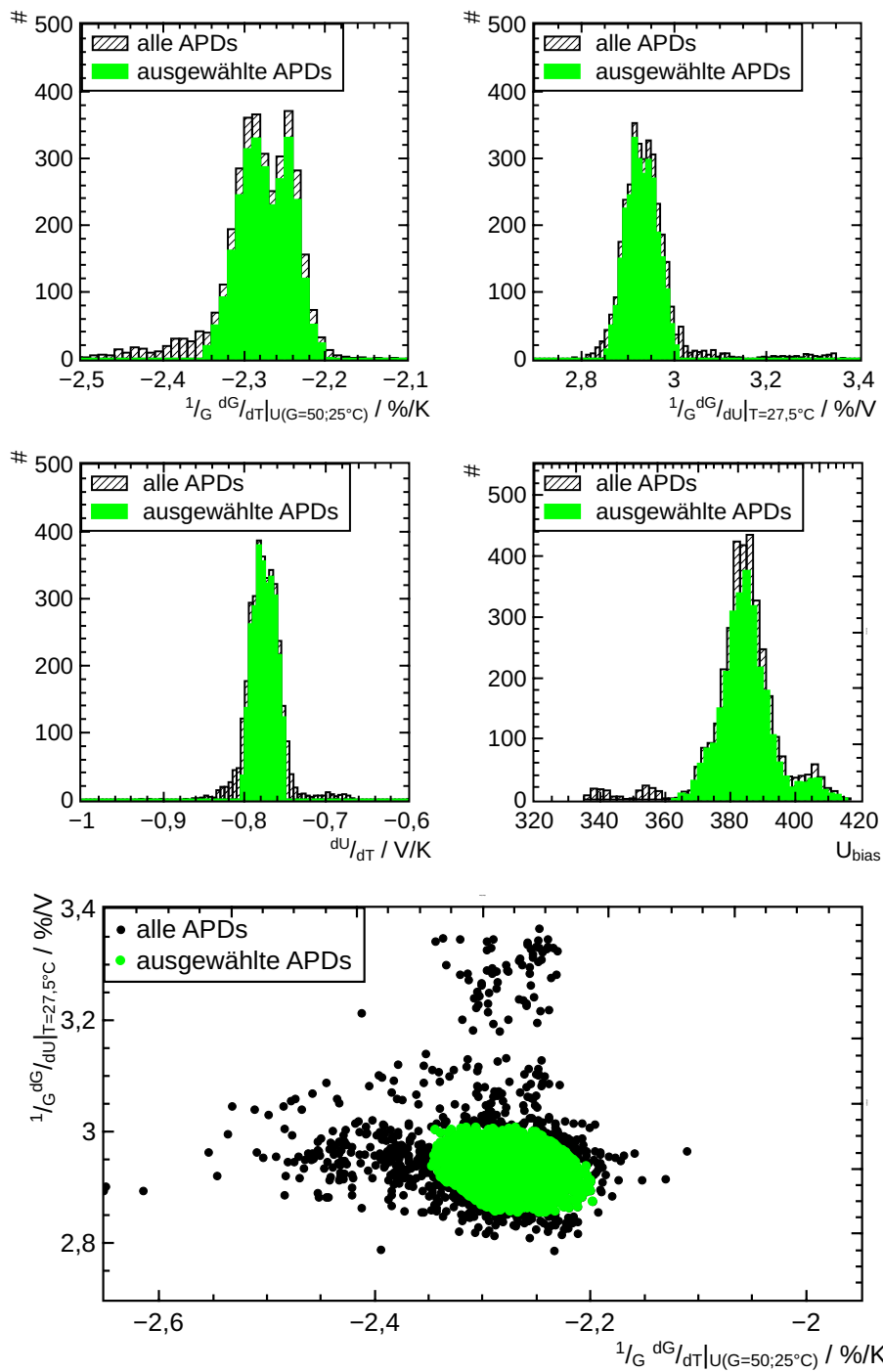


Abbildung 3.12: Vergleich der Streuung der Charakteristika aller APDs zu den für den Umbau ausgewählten (grün) APDs.

Da in die Simulationen zum Temperaturverhalten nur ein Quotient von Spannungs- und Temperaturabhängigkeit einging, werden die APD-Paare so gewählt, dass der gemittelte Quotient beider APDs möglichst nahe am Mittelwert liegt. Der Einbau in die Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters erfolgt nicht durch Selektion, sondern durch eine räumliche Anordnung nach dem Zufallsprinzip, um keine räumliche Asymmetrie von Detektoreigenschaften zu erzeugen.

3.4.6 Charakteristika der APDs bei höherer Verstärkung

Ein großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) ermöglicht präzise Messungen. Es existieren sowohl frequenzabhängige als auch -unabhängige Komponenten im Rauschspektrum. Die frequenzabhängigen Anteile sind von der Vorspannung der APD und somit der Verstärkung nahezu unabhängig. Die frequenzabhängige Komponente steigt jedoch mit der Vorspannung [Hon14]. Daher ist für eine bestimmte Vorspannung und somit Verstärkung ein optimales SNR für ein gewisses Frequenzspektrum zu erwarten, welches nach Empfehlung des Herstellers bei $G = 50$ liegt. Untersuchungen mit der im Experiment verwendeten Elektronik zeigten, dass bei niedrigen Photonenergien die beste Auflösung bei $G = 60 \dots 70$ erreicht wird, wobei die Abhängigkeit der Auflösung von der Verstärkung in diesem Bereich gering ist. Die Zeitauflösung verbessert sich mit steigender Verstärkung und ihr Optimum liegt oberhalb von $G = 200$ [Hon14]. Für einige APDs wurde untersucht, wie sich die gemessenen Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten der Verstärkung bei deren Veränderung verhalten. Dies gibt einen Hinweis auf die Beeinflussung der Temperaturkompensation, wenn sich die Verstärkung der APD ändert. Vorstellbar ist dies zum Beispiel für den rückwärtigen Bereich des Detektors, um den dynamischen Bereich¹¹ der Kristalle zu verkleinern und somit eine bessere ADC-Auflösung zu ermöglichen. Zur Betrachtung der Spannungsabhängigkeit wird die Ableitung der Anpassung an die Messung der Verstärkung bei variiert Vorspannung gebildet und ist in Abbildung 3.13 aufgetragen. Um die Veränderung der Temperaturabhängigkeit mit der Verstärkung zu untersuchen, wurde die Messung der Temperaturabhängigkeit für unterschiedliche Vorspannungen wiederholt und analog zur Messung mit Verstärkung $G = 50$ ausgewertet. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abbildung 3.13 gezeigt. Deutlich ist sichtbar, dass die Stärke der Abhängigkeiten

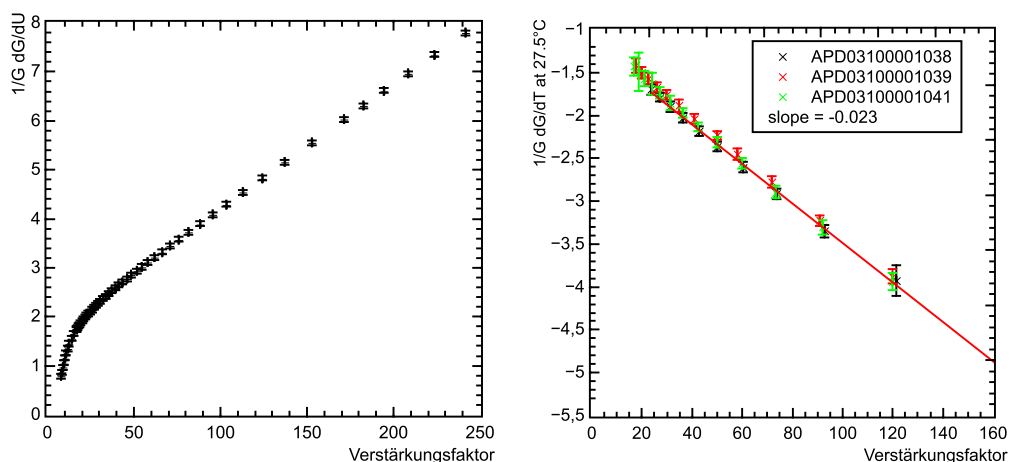


Abbildung 3.13: Verstärkungs-Spannungs- (links) und Verstärkungs-Temperatur-Abhängigkeit (rechts) in Abhängigkeit von der Verstärkung.

¹¹Der dynamische Bereich eines Kristalls ist der Bereich in Energie, der maximal gemessen werden kann.

mit steigender Verstärkung zunimmt. Dies bedeutet, dass Schwankungen von Temperatur oder Spannung einen stärkeren Einfluss bewirken. Für die Kompensation der Temperaturabhängigkeit durch eine angepasste Hochspannung ist allerdings der Quotient der beiden Abhängigkeiten ausschlaggebend. Aufgetragen in Abbildung 3.14 sieht man, dass dieser Quotient sich nur leicht verändert, vor allem im Bereich der Verstärkung zwischen 50 und 100. Somit ist die Kompensation auch bei einer höheren Verstärkung noch wirkungsvoll.

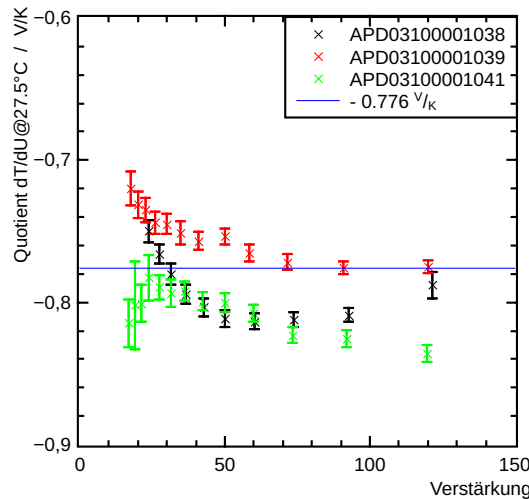


Abbildung 3.14: Abhängigkeit des Quotienten aus Verstärkungs-Temperatur-Koeffizienten und Verstärkungs-Vorspannung-Koeffizienten von der Verstärkung. Der mittlere Quotient aller APDs liegt bei $-0,776 \pm 0,035 \frac{\text{V}}{\text{K}}$

3.4.7 Kapazität der Avalanche-Photodioden

Die Kapazität C einer APD ist von der Ausdehnung der Verarmungszone am p-n-Übergang abhängig. Da sich die Potentialdifferenz an der Verarmungszone und somit ihre Ausdehnung aus der von außen angelegten Vorspannung U_{bias} und dem intrinsischen Potential (Flachbandspannung von typisch 0,7 V in Silizium) zusammensetzt, ist die Kapazität einer Diode sowohl von der angelegten Vorspannung als auch der Dotierungsdichte abhängig. Mit geringerer Dotierungsdichte steigt die Kapazität; mit Erhöhung der Vorspannung sinkt diese bis zur vollständigen Depletion. Im Falle der bisher im Crystal-Barrel-Kalorimeter verwendeten PIN-Diode ergibt sich für $\frac{1}{C}$ in Abhängigkeit von $\sqrt{U_{\text{bias}}}$ das in Abbildung 3.15 gezeigte Verhalten. Der Verlauf ist linear mit einem Abknicken nach dem vollständigen Depletieren der Diode. Hier beträgt die Kapazität etwa 80 pF.

Hamamatsu spezifiziert keine nähereren Angaben über die Kapazität einzelner APDs, lediglich dass diese im Bereich von 270 pF liegt [K.K11]. Die Schwankung bzw. Genauigkeit dieser Kapazitätsangabe ist nicht bekannt. Die Kapazität der APD beeinflusst deren Rauschen. Dieses setzt sich aus seriellen (Schrotrauschen) und parallelen (Fluktuationen von Bulk- und Surface-Dunkelstrom¹²) Anteilen zusammen. Das Schrotrauschen ist proportional zur Kapazität. Aus diesem Grund wurde die Kapazität der APDs mit einer 4-Draht-Messung eines LCR-Meters bestimmt. Bei einer 4-Draht-Messung wird jeder Messpunkt mit zwei Leitungen verbunden, wobei je eine Leitung eine Wechselspannung führt und die andere zur stromlosen Messung dient. Auf diese Weise wird das Messergebnis nur von

¹²Dunkelstrom, generiert im Inneren (bulk) und an der Oberfläche (surface) der APD.

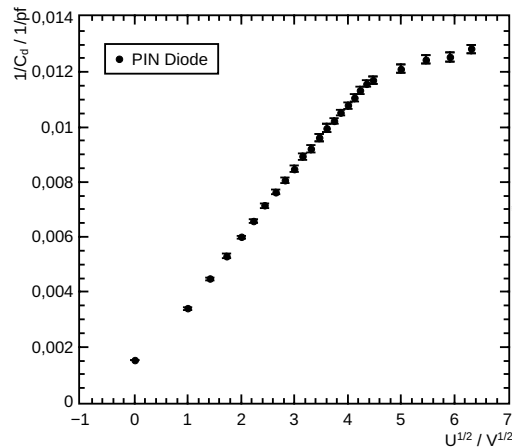


Abbildung 3.15: Inverse Kapazität einer PIN-Diode in Abhängigkeit der Quadratwurzel der Vorspannung

Kabeln und Kontakten hinter der Zusammenführung der Leitungen beeinflusst. Die vom LCR-Meter verfügbare Bias-Spannung ist zu gering, um eine vollständige Depletion der Detektoren zu erreichen, es wurde eine externe Hochspannungsquelle benutzt. Um einer Beschädigung des LCR-Meters vorzubeugen, ist dieses galvanisch von den Messeingängen zu trennen. Hierzu wurde eine Bias-Box im gleichen Design wie für die Charakterisierung von Siliziumstreifensensoren [Dee11] aufgebaut, deren Prinzip in Abbildung 3.16 skizziert ist.

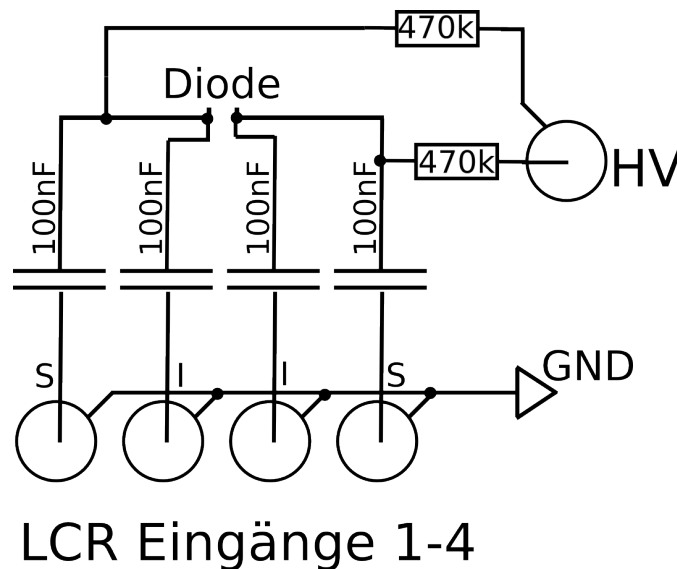


Abbildung 3.16: Bias-Box zum galvanischen Trennen der Spannung von den Messeingängen des LCR-Meters.

Mit Hilfe der vier Kapazitäten werden die Eingänge des LCR-Meters galvanisch von der Hochspannung getrennt, ohne den für die Messung nötigen Wechselstromanteil zu stören. Die Widerstände im Bias-Spannungskreis begrenzen in einem Durchbruchfall den Strom und trennen gleichzeitig die Spannungsquelle vom Messobjekt, damit der Innenwiderstand des Hochspannungsmoduls die Messung nicht beeinflusst. In Abbildung 3.17 ist die Abhängigkeit der Kapazität einer APD von ihrer Bias-Spannung gezeigt. Für eine Diode wird ein

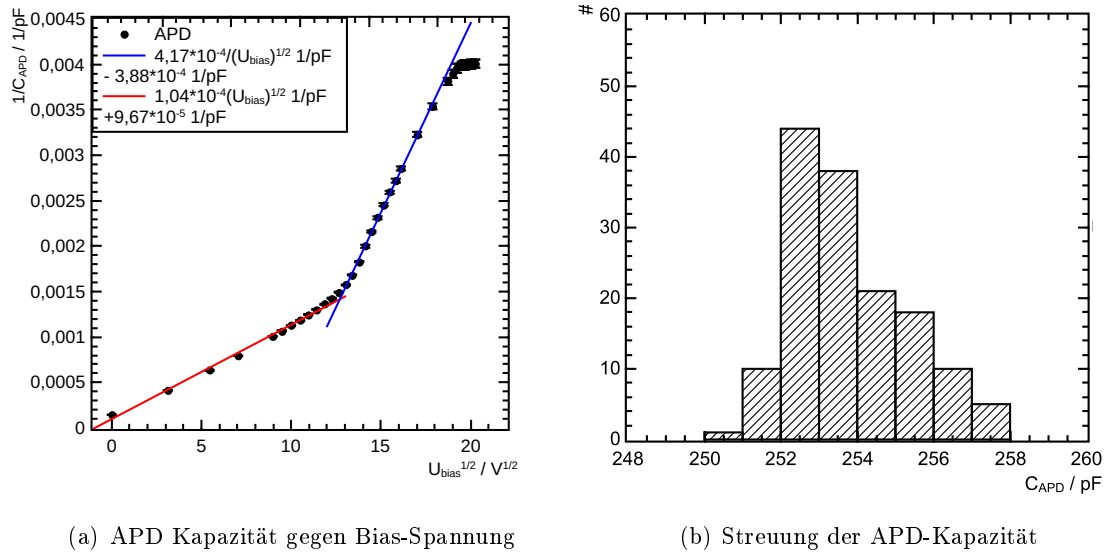


Abbildung 3.17: Links: Kapazität von APDs aus unterschiedlichen Lots gegen die Bias-Spannung aufgetragen. Man erkennt deutlich einen Knick wo die Depletionszone den Bereich der Verstärkungsregion mit geänderter Dotierung erreicht. Rechts: Verteilung einer Auswahl von 147 APDs des Types S11048(X3).

lineares Sinken der Kapazität mit $\frac{1}{\sqrt{U}}$ bis zur vollständigen Depletion der Diode erwartet. Die Kapazitätskurve der APD zeigt einen zusätzlichen Knick in ihrem linearen Verhalten. Dies wird durch das nicht homogene Dotierungsprofil einer APD zum Ausbilden der Verstärkungsregion verursacht. Die Dotierungsdichte kann unter der Annahme, dass die Schichtdicke der Dotierung eines Ladungsträgers überwiegt und der Zusammenhang von Depletionsdicke und Kapazität wie in einem Plattenkondensator gegeben ist, nach

$$N_{dot} = \frac{2 \cdot U_{bias} \cdot C^2}{A^2 \cdot \epsilon \cdot e} \quad (3.6)$$

berechnet werden. Somit kann man aus der Steigung der beiden linearen Bereiche schließen, dass der Zuwachs der Depletionszone im Bereich bis ca. 150 V die 16-fache Dotierung im Vergleich zum Bereich der Depletionszone aufweist, die von 200 V bis 375 V ausgeweitet wird.

Da die Messung der Kapazität mit dem LCR-Meter nicht vollständig automatisiert durchgeführt werden konnte, ist zur Beurteilung der Streuung der Kapazität innerhalb der zur Verfügung stehenden APDs eine Auswahl von 147 Stück, verteilt aus allen Lots, gemessen worden. Die Verteilung ist in Abbildung 3.17(b) dargestellt. Die Standardabweichung der Verteilung beträgt 1,54 pF. Auf Grund dieses Ergebnisses kann gefolgert werden, dass es nicht nötig ist, APDs nach ihrer Kapazität zu selektieren, da keine signifikante Verbesserung durch eine Zuordnung von APDs mit niedriger Kapazität zu Kristallen mit geringerer Photonenzahl pro MeV zu erwarten ist.

3.4.8 Aufbewahrung und Zugänglichkeit der Ergebnisse

Alle Rohdaten der Charakterisierung der APDs sind in Textdateien gespeichert. Eine PostgreSQL-Datenbank beinhaltet alle Ergebnisse der Messungen und gewährleistet eine

gute Erreichbarkeit und Übersicht. Hier finden sich alle wichtigen Parameter zur Verstärkungsabhängigkeit von Temperatur und Spannung und deren Anpassung. Ebenso sind die vom Hersteller angegebenen Daten eingepflegt. Eine interne Webseite ermöglicht die einfache Zugänglichkeit zu allen Informationen über jede APD (siehe Anhang Abbildung 8.13), weiterhin sind PDF-Dateien mit der Auswertung der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit jeder APD verknüpft. Kapitel 6.2 beschreibt weitere Funktionen dieser errichteten Webseite und Datenbank.

3.5 Zusammenfassung

Gezeigt wurde, dass sich zwei APDs des Typs S11048(X3) mit ihrer aktiven Fläche von zusammen $1,904\text{ cm}^2$ gut zum Nachweis des Szintillationslichtes der CsI(Tl) Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters eignen. Alle 3500 APDs wurden getestet sowie ihr Verstärkungs-Temperatur- und Verstärkungs-Spannungs-Verhalten bestimmt. In Tabelle 3.1 sind als Ergebnisse der Verstärkungs-Temperaturmessungen der mittlere Koeffizient bei einer Vorspannung für die Verstärkung von Faktor 50 bei fester Temperatur sowie für die Verstärkungs-Vorspannungsmessung der mittlere Koeffizient bei einer Verstärkung von Faktor 50 und einer Temperatur von $27,5^\circ\text{ C}$ aufgelistet.

	Mittelwert	Standardabweichung
mittlerer Verstärkungs-Temperaturkoeffizient	$-2,27 \frac{\%}{\text{K}}$	$0,08 \frac{\%}{\text{K}}$
mittlerer Verstärkungs-Vorspannungskoeffizient	$2,92 \frac{\%}{\text{V}}$	$0,08 \frac{\%}{\text{V}}$
mittlerer Quotient	$-0,7764 \frac{\text{V}}{\text{K}}$	$0,0347 \frac{\text{V}}{\text{K}}$

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Untersuchungen von Temperatur- und Vorspannungsabhängigkeit der Verstärkung aller für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters zur Verfügung stehenden APDs

Auf Grund der geringen Streuung der einzelnen APD Parameter ist es möglich, eine einheitliche Elektronik für alle APDs zu verwenden.

Kapitel 4

Das Lichtpulsersystem am Crystal-Barrel-Kalorimeter

Eine Einsatzmöglichkeit eines Lichtpulsersystems ist die Fehlerdiagnose, da es die Möglichkeit bietet eine definierte Lichtmenge direkt in jedes Detektormodul einzustrahlen. Somit kann über die eingestrahelte Lichtmenge die Ausleseketten des Detektormoduls getestet werden. Es ermöglicht Signale aller Pulshöhen zu bekannten Zeitpunkten mit hoher Wiederholrate zu erzeugen, was einen wesentlichen Vorteil gegenüber Tests mit kosmischer Strahlung oder radioaktiven Quellen darstellt.

Durch die Einstrahlung definierter Helligkeiten ergibt sich die Möglichkeit der Kalibrierung der im Crystal-Barrel-Experiment verwendeten dual range Fastbus-QDCs¹. Diese QDCs verwenden zur Digitalisierung eine Unterteilung in zwei Bereiche (high range² und low range³), das Signal wird ab einer gewissen Höhe auf $\frac{1}{8}$ abgeschwächt. Vor dem Umschaltpunkt werden die niedrigen Energien mit dem vollen QDC-Bereich digitalisiert, wodurch eine höhere Auflösung erreicht wird als nach dem Umschaltpunkt, wo der gesamte QDC-Bereich bis zur Maximalenergie genutzt wird. Das Verhältnis des niederenergetischen Bereiches zum hochenergetischen Bereich muss präzise bestimmt werden, da es durch Bauteiltoleranzen für jeden Kanal leicht unterschiedlich im Bereich von 7,5 bis 8,7 liegt. Dies ist möglich, da der QDC gezwungen werden kann auch niedrige Signale mit Abschwächung zu digitalisieren. So ist durch das Simulieren unterschiedlicher Signale, welche dann in beiden Bereichen ausgelesen werden, eine Kalibrierung möglich.

Weiter kann bei einem bekannten linearen Anstieg der Lichtintensität die Linearität der QDCs untersucht werden.

Ein zentraler Punkt besteht darin, dass das Lichtpulsersystem zu einer Messung und Überwachung der Verstärkung der APDs nutzbar ist. Dies ist wie in Kapitel 3.3 beschrieben durch Messungen mit und ohne an die APD angelegte Bias-Spannung möglich.

Das Lichtpulsersystem dient zur Simulation des Szintillationslichts, ohne einen Szintillationsprozess auszulösen. Es besteht aus einer Lichtquelle und einer Lichtleitung, meist aus Lichtleiterfasern, zum Kristall bzw. Detektor (siehe Abbildung 4.1).

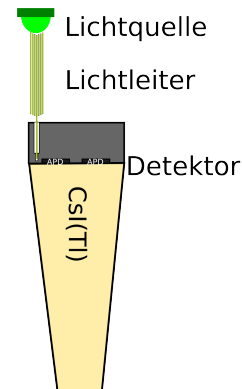


Abbildung 4.1: Prinzip des Lichtpulsersystems

¹ engl.: zwei Bereiche analog zu digital Wandler, Computer gesteuert

² engl.: hoher Bereich - Digitalisierungsbereich für große Pulse

³ engl.: niedriger Bereich - hochauflösender Bereich der Digitalisierung für kleine Pulse

4.1 Anforderungen an das Lichtpulsersystem

Es existieren zunächst drei zentrale Anforderungen an das Lichtpulsersystem.

Reproduzierbarkeit: Zu Diagnosezwecken muss ein stabiler Lichtpuls definierter Länge und Intensität an alle Detektormodule abgegeben werden können. Dieser soll sowohl von Puls zu Puls auf kleinen Zeitskalen reproduzierbar sein, als auch eine Langzeitstabilität aufweisen. Die Reproduzierbarkeit begrenzt die Auflösung, mit welcher Veränderungen beobachtet werden können. Die Langzeitstabilität einer LED Lichtquelle wurde bereits in [Urb11] gezeigt.

Skalierbarkeit der Intensitäten: Um Kalibrationen möglich zu machen, muss die Lichtintensität möglichst homogen über alle Kanäle definiert variierbar sein. Der Einsatz zur Überwachung der Verstärkung von APDs erfordert Messungen ohne an diese angelegte Sperrspannung. Zum Erreichen eines vergleichbaren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, wie mit angelegter Sperrspannung, wird ein um die intrinsische Verstärkung höherer Puls benötigt, also 50-fach erhöht. Bei Kalibrierungsanwendungen ermöglichen viele unterschiedliche Intensitäten eine gute Präzision. Um Linearität untersuchen zu können, muss die Beziehung unterschiedlicher Lichtintensitäten zueinander genau bekannt und gut definiert abstufbar sein.

Ratenfähigkeit: Ein Betrieb mit hoher Blitzwiederholungsrate ermöglicht das Erreichen einer hohen Statistik und somit Präzision in kurzer Zeit. Dies darf die Reproduzierbarkeit und erreichbaren Amplituden jedoch nicht verschlechtern. Messungen mit dem Lichtpulsersystem werden zur Kalibration und Überwachung während der Messzeit mit dem Photonenstrahl durchgeführt. Da gleichzeitig keine Datennahme physikalisch interessanter Ereignisse stattfinden kann, führt eine hohe Ratenfähigkeit zum Einsparen wertvoller Messzeit.

4.2 Das bisherige Lichtpulsersystem

Im Crystal-Barrel-Kalorimeter war bereits vor dem Umbau auf eine Auslese mit APDs ein Lichtpulsersystem eingebaut. Jedes Detektormodul ist mit einer Faser ausgestattet. Diese besteht aus einem 200 μm dicken Quarzglaskern, welcher von einem 30 μm Cladding aus Fluoropolymer ummantelt ist. Diese Ummantelung ermöglicht durch Reflektion an der Grenzschicht von Quarzglas und Polymer eine möglichst optimale Weiterleitung des Lichtes. Den lichtführenden Teil der Faser schützt zusätzlich ein 270 μm dicker Mantel aus Kunststoff [Bös06]. Am zum Kristall geführten Ende wird jede Faser durch ein leichtes Crimpen⁴ in einer 1 mm dicken und 6 cm langen Kanüle gefasst. Nur der äußerste Kunststoffmantel wird hier leicht verformt. Eine Schraubverbindung befestigt die Faser in jedem Modul so, dass diese 1 mm oberhalb der Kristallfläche endet.

Die Fasern aller 1380 Kristalle sowie für jede der 30 Sektionen etwa 5 Ersatzfasern sind in sechs Bündel gefasst, wovon jeweils drei zu einer Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters gehören. Jede Hälfte bildet ein eigenes Lichtpulsersystem.

Als Lichtquelle für das Lichtpulsersystem des Crystal-Barrel-Kalorimeters diente in der Vergangenheit eine Xenon-Gasentladungslampe Typ L2189 von Hamamatsu [Bar00]. Die Pulslänge eines Lichtblitzes beträgt circa 2 μs . Das Lichtpulsersystem konnte mit einer maximalen Blitzwiederholungsrate von 6 – 7 Hz stabil betrieben werden, die maximale

⁴mechanisches Verbinden durch plastische Verformung

mögliche Wiederholrate der Lichtquelle beträgt 100 Hz [K.K13b]. Zur Variation der Intensität mussten optische Abschwächer mechanisch vor die Lichtquelle gefahren werden. Durch Kombination sind 64 Intensitätsabstufungen möglich, die allerdings nicht gleichmäßig über den QDC-Bereich verteilt sind. Die für eine aussagekräftige Statistik pro Intensität notwendige Zeitdauer ermöglichte nur die Verwendung von je 6 – 8 Intensitäten in beiden Bereichen des QDCs [Sch16a]. Um bei jeder der Gasentladungen eine homogene und gleichbleibende Intensitätsverteilung bei der Einkopplung in die Lichtfasern zu erhalten, wird das Licht zuvor durch mehrere Lichtmischer und Streuscheiben geleitet.

Gerade die geringe Wiederholrate, welche nicht unter stabilen Bedingungen erhöht werden konnte, stellte sich als Nachteil des bisherigen Lichtpulsersystems heraus, da während der Datennahme wertvolle Strahlzeit des Beschleunigers nicht genutzt werden kann. Auch die maximale Lichtmenge ist für ein Messen ohne intrinsische Verstärkung der APD nicht geeignet. Außerdem lässt sich die Kalibration des QDC durch eine höhere Anzahl an Intensitätsabstufungen optimieren.

4.3 Komponenten des Lichtpulsersystems

Im Folgenden wird auf einige der neu entwickelten und wiederverwendeten Komponenten des Lichtpulsersystems für das Crystal-Barrel-Kalorimeter eingegangen.

4.3.1 Der Faserbaum

Die in Kapitel 4.2 beschriebenen Faserbündel finden in dieser Arbeit weiterhin Verwendung. Alle Lichtfasern variieren in ihrer Länge, um das Einbauen in der Geometrie des Detektors zu vereinfachen. Dies hat eine leichte inhomogene Lichttransmission der Fasern untereinander zur Folge. Einen stärkeren Einfluss haben jedoch zu geringe Biegeradien, welche aus Beschädigungen stammen, die zu Lichtverlust führen.

Der Lichtleiterbaum wurde nach dem Austausch der Detektormodule repariert und wieder eingesetzt. Dazu gehört das Neufassen von Fasern in Kanülen oder Austauschen von Fasern durch – falls verfügbar – bessere Ersatzfasern. Eine Untersuchung der Transmission aller Fasern folgte. Hierzu wurde ein Lichtblitz konstanter Pulslänge und Intensität am Ende der eingesetzten Lichtfaserbündel eingekoppelt und mit einem Oszilloskop die Amplitude des Signals der Detektormodule bestimmt. Da an den APDs keine Bias-Spannung angelegt wurde, beinhaltet die Messung keine Effekte einer eventuellen unterschiedlichen Verstärkung, lediglich der Transmission auch durch den Kristall. Im Experiment sind später allerdings Effekte der Elektronik oder Verstärkung möglich. In Abbildung 4.2 ist die finale Verteilung der Lichttransmissionen nach der Reparatur gezeigt. Fasern, welche eine Lichttransmission von mehr als 30 % unter der mittleren Transmission aufwiesen, wurden nach Möglichkeit ersetzt. Dies ist auf Grund einer begrenzten Anzahl von verwendbaren Ersatzfasern nicht immer möglich. Insgesamt konnte eine Verbesserung erreicht werden, so konnte zum Beispiel die Streuung der Intensitäten, charakterisiert durch die Standardabweichung, für die strahlabwärtige Hälfte von 0,216 auf 0,109 reduziert, sowie alle komplett verdunkelten Fasern ausgetauscht werden.

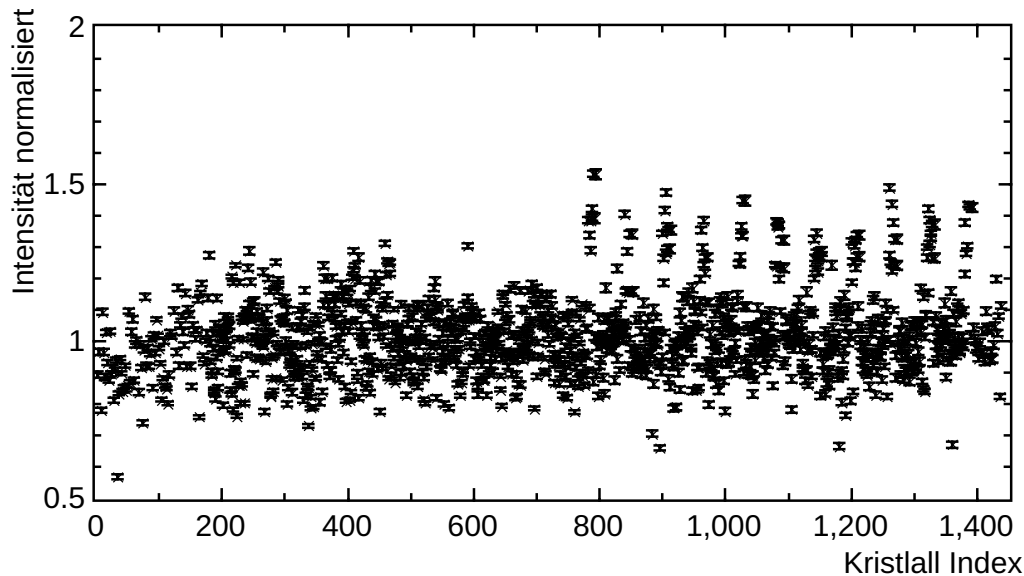


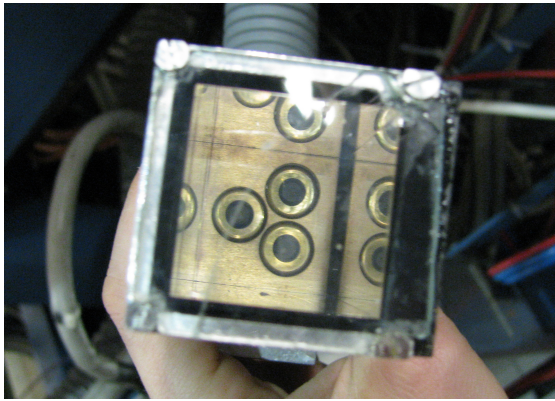
Abbildung 4.2: Helligkeiten der Lichttransmission von der Lichtquelle zur Auslese für jeden Kristall, normiert auf die mittlere Helligkeit. Die auftretenden Strukturen besonders heller Fasern zeigt keine räumlich Korrelation und stellt für die Funktionsweise des Lichtpulsers keine Einschränkung da.

4.3.2 Die Lichtquelle

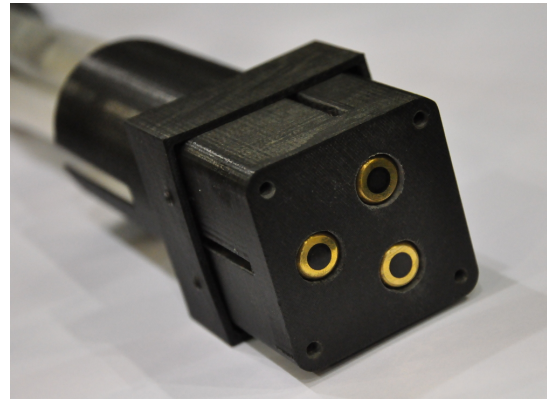
Wie bereits in Kapitel 4.2 beschrieben ist es für die Neuentwicklung des Lichtpulsersystems notwendig, die bisherig verwendete Lichtquelle durch eine andere auszutauschen. Deshalb wurde die alte Lichtquelle im Rahmen dieser Arbeit durch eine LED mit speziell entwickelter Schaltung ersetzt. Eingesetzt wird eine LED vom Typ LZ1-10G100 von LED Engin Inc. mit $53 \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ [ENG15]. Drei verschiedene Konfigurationen wurden getestet: eine LED für drei Faserbündel einer Hälfte, die zusätzliche Verwendung einer Linse oder drei einzelne LEDs je Hälfte. Dabei hat sich gezeigt, dass sich mit drei einzelnen LEDs die besten Ergebnisse bezüglich der maximal erreichbaren Intensität erzielen lassen. Da die LED in ihrer Intensität einen Temperaturkoeffizienten von $0,25 \frac{\%}{\text{K}}$ aufweist, wird die gesamte Schaltung mit Lichtquelle in einer temperaturstabilisierten Umgebung aufgebaut (siehe Abbildung 8.22 im Anhang).

4.3.3 Der Lichtleiterstecker

Das Licht der Lichtquelle muss in die Fasern des Lichtleiterbaumes eingekoppelt werden. Dabei müssen die Fasern vom übrigen Lichtpulsersystem zu trennen sein, um den Crystal Barrel für Wartungen oder Reparaturen ausbauen zu können. In Abbildung 4.3 ist sowohl der bisherige Stecker mit einem Lichtleiterblock zu sehen, als auch die Faserbündel im neuen Stecker, auf welchen die LEDs gesetzt werden. Der neue Stecker besteht aus gedrucktem Kunststoff. Er ermöglicht eine direktere Einkopplung und präzise Justierung der einzelnen LEDs vor den Faserbündeln, voneinander lichtdicht getrennt.



(a) Bisheriger Lichtleiterstecker



(b) Neuer Lichtleiterstecker

Abbildung 4.3: Einkopplungspunkt des Lichtes in den Faserbaum. (a): bisheriger alter Lichtleiteradapter mit Block aus Plexiglas. (b): Neuer Adapter mit direktem Blick auf die Faserbündel des Kalorimeters.

4.3.4 Die Elektronik

Für jede Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters wird ein getrenntes System, bestehend aus drei Treiberschaltungen für je eine LED und einer Verbindungsplatine, aufgebaut. Die Konfiguration erfolgt über das serielle Kommunikationsprotokoll I2C, welches auch für die Slowcontrol⁵ des Experiments verwendet wird [Mül13]. Das Auslösen der Lichtblitze erfolgt über einen Trigger-Eingang im NIM⁶ Standard. Eine Übersichts-Skizze eines Lichtpulsersystems sowie die einzelne Lichtquellenansteuerung ist in Abbildung 4.4 gezeigt.

Jede Lichtpulsieransteuerung ist mit einem Baustein, welcher eine eindeutige Identifizierung erlaubt (ID), sowie einem Temperatursensor zur Überwachung ausgestattet. Um die Intensität der LED zu verändern, wird mittels eines DAC⁷ die für die LED zur Verfügung gestellte LED-Spannung angepasst. Zusätzlich kann eine Kombination von drei unterschiedlichen LED-Vorwiderständen gewählt werden. Dies ermöglicht eine Skalierbarkeit über einen größeren Bereich. Die LED-Spannung kann mittels eines ADCs überwacht werden. Die Schaltungen sind über den NIM-Eingang auslösbar und bieten an einem NIM-Ausgang ein Signal, dessen zeitliches Verhalten dem des Pulses entspricht. Zusätzlich verfügt jedes Modul über einen Selbsttrigger von 4 μ s Pulsbreite und 2,6 kHz Pulswiederholungsrate. Die LED wird von einem maximalen Strom von 2 A durchflossen, welcher dem maximal für die LED spezifizierten Strom entspricht. Geschaltet wird dieser Strom über einen N-Kanal MOSFET⁸ IRLML2502.

Die Verbindungs- und Versorgungsplatine wird von einem 15 V Steckernetzteil versorgt. Sie stellt über Gleichspannungswandler die nötige interne Versorgungsspannungen von 5 V und die nötigen positiven und negativen 12 V für die Lichtpulsieransteuerungen zur Verfügung. Des Weiteren ist ein Empfänger zur Übertragung des Steuersignals I2C über lange Netzwerkleitungen [Mül13] sowie ein Achtfachverteiler aufgebaut. In Abbildung 8.20 des Anhangs 8.8 ist ein Foto der Platine gezeigt. Die Schaltpläne der Lichtpulserschaltung und der Versorgungsplatine sind in Anhang 8.5 in den Abbildungen 8.7-8.10 zu sehen.

⁵engl.: langsame Kontrolle, ein Überwachungssystem für Betriebsparameter des Experiments

⁶Nuclear Instrumentation Modul - logische Pegel bei 50 Ω Terminierung: logische 1 bei -0.6 V bis -1.6 V; logische 0 bei 0 V

⁷engl. digital to analog converter: Digital-Analog-Wandler

⁸engl. metal-oxide-semiconductor field-effect transistor: Feldeffekttransistor mit isoliertem Gate

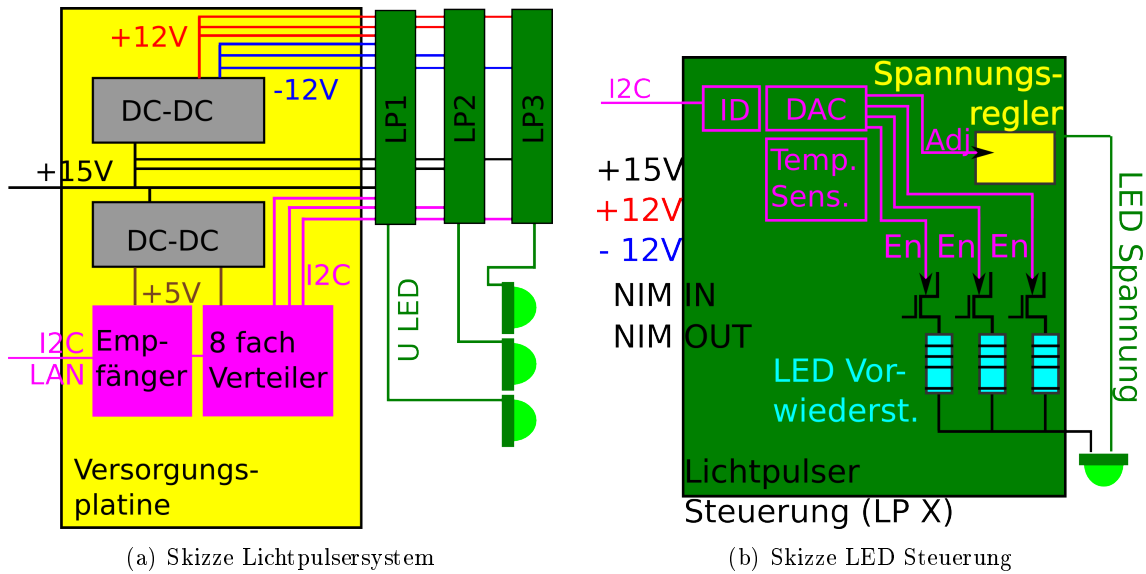


Abbildung 4.4: Aufbau des Lichtpulsersystems einer Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters. (a): Skizze der Versorgungsplatine mit drei angeschlossenen LED-Steuerungsplatten. (b): Detailansicht einer Steuerungsplatine mit Sensoren und LED-Intensitätssteuerung über Vorwiderstände und Spannung.

4.3.5 Aufbau des Lichtpulsersystem Prototyps

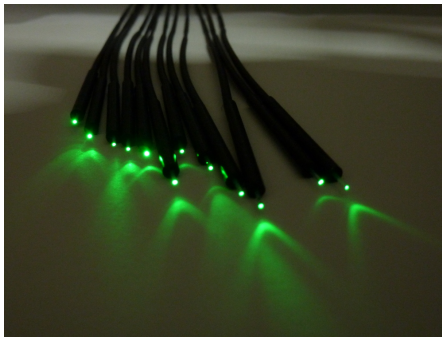
Sowohl zu Testzwecken als auch zum Einsatz für den in Kapitel 5 beschriebenen Testaufbau wurde ein Prototyp des Lichtpulsersystems entwickelt. Bei diesem wird nur eine LED betrieben und die Funktion der Versorgungsplatine durch externe Hardware ersetzt. Die gesamte Schaltung befindet sich in einer auf $\pm 0,1^\circ\text{C}$ stabilisierten Umgebung. Zur Verwendung mit dem Testaufbau wurde ein kleiner Lichtleiterbaum angefertigt. Hierbei fanden hard polymer⁹ gemantelte, multimode Fasern mit großer numerischer Apertur¹⁰ des Typs BFL48-400 von Thorelabs Verwendung. Ihr Durchmesser beträgt $430\ \mu\text{m}$. Diese unterscheiden sich von den im Crystal-Barrel-Kalorimeter eingesetzten Fasern, bieten allerdings in einem beweglichen Testaufbau mit einem minimalen Biegeradius von $4,3\text{ cm}$ wesentlich widerstandsfähigere Flexibilität bei einem größtmöglichen Faserdurchmesser [Tho15]. Zur Befestigung am Detektor diente ein Nachbau der gleichen Mechanik wie im Crystal-Barrel-Kalorimeter, allerdings aus Kunststoff, wodurch Beschädigungen, verursacht durch das große Gewicht am Faserende bei nicht fixiertem Transport oder Verwendung, vermieden werden. Diese leichtere Mechanik wird auch bei Reparaturen am Crystal-Barrel-Kalorimeter eingesetzt. Ein Foto des Prototyp-Faserbaums ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Zum Schutz sind die Lichtfasern in schwarzem Schrumpfschlauch verpackt.

4.4 Prototypentests

Um die Funktionsweise und Leistungsfähigkeit des Lichtpulsers zu validieren und den Einsatz im Crystal-Barrel-Kalorimeter Experiment zu erproben, erfolgten eine Reihe von Untersuchungen mit dem Prototypen. Die Elektronik des Prototypen wurde auch an eine LED

⁹ ein auf Kunststoff basierendes Lichtleitermaterial

¹⁰ Die numerische Apertur beschreibt die Öffnung des aus der Endfläche der Faser austretenden kegelförmigen Lichtbündels bzw. dessen Akzeptanzwinkel bei der Einkopplung.



(a) Prototyp Lichtleiterfaserbaum



(b) Enden des Prototyp Lichtleiterbaums mit Befestigungsmechanik.

Abbildung 4.5: Faserenden des Lichtleiterbaums für den Prototypen und den Testaufbau der Elektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

am Crystal-Barrel-Kalorimeter angeschlossen, um an diesem direkt Tests zu möglichen Intensitäten durchzuführen. Dies wird im Folgenden dargestellt.

4.4.1 Stabilität des Lichtpulsers

Damit die Nutzung von Messungen mit dem Lichtpulsersystem keinen negativen Einfluss auf die Messgenauigkeit nimmt, muss dieses System eine höhere Auflösung als die physikalischer Ereignisse im Crystal-Barrel-Kalorimeter und große Stabilität aufweisen. Hierbei geht es darum, reproduzierbare Lichtblitze in Intensität und Pulsform zu erzeugen, die unabhängig von Pulswiederholungsrate, Hallentemperatur und anderen äußeren Einflüssen sind sowie keinen kurzzeitigen Schwankungen unterliegen.

Zur Untersuchung der Stabilität bei Variation der Blitzwiederholungsrate wird für unterschiedliche Konfigurationen die Blitzrate von wenigen Hz bis 5 kHz variiert. Es wurden jeweils mindestens 1000 Blitze aufgenommen. Die Messungen sind sowohl mit einem Oszilloskop durch eine Amplitudenbestimmung des Vorverstärkersignals als auch mit der Ausleseelektronik des Experiments durchgeführt worden. In Abbildung 4.6 zeigt sich, dass sich die Messung der Intensität bei einer Variation der Blitzfrequenz ändert.

Während Messungen mit dem Oszilloskop sowohl einen leichten Anstieg der Amplitude um maximal 1,1 % mit steigender Frequenz als auch für eine sehr hohe Intensität einen Abfall von 1,4 % zeigen, ergibt sich für die Messungen mit dem QDC der Experimentelektronik ein Abfall von fast 2 %. Schon während der Messungen mit dem Oszilloskop zeigte sich, dass hier die Amplitudenbestimmung Einflüsse aus dem gewählten Bereich der Bestimmung der Nulllinie und des Maximums aufweisen kann, welche auf Grund der Pulswiederholungsrate unterschiedlich gewählt werden musste und den Anstieg der Intensität erklärt. Das Vorverstärkersignal zeigt bei hohen Frequenzen eine sehr starke Verschiebung der Nulllinie und die Pulse beginnen ineinander zu laufen (Pileup), was die Messungen beeinflusst. Bei großen Intensitäten, sowie der QDC Messung, tritt der Effekt einer einbrechenden Intensität auf. Bei hoher Rate und einem hohen Lichteinfall auf die APD bewirkt ein kontinuierlicher Lichtanteil ein Absenken der Grundlinie. Da durch die hohe Pulsrate die Pulse nicht komplett abgeklungen sind, bevor der nächste Puls auftritt, ist die Grundlinie des Vorverstärkersignals auf dem Oszilloskop nicht mehr gerade und die Bestimmung fälschlicherweise zu hoch, woraus eine zu geringe Amplitude des Lichtsignals resultiert.

Da die maximal mögliche Ausleserate des Crystal-Barrel-Kalorimeters unter 2 kHz liegt

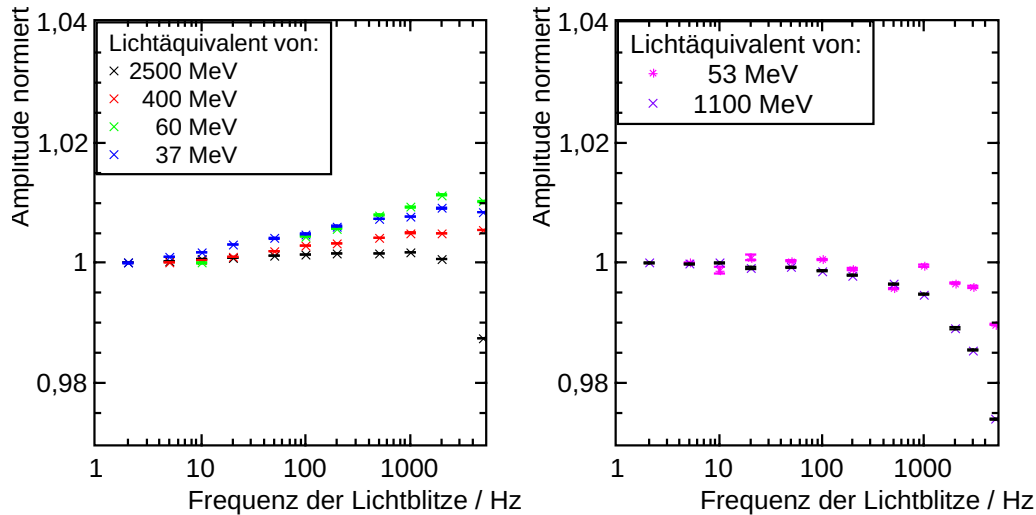


Abbildung 4.6: Stabilität der Amplitude bei Veränderung der Blitzwiederholungsrate des Lichtpulsers. Links gemessen über die Ausgangsamplitude des Leitungstreiber direkt nach dem Vorverstärker, rechts gemessen mit dem Fastbus-QDC nach einer Signalformung (Shaper). Der maximale Intensitätseinbruch bei hoher Blitzwiederholungsrate beträgt 2 %.

[Hof18] und eine höhere Blitzfrequenz keinen Nutzen erreichen kann, ist im späteren Betrieb von keinem signifikanten Intensitätsverlust durch eine hohe Rate auszugehen. Es ist allerdings darauf zu achten, dass Messungen, welche zu Vergleichszwecken genutzt werden immer mit derselben Blitzwiederholungsrate aufgenommen werden. Eine optimale Blitzrate, um eine maximale Ausleserate zu erreichen, liegt bei 1,4 kHz .

Um quantitativ beurteilen zu können, welche Anzahl an Blitzereignissen nötig ist, um eine gewisse statistische Genauigkeit des Mittelwerts zu erhalten, wird die statistische Messunsicherheit nach

$$u = \frac{s}{\sqrt{N}} \text{ mit der Standardabweichung } s = \sqrt{\frac{\sum (\bar{x} - x)^2}{N - 1}}$$

bestimmt. Wobei N der Anzahl der Lichtblitze, x dem Messwert sowie \bar{x} dem Mittelwert der Messwerte entspricht. Zur Beurteilung dessen wurde mit dem Oszilloskop an einem Kanal des Crystal-Barrel-Kalorimeters eine Messung mit einer Statistik von etwa 10000 Blitzen aufgenommen und Untermengen wurden untersucht. Abbildung 4.7 zeigt die auf den Mittelwert normierte Verteilung einer solchen Messung, sowie die Messunsicherheit aufgetragen gegen die Anzahl der verwendeten Lichtblitze. Die aus den Untermengen bestimmte Unsicherheit streut wie erwartet um die theoretisch aus der hohen Statistik extrapolierte Messunsicherheit. Aus diesen Messungen kann geschlossen werden, dass schon mit wenigen Blitzen eine verlässliche Aussage über die Amplitude der Lichtblitze gemacht werden kann. Es sind 50 Blitze notwendig, um eine Fehlerquote von unter 1 % zu erreichen.

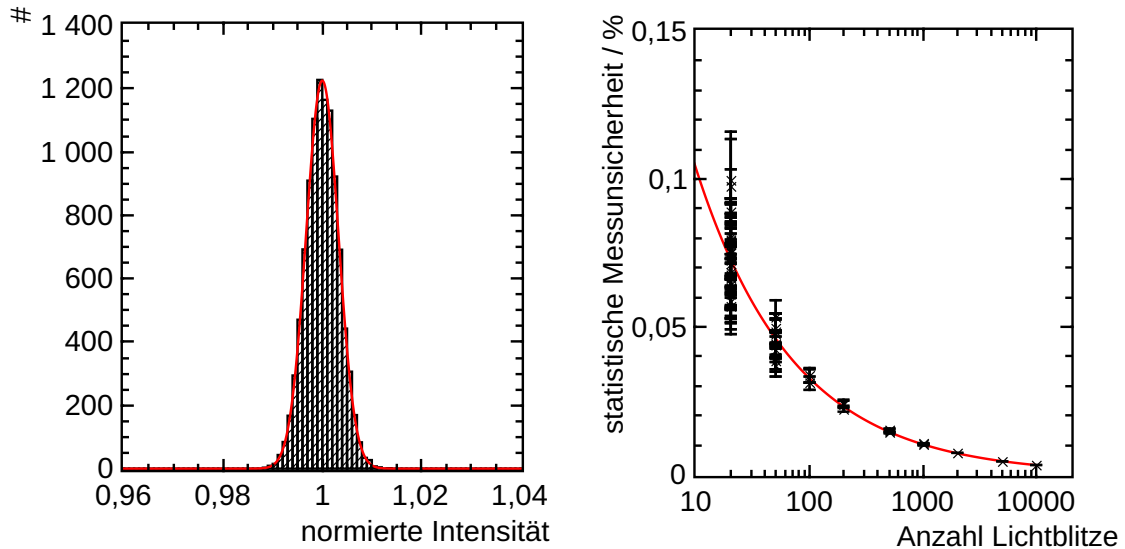


Abbildung 4.7: Links: Statistische Verteilung der normierten Intensitäten. Rechts: Bestimmung der statistischen Messunsicherheit. Hier ist aufgetragen, mit welcher Sicherheit sich für eine gegebene Anzahl an Blitzen der Mittelwert bestimmen lässt. Die rote Kurve zeigt die erwartete mittlere statistische Ungenauigkeit, extrapoliert aus der gesamten Statistik. Die Punkte beschreiben Einzelauswertungen von Datenuntergruppen.

Da der Lichtpulsler für unterschiedliche Anwendungen unterschiedliche Intensitäten liefern muss und diese deshalb häufig neu einzustellen sind, fanden auch Untersuchungen statt, wie genau sich eine reproduzierbare Intensität einstellen lässt. Hierzu wurden mit dem Prototypen Daten aufgenommen, wobei wechselnd drei Intensitäten für je 200 Blitze genutzt wurden. Die Aufzeichnung der Daten erfolgte in mehreren Datenreihen über einen Zeitraum von 3,5 h. Die Ergebnisse der Datenauswertung sind in Abbildung 4.8 gezeigt.

Die maximale Streuung der ermittelten Amplituden beträgt $\pm 0,2\%$. Man erkennt beim Auftragen einer zur Messzeit proportionalen Größe eine klare Struktur. Es zeigt sich dass nach dem Start einer Datennahme eine höhere Intensität gemessen wurde, welche dann etwas abfällt und sich stabilisiert. Für eine längere Messung ist genau dieses Verhalten beim Start der Datennahme in Abbildung 4.9 gezeigt. Hier ist der Temperaturverlauf auf der Hauptplatine im Hütchen, sowie die von außen angelegte Hochspannung und die vom ADC gemessene Spannung, welche direkt an die APD angelegt ist, gezeigt. Durch das Ausschalten der Hochspannung für eine Messung ohne Bias-Spannung beim Start ist die Temperatur durch den geringeren Wärmeeintrag gefallen und die Hochspannungsregelung legt eine höhere Spannung an. Der spontane geringere Wärmeeintrag in der Elektronik hat aber zuerst Einfluss auf den NTC¹¹ der Regelung und danach erst auf die am Kristall befestigte APD. Daher entspricht die Regelung der Spannung bei dieser kurzfristigen, sehr direkt einwirkenden Schwankung nicht ganz exakt der Gainschwankung. Es entsteht eine Überkompensation, weshalb direkt nach der Messung ohne Bias-Spannung die gemessene Amplitude größer ist. Beim darauf folgenden Anstieg der Temperatur regelt die Hochspannung durch ein Abfallen der Spannung nach. Nach 500 s ist ein stabiler Zustand der Regelung erreicht. Hier ist die Reproduzierbarkeit der Intensität des Lichtpulsers nicht durch Temperaturregelungseffekte beeinflusst und die Schwankungen sind kleiner als 0,1 %.

¹¹engl.: negative temperature coefficient thermistor - Heißleiter

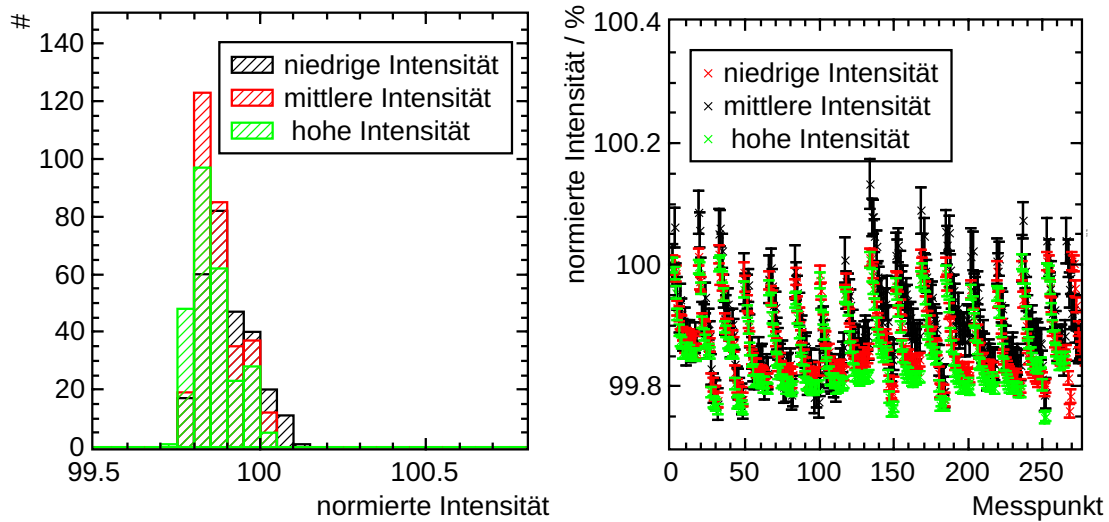


Abbildung 4.8: Links: Gezeigt ist die Verteilung der eingestellten Intensitäten bei häufigem Umstellen für drei repräsentative Intensitäten. Rechts: Die gemessenen Intensitäten aufgetragen über die genommenen Messpunkte. Die auftretenden Sprünge zeigen sich immer zu Beginn einer Datenaufzeichnung, bei der zuvor eine Messung mit ausgeschalteter Bias-Spannung erfolgte.

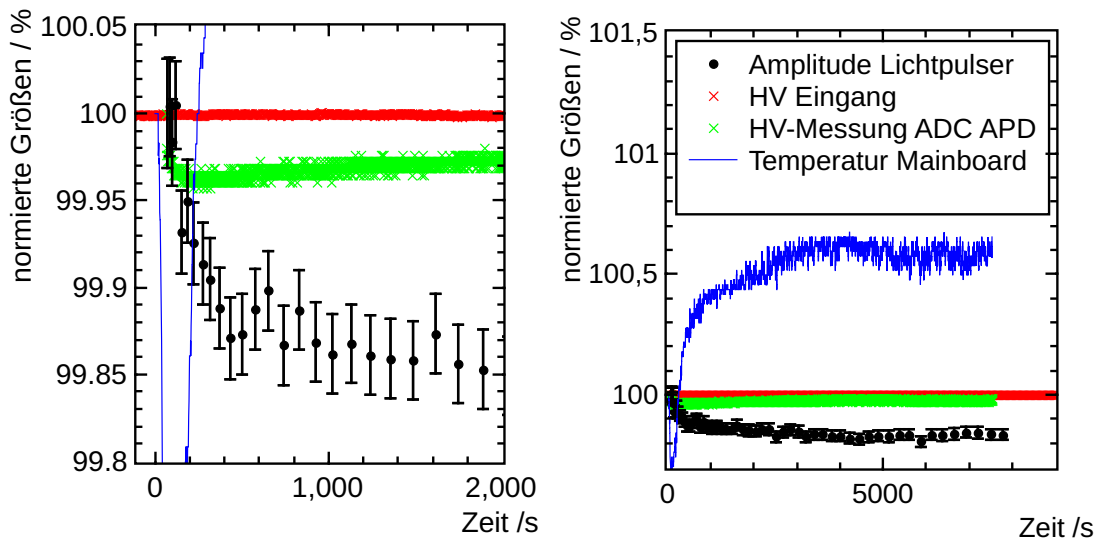


Abbildung 4.9: Links: Detailansicht der Stabilität des Lichtpulsers nach dem Start eines Runs und der dort erfolgten 0V Messung. Gezeigt ist, dass die von außen angelegte Bias-Spannung (rot) sich nicht ändert, die Temperatur auf Grund der zuvor ausgeschalteten HV sich relativ stark ändert, die HV Regelung deshalb nachregelt, die Lichtpulseramplitude aber auf Grund einer nicht exakt stabil gehaltenen Verstärkung der APD um 0,2% absinkt. Rechts: Es ist zu sehen, dass nach 500s die Reproduzierbarkeit des Lichtpulsers unter 0,1% genau erreicht wird.

4.4.2 Intensitäten und Pulsform

Die Intensität des Lichtpulsers lässt sich auf zwei unterschiedliche Weisen verändern. Zum einen kann durch Verändern der LED-Spannung eine kleine Abstufung, zum anderen durch Verändern des Vorwiderstandes eine große Abstufung erreicht werden. Hierdurch ist ein sehr großer Intensitätsbereich einstellbar. Die LED-Spannung ist mittels eines 12 bit DAC im Bereich von 1,3 V bis zur Maximalspannung von 12,5 V in 3000 Stufen variabel. Der Zusammenhang zwischen eingestelltem Wert und der mit dem internen ADC ausgelesenen Spannung ist beispielhaft für je eine Schaltung einer Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters in Abbildung 4.10(a) gezeigt. Die leicht unterschiedliche Maximalamplitude entsteht auf Grund von Bauteiltoleranzen.

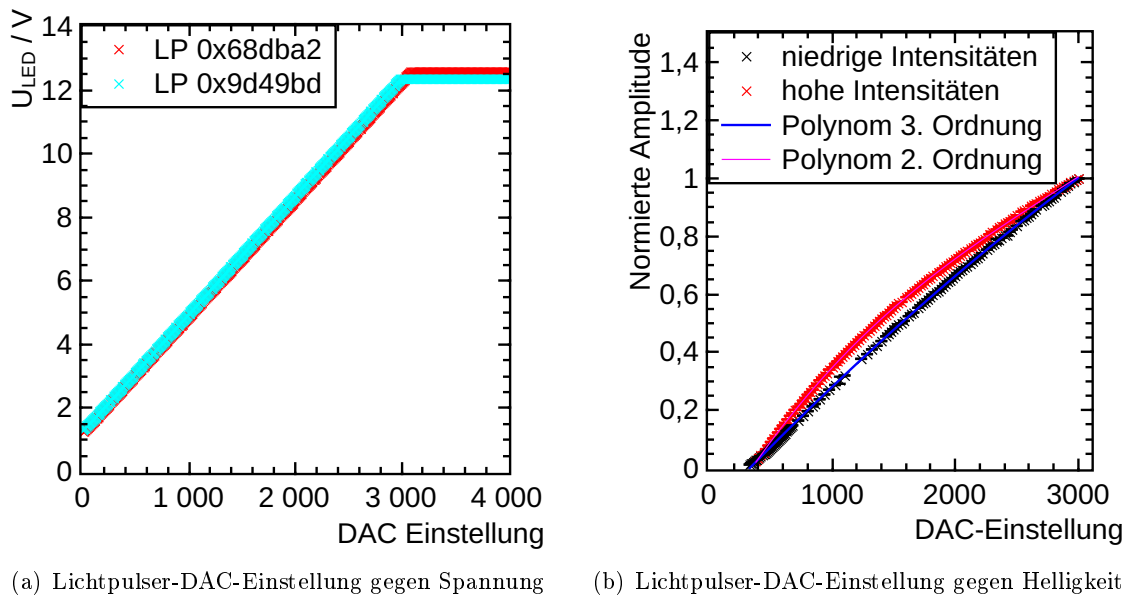


Abbildung 4.10: (a) Beziehung zwischen eingestelltem DAC-Wert und daraus resultierender an der LED anliegenden Spannung, gemessen mit einem zur Überwachung vorgesehenen ADC. (b) Zusammenhang zwischen dem eingestellten DAC-Wert und einer relativen Helligkeit normiert auf die hellste Einstellung.

Es ist möglich bei angelegter Bias-Spannung an den APDs den gesamten Bereich der Ausgangsspannung der Frontendelektronik äquivalent zu Energien von bis zu 2,5 GeV zu erzeugen. Ohne angelegte Bias-Spannung kann mit maximaler Lichtintensität ein Energieäquivalent von im Mittel 300 MeV erreicht werden. Der Zusammenhang zwischen eingestelltem DAC-Wert und einer Intensität ist, normiert auf die hellste nutzbare Einstellung, in Abbildung 4.10(b) gezeigt. Man sieht deutlich, dass bei hellen Intensitäten, verwendet ohne Bias-Spannung an der APD, die Lichtmenge nicht linear mit der DAC-Einstellung, d. h. der Spannung steigt. Dies ist auch zu erwarten, da durch den festen Vorwiderstand eine Spannung zu Stromwandlung erfolgt und die Lichtmenge einer LED auch nicht linear mit dem Strom steigt [ENG15]. Dadurch, dass bei niedrigen Intensitäten die LED bei wesentlich geringeren Stromstärken betrieben wird, erscheint hier die Beziehung eher linear. Beide Beziehungen lassen sich durch Polynome beschreiben. Die Polynome sind in Tabelle 8.3 und Tabelle 8.4 im Anhang für alle Schaltungen aufgelistet.

Als Pulsform des Lichtpulsers wurde ein Rechteck gewählt. Dieser unterscheidet sich

von der Signalform eines Szintillationsereignisses. Mit einer LED ist es möglich, beliebige Pulsformen über eine entsprechende Spannungsform zu erreichen. Das Erreichen hoher Intensitäten mit variabler Pulsform ist allerdings aufwendiger als das Erzeugen derselben Lichtmenge einer rechteckigen Pulsform. Dies liegt daran, dass bei gleicher Amplitude ein $4\mu\text{s}$ Puls mit Abklingzeit von $1\mu\text{s}$ nur 24,5% der Fläche des entsprechenden rechteckigen Lichtsignals ausfüllt. Somit ist um die gleiche integrale Lichtmenge zu erreichen ein wesentlich größerer Strom vonnöten, der die maximal spezifizierte Stromstärke der LED übersteigt. Der Test einer LED mit einer höheren Spezifizierung erwies diese als nicht geeignet, da ihr Zeitverhalten zu langsam war. Nachteil einer rechteckigen Pulsform ist die unterschiedliche Frequenzzusammensetzung im Vergleich zur Szintillationslichtform. Dadurch kommt es im Signalformer der Auslekette zu einem leicht abweichenden Verhalten und somit einem Unterschwinger wie in Abbildung 8.6 im Anhang gezeigt ist. Dieser Unterschwinger beträgt in etwa 7% [Sch17]. Da dieser aber nicht im Bereich des Digitalisierungsfensters des QDC liegt, entstehen hierdurch keinerlei Nachteile.

4.4.3 Auflösung des Lichtpulsers

Bei der Verwendung im Experiment hat die Stabilität des Lichtpulsers direkte Auswirkungen auf die Auflösung der Lichtpulserspektren, gemessen mit der Ausleseelektronik des Experiments. Da die Messungen zur Korrektur von Szintillationsereignissen geeignet sein sollen, muss die Auflösung wesentlich besser sein als die erwartete Energieauflösung des Kalorimeters. Zum Test der Energieauflösung von mit dem Lichtpulser simulierten Ereignissen wurde die Intensität des Lichtpulsers über einen möglichst großen Bereich variiert und für jede Intensität eine Gaußfunktion an die gemessenen, energiekalibrierten Daten angepasst. Die Auflösung wird hier als Standardabweichung σ der Anpassung bestimmt. In Abbildung 4.11 ist die Breite geteilt durch die simulierte Energiedeposition über der Energie beispielhaft für zwei Kristalle aufgetragen. Zum Vergleich ist die an LEAR bestimmte

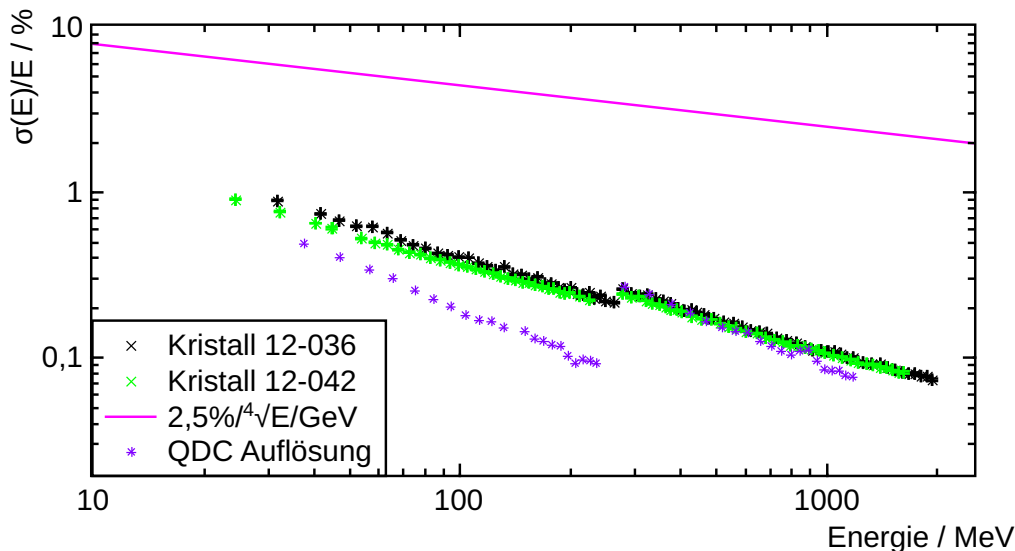


Abbildung 4.11: Auflösung des Lichtpulsersystems gemessen am 3×3 Testdetektor mit Fastbus-QDC Auslese. Der zu sehende Sprung bei ca. 300 MeV ist am Umschaltpunkt der zwei Bereiche des QDC.

Formel für die Energieauflösung des Crystal-Barrel-Kalorimeters von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,4\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$ einge-

zeichnet [A⁺92]. Es wird deutlich, dass die Auflösung der mit dem Lichtpulser simulierten Energieeinträge eine Größenordnung genauer ist. Zum Vergleich ist das Auflösungsvermögen des Fastbus-QDC gemessen in [Sch16b] eingetragen. Deutlich sichtbar ist, dass die Messung der Auflösung von der des Fastbus-QDC begrenzt wird. Der auftretende Sprung entsteht am Umschaltzeitpunkt der zwei Bereiche des QDC.

4.5 Verstärkungsbestimmung der APDs

Der Lichtpulser soll zur Bestimmung der Verstärkung der APDs eingesetzt werden und diese möglichst in Echtzeit überwachen können. Zur Bestimmung der Verstärkung der APD wird das in Kapitel 3.3 beschriebene Verfahren einer Relativmessung zwischen der Signalamplitude sowohl ohne als auch mit angelegter Sperrspannung genutzt. Um dieses Prinzip in der Praxis untersuchen zu können, wurde es für Testmessungen implementiert.

4.5.1 Stabilität der Referenzmessung

Damit die Messung ohne Bias-Spannung eine verlässliche Referenz bietet, muss sichergestellt sein, dass keine Restspannungen an den APDs anliegen. Dazu wurde ein Schalter aufgebaut, welcher die Hochspannungsversorgung der Detektoren mit $1\text{ M}\Omega$ kurzschließt, wenn die Spannung heruntergefahren ist. Bei allen Testmessungen diente als Referenzmessung ein zu Beginn jeder Datei aufgenommener Datensatz mit zwei Intensitäten des Lichtpulsers ohne angelegte Bias-Spannung. Die Auswahl der Intensitäten erfolgte so, dass sie einmal im oberen Viertel des niederenergetischen und einmal im hochenergetischen Bereich des QDCs liegen.

In Abbildung 4.12 ist der zeitliche Verlauf dieser Referenz über einen Zeitraum von 100 h immer wieder bestimmt worden. Es ist eine deutliche Veränderung über die Zeit

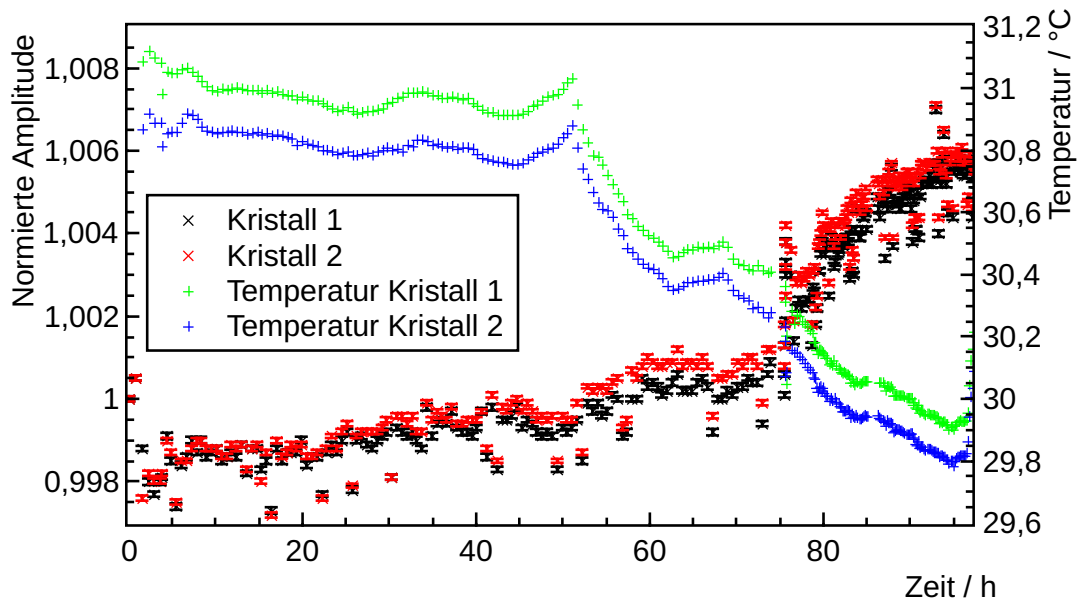


Abbildung 4.12: Zeitlicher Verlauf der Messung einer Lichtpulserintensität als Referenz ohne angelegte Bias-Spannung an der APD. Gezeigt ist der Verlauf für zwei unterschiedliche Kristalle im Prototypblock, sowie die auf der jeweiligen Hautplatine gemessene Temperatur.

zu sehen sowie in einem Bereich ab ca. 75 h auch ein stärkerer Anstieg von ca. 0,5 % über 10 h. Insgesamt belaufen sich die Veränderungen auf maximal 1 % in einem Zeitraum über 100 h. Zusätzlich ist in Abbildung 4.13 die Temperatur der zwei gezeigten Kristalle gemessen auf der Hauptplatine der Ausleseelektronik aufgetragen. Der Abfall entspricht

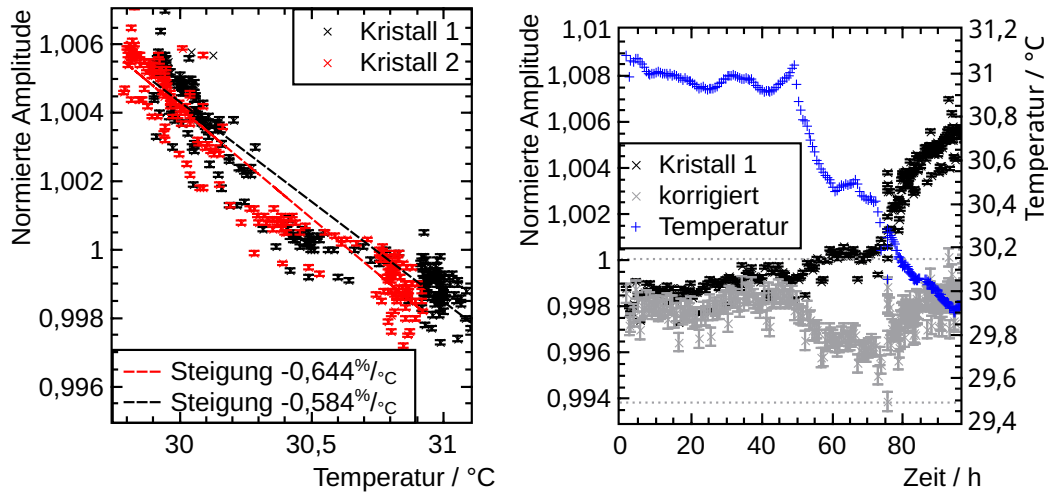


Abbildung 4.13: Links: Aufgetragen ist hier die Amplitude der Referenzmessung ohne Bias-Spannung gegen die Temperatur. Die Temperatur wurde auf dem Mainboard gemessen und variierte nur um 1 °C. Die Amplitude bricht erwartungsgemäß zu höherer Temperatur ein, der empirische Zusammenhang beträgt circa $0,6\frac{\%}{\text{K}}$. Rechts: Wird die Messung ohne Bias-Spannung mit Hilfe der Temperaturwerte korrigiert, verbleibt nur eine Restschwankung von 0,6 %.

ca. $0,6\frac{\%}{\text{K}}$. Wendet man mit Hilfe der auf dem Mainboard gemessenen Temperatur eine Korrektur auf die Referenzmessung an, so verringern sich die Schwankungen auf 0,6 %. Ein Anteil der Schwankung stammt möglicherweise aus der Temperaturveränderung. Die auf dem Mainboard gemessene Temperatur korreliert zur Temperatur der APD, aber kann dieser zeitlich voraus- oder hinterherlaufen. Auch variierte hier nicht nur die Temperatur der Kristalle, sondern die des gesamten Aufbaus. Der typische Temperaturkoeffizient einer Fotodiode bzw. APD ohne Vorspannung liegt in der Größenordnung von nur $0,1\frac{\%}{\text{K}}$. Der Temperatureinfluss nur auf die Kristalle wird im Folgenden untersucht.

Temperaturabhängigkeit der Referenzmessung

Die Temperaturabhängigkeit der Referenzmessung wurde detaillierter über einen größeren Temperaturbereich und bei langsamer Temperaturveränderung mit einem Detektormodul untersucht, wie in Abbildung 4.14 zu sehen ist. Es ergibt sich aus einer linearen Anpassung ein Temperaturkoeffizient von $(0,062 \pm 0,001)\frac{\%}{\text{K}}$. Dies entspricht dem zu erwartenden Temperaturkoeffizienten einer APD ohne angelegte Bias-Spannung.

Aus den Messungen lässt sich schließen, dass die Referenzmessung auf einer Zeitskala von vielen Stunden hinreichend stabil ist, wenn äußere Einflüsse ausgeschlossen werden. Der Temperatureinfluss auf die Referenzmessung ist im Bereich von $0,06\frac{\%}{\text{K}}$. Weitere Beeinflussungen sind über viele Stunden kleiner als 0,5 %. Nach jeder Bewegung des Detektorsystems muss eine Referenzmessung erfolgen, um Veränderungen des Lichtleitersystems auszuschließen. Unter diesen Bedingungen ist es möglich Referenzmessungen auf eine pro

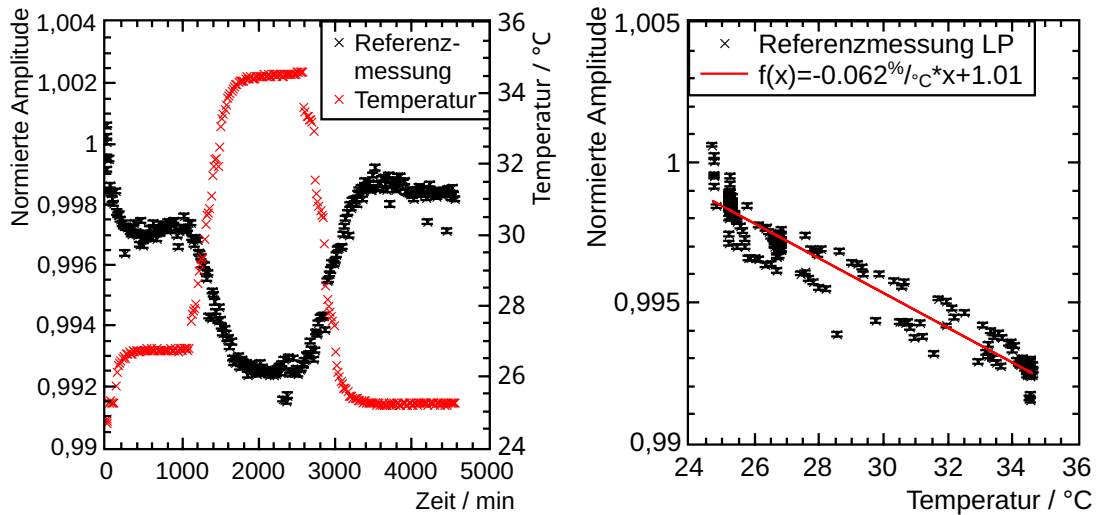


Abbildung 4.14: Links: Zeitlicher Verlauf einer Messung der Referenz bei Variation der Temperatur des Kalorimeterkristalls. Rechts: Temperaturabhängigkeit der Referenz, gemessen durch Variation der Temperatur des Kalorimeterkristalls im Bereich von 25 – 35 °C.

Messschicht (8 h) oder Tag zu reduzieren.

4.5.2 Verstärkungsbestimmung

Zum Test der Verstärkungsbestimmung wurde die Verstärkung über einen langen Zeitraum mit dem Testaufbau untersucht. Es wurde eine Messung mit Phasen von sowohl konstanter Temperatur als auch Temperaturveränderungen durchgeführt. Während des Zeitraums mit konstanter Temperatur ist keine messbare Verstärkungsänderung zu erwarten, solange alle weiteren Parameter des Aufbaus, wie zum Beispiel die zugeführte Hochspannung sowie Verstärkungsfaktoren in der weiteren Signalverarbeitung, konstant bleiben. Für unterschiedliche Temperaturen wird eine abhängige Variation mit einem sehr flachen Plateau bei 27,5 °C erwartet. Dies ergibt sich aus der Konfiguration der analogen Temperaturkompensation (siehe Kapitel 5.5) der Hochspannungsversorgung [Ste11]. In Abbildung 4.15 ist die Bestimmung der Verstärkung während der Messungen zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit ohne Bias-Spannung gezeigt. Festzustellen ist, dass die Verstärkung im Zeitraum der Messung um etwa 0,8 Punkte variiert, wobei die mittlere Verstärkung bei einem Faktor von 50 liegt. Bei etwa 29 °C kehrt sich die Richtung der Verstärkungsvariation während der Temperaturveränderung um. Bei Betrachtung über die Temperatur ergibt sich für die Verstärkung ein flacher Bereich. Dieser liegt bei fast 30 °C und damit höher als erwartet. Ursache hierfür kann eine Verschiebung der gemessenen Temperatur zur APD Temperatur sein. Deutlich ist ein leicht unterschiedliches Verhalten für die Aufheiz- und Abkühlphase zu erkennen. Begründet ist diese Abweichung durch ein unterschiedliches Durchdringen der Temperaturveränderung zu APD und Sensor. Der mittlere Fehler der Bestimmung der Verstärkung liegt bei 0,008 Punkten.

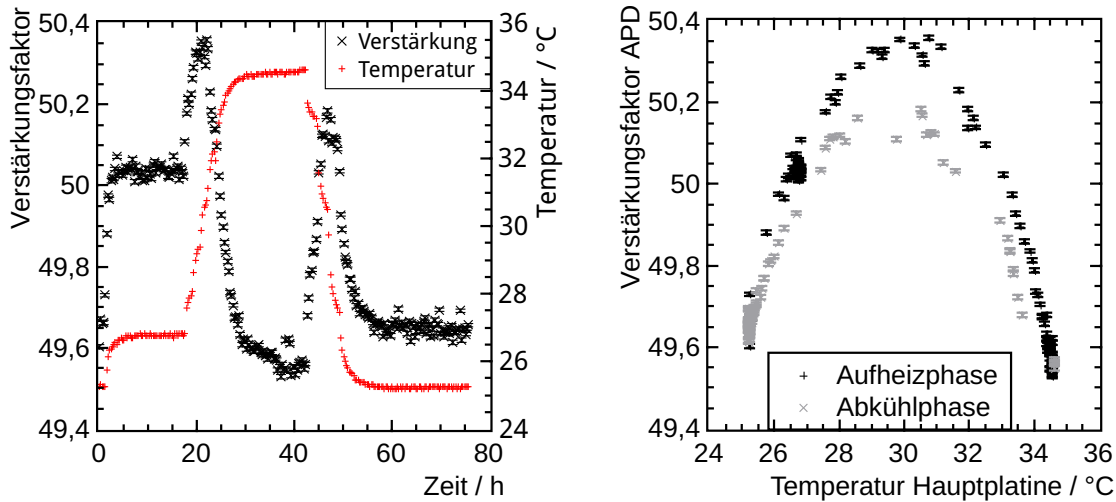


Abbildung 4.15: Links: Verlauf der Verstärkung der APDs eines Kristalls über einen Zeitraum von 80 h. Während der Messung wurde die Temperatur um ca. 10 °C variiert. Rechts: Die gemessene Verstärkung aufgetragen gegen die Temperatur, gemessen auf der Hauptplatte, sowohl während der ansteigenden als auch fallenden Phase der Temperatur.

Online Bestimmung des Gains

Durch den Einsatz des Lichtpulsers während der Datennahme kann eine direkte und zeitlich nahezu unverzögerte Bestimmung der Verstärkung erfolgen. Somit können Veränderungen direkt während der Datennahme erkannt und die Qualität der Datennahme verbessert werden. Dadurch kann die Korrektur auch unmittelbar und nicht erst in einer späteren Analyse erfolgen. Hierzu ist es möglich, während der Datennahme mit einer geringen Frequenz, von der Datennahme markierte Lichtpulserereignisse aufzunehmen. Alternativ wäre es denkbar in den Spillpausen¹² des Beschleunigers Lichtpulserdaten einer höheren Blitzfrequenz aufzunehmen, um daraus die Verstärkung zu bestimmen. Letztere Methode hat den Nachteil, dass mögliche Veränderungen der Verstärkung auf Grund der Extraktion nicht sichtbar wären. Da bei Testmessungen am Elektronenbeschleuniger MAMI in Mainz ein kontinuierlicher Photonenstrahl zur Verfügung steht, ist die erste Methode in den Testaufbau integriert. Nachteil dieser Methode ist, dass es bei einer hohen Rate zu einem Anteil an Lichtpulserereignissen kommen kann, welche von physikalischen Ereignissen überlagert werden. Diese Ereignisse sind zwar erkennbar, allerdings nicht als physikalische Ereignisse verwendbar und erschweren eine verlässliche Bestimmung der Verstärkung. In Abbildung 4.16 ist der Verlauf einer Gainüberwachung während einer Teststrahlzeit in Mainz gezeigt. Es wurde aus jeweils 50 Lichtblitzen eine Verstärkungsbestimmung vorgenommen. Die Genauigkeit ist hier besonders von der Qualität der Anpassung einer Gaußfunktion an die Lichtpulserereignisse abhängig und kann noch verbessert werden. Dies führt aber zu Geschwindigkeitsverlusten in der Analyse und beeinflusst die Verwendung als zeitlich unverzögerte Überwachung. Verbesserungen wären unter anderem ein Fit an ein Histogramm, welches über einen Ringpuffer gefüllt wird, mit einer höheren Anzahl an Einträgen, oder eine gleitende, fehlergewichtete Mittelung der hier bestimmten Verstärkungen. Gerade bei hoher Rate zeigen sich die Nachteile einer Messung während der Extraktion, wobei die Messungen bei hoher Rate mit einem Faktor 50 über den in Bonn üblichen Raten liegen. Hier

¹²engl.: ausschütten; Extraktionspausen

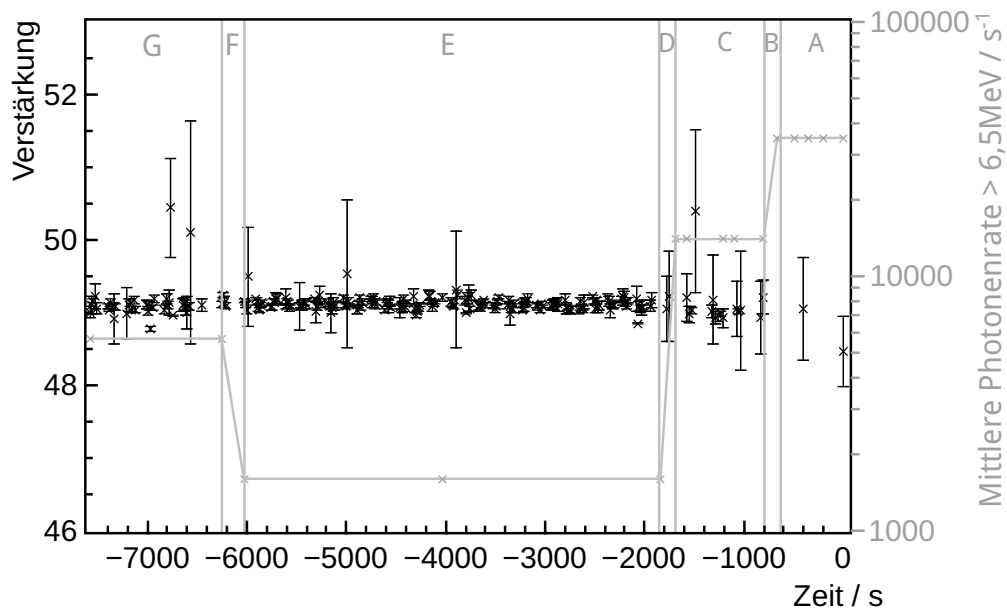


Abbildung 4.16: Verstärkung der APDs eines Kristalls des 3×3 Testdetektors, gemessen während der Teststrahlzeit in Mainz. In den unterschiedlichen Bereichen wurde die Leistung des Detektors bei unterschiedlicher Photonenerate untersucht. Von niedriger Rate im Bereich E war die Rate in G fünf mal höher, in C verzehnfacht und im Bereich A auf das 25-fache von G erhöht. Bei hoher Rate gibt es Schwierigkeiten mit der automatischen, einfachen Beschreibung der Lichtpulserdaten. Hier ist die Verteilung auf Grund einer sehr hohen Beimischung anderer Ereignisse nicht mehr gaußverteilt. Die automatische Anpassung wird auf Grundlage des χ^2 verworfen.

wird die Unsicherheit der Anpassung auf Grund der Beimischung von Szintillationsereignissen so groß, dass die Werte deshalb auszusortieren sind. Ausreißer mit großer Unsicherheit sind der einfachen, automatisierten Anpassungsroutine geschuldet und resultieren aus einer schlechten Beschreibung der Daten. Dies wird durch ein angepasstes manuelles Auswerten der Daten mit Hilfe anderer Startparameter und Anpassungsbereiche wesentlich verbessert.

Korrekturen mit Hilfe der Gainbestimmung

Die durch die Verstärkungsüberwachung gewonnene Information kann genutzt werden, um aufgenommene Daten zu korrigieren. In Abbildung 4.17 und 4.18 sind Spektren einer ^{22}Na -Quelle, aufgenommen mit zwei Detektormodulen des Crystal-Barrel-Kalorimeters bei unterschiedlichen Temperaturen, gezeigt. Die Messung ist zum einen ohne die eingebaute Hochspannungskompensation, indem der NTC durch einen festen Widerstand von $1\text{ k}\Omega$ ersetzt wurde, zum anderen mit der im Crystal-Barrel-Experiment eingesetzten analogen Kompensationsschaltung durchgeführt worden. Deutlich ist die Verschiebung der Spektren bei unterschiedlicher Temperatur ohne jegliche Korrektur zu sehen. Durch die analoge Kompensation wird die Variation dramatisch reduziert. Mit Hilfe der Lichtpulsermessungen können die Spektren nachträglich korrigiert werden, wie jeweils rechts in den Abbildungen gezeigt. Auch für die analoge Verstärkungskorrektur des NTC lassen sich kleine Temperaturschwankungen reduzieren. Die Variationen der Position der Emissionslinien der ^{22}Na -Quelle sind in Abbildung 4.19 aufgetragen und zeigen die Verbesserungen. Hierzu

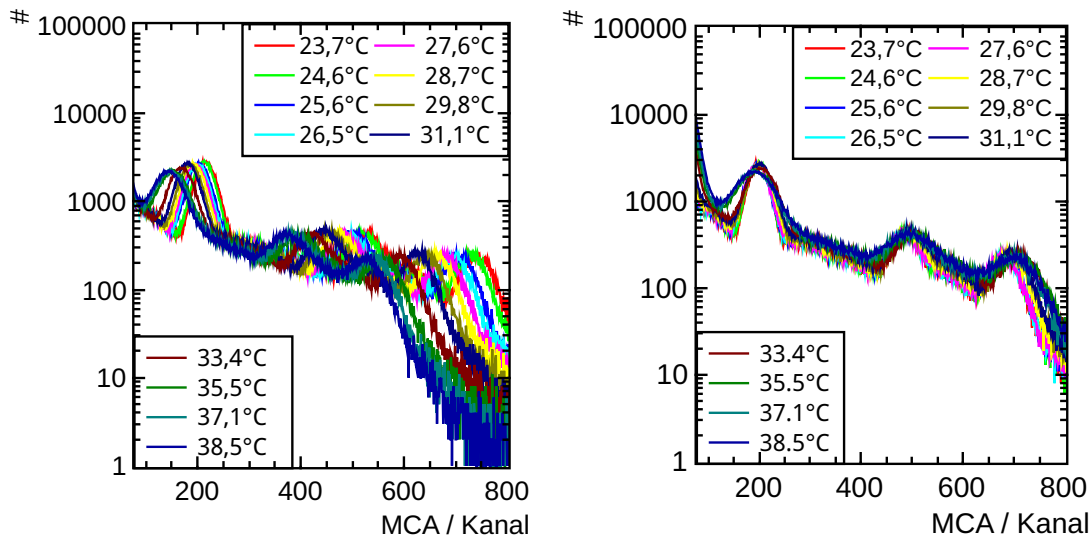


Abbildung 4.17: Gemessene Spektren einer ^{22}Na -Quelle bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Messungen erfolgten mit einem Detektormodul ohne analoge Temperaturkompensation der Hochspannungsplatine mit einem NTC. Links ohne eine Korrektur, rechts mit der Korrektur durch Messungen mit dem Lichtpulser.

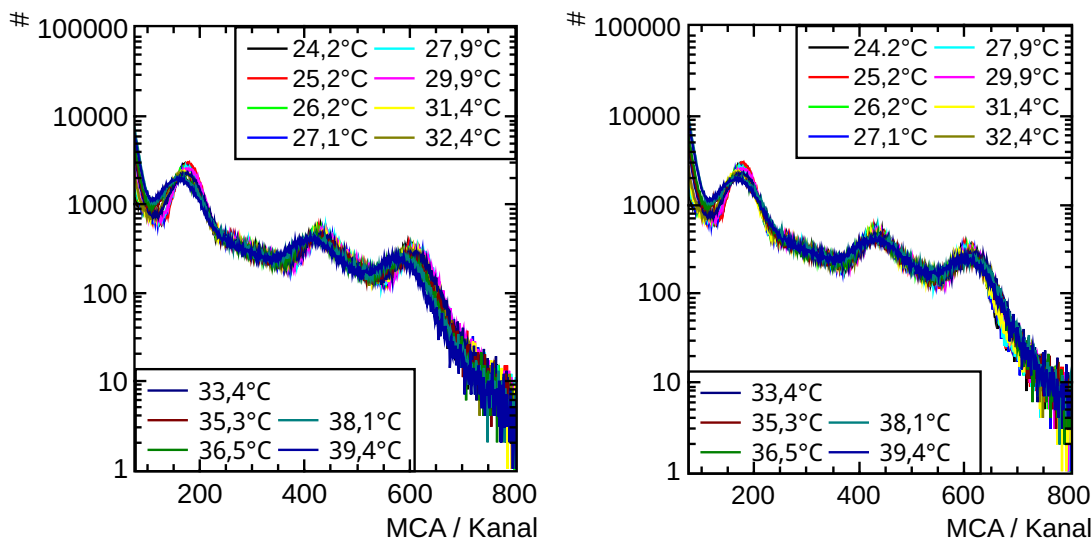


Abbildung 4.18: Spektren der ^{22}Na -Quelle bei unterschiedlichen Temperaturen gemessen mit einem Detektormodul mit eingebauter analoger Temperaturkompensation der Hochspannungsplatine. Bereits ohne Korrektur durch den Lichtpulser (links) sind die Spektren wenig verschoben. Durch den Lichtpulser kann jedoch noch eine weitere Verbesserung erwirkt werden (rechts).

wurden an jedes Spektrum drei Gaußfunktionen und ein exponentieller Untergrund angepasst. Der Schwerpunkt der Gaußfunktionen ist auf die Position bei $27,6^\circ\text{C}$ bzw. $27,9^\circ\text{C}$ normiert, da die geplante Betriebstemperatur des Kalorimeters bei $27,5^\circ\text{C}$ liegt. Gezeigt ist hier der Mittelwert der normierten Positionen. Diese Korrektur mit Hilfe des Lichtpulsers ist nicht nur nach der Datennahme in einer Analyse möglich, sondern auch durch

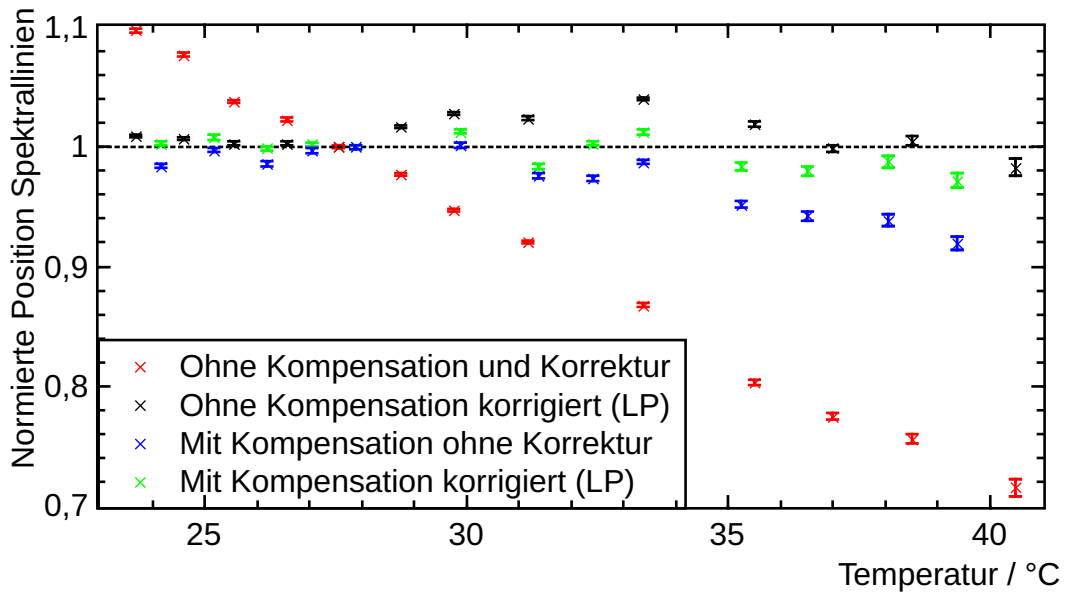


Abbildung 4.19: Normierte Position der Spektrallinien, sowohl ohne Kompensation und Korrekturen sowie jeweils mit Korrektur und mit Kompensation sowie mit beidem. Normiert wurden die Messungen auf die nahe der Temperatur von $27,5^{\circ}\text{C}$, der geplanten Betriebstemperatur der Kompensationschaltung. Die analoge Kompensation mildert bereits die Temperaturabhängigkeit signifikant. Die Lichtpulserkorrektur kann die Temperaturabhängigkeit noch weiter reduzieren.

eine Anpassung der Verstärkung direkt während der Datennahme. Hierzu kann eine feine Nachjustierung der Hochspannung über das digitale Potentiometer zur Spannungseinstellung der APDs erfolgen. Erforderlich ist dazu lediglich die Kenntnis der Verstärkungs- zu Bias-Spannungs-Beziehung, welche für alle APDs vermessen wurde (siehe Kapitel 3). Die Realisierbarkeit dieser Möglichkeit wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit mit positivem Ergebnis untersucht [Pau14].

4.6 Aufbau am Crystal-Barrel-Kalorimeter

In den Abbildungen 4.20 sind Fotos des Lichtpulsersystems, integriert in den Aufbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters, zu sehen. Für jede Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters wurde eine identische Box mit Hilfe von AutoCad geplant. Eine technische Zeichnung mit Innenansicht zeigt Abbildung 4.21. Der Status der LichtpulserEinstellungen wird sofort über LEDs an der Außenseite angezeigt. Das Erzeugen eines Triggers erfolgt über ein FPGA-Modul, für welches eine Ansteuerungssoftware mit integriertem TCP-Server¹³ geschrieben wurde. Die Steuerbefehle können aus Tabelle 8.1 im Anhang entnommen werden. Dies ermöglicht eine automatisierte Steuerung direkt über die Datenakquisition des Experiments, außerdem gibt es auch Benutzern die Möglichkeit, zu Testzwecken eine Steuerung zu übernehmen. Es besteht die Möglichkeit, die Blitz-Wiederholrate in einem Bereich von $1 - 5000\text{ Hz}$ einzustellen, die Pulslänge kann in 10 ns Schritten von 10 ns bis $5\text{ }\mu\text{s}$ variiert werden. Es gibt sowohl einen Autopilot Modus, der nur eine einstellbare Anzahl an

¹³engl.: Transmission Control Protocol: Netzwerkprotokoll zum Austausch von Daten zwischen Netzwerkkomponenten



Abbildung 4.20: Links: Hier ist die Seite mit der Statusanzeige des Lichtpulsers gezeigt, installiert am Kalorimeter. Rechts: Die Fasern der einzelnen Kristalle laufen gebündelt (grau ummantelt) zur Lichtpulsersbox, in der sie an die LEDs angeschlossen sind.

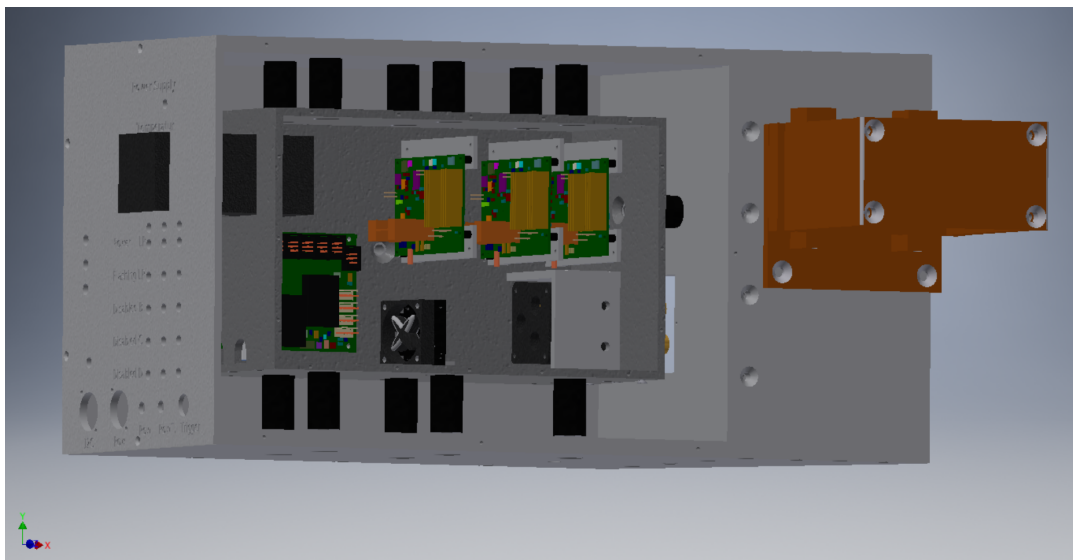


Abbildung 4.21: Zeichnung der Planung des Lichtpulsersystems für eine Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Die Befestigung erfolgt durch ein Verspannen am Wagen des Kalorimeters mittels der braunen Halterung. Die Schaltungen und LEDs befinden sich in einer inneren temperaturstabilisierten Box, isoliert von der äußeren.

Blitzen sendet, als auch den kontinuierlichen Modus, bei dem kontinuierlich Lichtblitze der eingestellten Spezifikation erzeugt werden, bis eine Abschaltung erfolgt. Weiterhin ist ein Register zur Verzögerung des Lichtblitzes gegenüber dem Triggersignal zu späteren Zeiten implementiert. Zudem erbringt der Server die Funktion Fehleingaben zu verhindern, um einer Fehlbedienung vorzubeugen und nicht vorgesehene Betriebsmodi auszuschließen. Als weitere Sicherheitsmaßnahme wurde in die Triggerleitung ein Hochpass integriert, um einem Dauerbetrieb der LED vorzubeugen. Die Lichtpulserschaltung ist auf die hohen integralen Stromstärken eines Dauerbetriebsmodus hoher Intensitäten, welcher auch keinerlei

Anwendung besitzt, nicht ausgelegt. Somit ist ein aktiver Schutz vor Selbstzerstörung durch Fehlbedienung gewährleistet.

4.6.1 Nulllinienverschiebung

Zur Digitalisierung der mit dem Lichtpulser im Crystal-Barrel-Kalorimeter generierten Signale, wie auch der des Szintillationslichts, werden diese auf den Fastbus-QDC gegeben. Dieser gibt einen digitalen Wert entsprechend seiner gesammelten Ladung aus, welche über ein definiertes Fenster integriert wurde. Um bei leichten Potentialveränderungen und damit Verschiebungen der Nulllinie nicht in ein mögliches Signal hinein zu schneiden, wird die Nulllinie gewöhnlich nicht auf die keiner Ladung entsprechende Position gelegt, sondern auf einen positiven Wert, im Crystal-Barrel-Experiment typischerweise bei Kanal 150. Da die Signale der APD über eine Kapazität ausgekoppelt sind, verschiebt sich bei einer hohen Rate bzw. einem kontinuierlichen Signalanteil die Nulllinie des Vorverstärkersignals nach unten. Dies überträgt sich auch auf den Shaper¹⁴, an welchem das Niveau der Nulllinie für den QDC definiert wird (siehe auch Kapitel 2.3.1). In Abbildung 4.22 ist die Verschiebung in Kanälen für die eingestrahelte Energie pro Sekunde gezeigt. Deutlich wird hierbei, dass

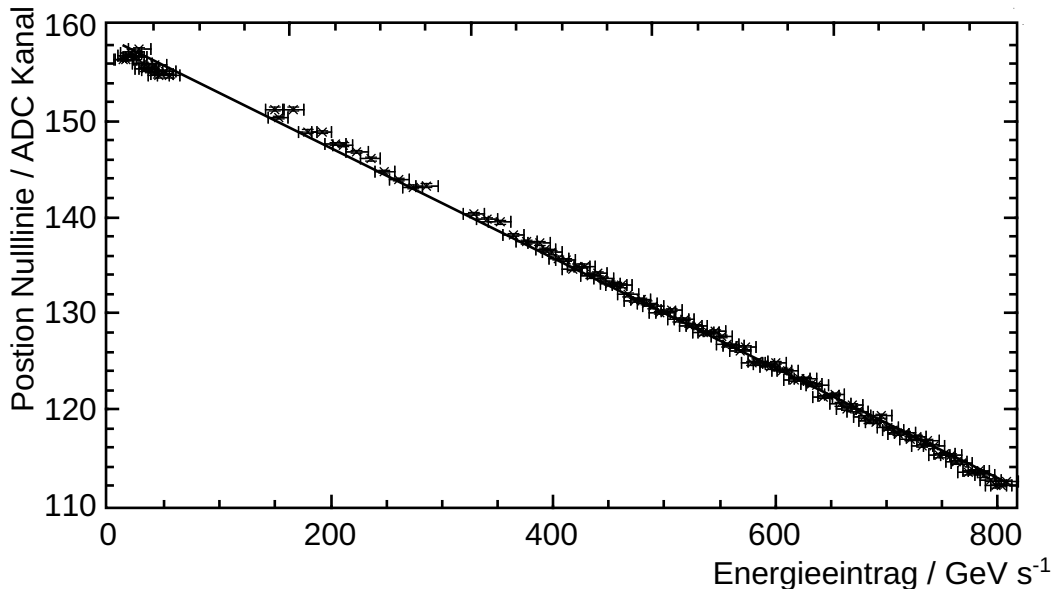


Abbildung 4.22: Die Position der Nulllinie gemessen im QDC verschiebt sich mit steigendem Energieeintrag zu kleineren Werten. Der Energieeintrag während einer Datennahme lässt sich auf maximal 77 GeV/s abschätzen, mit dem Lichtpulsersystem lässt sich durch eine hohe Rate und Intensität leicht ein Vielfaches simulieren.

bei Messungen mit hoher Lichtpulserate und Intensität (bis zu 800 GeV/s) eine für diese Einstellung spezifische Bestimmung der Nulllinie notwendig wird. Bei niedrigen Raten und Intensitäten ist dies nicht nötig. Eine empirische lineare Anpassung an die Daten zeigt eine Verschiebung der Nulllinie um $-0,057 \text{ Kanäle}/\frac{\text{GeV}}{\text{s}}$. Im Messbetrieb ist von einem Energieeintrag von 26 – 77 GeV/s auszugehen [Hon14]. Dies kann zu Schwankungen der Nulllinienposition von bis zu 4,4 Kanälen, entsprechend einer Energieunsicherheit von etwa 0,27 MeV, führen. Bei einer Erhöhung der Extraktionsrate des Beschleunigers ELSA auf

¹⁴engl.: Signalförderer

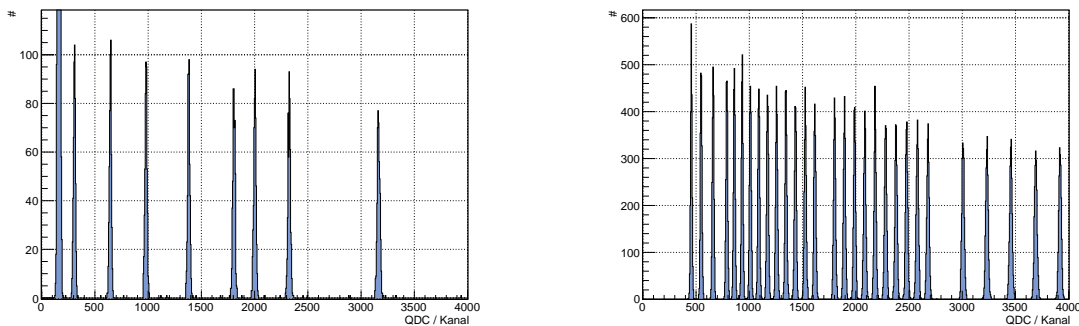
das Zehnfache kann dieser Effekt nicht unberücksichtigt bleiben. Da mit dem Lichtpulsler definierte konstante Energieeintragungen erzeugt werden, lässt sich dieser Effekt gut messen und einfach korrigieren.

4.6.2 Fastbus-QDC Kalibrierung

Wie bereits in Kapitel 4 erläutert wird das Lichtpulsersystem benötigt, um den Abschwächungsfaktor des Zwei-Bereichs-Fastbus-QDC zu bestimmen. In [Bös06] ist die bisherige Bestimmungsmethode wie folgt beschrieben: Der Abschwächungsfaktor g^{LP} ergibt sich aus dem Verhältnis der Geradensteigungen von QDC-Werten zur Lichttransmission beider Bereiche. Diese Bestimmung ermöglicht durch Extrapolation zur Transmission von 0 auch eine Bestimmung der Nulllinienposition.

Voraussetzung hierzu ist allerdings, dass die Datennahmen mit geringen Raten erfolgen, damit keine Nulllinienverschiebung auftritt (siehe Kapitel 4.6.1). Bei geeigneter Bestimmung der Nulllinienposition für jede eingestellte Intensität des Lichtpulsers kann diese Methode auch weiterhin und auch bei höherer Rate angewendet werden. Es wird der QDC-Wert gegen die relative Helligkeit der LED aufgetragen.

Die Möglichkeit eine große Anzahl an Intensitäten einstellen zu können, welche auch im nicht abgeschwächten Bereich liegen, stellt einen großen Vorteil des neuen Lichtpulsersystems gegenüber dem bisherigen dar. Hier wurden in der Vergangenheit nur acht Helligkeiten genutzt, welche nicht beliebig über den ganzen Bereich verteilt werden konnten. Abbildung 4.23 zeigt exemplarisch für einen Kanal die Datennahme sowohl mit dem alten als auch dem neuen Lichtpulsersystem im nicht abgeschwächten Bereich. Jede Intensität,



(a) Bisheriges Lichtpulserspektrum

(b) Ein neues Lichtpulserspektrum

Abbildung 4.23: Gezeigt ist der Vergleich von Messungen mit dem bisherigen (links) und neuen (rechts) Lichtpulsersystem. Simuliert wurden Energien im nicht abgeschwächten Bereich des QDC. Das neue System erlaubt eine nahezu beliebige Abstufung der simulierten Energien.

als Peak im Spektrum erkennbar, wird durch eine Gaußanpassung beschrieben, um die Position der simulierten Energie im QDC zu bestimmen. Die Daten lassen sich bei beiden System getrennt nach den eingestellten Intensitäten analysieren, um bei einer Überlappung der Intensitäten diese so zu unterscheiden. Für das alte System wird bei jeder Datennahme aus technischen Gründen eine große Anzahl an leeren Events, welche die Nulllinie beschreiben, aufgezeichnet, da in die beiden Hälften des Crystal-Barrel-Kalorimeters nicht gleichzeitig geblitzt wurde. In Abbildung 4.23 (a) ist dieser Peak abgeschnitten. Für das neue Lichtpulsersystem sind nur exemplarisch einige mögliche Lichtpulslerintensitäten ge-

zeigt. Im Bereich der eng nebeneinander liegenden Intensitäten lassen sich vier weitere Zwischenintensitäten einstellen, bei den weiter entfernten Intensitäten mindestens neun. Die Datennahme dieses Beispiels dauerte mit dem alten System etwa 30 Minuten, während das neue System die gezeigten Daten (sowie weitere nicht gezeigte im abgeschwächten Bereich) in weniger als 10 Minuten aufzeichnete.

Als weitere Methode bietet sich eine Bestimmung des Abschwächungsfaktors durch eine direkte Division von Lichtintensitäten, aufgenommen in beiden Bereichen, an. Die große Anzahl an Intensitäten, welche beim neuen System in beiden Bereichen ausgelesen werden können, machen diese Methode weniger fehleranfällig. Mögliche Nichtlinearitäten in den Helligkeitsabstufungen führen bei dieser Methode zu keiner Verschlechterung der Ergebnisse. Die Nulllinienpositionen der QDC-Bereiche lassen sich hier aus den Achsenabschnitten gewinnen.

Als letzte Möglichkeit und als eine Kontrolle kann die Bedingung genutzt werden, dass nieder- und hochenergetischer Bereich genau aneinander anschließen müssen, also diese weder überlappen noch eine Lücke aufweisen dürfen. So lässt sich aus dem höchsten möglichen QDC-Eintrag im niederenergetischen Bereich (ADC_{low}) und dem kleinsten möglichen Eintrag im hochenergetischen Bereich (ADC_{high}) sowie den Nulllinienpositionen (P_{low}, P_{high}) der Abschwächungsfaktor (g) bestimmen.

$$g = \frac{ADC_{low} - P_{low} + 1}{ADC_{high} - P_{high}} \quad (4.1)$$

Da hier allerdings die Positionen der Nulllinien beider Bereiche eingehen und die Bestimmung aus dem Verhältnis in einem Punkt erfolgt, ist diese Methode sehr fehlerbehaftet. Diese Methode lässt sich allerdings auch ohne Lichtpulser aus Daten bestimmen, wenn die Nulllinienposition des abgeschwächten Bereiches direkt bestimmbar ist. Für wenige Kanäle liegt diese allerdings im leicht negativen Bereich und ist somit nur durch eine Extrapolation aus Lichtpulsermessungen zu erhalten.

Diese letzte Methode knüpft direkt an die Probleme einer fehlerhaften Kalibration der QDC-Bereiche an. Bei einer fehlerhaften Kalibrierung sind alle gemessenen Energien oberhalb des Umschaltpunktes mit einem systematischen Fehler behaftet. Dieser kann sich durch einen konstanten aber auch energieabhängigen Versatz äußern. Es können sich unter anderem im Energiespektrum gerade an der Anschlussstelle der Bereiche Lücken oder

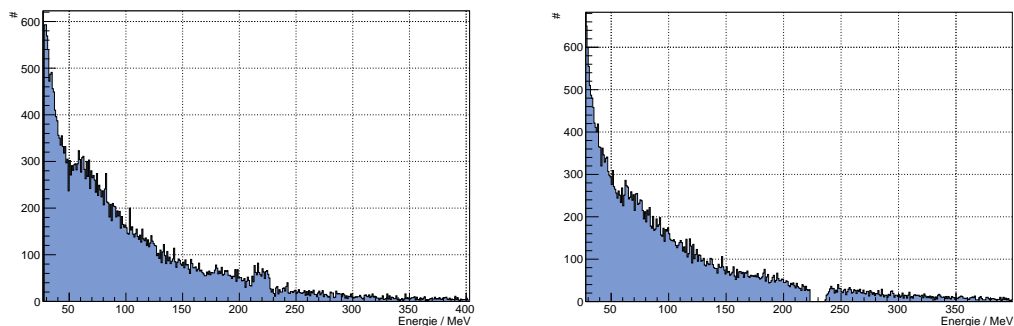


Abbildung 4.24: Bei einer fehlerhaften Lichtpulserkalibrierung kann es zu Lücken oder einem Überlapp im Bereich der Umschaltung zwischen den Bereichen kommen. Links ist das Energiespektrum eines Detekormoduls mit fehlerhafter Kalibrierung, welche zu einem Überlapp bei 220 MeV führt, rechts ein Beispiel, welches eine Lücke bei 230 MeV aufweist, gezeigt.

Überlappungen als Resultat von fehlerhaft bestimmten Abschwächungsfaktoren und Nulllinienpositionen bilden. Abbildung 4.24 zeigt Beispiele dieser Effekte. Da für jede Kalibrierung aller Kanäle des Crystal-Barrel-Kalorimeters fast hunderttausend Anpassungen vorgenommen werden kann eine Überwachung nur durch Kontrollspektren und automatisierte Anforderungen an die Güte der einzelnen Anpassungen erfolgen. Weitere Details zur Energiekalibrierung des Fastbus-QDC sind in [Mül18a] beschrieben.

In Abbildung 4.25 ist die Bestimmung des Abschwächungsfaktors für einen Kanal mit den beiden zuerst genannten Methoden gezeigt. Eine Bestimmung aus dem direkten Auf-

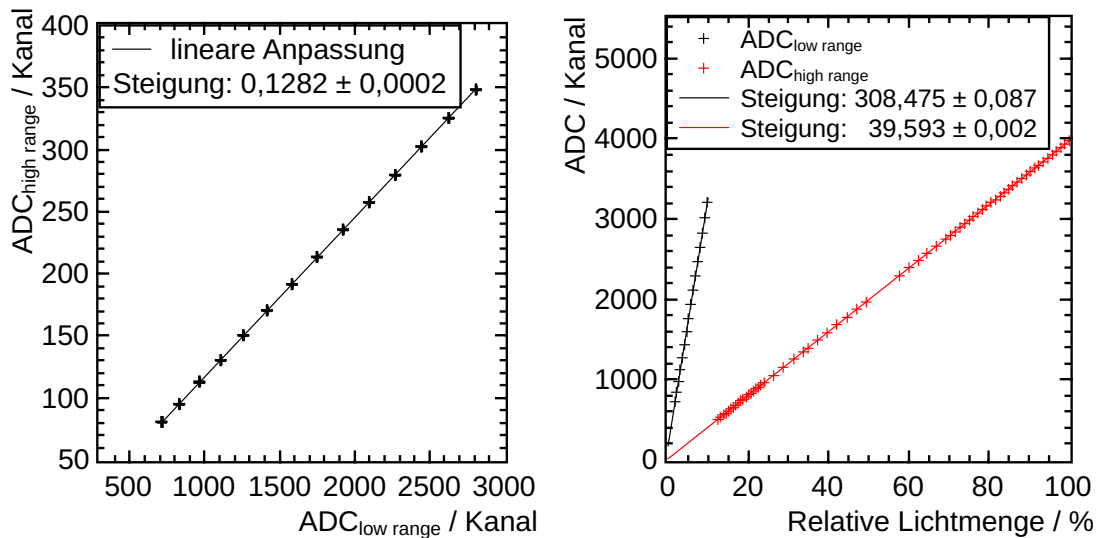


Abbildung 4.25: Bestimmung des Abschwächungsfaktors des zwei Bereichs QDC im Crystal-Barrel-Experiment. Links ist die Bestimmung über die direkte Auswertung identischer Helligkeiten in beiden Bereichen gezeigt. Rechts sind die Eintragungen beider Bereiche linear gegen ihre relative Helligkeit aufgetragen. Der Abschwächungsfaktor ergibt sich hier als Quotient der Steigungen.

tragen von Intensitäten, gemessen in beiden Bereichen, ergibt im gezeigten Beispiel einen Abschwächungsfaktor von $7,806 \pm 0,012$, der Quotient der Steigungen einer Auftragung der Lichtpulserintensitäten gegen die Helligkeit ergibt den Faktor $7,791 \pm 0,040$. Die bestimmten Fehler zeigen, dass die Bestimmung aus dem direkten Quotienten der Intensitäten eine höhere Präzision liefert.

4.7 Zusammenfassung

Das Lichtpulsersystem wurde, um den Anforderungen nach dem Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters zu genügen, modifiziert. Nach einer Reparatur fand das bisherige Lichtleitersystem weiter Anwendung. Alle weiteren Komponenten des Systems sind neu entwickelt worden. Es zeigt sich, dass das neu aufgebaute, auf LEDs basierende System den geforderten dynamischen Helligkeitsbereich aufweist: Ohne eingeschaltete Hochspannung lässt sich im Mittel eine Energiedeposition von 300 MeV simulieren, während bei eingeschalteter Hochspannung eine Simulation von Szintillationsereignissen über den gesamten Energiebereich des Detektors bis über 2,5 GeV möglich ist.

Die Stabilität des Lichtpulsers ist sowohl zeitlich auf Skalen von Tagen mit Abweichungen unter 1% konstant reproduzierbar, als auch in der Auflösung etwa eine Größenordnung

besser, verglichen mit der Detektorauflösung von physikalischen Szintillationsereignissen. Die gemessene Auflösung wird in weiten Teilen lediglich von der Auflösung des verwendeten Fastbus-QDCs begrenzt.

Ein simulierter Energieeintrag kann mit einer Genauigkeit von 0,2% reproduziert und bestimmt werden. Die Überwachung der Verstärkung der APDs erfolgte in Prototypentests mit einer Genauigkeit von im Mittel 0,008 Punkten, wenn keine Überlagerung mit anderen Ereignissen stattfindet. Dies entspricht einer Präzision von 0,02%.

Sowohl für eine nachträgliche Korrektur der Messdaten, als auch für ein Eingreifen in die Messung und direkte Korrektur durch Anpassung der Bias-Spannung sind die Messungen des Lichtpulsers geeignet.

Die bisherigen Kalibrierungen der Fastbuselektronik konnten weiterhin durchgeführt und durch eine größere, gleichmäßiger verteilte Auswahl der Intensitäten verbessert werden. Wichtige Beschränkungen in der Verwendung des Lichtpulsers und auftretende Effekte der höheren Leistungsfähigkeit, wie das Auftreten einer Grundlinienverschiebung bei hohen Energiesimulationen pro Sekunde, wurden untersucht und sind zu berücksichtigen.

Schon während der Wiederaufbauphase des Experiments beweist sich das Lichtpulser-system als geeignetes Hilfsmittel um Funktionen zu testen und Einstellungen vorzunehmen, wie das korrekte Justieren aller Signalformer der Auslekette.

Kapitel 5

Aufbau eines Detektor-Teststandes

Alle Einzelkomponenten der neuen Elektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit einem Nachweis des Szintillationslichts durch APDs unterlagen Tests zur Qualitätskontrolle (siehe Kapitel 3, Kapitel 6.3 und [Sch13, Sta13]). Bevor der in Kapitel 6 beschriebene Umbau der Frontend-Elektronik erfolgte, wurde ein Teststand für das Gesamtkonzept entwickelt. Mit wenigen Detektormodulen ist das Konzept des Experiments in allen Schritten realisiert. In den Aufbau dieses Teststands flossen neben den Entwicklungen und Modifikationen im Rahmen dieser Arbeit auch Beiträge Anderer, insbesondere von Dr. C. Schmidt, Dr. C. Honisch [Hon14] und J. Drinhaus [Dri12] ein. Das Gesamtkonzept folgt dem in Kapitel 2.3.1 beschriebenen, bestehend aus der Teilung der Signale in zwei Zweige, einem zur Energiebestimmung und dem weiteren zur Zeitbestimmung sowie dem Erzeugen eines Triggersignals (siehe Abbildung 2.12). Im Folgenden wird auf einige Einzelheiten der Entwicklungen und Tests eingegangen, insbesondere auf Testmessungen zur Energieauflösungsbestimmung mit der letzten Modifikation der Elektronik. Diese Elektronik findet dann Verwendung im Crystal-Barrel-Kalorimeter.

5.1 Der Neunerblock

Ein Testdetektor aus neun Detektormodulen, angeordnet in einer 3×3 Matrix (siehe Abbildung 5.1) wurde aufgebaut. Diese besteht aus Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters

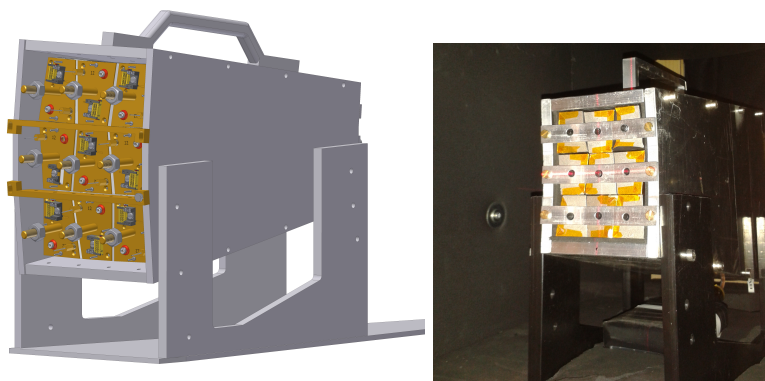


Abbildung 5.1: Matrix aus 9 Kristallen zusammengesetzt zu einem Testdetektor. Links ist eine dreidimensionale Repräsentation gezeigt, wobei die Signalverbindung der Detektormodule noch nicht der endgültigen Version entspricht, diese geometrisch aber identisch ist. Rechts ist ein Foto des Testdetektors mit Blick auf die Frontfläche zu sehen.

der Geometrie 12, welche im Aufbau des Kalorimeters an ELSA nicht vorgesehen sind. Der rückwärtige Bereich des Kalorimeters ist auf Grund der für ein Frozen-Spin-Target nötigen

Infrastruktur weiter geöffnet. Die Anordnung der Detektormodule im Teststand erfolgt im optimalen Packungsverhältnis der Testdetektor-Geometrie, um Luftspalten zwischen den Kristallen auf ein ähnliches Minimum wie im Crystal-Barrel-Kalorimeter zu begrenzen. Die Geometrie des Typ 12 Detektormoduls ist jedoch für eine ringförmige Anordnung und nicht für eine 3×3 Matrix konzipiert, weshalb die 9 Kristalle nicht auf einen gemeinsamen Mittelpunkt zeigen und größere Spalten (als die 0,3 mm im Kalorimeter) von etwa 1 mm zwischen den Kristallen auftreten. Die Frontfläche des Testdetektors beträgt in etwa $9,6 \text{ cm} \times 6,3 \text{ cm}$.

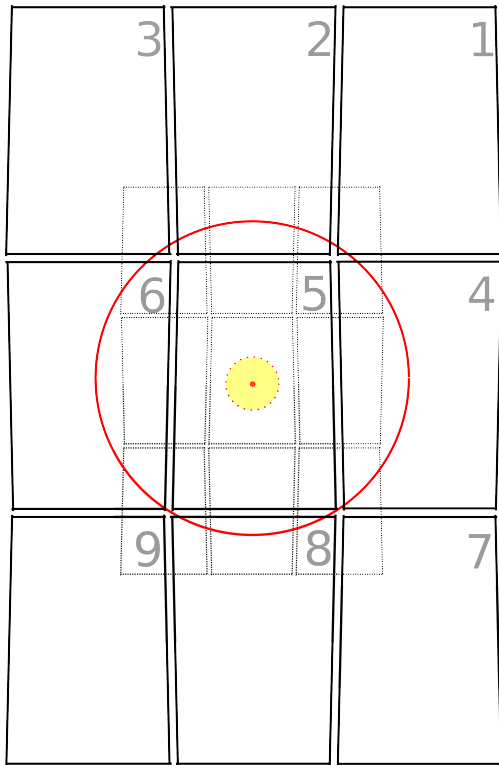


Abbildung 5.2 Anordnung der Detektormodule zum Testdetektor. Die Rückseite ist in durchgezogenen, die Vorderseite in gepunkteten Linien gezeichnet. Der in Rot gezeigte Kreis zeigt den Molière-Radius, der gelb ausgefüllte Kreis den Photonenstrahl der Testmessungen. Die Größenverhältnisse sind maßstabgetreu.

Kalorimeters wurde lediglich ein Transistor der Hochspannungsplatine durch einen spannungsfesteren getauscht, um einem Defekt bei zu schnellem Hochfahren der Hochspannung vorzubeugen. Die in Kapitel 6.1.4 beschriebenen Änderungen der Verklebung der APDs fanden im Teststand noch keine Anwendung. Die Detektormodule sind nicht wie im Kalorimeter über die am Deckel der Endkappe angebrachte Schraube und einen Winkel befestigt, sondern nur durch eine Verriegelung lediglich gegen ein Herausfallen aus der Halterung gesichert. Dadurch ist auch keine aktive Kühlung des Frontends analog zum Kalorimeter möglich, welche dort über diese Schraubverbindung und die Abdeckung der Endkappe erfolgt. Der gesamte Testdetektor wird in einer isolierten, temperierbaren und ferngesteuert horizontal verschiebbaren Kiste aufgebaut. Das Eintrittsfenster für den Photonenstrahl in

Die transversale Größe eines elektromagnetischen Schauers ist durch den Molière-Radius charakterisiert, wobei in guter Näherung 90 % der Energie innerhalb eines Molière-Radius deponiert wird. Der Molière-Radius ist materialabhängig und definiert durch die Strahlungslänge X_0 des Materials und der kritischen Energie E_c , bei welcher der Wert des Energieverlustes durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich ist [Gre00]:

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0$$

Für CsI(Tl) ergibt sich ein Radius von 3,8 cm [O⁺14]. In Abbildung 5.2 ist eine Skizze der Anordnung der Kristalle aus rückwärtiger Sicht (Blick in den Strahl) gezeigt. Die gestrichelte Linie beschreibt die dem Strahl zugewandte Seite der Detektormodule, wohingegen die durchgezogenen Linien die Kristallgröße am Auslesende darstellen. In Rot ist der Molière-Radius eingezeichnet. Da innerhalb von $2 R_m$ nur etwa 95 % der Energie deponiert wird, ist aus den Abmessungen ersichtlich, dass der Testdetektor nicht die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers nachweisen kann. Simulationen zeigten, dass etwa 90 % der Energie im Testdetektor nachgewiesen wird.

Der elektronische Aufbau erfolgte mit den Prototypversionen der in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Frontend-Elektronik, die anschließend praktisch unverändert in die Massenfertigung gegeben wurde. Im Vergleich zum Aufbau des

die Kiste wird durch möglichst dünne, aber lichtdichte Folie abgedeckt. Um die Aufzeichnung der Daten auch durch kosmische Höhenstrahlung auslösen zu können, ist unterhalb und oberhalb der Detektormatrix je ein Plastiksintillator platziert.

5.2 Die Auslese-Elektronik des Teststands

Die Backend-Elektronik wurde ebenfalls weitgehend identisch zum geplanten Aufbau am Crystal-Barrel-Kalorimeter, beschrieben in Kapitel 2.3.3, aufgebaut.

Hier wird noch einmal kurz auf Abweichungen und Besonderheiten eingegangen. Die Kabelverbindungen sind nicht mit den später eingesetzten Kabeln und MRJ21 Steckverbindungen realisiert. Die Verbindungskabel weisen jedoch dieselbe Schirmungsqualität auf. Eine nicht finale Verkabelung ist auch begründet in der Verwendung des Prototypen der Verbindungsplatine, welche in ihrer Funktion bereits der finalen Version entspricht. Für den Energiezweig wird der bisher in der Signalkette des Kalorimeters existierende Signalfilter [Ess89] (modifiziert in der Pole-Zero-Kompensation¹) und zur Digitalisierung ein QDC von LeCroy (1885F) der bisherigen Backend-Elektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters verwendet.

Der neu entwickelte Zeitzweig ist aus den Prototypen der in Kapitel 2.3.3 beschriebenen Elektronik realisiert. Der verwendete Prototyp des Puffer- und Zeit-Signal-Filters beinhaltet auch einen Prototypen einer Energiesumme. Dieser kann allerdings noch nicht digital angesteuert werden. Der Zeit-Filter wurde hier zum Test mit einer Step-Response Peaking-Time² von 80 ns aufgebaut [Hon17], welche in der finalen Version auf ein optimales Signal-Rausch-Latenz-Verhältnis verbessert ist [Ber15].

Das FPGA-Diskriminatoremodul ist erst nach den abgeschlossenen Tests der Frontend-Elektronik entwickelt worden. Im Teststand wurden ein Prototyp eines Zwei-Schwellen-Diskriminators, ein FPGA-Modul zur Triggererzeugung und Anstiegszeitkorrektur sowie zur Zeitbestimmung gesonderte TDCs (CAEN Mod V1290A) eingesetzt. Diese TDCs bieten eine Auflösung von 35 ps bei einer Doppelpulsauflösung von 5 ns [CAE15], welche weit über der des zukünftig im FPGA-Modul implementierten TDC liegt. Im Rahmen des Teststandes wurden Anforderungen an einen TDC evaluiert und entschieden, dass eine geringere Auflösung integriert in das FPGA-Modul ausreicht.

Der Teststand beinhaltet auch die nötige Infrastruktur der Spannungsversorgungen (sowohl Niedervoltversorgung als auch Hochspannung der APDs), einen Prototypen des Licht-



Abbildung 5.3
Die Backend-Elektronik.

¹Die Pole-Zero-Kompensation stellt eine stabile Funktion des Signalfilters ohne Oszillation oder Überschwüngen des Signals sicher. Sie ist auf die Signalform vor dem Filter angepasst.

²Charakteristische Größe eines Signalfilters. Sie beschreibt die Zeit, bis eine einlaufende Stufenfunktion nach dem Filter ihr Maximum erreicht.

pulsersystems (siehe Kapitel 4.3.5) und einen Daten-Server mit RAID³ zur Aufzeichnung von Messdaten. Der Teststand ist mobil gehalten und kann zu Testzwecken mit wenig Aufwand an unterschiedlichen Strahlplätzen betrieben werden.

5.3 Onlinemonitor und Datenakquisition

Die Datenakquisition des Teststands basiert auf dem Konzept des CBELSA/TAPS-Experiments [Sch04, Hof18] und wurde im Rahmen dieser Arbeit für den Teststand angepasst und erweitert. Integriert in diese Datenerfassung ist die Steuerung der Diskriminatoren sowie die des neuen Lichtpulsersystems. Die Steuerung kann automatisiert über eine Konfiguration in XML-Dateien erfolgen oder über eine TCP-Verbindung manuell eingestellt werden. Dadurch sind voll automatisierte Abtastungen der Schwelleneinstellungen oder zum Beispiel dedizierte Datennahmen nur mit Lichtpulsereignissen zu Kalibrationszwecken möglich. Im Teststand wurde ebenfalls die Möglichkeit geschaffen, die Hochspannungsversorgung durch die Datenerfassungssoftware automatisiert steuern zu lassen. Dadurch sind automatisierte Messungen ohne und mit angelegter Bias-Spannung an den APDs durchführbar und es können Messungen zur direkten Verstärkungsbestimmung der APDs erfolgen. Alle in Kapitel 2.3.2 beschriebenen digitalen Sensoren des Frontends werden vom Datenerfassungssystem ebenfalls ausgelesen und nicht in eine eigene Datenbank, sondern direkt in den Datenstrom eingefügt. Im Nachhinein ist dadurch eine korrelierte Analyse leichter durchführbar. Auf Grund der sehr begrenzten Anzahl an Testdetektormodulen ist keine Einschränkung bei der Auslesegeschwindigkeit aufgetreten. Der Teststand kann autark, ohne die Infrastruktur des Crystal-Barrel-Experiments genutzt werden. Auch ein gekoppelter Modus mit dem Experiment in Bonn ist möglich, indem er als einzelner LEVB⁴ dient und im Prinzip einen weiteren Detektor des Experiments darstellt. Dadurch können die Daten des Testdetektors gemeinsam mit den anderen Detektoren aufgezeichnet und gemeinsame Triggerbedingungen gestellt werden.

Der Trigger des Teststandes ist durch ein FPGA-Modul konfigurierbar. Vier Einstellungen wurden hauptsächlich zur Datennahme verwendet:

1. Der Trigger auf einen einzelnen oder die Koinzidenz aus zwei Plastik-Szintillatoren. Dies ermöglicht eine Datennahme mit kosmischer Strahlung.
2. Der Lichtpulsertrigger ist ein in der Wiederholungsrate frei konfigurierbarer, selbst erzeugter Trigger, welcher keine anderen Bedingungen erfordert. Korreliert zu ihm wird der Lichtpulser ausgelöst. Es besteht die Möglichkeit, diesen Trigger zusätzlich mit geringer Rate während der Datenaufzeichnung mitlaufen zu lassen. Dadurch werden neben den physikalischen Szintillationsereignissen ebenfalls Lichtpulserereignisse aufgezeichnet. Sollte die Lichtpulsertriggerbedingung und eine andere Triggerbedingung gleichzeitig erfüllt sein, ist dies an dem mit aufgezeichneten Triggermuster zu erkennen und kann in der Datenanalyse entsprechend behandelt werden.
3. Es kann ein einzelnes Signal oder die Koinzidenz (UND) oder eine Disjunktion (ODER) von mehreren Detektormodulen als Trigger eingesetzt werden.
4. Der im Teststand erzeugte Trigger lässt sich sowohl weiter an andere Detektoren oder Experimente leiten als auch im Teststand selbst einen UND oder ODER mit einem

³redundant array of independent disks engl.: Redundante Anordnung unabhängiger Festplatten

⁴local event builder engl.: lokaler Ereignisbauer: Software, welche im Experiment für das Aufzeichnen von Ereignissen eines Detektors zuständig ist.

von außen zugeführten Triggersignal fordern. Dadurch wird es möglich, Messungen am Photonenstrahl in Koinzidenz mit einem Taggingssystem durchzuführen.

Zur schnellen Kontrolle der Daten, einer ersten Fehleranalyse und Überwachung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein auf EXPLORA⁵ basierender Onlinemonitor⁶ für den Teststand entwickelt. Dieser zeigt Histogramme der Messdaten ebenso wie zeitliche Verläufe der

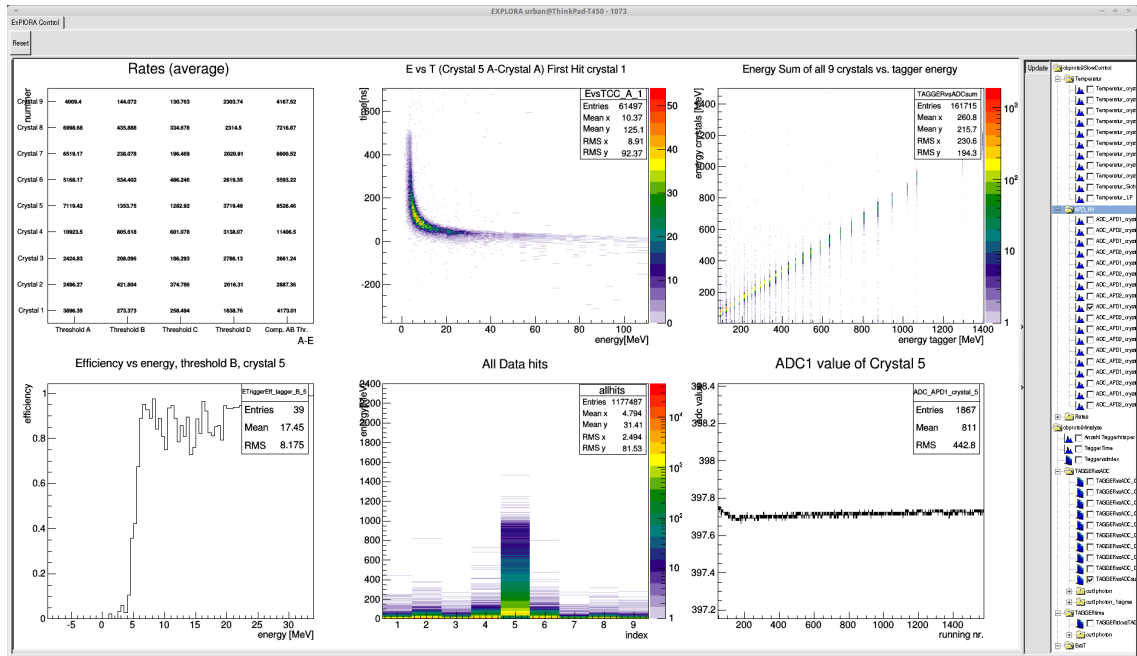


Abbildung 5.4: Onlinemonitor für den Teststand; gezeigt sind beispielhaft einige Graphen zur Kontrolle der Datenaufzeichnung.

digitalen Sensoren wie Temperatur und Spannungen des Frontends, welche vom Teststand aufgezeichnet werden. Im FPGA-Modul, welches die Signale des Diskriminators verarbeitet, ist ein Zähler der Ereignisrate aller angeschlossener Signale implementiert, also für jede einzelne Schwelle und für ein über die Anstiegszeit korrigiertes Signal jedes Detektormoduls, der Energiesumme sowie der Plastikszintillatoren. Dessen aktueller Wert und ein Mittelwert der laufenden Datennahme lassen sich einsehen. Neben den Informationen zur Überwachung der Betriebsparameter und Ereignisraten sind die wichtigsten Histogramme der Zeit und Energiedaten enthalten, sowohl unkalibrierte als auch vorkalibrierte Spektren.

Abbildung 5.4 zeigt einen Ausschnitt des Onlinemonitors mit Histogrammen zur gemittelten Detektorzählrate, der Bias-Spannung einer APD, Energieeintrag in den Kristallen, Korrelation der gemessenen Energie zur detektierten Zeitinformation einer Diskriminatorschwelle eines Detektormoduls, die Energie gemessen in allen Detektormodulen und ihre Korrelation zur Energie des einlaufenden Photons.

5.4 Energiekalibration

Mit der Kalibrierung des Detektorsystems wird erreicht, dass rekonstruierte Energieeinträge möglichst exakt der deponierten Energie im Detektor entsprechen. Hierbei müssen alle

⁵extended plugable objectoriented root analysis - Analyseumgebung für Daten des CBELSA/TAPS Experiments.

⁶Anzeige und Analyse von aufgezeichneten Ereignissen, zeitlich nahezu unverzögert.

Veränderungen des Signals in den unterschiedlichen Komponenten des Backends bis hin zur Digitalisierung berücksichtigt werden.

Eingegangen wird hier auch auf die Anwendbarkeit einer solchen Kalibrierung als Vorabkalibrierung im Aufbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Die finale Kalibrierung des Detektors erfolgt über den gut bekannten Zerfallsprozess des neutralen Pions ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) mit einer invarianten Masse von 135 MeV [Jun00]. Vorteilhaft ist die Verwendung dieses Zerfalls unter anderem auf Grund der geringen Zerfallsbreite des π^0 und dem hohen Wirkungsquerschnitt der Pionenerzeugung am Nukleon. Die Kalibrierung erfolgt über eine iterative Optimierung. Eine Kalibration des Testdetektors über diesen Zerfallsprozess ist auf Grund der begrenzten Geometrie nicht möglich.

5.4.1 Radioaktive Präparate als Kalibrationsquelle

Radioaktive Präparate, welche eine Strahlung bekannter Energie abgeben, können zur Kalibration verwendet werden. Auf Grund ihrer Reichweite und der Fähigkeit Luft über weitere Distanzen und die Detektorummantelung zu durchdringen, werden Gamma-Strahler eingesetzt. Mittels verschiedener bekannter Energien aus unterschiedlichen Übergängen oder Präparaten kann eine Kalibration durchgeführt werden. Da die maximale Energie der Gammastrahlung radioaktiver Präparate im Bereich einiger MeV liegt, ist eine Auflösung dieser Spektren ohne Modifikation des Aufbaus nicht realisierbar. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, dass die Extrapolation aus dem Bereich einiger MeV in die Größenordnung von GeV fehlerbehaftet sein kann. Hier werden zwei Möglichkeiten der realisierten Kalibrierung mit radioaktiven Quellen vorgestellt.

Quellenkalibrierung durch Anpassung der Backend-Elektronik

Um Spektrallinien im Bereich von 0,5 – 2 MeV mit den Detektormodulen und vorhandener Ausleseelektronik auflösen zu können, ist eine zusätzliche Verstärkung nötig. Dies wurde

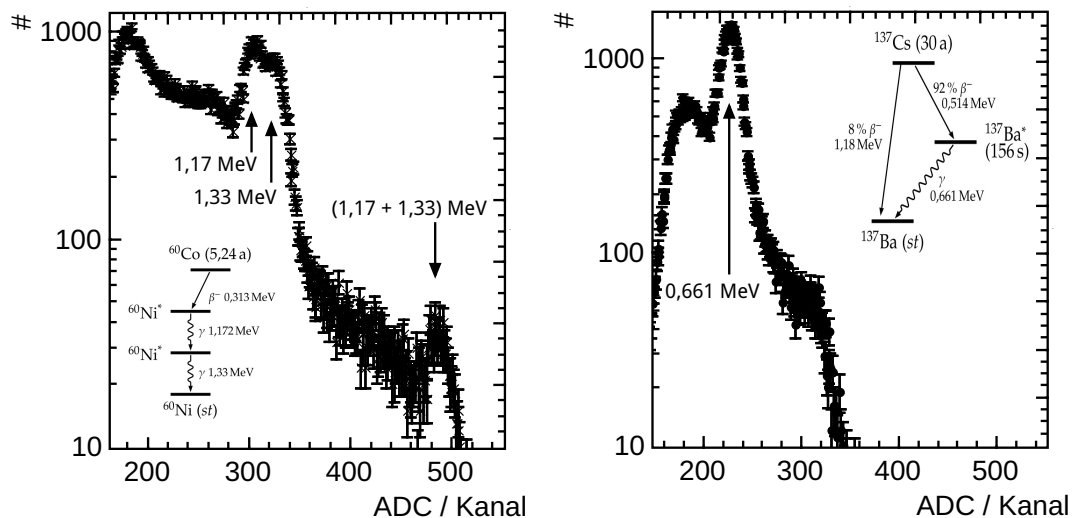


Abbildung 5.5: Spektren radioaktiver Präparate, gemessen mit dem Teststand und einer zusätzlichen Verstärkung des Faktors 10 vor der Signalformung des Energiezweiges. Links ist ein ^{60}Co -Spektrum gezeigt, rechts ein ^{137}Cs -Spektrum.

durch das Hinzufügen eines weiteren Zeitfilter-Puffer-Moduls, bei dem die Verstärkung des Puffers auf etwa das 10-fache angepasst ist, und welches in der Signalkette vor dem sich

im Aufbau befindlichen eingebaut wurde, ermöglicht. Abbildung 5.5 zeigt Spektren, gemessen mit dem Testdetektor für die radioaktiven Präparate ^{60}Co und ^{137}Cs . Ein Trigger kann aus dem weiteren Zeitzweig des zusätzlichen Moduls, nach Signalformung, Verstärkung und Diskriminierung generiert werden. Die Präparate wurden für diese Messungen direkt auf den Testdetektor außerhalb der Haltestruktur gelegt. Mit den CsI(Tl)-Kristallen und der Signalerzeugung unter Verwendung der APD-Frontend-Elektronik ist eine bessere Auflösung und Trennung der beiden ^{60}Co -Linien bei Digitalisierung mit dem Fastbus QDC nicht erreichbar. Über die Ermittlung des Schwerpunkts der Spektrallinien und die bekannte erwartete Energie der Strahlung ergibt sich die Kalibrierung.

Quellenkalibrierung über höhere APD Verstärkung

Die Anpassung der Verstärkung der APD durch Erhöhen der Bias-Spannung, in der neuen Frontend-Elektronik digital einstellbar, bietet eine Alternative zur oben beschriebenen Methode der Anpassung des dynamischen Bereiches durch das Hinzufügen eines weiteren Verstärkungsmoduls. Eine um etwa 40 V höhere Bias-Spannung ergibt in der APD eine Verstärkung von Faktor 500 statt 50 bei der verwendeten Normaleinstellung. Die Aufzeichnung muss hier über das für den Experiment-Trigger generierte Zeitsignal gesteuert erfolgen, welches nicht zusätzlich verändert wird. Bis auf die digital eingestellte, veränderte Verstärkung der APD entspricht der Aufbau ohne Anpassung dem des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Das Erzeugen des Triggers ist hier nur über die im Experiment verwendete Elektronik und den Zeitzweig möglich. Auf Grund des Rauschens ist es jedoch schwierig, bereits durch Energien im Bereich von 500 keV eine Datennahme auszulösen, durch die Verstärkung entspricht dies einer Triggerschwelle von nur 5 MeV im Experiment. Abbildung 5.6 zeigt zwei Messungen im Vergleich, einmal mit zusätzlicher Verstärkung von Faktor 10 und einmal mit der Verstärkung der APD von 500.

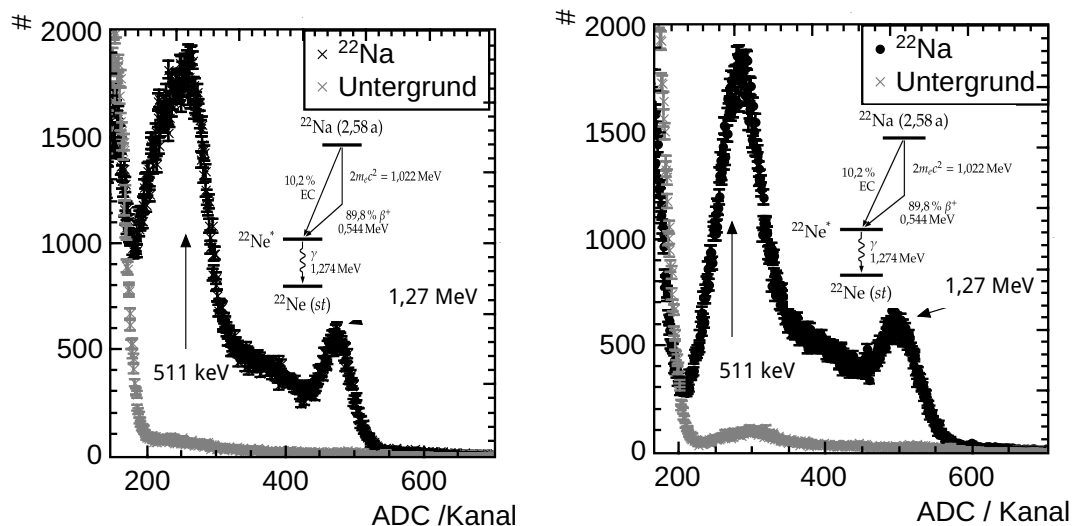


Abbildung 5.6: Kalibrationsspektren mit ^{22}Na -Quelle. Links: gemessen mit einem zusätzlichen Verstärker mit Faktor 10 in der Ausleseketten. Rechts: Mit 10-fach erhöhter APD-Verstärkung von 500.

Die beiden Kalibrationsspektren sind in gleicher Weise zur Kalibration geeignet. In beiden Fällen lassen sich die Spektrallinien deutlich vom Untergrund unterscheiden. Um nicht durch ein Einschneiden des Triggers bei niedriger Energie beeinflusst zu werden, ist die Aus-

wahl von unterschiedlichen Quellen mit Linien höherer Energie zu empfehlen. Diese Spektren zeigen, dass lediglich durch eine Verstärkungsanpassung der APDs Messungen von Spektren radioaktiver Quellen mit der Elektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters möglich sind. In einer Bachelorarbeit [Gün16] wurde gezeigt, dass dies auch noch nach einem Zusammenbau des Kalorimeters möglich sein wird, obwohl dann die Platzierung einer Quelle nicht mehr direkt auf dem Kristall erfolgen kann. Die Abschirmung durch die Aluminiumhaltestruktur, die Zugänglichkeit zu den Detektormodulen nur an der Spitze der Kristalle und die größere Distanz von Quelle zum Kristall stellen bei ausreichender Aktivität der Quelle keine zu große Verschlechterung dar [Gün16]. Mit einem selektiven Trigger, auch unter Ausnutzung geometrischer Bedingungen wie z. B. Annihilationsphotonen unter einem 180° Winkel, bietet sich eine zusätzliche Möglichkeit, Daten zur Kalibration aufzunehmen.

5.4.2 Kalibrationsmöglichkeiten mit MIPs

Minimal ionisierende Teilchen (MIPs) erzeugen einen Energieeintrag beim Durchdringen von Materie, der nahezu unabhängig von ihrer Energie ist. Diese Energiedeposition beträgt in CsI(Tl) $5,6 \text{ MeV/cm}$ [O⁺14]. Mit MIPs aus der kosmischen Höhenstrahlung ist die Kalibrierung möglich, aber da die Flugbahn im Teststand nicht hinreichend exakt bestimmt ist, wäre diese Kalibration nicht präzise genug. In Abbildung 5.7 ist eine Messung von

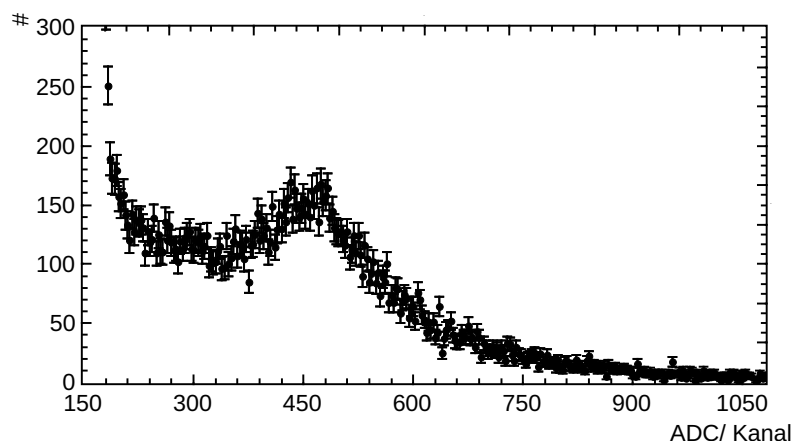


Abbildung 5.7: Nachweis von minimal-ionisierenden Teilchen (MIP) in einem Detektormodul des Teststandes. Aufgenommen wurde dies mit einem Trigger generiert von einem Plastiksintillator, welcher unter dem Testdetektor lag. Die Überhöhung zeigt die MIPs.

MIPs mit einem Detektormodul des Teststandes gezeigt. Die Datenaufzeichnung wurde durch den Plastiksintillator ausgelöst. Deutlich ist die Überhöhung zu erkennen, welche aber etwa 150 Kanäle breit ist. Diese Breite kommt durch viele unterschiedliche Weglängen der geometrisch möglichen Pfade und somit verschiedenen Energiedepositionen zustande.

Für das Crystal-Barrel-Kalorimeter ergeben sich mit MIPs Möglichkeiten einer Kalibrierung durch einen sehr selektiven Trigger, mit der Bedingung, dass nur zwei gegenüberliegende Kristalle einen Eintrag gesehen haben. Dies legt eine gerade Spur durch die volle Länge des Kristalls fest, allerdings sind gerade in horizontaler Richtung extrem geringe Teilchenraten zu erwarten, welche den Nutzen als Kalibrationsmethode einschränken.

5.4.3 Kalibration am Photonenstrahl

Die direkte Einstrahlung eines Photonen- oder Elektronenstrahls bekannter Energie ermöglicht ebenfalls eine Kalibration. Dabei ist sicherzustellen, dass die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers nachgewiesen wird. Es muss berücksichtigt werden, dass der Schauer sich auf mehr als ein Detektormodul ausbreitet und zudem Energie im toten Material zwischen den Detektormodulen nicht nachgewiesen wird. Für das Crystal-Barrel-Kalorimeter ist eine Kalibrierung durch direktes Einstrahlen eines Photonenstrahls auf Grund seiner Geometrie nicht möglich. Die Matrix des Teststandes wird direkt im Photonenstrahl getestet, allerdings nicht mit diesem kalibriert. Prinzipiell ist dies jedoch möglich durch den Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen⁷ zur Schauerausbreitung (siehe 5.1).

5.5 Die APD-Verstärkungskorrektur der Hochspannung

Die Hochspannungskarte im Frontend bietet, wie bereits im Kapitel 2.3.2 beschrieben, die Funktion einer temperaturbedingten Verstärkungsänderung der APD entgegen zu regulieren. Die Entwicklung und Anpassung der Regulierungsstärke erfolgte auf Basis von Simulationen [Ste11]. Diese Simulationen verwenden als Parameter zur Charakterisierung des Verhaltens der APDs den Quotienten aus Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Verstärkung. Messungen mit dem Testdetektor ermöglichten eine Verifizierung der Funktionsweise. Die Temperatur des Detektors wurde im Bereich von 20 °C bis 35 °C variiert. Die Bestimmung der Verstärkung der APDs erfolgte durch Messungen mit dem Prototypen des Lichtpulsers.

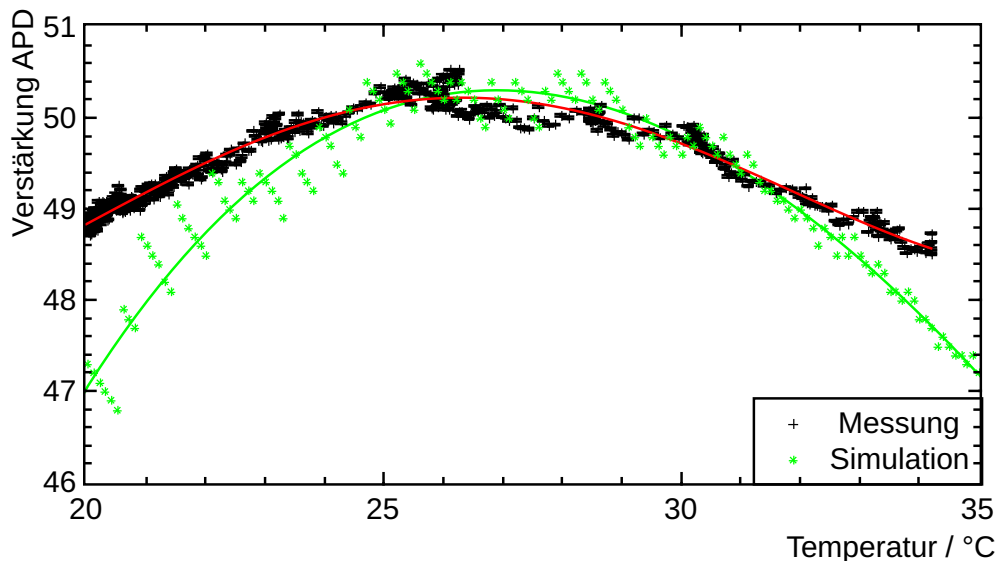


Abbildung 5.8: Gemessene Verstärkung der APDs aufgetragen gegen die Temperaturen. Rot eingetragen ist ein Fit an die Messdaten. In Grün sind Simulationswerte [Ste11] zum erwarteten Verhalten gezeigt (Punkte) und ein Fit dieser Daten (Linie). Die Ursache der diskreten Sprünge der Simulationsdaten ist ein idealisiertes NTC Modell.

Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis im Vergleich zur Simulation. Die Sprünge der Simulation, besonders im Bereich von 20 °C bis 25 °C, sind ein Resultat eines nicht perfekten NTC

⁷Simulation stochastischer Prozesse

Modells. Die Messdaten bestätigen einen besonders flachen Verlauf der Verstärkungsänderung im Bereich von $27,5^\circ\text{C}$. Über den gesamten Bereich verläuft die Verstärkungsänderung flacher als simuliert. Mögliche Ursache ist, dass im Modell eine lineare Veränderung der Verstärkung mit der Temperatur und Spannung angenommen wurde und eine Veränderung der Abhängigkeiten nicht berücksichtigt wird [Ste11].

Die Schwankungen in der gemessenen Verstärkungskurve können von einer nicht exakt bestimmten APD Temperatur stammen, da die Temperatur des Sensors nicht zwingend der der APD entspricht, sondern ihr vorauslaufen oder nachlaufen kann. Auf Grund der technischen Gegebenheiten erfolgten die Messungen nicht bei konstanten Temperaturstufen oder konstanter Temperaturveränderung, sondern es wurden während der Messung unterschiedliche Temperaturstufen angefahren.

Bei einer Temperaturschwankung von $\pm 2,5^\circ\text{C}$ um die Designtemperatur von $27,5^\circ\text{C}$ ist nach dieser Messung eine Verstärkungsänderung von maximal 0,9 % zu erwarten. Um eine stabile Verstärkung von 0,1 % Schwankung zu halten, darf die Temperaturschwankung nicht mehr als $\pm 0,5^\circ\text{C}$ betragen. Befinden sich die Detektormodule außerhalb der Zieltemperatur von $27,5^\circ\text{C}$, z. B. im Bereich von 32°C , muss die Schwankung auf nur $\pm 0,1^\circ\text{C}$ begrenzt werden, um ebenfalls 0,1 % Stabilität zu erreichen.

5.6 Messaufbau Mainz

Um die Frontend-Elektronik abschließend zu testen, ist in 2014 eine weitere Teststrahlzeit am getaggten Photonenstrahl in Mainz durchgeführt worden. Getestet wurde mit zwei primären Elektronenstrahl-Energien von $180 \pm 1 \text{ MeV}$ und $1508 \pm 1 \text{ MeV}$. Ziel des Tests war die Elektronik im mehrtägigen Strahlzeitbetrieb auf Ausfallsicherheit, die neuen Verbindungskomponenten, wie z. B. die speziell gefertigten Kabel des Mainboards, auf Zuverlässigkeit zu untersuchen und schlussendlich die Energieauflösung des Detektors mit neuer Elektronik zu bestimmen. Es erfolgten ebenfalls Tests zu einem Betrieb der Detektoren bei veränderter APD Verstärkung. Der Teststand wurde für eine Woche am Strahlplatz in Mainz aufgebaut, wobei die Messzeit dieser Woche mit einer weiteren Gruppe für Detektortests zu teilen war und so ca. 34 Stunden zur Verfügung standen. Der Beschleuniger in Mainz bietet im Vergleich zu Bonn die Möglichkeit niedrigerer Primärenergien und bauartbedingt eine stabilere Regulierung der Strahlintensität. In Abbildung 5.9 ist eine Skizze des Experimentierplatzes gezeigt. Der Testdetektor wurde hinter den Hadronenphysikexperimenten A2 aufgebaut.

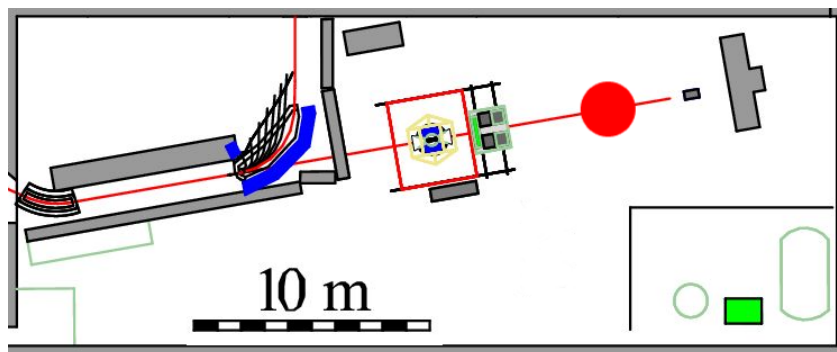


Abbildung 5.9: Übersicht über die A2-Experimentierhalle des Crystal-Ball-Experiments in Mainz. Der rote Punkt markiert den Aufbauort des Testdetektors (nach [fK17]).

5.6.1 Mainzer Mikrotron und Glasgow Tagger

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein Elektronenbeschleuniger, der nach dem Prinzip des Rennbahnmikrotrons arbeitet. Die maximale Elektronenenergie beträgt 1508 MeV [Mai17]. MAMI ist ein sogenannter Dauerstrichbeschleuniger, dies bedeutet, dass der Elektronenfluss am Experimentierplatz wie ein kontinuierlicher Gleichstrom wirkt. Neben anderen Experimenten ist das A2-Experiment der Hadronenphysik an MAMI angegliedert, welches mit reellen Photonen arbeitet. Die hochenergetischen Photonen lassen sich an MAMI ebenso wie bei ELSA durch Bremsstrahlung erzeugen (siehe Kapitel 2.1.2). Die Bestimmung der Photonenenergie erfolgt durch das Glasgow-Photon-Tagging-Spektrometer. Das Prinzip ist analog zu dem der Photonenmarkierungsanlage in Bonn. Der Hauptbrennebenendetektor des Spektrometers besteht aus 353 Plastikszintillatoren. Bei einem 1508 MeV e^- -Strahl von MAMI werden Photonen im Bereich von 80 – 1401 MeV mit einer Energieauflösung von 4 MeV markiert [M⁺08].

Die Signale einzelner Szintillationsdetektoren können zu Testzwecken abgegriffen werden. Somit ist es möglich, ein Signal von der Erzeugung von Photonen eines gewissen Energiebereiches durch Auswählen des entsprechenden Detektors zu erhalten. Aus dem gesamten Energiebereich wurden 32 verteilt liegende Bereiche ausgewählt. Die Digitalisierung der Signale erfolgte durch ein TDC-Modul des Teststandes. Gleichzeitig wurde eine nicht-ausschließende Disjunktion (ODER) dieser Kanäle für den Trigger bereitgestellt. Die Datennahme forderte eine Koinzidenz (UND) aus diesem ODER und einem ODER der neun Detektormodule des Teststandes.

Im Photonenstrahl wurde ein 2 mm Kollimator verwendet. Dadurch betrug der Photonenstrahldurchmesser, bestimmt mit Hilfe eines Strahlfotos, bei Detektoreintritt 13 ± 1 mm.

5.7 Analyse der Daten des Teststandes

Eine Hauptaufgabe des Teststandes ist die Bestimmung der Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik für Photonen. Eine besonders einfache Möglichkeit hierzu bietet eine Messung, bei der Photonen bekannter Energie direkt in den Detektor treffen.

Da wie bereits erwähnt nur 32 von 353 möglichen Energiebereichen des Tagging-Systems mit aufgezeichnet werden konnten, weisen die Energiespektren Lücken auf. Die Auswahl der aufgezeichneten Kanäle erfolgte allerdings so, dass sich über den gesamten Bereich eine Aussage über die Energieauflösung treffen lässt. Abbildung 5.10 zeigt die mit dem Testdetektor gemessene Energie in Abhängigkeit der einlaufenden Photonenenergie.

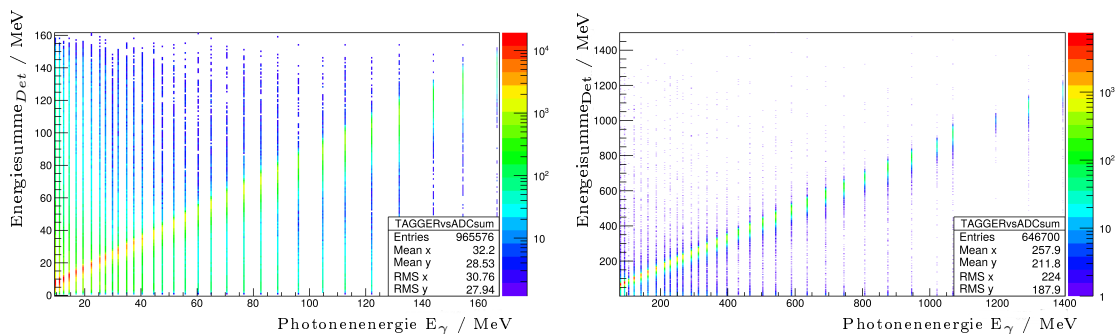


Abbildung 5.10: Gemessene Energie im Testdetektor in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Photons. Die primäre Strahlenergie von MAMI betrug $E_{e^-} = 180$ MeV (links) und $E_{e^-} = 1500$ MeV (rechts).

Auffällig ist die Messung wesentlich höherer Energien als die einlaufende Photonenenergie. Diese Ereignisse können, besonders bei hohen Photonenraten, durch das gleichzeitige Einlaufen mehrerer Photonen in den Detektor zustande kommen, wobei dann die Summe aller Photonenenergien bestimmt wird. Dieser Untergrund lässt sich durch die Forderung, dass nur ein Photon im Tagger nachgewiesen wurde, reduzieren. Da allerdings nur ein sehr geringer Bereich des Taggers mit ausgelesen wurde, ist dieser Schnitt auf die Daten nicht sehr effektiv. Ein gleichzeitiges Eintreffen von Photonen eines nicht ausgewählten Energiebereiches ist so nicht zu verhindern.

Das Bremsstrahlspektrum der erzeugten Photonen skaliert in der Intensität in etwa mit $\frac{1}{E}$, wodurch für niedrige Photonenenergien E_γ eine größere Statistik verfügbar ist.

Die Ereignisse kleinerer Energie als die der einlaufenden Photonenenergie entstehen möglicherweise durch Verluste an der Grenze des Testdetektors (siehe Molière-Radius, Abschnitt 5.1). Zusätzlich kann Untergrund dadurch entstehen, dass das energiemarkierte Photon bei der Strahlkollimation verloren geht, aber ein anderes zufällig gleichzeitig Eintreffendes dann nachgewiesen wird.

5.7.1 Bestimmung der Energieauflösung

Die Energieauflösung ist definiert durch den Abstand in der Energie, welcher noch getrennt gemessen werden kann. Beschrieben wird die Energieauflösung durch [Leo94]:

$$A(E) = \frac{\Delta E}{E}$$

wobei ΔE die Breite der Energieverteilung darstellt, welche alle statistischen Fluktuationen, die der Bildung des Szintillationslichtes ebenso wie z. B. die der Verstärkung von APD und Vorverstärker beinhaltet.

Ist die Energieverteilung in Form einer Normalverteilung gegeben, lässt sich die Breite durch die mittlere quadratische Abweichung, welche bei ausreichender Statistik der Standardabweichung entspricht, ausdrücken. Eine gute Beschreibung der Breite der Verteilung stellt die volle Breite bei halbem Maximumwert (FWHM) dar. Das FWHM lässt sich durch die Standardabweichung σ einer statistischen Normalverteilung ausdrücken:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma$$

Ist die Verteilung nicht normalverteilt oder mit Untergrund überlagert, muss das FWHM durch eine andere Funktion beschrieben werden, welche die Untergrundeffekte berücksichtigt. Gerade bei geringer Statistik kann das FWHM nur schwer aus den Datenpunkten berechnet werden, da sich statistische Fluktuationen direkt auf das Ergebnis auswirken.

Bei der Betrachtung der Projektion zweier Energiebereiche (siehe Abbildung 5.11) zeigt sich deutlich, dass die gemessene Energieverteilung eine Asymmetrie zu kleineren Energien aufweist und ebenfalls ein Untergrund vorhanden ist. Zudem existiert für hohe Energien nur eine geringere Statistik. Im folgenden Abschnitt wird anhand von Simulationen gezeigt, wie sich die Verteilung der gemessenen Photonenenergie beschreiben lässt.

Zwar gibt das FWHM ein Maß für die Breite der Verteilung und somit eine Energieauflösung an, welche nicht unterschätzt wird, allerdings wird die Verteilung häufig lediglich über das σ einer Verteilungsfunktion beschrieben. Auch in vergangenen Messungen der Energieauflösung des Crystal-Barrel-Kalorimeters wurde diese nur in dieser Weise ermittelt. Auf Grund der Vergleichbarkeit wird auch in dieser Arbeit ΔE als σ_E angenommen.

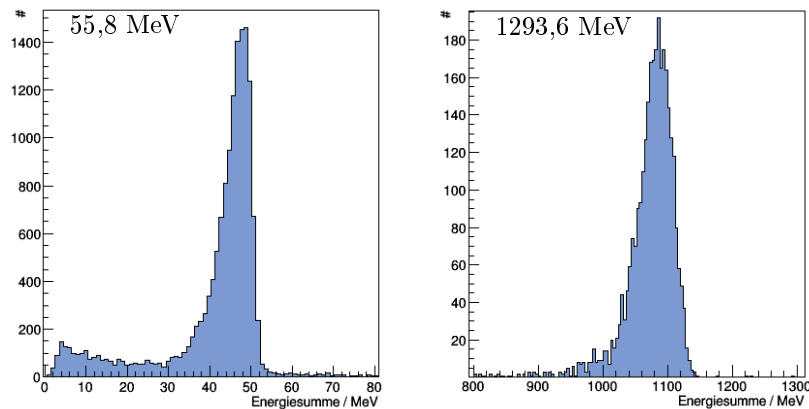


Abbildung 5.11: Projektionen der gemessenen Energieauflösung. Deutlich ist zu sehen, dass bei niedrigen Energien ein Untergrundbeitrag auftritt. Die Verteilungen zeigen eine Schiefe zu niedrigen Energien, ursächlich durch nicht nachgewiesenen Energieverlust im Testdetektor.

5.7.2 Monte-Carlo-Simulationen

Durch eine Anpassung einer Funktion an die Verteilung wird die Fehleranfälligkeit in der Bestimmung der Energiebreite minimiert. Schon bei der Betrachtung der Projektionen ist zu sehen, dass die häufig verwendete Beschreibung durch eine Gaußfunktion hier nicht ausreichend ist. Simulationsdaten können eine gute Abschätzung erwarteter Messergebnisse liefern. Sie bieten einen Vergleich, sofern unterschiedliche Effekte in die Simulation implementiert sind. Ein Datensatz, durch Monte-Carlo-Simulationen (GEANT3⁸) erzeugt [Kal17], zeigt eine Simulation der für die Energiebestimmung gemessenen Daten. Geometrische Randbedingungen in der Simulation sind die Szintillationskristalle vom Typ 12 in der Anordnung des Testdetektors sowie die Ummantelung der einzelnen Kristalle aus Titan und die Aluminium-Haltestruktur, welche die Kristalle in Position hält und zwischen dem Photonenstrahl und den Kristallen liegt. Der simulierte Photonenstrahl ist zentral auf den mittleren Kristall ausgerichtet mit Energien zwischen 1 MeV und 1,5 GeV. Im Unterschied zum realen Experiment wird die Simulation ereignisweise ausgeführt, das heißt, es treten keine gleichzeitig einlaufenden Photonen auf. Dies führt dazu, dass in der Simulation keine zufälligen Koinzidenzen auftreten, welche zu einer höheren als der einlaufenden Photonenenergie führen könnten. Der Effekt eines Energieverlustes am Rande der Kristalle oder dem inaktiven Material zwischen den Kristallen, weshalb kleinere Energien im Detektor als die einlaufende Photonenenergie E_γ nachgewiesen werden, wird von der Simulation berücksichtigt. Abbildung 5.12 zeigt das Ergebnis der Simulation, sowohl das gesamte Energiespektrum der im Testdetektor nachgewiesenen Energie in Abhängigkeit des einlaufenden Photons als auch eine Projektion für die Energie von 1 GeV mit angepassten Funktionen. Zur Beschreibung der Breite der Energieverteilung sind zwei Funktionen an die Verteilung angepasst worden. Frühere Messungen mit einem Testdetektor dieser CsI(Tl)-Kristalle ([Dri12]) verwendeten die Breite einer Gaußverteilung, welche hauptsächlich an die rechte Flanke der Daten angepasst wurde:

⁸GEometry ANd Tracking, Simulationssoftware zur Beschreibung von Elementarteilchen durch Materie, entwickelt von CERN.

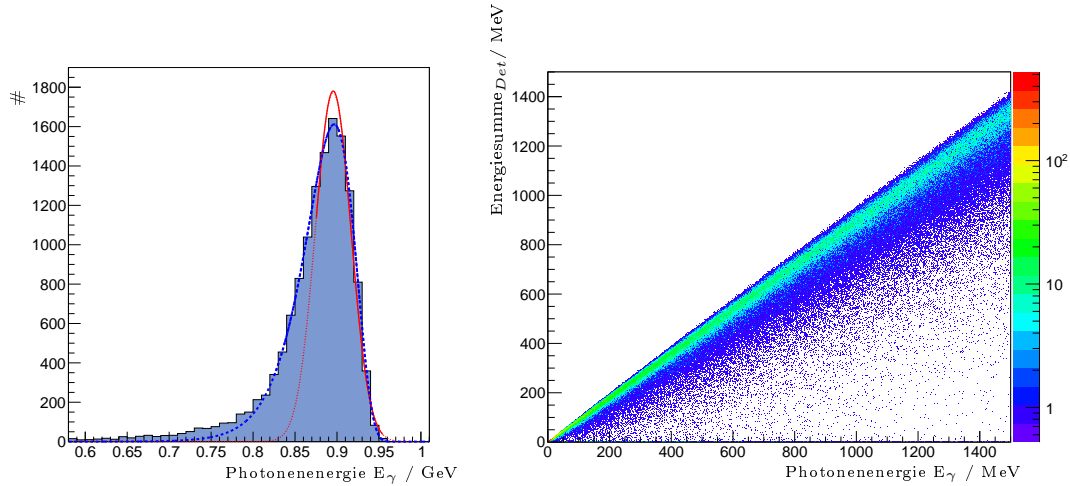


Abbildung 5.12: Ergebnis einer GEANT3 Simulation zur Energieauflösung des Testdetektors. Rechts ist der volle Energiebereich der Messungen in Mainz gezeigt, links eine 10 MeV breite Projektion bei einer Energie von 1 GeV sowie zwei zur Beschreibung an die Verteilung angepassten Funktionen. Die Gaußfunktion (rot) ist nur im Bereich der durchgängig gezeichneten Linie an die Daten angepasst.

$$G(x) = A \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right)$$

Durch die Vernachlässigung der verbreiterten Verteilung zu niedrigen Energien hin, ergibt sich aus dieser Anpassung ein kleiner Wert für $\frac{\Delta E}{E}$. Da die Verbreiterung zu niedrigen Energien durch Ereignisse mit Energieverlusten außerhalb der Detektormodule hervorgerufen wurde, entspricht diese Breite der tatsächlichen Auflösung der CsI(Tl)-Kristalle.

Allerdings ist der Energieverlust nicht alleine durch den Aufbau des Testdetektors und dessen Größe begründet, sondern diese Effekte können auch im Crystal-Barrel-Kalorimeter auftreten, wie z. B. im inaktiven Material der Titanhüllen der Kristalle oder an der Grenze zum MiniTAPS-Detektor. Deshalb soll zur Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters die hier gemessene volle Breite angenommen werden. Um die starke Asymmetrie der Verteilung beschreiben zu können, wird diese durch eine Novosibirsk-Funktion angenähert. Dies ist eine Gaußfunktion, welche durch einen weiteren Parameter τ eine Asymmetrie einfügt. Im Grenzfall $\lim_{\tau \rightarrow 0}$ geht die Funktion in eine Gaußfunktion über [I⁺00]:

$$\text{Nov}(x) = A \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln^2(1 + \Lambda\tau(x - \mu))}{\tau^2} + \tau^2\right)\right]$$

$$\text{mit } \Lambda = \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln(4)})}{\sigma\tau\sqrt{\ln(4)}}$$

In Bereichen mit einer starken Untergrundbeteiligung kann dieser Untergrund durch eine Exponentialfunktion zusätzlich angenähert werden.

5.7.3 Ergebnis der Energieauflösung bei einer Verstärkung der APD von Faktor 50

Die Energieauflösung wird bestimmt durch die Anpassung einer Novosibirsk-Funktion an jeden in Mainz gemessenen Energiebereich (Bin⁹). Dazu werden die Daten bereits auf Ereignisbasis auf die Eingangsphtononenenergie normiert aufgetragen, bevor die Funktionsanpassung durchgeführt wird. In Abbildung 5.13 sind beispielhaft für die Auswertung vier Energiebins mit angepasster Funktion zu sehen. In der hier folgenden Auswertung fanden Daten Verwendung, die eine zu den Messungen des Physikprogramms in Bonn vergleichbare Ereignisrate aufweisen.

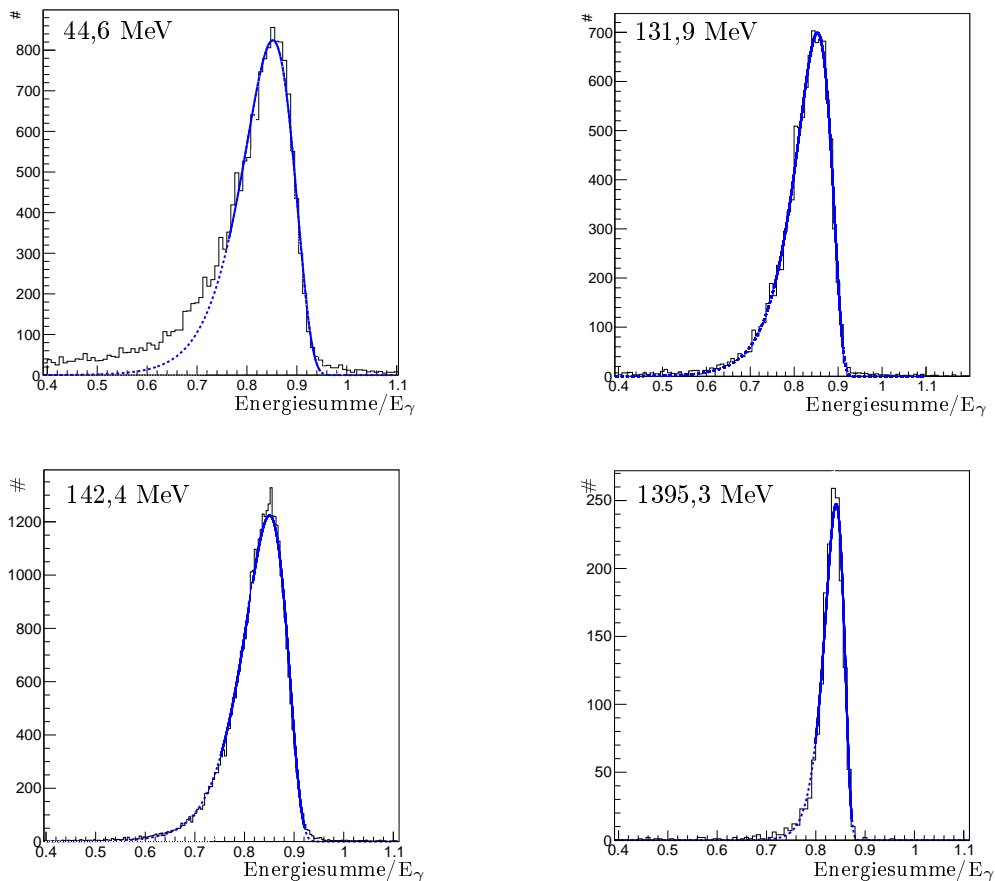


Abbildung 5.13: Die oberen zwei Histogramme zeigen Beispiele von Energiebins der Messung mit einer Primärenergie von 180 MeV, die unteren beiden aus der Messung mit einer Primärenergie von 1500 MeV. Angepasst ist jeweils die Novosibirsk-Funktion der Auswertung zur Energieauflösung.

Um die Detektorrate zu bewerten, wurde die Ereignisrate im zentralen Kristall des Testdetektors über einer Schwelle von 6,5 MeV betrachtet. Diese Trefferrate liegt bei den Kristallen des geringsten Öffnungswinkels im Messbetrieb des Crystal-Barrel-Kalorimeters bei 1800 s^{-1} [Hon14]. In dieser Testmessung wurde die Intensität des Photonenstrahls so eingestellt, dass sich diese Rate ergibt. Die Ergebnisse eines Tests, welcher die Auflösung mit veränderter Ereignisrate bestimmt, sind in Abschnitt 5.7.5 dargestellt.

In Abbildung 5.14 ist das Ergebnis der Auswertung im Vergleich zu vorangegangenen

⁹engl.: to bin, gruppieren, Gruppierung/Zusammenfassung

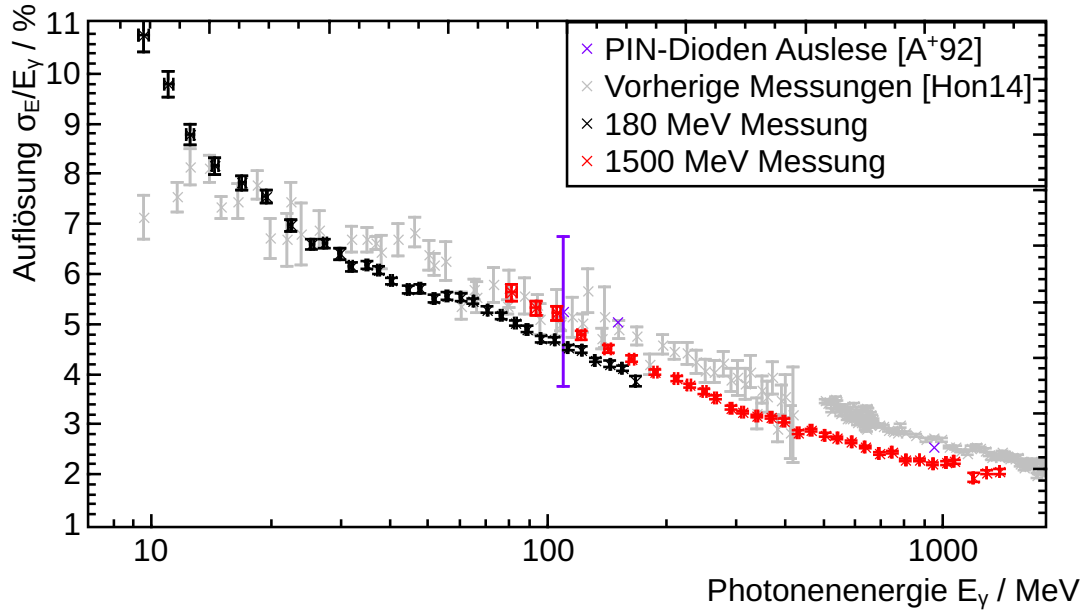


Abbildung 5.14: Mit dem 3×3 -Testdetektor bestimmte Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik aus den Messdaten des frontalen Einschusses von Photonen in Mainz. Zum Vergleich sind in Hellgrau Messdaten vorheriger Messungen des Teststandes (Auswertung aus [Hon14]), sowie in Violett die Auflösung des Crystal-Barrel-Kalorimeters bestimmt in [A+92] aufgetragen.

und in [Hon14] ausgewerteten Messungen gezeigt. Aufgrund nur weniger verfügbarer Daten vergleichbarer Rate bei vorherigen Messungen in Mainz sind diese mit sehr großen statistischen Fehlern behaftet. Zudem wurden die vorherigen Messungen mit einer ersten Prototypenserie durchgeführt, welche noch in entscheidenden Punkten Veränderungen erhielt. Diese Änderungen sind unter anderem ein verkleinerter Vorwiderstand der APD sowie eine weiterentwickelte Version der Hochspannungskarte, welche eine stärkere Stabilität bei hohen Ereignisraten aufweist.

Es zeigt sich, dass die Auflösung dieser Version der Elektronik vergleichbar zu der der vorherigen Prototypenversion ist. Die Analyse zeigt eine leicht bessere Auflösung als die mit der vorherigen, vor dem Umbau vorhandenen Elektronik des Kalorimeters. Somit kann diese Elektronik eingesetzt werden.

Auffällig ist, dass sich die beiden Messreihen der unterschiedlichen Primärenergien im Überlappbereich systematisch unterscheiden. Im Folgenden werden verschiedene mögliche Ursachen für die abweichenden Ergebnisse diskutiert. Da der Detektor nicht verändert wurde, ist zu erwarten, dass dieser in beiden Messungen die gleiche Auflösung erreicht.

Auszuschließen ist eine Beeinflussung durch die Temperatur. Bei beiden Messungen herrschte eine konstante Temperatur von $35,1 \pm 0,5$ °C in den Detektormodulen.

Mögliche Ursache kann die Beeinflussung der Auflösungsbestimmung durch die Auflösung des Taggers sein. Die Auflösungsbestimmung erfolgt immer für den Bereich eines Detektors der Photonenmarkierungsanlage. Dieser Energiebereich der Photonen ist allerdings ausgedehnt in der Energie und nicht für jeden Detektor identisch. Aufgetragen ist hier jeweils die bestimmte Auflösung für die mittlere Energie. Das Betrachten eines breiteren Energiebereiches einlaufender Photonen verursacht eine Auswaschung der bestimmten Energieauflösung. Wird die niederenergetischste Auflösungsbestimmung bei einer pri-

mären Strahlenergie von 1,5 GeV, also bei 81,3 MeV, betrachtet und verglichen mit der Auflösungsbestimmung im selben Energiebereich bei einer Primärenergie von 180 MeV, so beträgt die Binbreite der Photonenmarkierungsanlage 4,75 MeV im Vergleich zu nur 0,56 MeV. Die bestimmte Auflösung ist zusammengesetzt aus der des Detektors und der der Photonenmarkierungsanlage σ_T , wobei der Anteil, welcher aus der Energiebinbreite des Taggers ΔE_T resultiert, durch die Standardabweichung einer Gleichverteilung angenähert werden kann. Für eine Gleichverteilung gilt:

$$\sigma_T = \frac{1}{\sqrt{12}} \Delta E_T$$

Diese Formel ist nur als Näherung unter der Annahme gültig, dass die Rate der Bremsstrahlphotonen über den betrachteten Energiebereich konstant ist, also die Intervallbreite verglichen mit der Energie sehr klein und so die $\frac{1}{E}$ -Verteilung der Photonen vernachlässigbar ist. Rechnerisch ist es nicht ohne weiteres klar, wie sich die beiden Auflösungen addieren. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erreichen, könnte die Auflösung der Messung mit feineren Energiebins durch Zusammenfassen mehrerer benachbarter Bins künstlich angepasst werden. Da es nicht möglich war das gesamte Spektrometer in Mainz auszulesen, sind solche Daten nicht verfügbar. Um dennoch einen Eindruck dieses Effekts zu erhalten wurde versucht, die Auflösung numerisch entsprechend zu verschlechtern. Die Energiebins im überlappenden Bereich der Messungen für die 180 MeV Messung wurden mit der prozentualen Vergrößerung zu einem Energiebereich einer 1,5 GeV Messung verschmiert. Dazu wurden die Daten in Abstufungen verschoben, addiert und wieder normiert. Insgesamt wurden 1000 Abstufungen verwendet. Der Bereich der Verschiebung entspricht immer dem Bereich der größeren Abdeckung der Photonenmarkierungsanlage. Diese Methode verwendet ebenfalls die Näherung, dass die Rate der Bremsstrahlphotonen über den Energiebereich eines Taggerkanals konstant ist. Die Beschreibung des so erhaltenen Histogramms erfolgte mit derselben, zuvor zur Auflösungsbestimmung verwendeten Anpassungsmethode einer

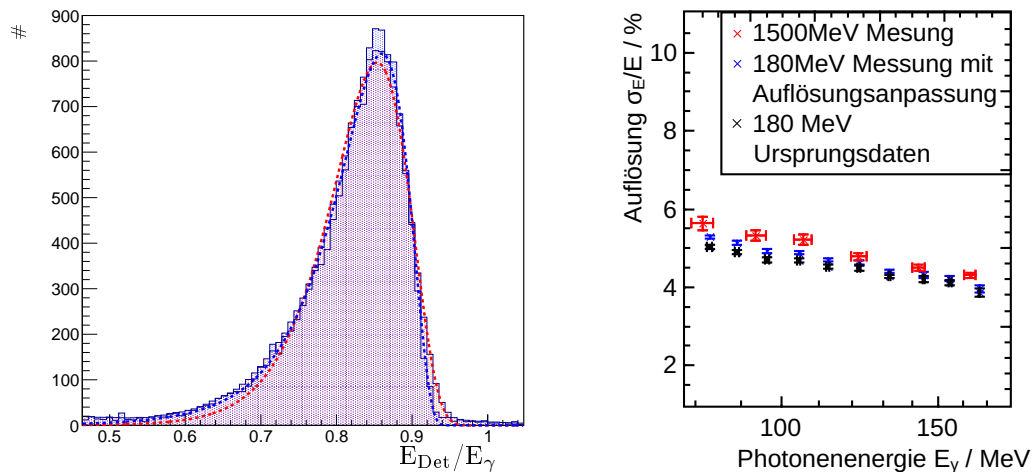


Abbildung 5.15: Einfluss der Taggerauflösung auf die Auflösungsbestimmung. Links ist die gemessene Energieverteilung bei 81,3 MeV in Blau, wie sie gemessen wurde, und in Rot, nachdem eine künstliche Auswaschung durchgeführt wurde. Die Daten wurden auf die einlaufende Photonenenergie normiert. Rechts ist der Einfluss dieser Anpassung im Überlappbereich der beiden Messungen gezeigt.

Novosibirsk-Funktion. In Abbildung 5.15 ist das erhaltene Histogramm im Vergleich zum ursprünglichen gezeigt. Zusätzlich sind die Auswertungsergebnisse des Energiebereichs, in dem die Messungen überlappen, dargestellt. Gerade für die niederenergetischen Messungen ist der Effekt deutlich sichtbar. Dennoch sind die Datenpunkte weiterhin nicht innerhalb der angegebenen Fehlerbalken konsistent. Betrachtet man sowohl das um die Taggerauflösung korrigierte Histogramm als auch die Messung bei der höheren Strahlenergie, so lässt sich kaum ein Unterschied feststellen. Effekte der Funktionsanpassung wirken sich hier möglicherweise systematisch aus, da auf Grund der Statistik die Höhe der Verteilungen falsch geschätzt wird.

In Abbildung 5.16 sind die aufeinander normierten Histogramme sowie die Differenz beider Histogramme gezeigt. Im oberen Fall ohne die künstlich herbeigeführte Verwaschung, im unteren Fall mit dieser. Ohne die Verwaschung ist deutlich die größere Breite, besonders der rechten Flanke (Bereich um 0,9) zu erkennen. Für den Fall der künstlichen Verwa-

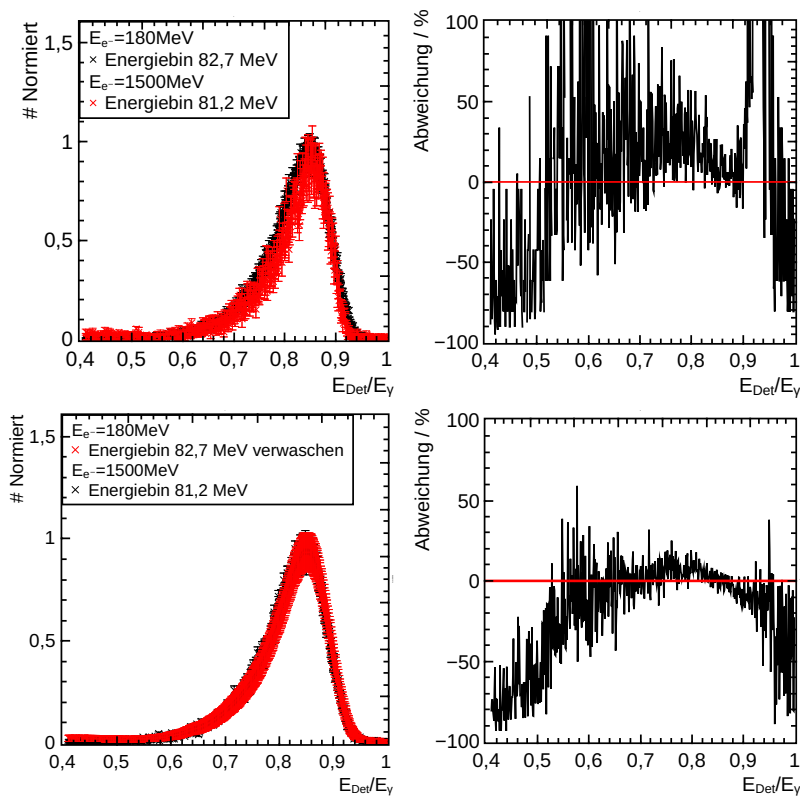


Abbildung 5.16: Vergleich der gemessenen Verteilungen des Energiebins bei 81,37 MeV bzw. 82,94 MeV aus den Messungen bei einer Primärenergie von $E_{e^-} = 180$ MeV und $E_{e^-} = 1500$ MeV. Die oberen zwei Graphen zeigen die gemessenen Daten und den Unterschied. Deutlich ist zu sehen, dass die Verteilung der Messung mit einer Primärenergie von 1500 MeV breiter ist. Die unteren Graphen zeigen den Vergleich der gemessenen Daten ($E_{e^-} = 1500$ MeV) mit einer künstlichen Auswaschung der Daten ($E_{e^-} = 180$ MeV). Die Verteilungen sind nahezu identisch. Systematische Unterschiede bei der Bestimmung der Breite der Verteilungen sind vermutlich ursächlich in der unterschiedlichen Statistik und der limitierten Präzision, die Breite dieser Verteilung durch die Funktionsanpassung zu beschreiben.

schung der Auflösung ist die linke Flanke (Bereich 0,7 bis 0,8) zwar noch leicht größer als die korrespondierende Messung, allerdings zeigt die rechte Flanke das leicht entgegengesetzte Verhalten. Ein größerer niederenergetischer Untergrund ist bei niedriger Primärenergie vorhanden. Die Vergleichbarkeit der Messungen beruht auf der Annahme, dass für beide Messungen die Teilchenstromrate der eintreffenden Photonen in den Testdetektor identisch war. Hierzu wurde, wie beschrieben, die Ereignisrate im zentralen Kristall über einer Schwelle gewählt. Unterschiede in den Bedingungen sind dennoch vorhanden, da bei einer höheren Primärenergie ein Teil der Rate über der Schwelle von höherenergetischen Photonen stammt. Dieser Unterschied ist systematischer Natur.

Vergleich zur früheren Parametrisierung

Um die Energieauflösung parametrisieren zu können, ist es nötig, die Zusammensetzung der verschiedenen Anteile, welche in die Auflösung eingehen zu parametrisieren. Für die Limitierung der Energieauflösung werden in [FL82] vier Effekte als Hauptursache genannt:

Statistische Fluktuationen, z. B. resultierend aus der Schauerbildung im Kristall, ergeben eine zu \sqrt{E} proportionale Variation. Für die Auflösung $A(E) = \frac{\sigma_E}{E}$ ergibt sich also eine $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit.

Der unvollständige Schauernachweis führt zu Energieverlusten und einer Auflösungslimitierung von $A(E) = \frac{\sigma_E}{E}$ abhängig von $\ln E$.

Das elektronische Rauschen bildet einen energieunabhängigen Anteil. Für die Auflösung $A(E) = \frac{\sigma_E}{E}$ ergibt sich somit eine $1/E$ Proportionalität.

Detektorabhängige Effekte wie Ungleichmäßigkeiten der Kristalle limitieren die Energieauflösung für hohe Energien, da sie einen zur Energie konstanten Beitrag verursachen, somit einen konstanten Term für $A(E)$.

Die Parametrisierung der an LEAR gemessenen Werte ist für die Energieauflösung durch $A(E) = \frac{0,25}{4\sqrt{E}}$ gegeben [A⁺92]. Die phänomenologische $1/4\sqrt{E}$ Abhängigkeit wird auch für andere Kalorimeter, wie z. B. den BaBar-Detektor [A⁺13], als zusätzlicher Term der Energieauflösung geführt. Für die Anpassung einer Parametrisierung an die Messergebnisse werden im Überlappbereich die Messpunkte der primären Elektronenstrahlenergie von 180 MeV verwendet. Abbildung 5.17 zeigt die gemessenen Daten mit zwei angepassten Parametrisierungen sowie den Vergleich zu der in [A⁺92] angegebenen Formel für die Energieauflösung der vorherigen Auslese mit PIN-Dioden und die dazu in [A⁺92] veröffentlichten Datenpunkte. Die erste Parametrisierung beinhaltet die quadratische Addition aller oben genannten Beiträge. Die Anpassung ergibt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (2,44 \pm 0,06)\% \oplus \frac{(0,0599 \pm 0,0133)\%}{E} \oplus (3,82 \pm 0,32)\% \cdot \ln(E)$$

Dabei ist die $\frac{1}{\sqrt{E}}$ -Abhängigkeit innerhalb des Fehlers mit 0 verträglich und nicht mit angegeben. Es zeigt sich, dass diese Parametrisierung die Daten gerade zu hohen Energien hin nicht optimal beschreibt. Die zweite Anpassung enthält zusätzlich einen Term der Abhängigkeit $\frac{1}{4\sqrt{E}}$. Es ergibt sich eine die Datenpunkte wesentlich besser beschreibende Funktion der Form:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(0,0569 \pm 0,0093)\%}{E} \oplus (1,92 \pm 0,79)\% \cdot \ln(E) \oplus \frac{(2,31 \pm 0,26)}{4\sqrt{E}}$$

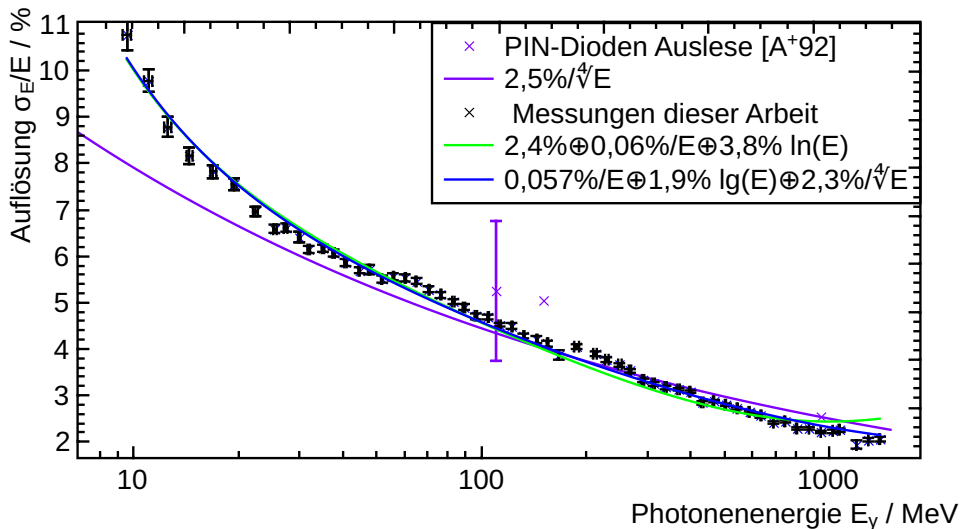


Abbildung 5.17: Parametrisierung der Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik. Zum Vergleich sind in Violett die Auflösung des Crystal-Barrel-Kalorimeters bestimmt in [A⁺92] aufgetragen.

Hierbei sind sowohl der konstante Term als auch die $\frac{1}{\sqrt{E}}$ -Abhängigkeit mit Null verträglich und nicht angegeben. Interessant ist die Betrachtung der $\frac{1}{E}$ -Abhängigkeit. Diese beschreibt das elektronische Rauschen und ist direkt mit dem Pedestal (dem Rauschen der Nulllinie des Detektoraufbaus) in Verbindung zu setzen. So beträgt die Breite der Pedestal im Mittel 2,4 Kanäle, welche einer Energie von 144 keV entspricht. Da für die Auflösung die Summe von neun Kristallen verwendet wird, beträgt der Anteil des elektronischen Rauschens etwa das $\sqrt{9}$ -fache, somit in etwa 432 keV. Aus der Anpassung der Parametrisierung ergibt sich ein Beitrag des elektronischen Rauschens von 569 keV. Obwohl eine recht große prozentuale Abweichung vorhanden ist, zeigen die Werte, dass hier die Parametrisierung die physikalische Eigenschaft des Rauschens widerspiegelt. Die weiteren Parameter können leider nicht in dieser einfachen Weise überprüft werden.

Der Vergleich mit den an LEAR gemessenen Werten der Energieauflösung zeigt, dass diese Auflösung mindestens reproduziert werden kann.

5.7.4 Messung der Energieauflösung bei einer Verstärkung der APD von Faktor 100

Die Betrachtung des Energieeintrags pro Detektormodul, abhängig von seiner Position im Kalorimeter (siehe Abbildung 5.18), zeigt deutlich, dass die Anzahl der hochenergetischen Ereignisse mit zunehmend größerem Winkel zur Strahlachse abnimmt. Die Daten sind extrahiert aus einer Strahlzeit bei einer Primärstrahlenergie von $E_e = 3,2$ GeV, gemessen an einem Flüssigwasserstofftarget mit linear polarisierten Photonen. Während in den in Strahlrichtung vordersten drei Ringen (Index 1 bis 3) noch Ereignisse bis 2 GeV auftreten, ist der maximale Energieeintrag in der rückwärtigen Hälfte (Ring 14-23) wesentlich geringer. Weniger als 0,01 ‰ der Ereignisse besitzen eine Energie größer als 500 MeV. Zur optimalen Ausnutzung der Digitalisierungselektronik muss der maximal detektierbare Energiebereich zwar so groß wie nötig, aber auch so klein wie möglich gewählt werden, um keine Auflösung zu verlieren. Um den Rauschbeitrag der Backend-Elektronik gering zu halten, muss das Signal frühestmöglich hoch verstärkt werden, ohne zu viel Rauschen zu

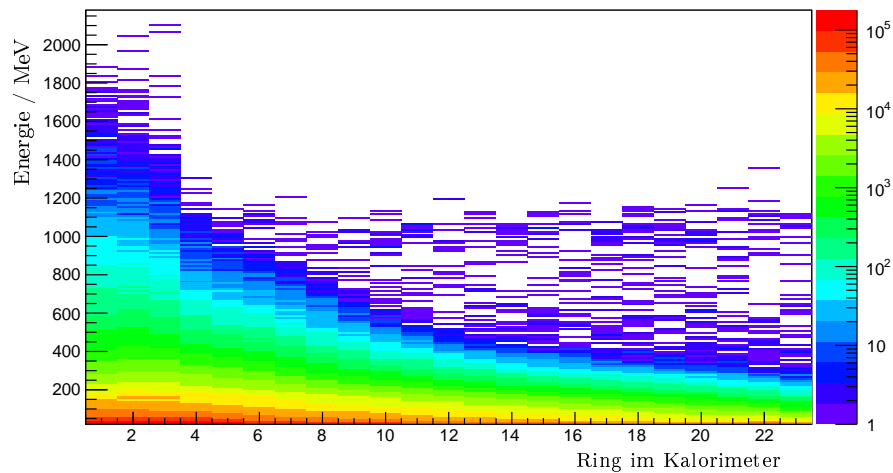


Abbildung 5.18: Energiedeposition in den Modulen des Crystal-Barrel-Kalorimeters zusammengefasst nach Ringen. Mit 1 ist der Ring in vorderster Richtung in Strahlrichtung bezeichnet, Ring 23 bezeichnet den letzten rückwärtigen Ring, fast 180° zur Strahlausbreitungsrichtung. Die Daten stammen aus einer Produktionsstrahlzeit im Jahr 2013 mit einem Wasserstofftarget.

generieren. Die Möglichkeit den dynamischen Bereich nachträglich anzupassen, bietet eine Veränderung des Verstärkungsfaktors der APD. Da die Bias-Spannung jeder APD individuell ferngesteuert eingestellt werden kann, ist der Verstärkungsfaktor jeder APD einzeln darüber anpassbar. Bereits bei den Möglichkeiten zur Energiekalibrierung des Detektoraufbaus wurde gezeigt, dass eine Verzehnfachung der Verstärkung, welche einer Reduzierung des dynamischen Bereiches um denselben Faktor entspricht, möglich ist. Für Messungen des physikalischen Programms wäre eine Halbierung des dynamischen Bereiches in gewissen Sektionen zu empfehlen. Um die Realisierbarkeit zu zeigen und die Energieauflösung zu bestimmen, fand mit Hilfe des Testdetektors in Mainz auch eine Messung bei einer Verstärkung von Faktor 100 statt. Abbildung 5.19 zeigt die Auswertung der Energieauflösung. Die Energiekalibrierung des Detektorsystems wurde ebenfalls bei der veränderten Verstärkungseinstellung der APDs durchgeführt, der Verstärkungsfaktor der APDs wurde über das Lichtpulsersystem bestimmt. Die Analyse erfolgte analog zur Auflösungsbestimmung bei einem Verstärkungsfaktor der APD von 50. Hier zeigt sich, dass die Messgenauigkeit auf Grund einer wesentlich geringeren zur Verfügung stehenden Statistik einen entsprechend größeren statistischen Fehler aufweist. Gerade bei niedrigen Energien ergibt sich eine große Abweichung. Hier ist der zufällige Untergrundbeitrag auf Grund der $\frac{1}{E}$ -Verteilung der eintreffenden Photonen besonders groß. Dies kann zu einem systematischen Effekt in der Auswertung führen. Für eine qualitative Aussage der Energieauflösung im Bereich $E_\gamma < 35$ MeV ist eine weitere Auswertung mit erhöhter Statistik zu empfehlen. Die gezeigten Fehler beschreiben die Unsicherheit der Breite der angepassten Novosibirsk-Funktion. Die Messungen bei einer Strahlenergie von 1500 MeV deuten eine leichte Verschlechterung der Auflösung zu niedrigen Energien an, welche die Messung bei 180 MeV nicht bestätigt. Für niedrige Energien zeigt sich tendenziell eher eine Verbesserung der Auflösung.

Im Rahmen der Mess- und Analysegenauigkeit ist davon auszugehen, dass Messungen mit einer Verstärkung der APD von Faktor 100 im Vergleich zu Faktor 50 keinen signifikanten Einfluss auf die Energieauflösung verursachen.

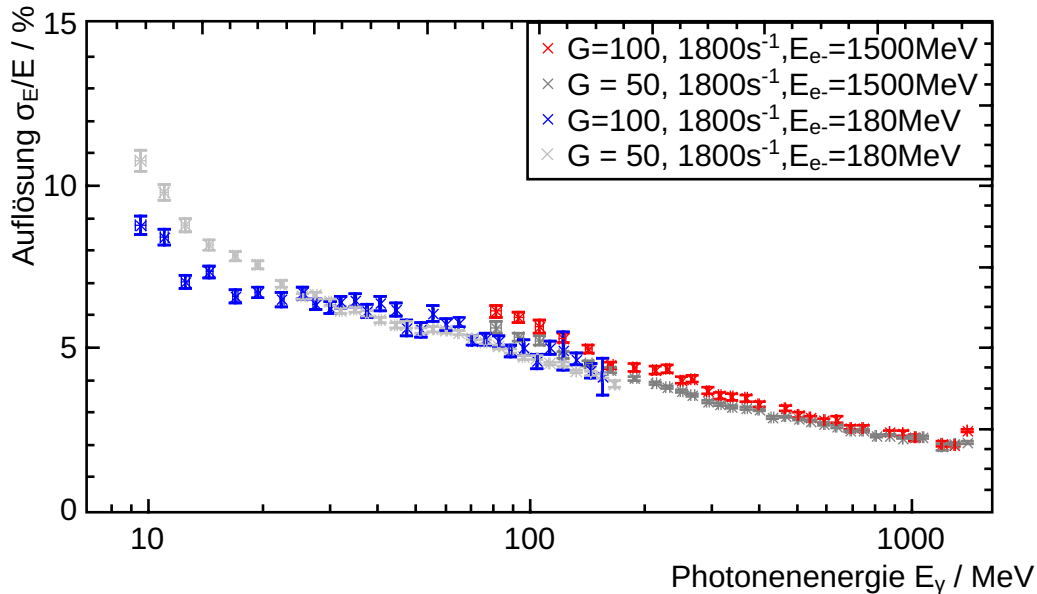


Abbildung 5.19: Bestimmte Auflösung des 3×3 Testdetektors bei einer Erhöhung des Verstärkungsfaktors der APD auf 100. In Grau sind zum Vergleich die erhaltenen Messdaten bei einer Verstärkung der APD von 50 eingezeichnet.

5.7.5 Einfluss der Teilchenstromrate auf die Auflösung

Zur Untersuchung des Einflusses einer veränderten Teilchenstromrate auf die Energieauflösung des Detektors wurden dedizierte Messungen in Mainz durchgeführt. Hierbei wurde die einkommende Photonenrate variiert und als Referenz die Anzahl an Ereignissen im Zentralkristall über einer Schwelle von 6,5 MeV gewählt. Eine unabhängige Referenz könnte die Zählrate im Taggingspektrometer bieten, welche bei diesen Testmessungen an MAMI allerdings nicht ausgelesen wurde. Die Szintillationsereignisse werden nach der Signalverarbeitung durch einen QDC digitalisiert. Dieser integriert den Strom über ein vorgegebenes Fenster von $6 \mu\text{s}$ und digitalisiert das Ergebnis. Insbesondere bei hohen Teilchenstromraten können Überlagerungen von einzelnen Signalen innerhalb dieses Fensters auftreten. Diese verfälschen die Messergebnisse des QDC. Weder die Subtraktion der Überlagerung durch ein nachträgliches Verarbeiten der Daten, noch ein Erkennen des Messwerts, welcher einen Überlapp enthält, ist möglich.

Ein zweiter Effekt, der sich auf die Genauigkeit einer Messung mit dem QDC auswirkt, ist die Verschiebung der Nulllinie bei hohen Ereignisraten. Die Signalverarbeitungskette besteht nach einer Signalauskopplung über einen Kondensator vor dem Vorverstärker aus linearen Signalverarbeitungselementen. Deshalb muss der zeitliche Mittelwert des Ausgangssignals auf großen Zeitskalen unabhängig von den auftretenden Signalamplituden sein. Je höher der mittlere Signalbeitrag ist, um so stärker verschiebt sich der Nullwert in negative Richtung. Dieser Effekt wurde auch mit dem Lichtpuls in Abschnitt 4.6.1 untersucht.

Ein dritter Effekt, der die Auflösung beeinträchtigen kann, liegt in der Stabilität des Verstärkungsfaktors der APD. Dieser muss unabhängig von der im Experiment auftretenden Signalrate konstant bleiben. Eine Abhängigkeit kommt hier zustande, da der Signalstrom der APD mit einem Kondensator an den Eingang des Vorverstärkers angekoppelt ist.

Deshalb fließt im zeitlichen Mittel alle Ladung über den Biaswiderstand ab. Durch den fließenden Strom, welcher aus Signalstrom und Dunkelstrom besteht, kommt es zu einem Spannungsabfall:

$$\Delta U = R_{\text{Bias}} \cdot (I_{\text{dark}} + I_{\text{signal}})$$

Die Problematik dieses Effekts konnte bei einer ersten Prototypenversion bei früheren Messungen beobachtet und mit dem Lichtpulser gezeigt werden (siehe Abbildung 5.20). Weitere Untersuchungen zu dieser Prototypenversion und die daraufhin erfolgte Modifikation der Elektronik sind in [Hon14] beschrieben.

Einen weiteren Einfluss bei hohen Teilchenstromraten kann die Pole-Zero-Kompensation im Energiefilter ausüben. Deren Anpassung ist nur mit einer endlichen Präzision möglich, wodurch sich nach den Signalen Überschwinger mit umgekehrter Polarität des Signals oder bei einer Überkompensation ein zu langsames Abklingen des Pulses ergeben können. Beides kann zu einer Beeinflussung des QDC-Wertes führen, deren Wahrscheinlichkeit mit steigender Ereignisrate zunimmt.

Zur Untersuchung der Ratenabhängigkeit der für die Modifikation des Kalorimeters vorgesehenen Version der Ausleseelektronik wurden Daten bei unterschiedlicher Ereignisrate über einer Schwelle von 6,5 MeV im zentralen Kristall des 3×3 Detektortestarrays aufgenommen. Dazu wurde die Strahlintensität des Beschleunigers variiert. Die Auswertung erfolgte wieder analog zu den vorherigen Auswertungen über die Anpassung einer Novosibirsk-Funktion an die Verteilungen. In Abbildung 5.21 ist das Ergebnis der Auswertung gezeigt.

Bei Raten des Teilchenstroms bis $1,8 \text{ ks}^{-1}$ über einer Schwelle von 6,5 MeV ist keinerlei Unterschied festzustellen. Bei der Messung von $7,5 \text{ ks}^{-1}$ ergeben sich die ersten Abweichungen im niederenergetischen Bereich. Da diese Messungen nicht die Hauptuntersuchungen der Strahlzeit darstellten, sind teilweise nur eine geringere Statistik und nur wenige unterschiedliche Strahlintensitäten verfügbar. Bei einer hohen Strahlintensität tritt ein höherer Untergrund auf, da die Wahrscheinlichkeit steigt, dass bei dem Verlust eines Photons bei der Strahlkollimation gleichzeitig ein anderes Photon im Detektor nachgewiesen wird. Auch steigt die Wahrscheinlichkeit von zufällig gleichzeitig eintreffenden Photonen und der daraus resultierenden zu hohen Summenenergie. Da diese Effekte einen konstanten Störbeitrag darstellen, ist der Einfluss erwartungsgemäß relativ betrachtet größer, je kleiner die detektierte Energie ist. Diese Effekte führen zu einer verschlechterten Auflösung.

Einen relevanten Einfluss der erhöhten Rate auf die Energieauflösung kann ab 15 ks^{-1} angenommen werden. Hier ergibt sich bereits für Energien unter 60 MeV eine Verschlechterung um mehr als 10% im Vergleich zur Auflösung bei niedrigeren Raten.

Die Rate, welche als vergleichbar zu den Raten im Crystal-Barrel-Experiment anzusehen ist, liegt im Bereich von $1,8 \text{ ks}^{-1}$.

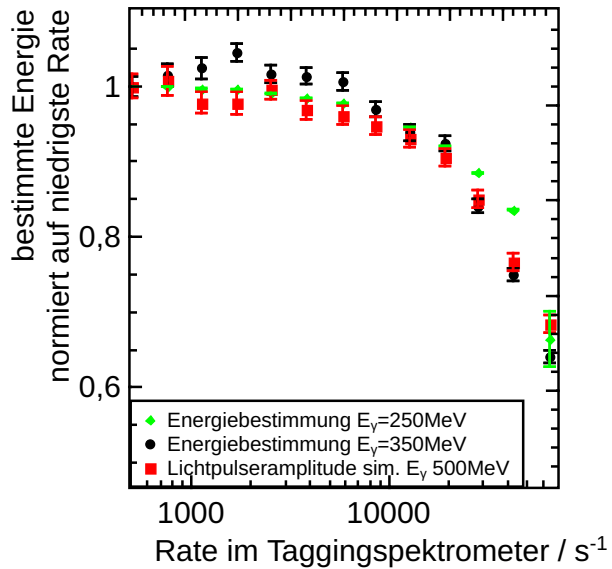


Abbildung 5.20
Signaleinbruch der vorherigen Prototypenversion bei einer steigenden Rate der einlaufenden Photonen.

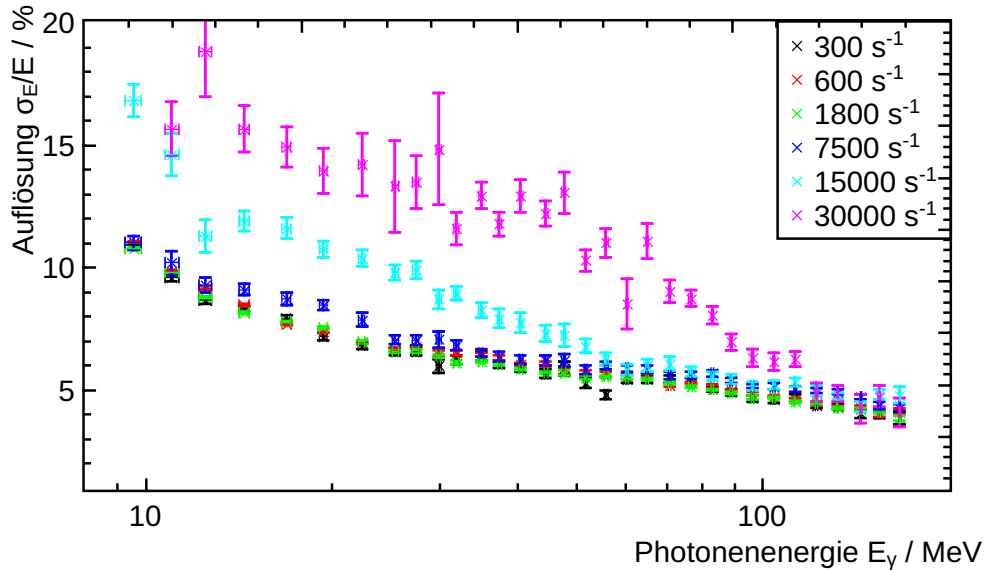


Abbildung 5.21: Auflösung des 3×3 Testdetektors bei unterschiedlichen eintreffenden Photonstromintensitäten. Die angegebene Rate entspricht der Anzahl an Ereignissen im Zentralkristall über einer Schwelle von 6,5 MeV.

5.7.6 Bestimmung der Zeitauflösung

Neben der Möglichkeit ein Triggersignal des Kalorimeters zu erzeugen, wird die Neuentwicklung auch zu einer Zeitbestimmung der Ereignisse im Kalorimeter genutzt. Dies war bisher nur für den kleinen vorwärtigen Bereich (12° bis $27,5^\circ$) des Kalorimeters möglich, der durch Photomultiplier ausgelesen wurde. Dieser Bereich zeigte eine Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 0,79 \pm 0,01 \text{ ns}$ [Har08]. Bei einer festen Energie variiert das Zeitsignal statistisch verteilt. Die Breite dieser Verteilung gibt die Genauigkeit der Zeitinformation an. Eine Charakterisierung ist über die Standardabweichung oder das FWHM der Verteilung möglich. Neben der möglicherweise energieabhängigen Zeitauflösung des Detektors ist auch die Latenz, der Zeitunterschied zwischen dem physikalischen Ereignis und der digitalen Verfügbarkeit der Zeitinformation, von Interesse. Diese Latenz muss hinreichend gering für die Erzeugung eines Triggersignals sein. Zudem ist die Latenz unter Umständen von der im Detektor deponierten Energie abhängig, was als Timewalk bezeichnet wird. Eine Reduktion des Timewalks über die Anstiegszeit (siehe 2.3.3) und deren Optimierung wurde in [Blo12] untersucht. Hier wurde ebenfalls bereits für eine Triggerschwelle von 10,9 MeV eine absolute Latenz von $213 \pm 11 \text{ ns}$ und ein Timewalk von $28 \pm 3 \text{ ns}$ gemessen. Dies erfüllt die Anforderungen des Crystal-Barrel-Experiments, wonach die Signale des Kalorimeters innerhalb von 300 ns verfügbar und dann schon bereits ab 10 MeV vom Rauschen getrennt sein müssen. Am Crystal-Barrel-Kalorimeter wird die Digitalisierung des Zeitsignals durch einen in die FPGA des Clusterfinders integrierten TDC ermöglicht (siehe 2.3.3). Um die Anforderungen an diesen TDC zu evaluieren, erfolgte die Digitalisierung der Signale im Teststand mit einem kommerziell erhältlichen CAEN Mod V1290A TDC [CAE15]. Für jedes Detektormodul wird das Signal des Zeitfilters über vier Schwellen und aus jeweils zwei Schwellen ein gegen den Timewalk korrigiertes Signal (kompensierte Schwelle) mit dem TDC digitalisiert. Wird für ein Detektormodul die Zeitinformation einer Schwelle über der Energie für eine Schwelle aufgetragen, so ergibt sich eine gebogene Signalanhäufung, welche bei hohen Energien gegen einen konstanten Zeitpunkt läuft. Abbildung 5.22 links

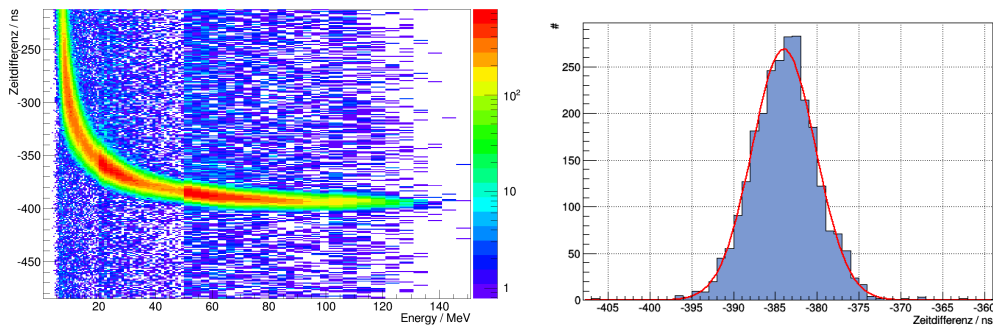


Abbildung 5.22: Links: Aufgetragen ist die Differenz zwischen der gemessenen Zeit des Signals eines Detektormoduls und der des Taggingspektrometers. Die bei Energien $E < 40$ MeV zu späteren Zeiten verschobene Anhäufung der Zeiten, der sogenannte Timewalk, ist erwartet. Signale einer geringeren Amplitude überschreiten bei konstanter Pulsform die Diskriminatorschwelle später als Signale einer höheren Amplitude; ihre Anstiegsflanke ist weniger steil. Rechts: Verteilung eines Energiebins von 50 – 53 MeV zur Bestimmung der Zeitauflösung durch die Anpassung einer Gaußfunktion.

zeigt ein solches Histogramm. Auf Grund der für höhere Energien geringeren Statistik, aber auch geringer ausgeprägten Energieabhängigkeit der Verteilung, ist das Binning des Histogramms ab 20 MeV und 50 MeV jeweils vergrößert. Aus diesem Histogramm kann die Zeitauflösung und deren Energieabhängigkeit ebenso wie die Energieabhängigkeit der Latenz bestimmt werden. Die Zeitauflösung ergibt sich aus der Breite des Bandes, die Latenz aus ihrem Schwerpunkt. Die angegebene Zeit entspricht der Differenz zwischen der gemessenen Zeit des Detektormoduls und der des Taggingspektrometers. Das gebogene Band ist in dieser Form zu erwarten. Die zum Überschreiten der Diskriminatorschwelle notwendige Signalamplitude wird von kleinen Pulsen auf Grund der konstanten Pulsform später überschritten als von großen Pulsen. Daher werden niederenergetische Ereignisse später detektiert als hochenergetische. Der maximale Timewalk beträgt hier etwa 250 ns. Dies ist zu erwarten, da die Anstiegszeit der Signale nach dem Zeitfilter typischerweise etwa 300 ns beträgt. Da die Laufzeit der Signale aus dem Taggingspektrometer unbekannt ist, ist es nicht möglich, eine Aussage über den Absolutwert der Latenz zu treffen, sondern nur über ihre Variation. In Abbildung 5.22 rechts ist die Verteilung der Zeiten für den Energiebereich von 50 – 53 MeV der im Detektormodul nachgewiesenen Energie gezeigt. Angepasst ist eine Gaußfunktion, welche genutzt wird, um die Auflösung zu quantifizieren.

Um die Zeitauflösung für einen weiten Energiebereich zu quantifizieren, wird an die Zeitverteilung jedes Energiebins eine Gaußfunktion angepasst und die resultierende Standardabweichung der Anpassung aufgetragen. In Abbildung 5.23 ist das Ergebnis für vier unterschiedliche Schwellen zu sehen. Die Zeitauflösung σ_t ist, wenn die Fluktuationen durch unkorrelierte Signale des elektronischen Rauschens verursacht werden, durch den Effektivwert des Rauschsignals σ_n und die Änderungsrate (der Steilheit) des Signals U bestimmt [Leo94]: $\sigma_t = \frac{\sigma_n}{|\frac{dU}{dt}|}$. Dadurch ist die Zeitauflösung durch die Signalform des Zeitsignals von der gesetzten Schwelle abhängig. Das Zeitsignal wird zunächst beim Ansteigen steiler, bis es eine maximale Steigung erreicht und flacht anschließend bis zum Erreichen des Maximums wieder ab. Erwartungsgemäß ist deshalb die Auflösung einer höheren Schwelle für höhere Energien besser, für niedrigere Energien aber umso schlechter. Für eine niedrige

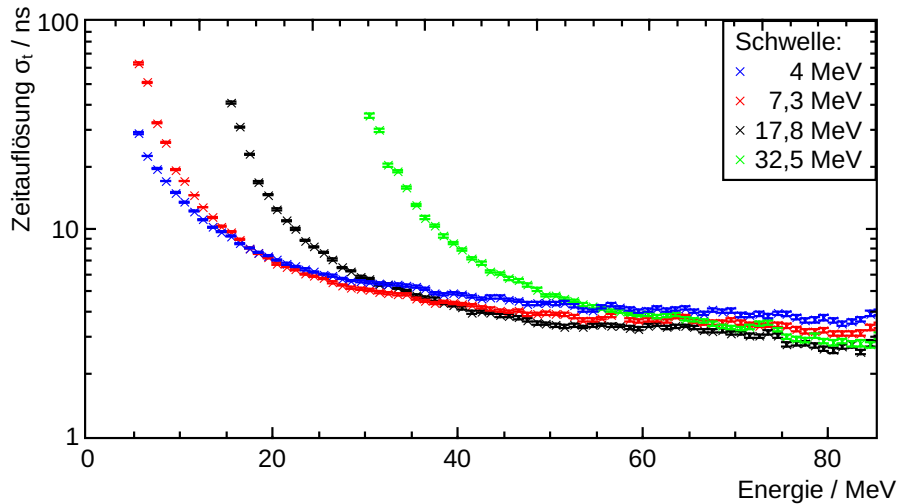


Abbildung 5.23: Zeitauflösung eines Detekormoduls gemessen für vier unterschiedliche Diskriminatorschwellen. Für eine höhere die Schwelle des Diskriminators ist die erreichte Zeitauflösung bei hohen Energien besser, da die Schwelle dann in einem steileren Bereich des Signals anliegt.

Schwelle ergibt sich genau das gegenteilige Verhalten, da für Energien, die weit über der Diskriminatorschwelle liegen sich die Schwelle im steileren Bereich des Signals befindet. Ist die gemessene Energie allerdings nur leicht höher als die Schwellenenergie wird bereits der flachere Bereich der Steigung des Signals erreicht. Somit verbessert sich die Auflösung, wenn die Schwelle verkleinert wird und so wieder im steileren Bereich des Signals liegt.

Ab einer Energie von 20 MeV ist die Auflösung bei deutlich geringerer Schwelle bereits kleiner als 9 ns, ab 60 MeV ist es bereits möglich eine Auflösung kleiner als 4 ns zu erreichen. Hier zeigt sich, dass ein in eine FPGA implementierter TDC, welcher mit einer Taktfrequenz von 800 MHz die Daten abtastet, für diese Zeitauflösung eine ausreichende Präzision liefert.

5.8 Zusammenfassung der Ergebnisse des Teststandes

Mit dem Teststand aus neun Kristallen des Kalorimeters wurde eine vollständige Testumgebung der Elektronik für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters auf eine Auslese mit APDs entwickelt. Dieser ermöglichte neu entwickelte Prototypen in einer dem Kalorimetraufbau nachempfundenen, vergleichbaren Umgebung zu testen. So erfolgten die Prototypentwicklungen des Lichtpulsersystems an diesem Testdetektor. Auch eine mögliche Kalibrationsmethode durch radioaktive Quellen ohne Beteiligung des Beschleunigers wurde im Rahmen von Messungen am Teststand qualifiziert: Die Möglichkeit mit unveränderter Kalorimeterelektronik über eine Veränderung der Verstärkung der APD (nachvollziehbar über Messungen mit dem Lichtpulsler) Spektrallinien radioaktiver Präparate zu messen.

Durch den mobilen Einsatz des Testdetektoraufbaus wird es ermöglicht Messungen nicht nur im Labor, sondern auch an Teststrahlplätzen von Beschleunigern durchzuführen. So wurden die finalen Messungen am energiemarkierten Photonenstrahl an MAMI in Mainz zur Bestimmung der Auflösung durchgeführt. Die Auflösung wurde ab einer Energie von 100 MeV besser als 5,3% und bei Energien über 1 GeV besser als 2,2% bestimmt und somit die Prototypenelektronik für die Massenproduktion und den Umbau des Kalorimeters qualifiziert.

Das Ergebnis einer Bestimmung der Energieauflösung bei einer APD-Verstärkung von Faktor 100 zeigte, dass hier keine Verschlechterung der Energieauflösung zu erwarten ist. Dadurch bietet sich die Möglichkeit einer Anpassung des dynamischen Bereiches des Experiments um mindestens einen Faktor zwei, auch in fließenden Abstufungen durch eine veränderte Verstärkung der APD.

Die Untersuchungen der Ratenabhängigkeit ergaben, dass bei momentan im Crystal-Barrel-Experiment auftretenden Raten keine Beeinflussung zu erwarten ist. Durch die neu zur Verfügung stehenden Zeitinformationen sind möglicherweise Beeinflussungen der Energiebestimmung bei hohen Teilchenströmen reduzierbar. Ereignisse, welche in einem großen zeitlichen Fenster mehrere Einträge zeigen, die im Integrationsfenster des QDC liegen, können in der Analyse verworfen werden. Ein Trennen der Energieinformationen ist nicht möglich. Eine effizientere Möglichkeit bietet die Erweiterung auf eine SADC-Digitalisierung. Da hier die Signalform für jedes Ereignis ausgewertet und Algorithmen zur Separation von Doppelpulsen angewendet werden können, lassen sich auch Ereignisse mit Überlagerungen weiterhin nutzen. Auch die Nulllinie ist hier für jedes Ereignis bestimmbar, wodurch auftretende Verschiebungen eliminiert werden können.

Die bestimmten Zeitinformationen der Detektormodule bieten die Möglichkeit zufälligen Untergrund zu reduzieren und dadurch die Ereignisrekonstruktion zu verbessern. Die gemessene Zeitauflösung bestätigt, dass die Entwicklung eines TDC mit hoher Packungsdichte, der eine Abtastrate von 1,25 ns erreicht, genügt. Folglich ist eine kombinierte Lösung mit dem Clusterfinder in einer FPGA anzustreben, welche in [Kla18] entwickelt wird.

Kapitel 6

Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters

Jedes der 1320 Detektormodule des Crystal-Barrel-Kalorimeters ist äquivalent aufgebaut. An den CsI(Tl)-Kristall schließt sich die Ausseelektronik (Frontend) an. Diese besteht aus zwei APDs, einem Vorverstärker (Typ SP917e [Ste13]), einer Hochspannungskarte und einer Hauptplatine (Mainboard). Das Frontend wurde in [Hon14] entwickelt. Die elektronischen Komponenten werden in einer mechanischen Struktur befestigt, welche ebenfalls Halt zur Befestigung eines Lichtleiters des Lichtpulsersystems bietet. Im Folgenden wird auf einige Details des Aufbaus der Detektormodule eingegangen und die Kalibrierung der Detektoren vor dem Zusammenbau zum Crystal-Barrel-Kalorimeter beschrieben.

6.1 Lichtsammlung und Befestigung der APDs

Die APDs wandeln das Szintillationslicht des Kristalls in ein elektrisches Signal um. CsI(Tl) ist mit 66000 Photonen pro MeV ein sehr heller, aber mit einer Abklingzeitkonstanten von 1220 ns auch sehr langsamer Szintillator [O⁺14]. Je größer der Anteil des Lichtes ist, welches die APD trifft, umso eher ist es möglich, ein Signal über dem Rauschen zu erhalten, aus welchem sich ein Trigger erzeugen lässt. Der Kristall ist an fünf Seiten in drei Lagen eines

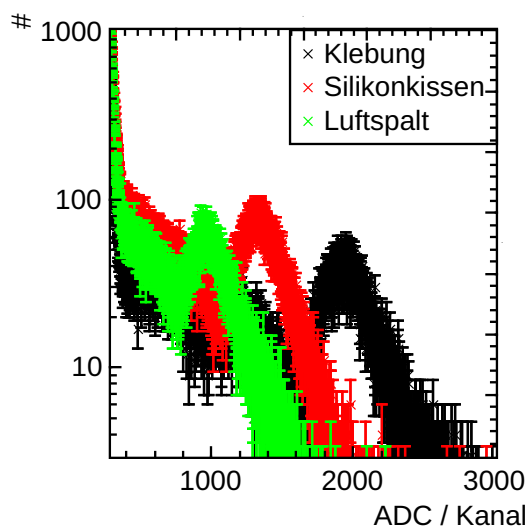


Abbildung 6.1: Messung der ¹³⁷Cs-Spektrallinie bei unterschiedlicher Ankopplung der APD.

1,5 mil (ca. 38 μ m) dicken Teflontuches eingeschlagen. Dieses ist in eine dünne aluminiumbedampfte Folie eingepackt und letztlich in einer stabilen Titantüte eingespannt, welche den Aufbau zum Kalorimeterfass stützt.

Es wurde untersucht, wie der nicht von der aktiven Fläche der APD abgedeckte Bereich des Kristallendes bedeckt werden sollte, um möglichst wenig Licht durch Absorption zu verlieren. Verwendung findet die hochreflektierende Folie VM2000. Ein noch besseres Material wäre Nitrozellulose (4% besser). Dieses ist aber auf Grund seiner Selbstentzündlichkeit bei hohen Temperaturen nicht einsetzbar [Enz11].

Ebenso wurden mehrere Studien zur möglichst effektiven Ankopplung der APDs an den Kristall unternommen. Ankopplungen durch Anpressen mit einem minimalen Luftspalt, ebenso das Einsetzen eines Silikonkissens zwischen APD und Kristall, erwiesen sich als nicht so effektiv wie die direkte Verklebung der APD mit dem Kristall. In Abbildung 6.1 ist die ¹³⁷Cs-Spektrallinie gemessen mit einem

APD-Paar und identischer Elektronik bei dieser Veränderung der Ankoppelung gezeigt.

Auf die Tests der verwendeten Kleber wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

6.1.1 Meltmount

Der bis zur ersten Serienfertigung verwendete und zunächst vorgesehene Kleber zur Befestigung der APDs am Kristall ist der Meltmount 1.582 Kleber. Dieser zeichnet sich durch seine Eigenschaft aus, wieder ablösbar zu sein. Die Festigkeit des Klebers ist von der Temperatur abhängig und durch Erwärmen und Abkühlen jederzeit reversibel veränderbar. Außerdem ist der Brechungsindex des Klebers von $n = 1,582$ bei 589 nm dem von CsI(Tl) ($n = 1,79$ [O⁺14]) recht nahe. Dies minimiert Brechungsverluste an der Grenzschicht von Kleber und Kristall.

Die Eigenschaft des Wiederablösens wird über einen reversiblen Verflüssigungsprozess erreicht, welcher mit der Temperatur korreliert. Bei einer Temperatur von 65 °C ist der Kleber flüssig [CL11]. Bei Raumtemperatur erreicht der Kleber eine augenscheinlich feste Form, welche allerdings als sehr zähfließend beschrieben werden kann. Eine auf eine senkrechte Glasfläche geklebte APD verschob sich innerhalb von 13 Tagen durch ein Gewicht von (30 ± 1) g um 1,2 cm. Auch ohne eine von außen einwirkende Kraft verschieben sich APDs auf einer senkrechten Kristallfläche bei Raumtemperatur (siehe auch Abbildung 6.2(a)). Dies wird durch eine Fixierung und Anpressen der APD mittels Federn der



(a) Verschiebung der APDs

(b) Blasenbildung in der Klebeschicht

Abbildung 6.2: Links ist zu sehen, wie sich APDs nach dem Aufkleben durch eine vertikale Lagerung auf dem Kristall verschoben haben. Im rechten Teil des Bildes ist ein Ausschnitt des Tests mit einem zusätzlichen Gewicht an der APD gezeigt. Rechts sieht man die Blasenbildung im Kleber vor der aktiven Fläche der APD.

Haltestruktur unterbunden. In Untersuchungen zu plötzlich auftretenden Verschlechterungen und Variation der Lichtankopplung bei einigen Kristallen der ersten Serienfertigung konnte festgestellt werden, dass bei einigen Klebungen eine Blasenbildung in der Klebefläche zwischen aktiver Fläche der APD und Kristall stattfand. In Klebetests auf Glasplatten war zu sehen, dass diese Lufteinschlüsse nach der Klebung entstanden und über die Zeit örtlich wanderten. Abbildung 6.2(b) zeigt Fotografien der entstandenen Blasen auf den

APD-Flächen. Als Ursache für das Auftreten der Blasenbildung wurden besonders seitliche Scherkräfte auf die Klebefläche identifiziert. Eine Anpassung der Haltestruktur vermeidet die Blasenbildung. Allerdings werden durch die flexible Leiterplatte des Vorverstärkers, worüber die APDs angeschlossen sind, und damit durch die mechanischen Gegebenheiten, unvermeidbare Kräfte auf die APDs übertragen. Dadurch verbleibt ein Restrisiko, zudem fehlen Erfahrungen über längere Zeiträume, um die Probleme ganz ausschließen zu können.

6.1.2 Dow Corning

Dow Corning 3145 ist ein Silikon, welches zur Befestigung von APDs im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kalorimeter verwendet wird. Der Brechungsindex beträgt $n = 1,41$, was eine leichte Verschlechterung verglichen mit dem Meltmount Kleber darstellt. Die Eigenschaften des Silikons sind eine extreme Dehnbarkeit (626 %) und eine Festigkeit der Klebung, welche in einem Temperaturbereich von -45°C bis 200°C als unveränderlich gilt [Cor15]. Die Durchhärtungszeit des Klebers beträgt für unsere Klebefläche 7 Tage, eine belastbare Festigkeit wird bereits nach zwei Tagen erreicht. Im Zeitraum bis zum fünften Tag ist ein Entfernen der Klebung durch starke Scherkräfte problemlos, danach können leichte Defekte am Kristall durch Materialabtrag an der Klebestelle entstehen. Die Beobachtung einer sehr geringen Blasenbildung im Klebeprozess wurde von der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kollaboration bestätigt [Hel14]. Eine Veränderung von entstandenen Lufteinschlüssen nach der Aushärtung konnte aber ausgeschlossen werden. Eine Minimierung der Blasenbildung wurde durch einen speziellen Fertigungsprozess erreicht. Das Dow Corning 3145 wird vor dem Aufbringen auf die APD in ein Flüssigkeit-Dosiersystem umgefüllt und für drei Minuten mit ca. 3200 g zentrifugiert. Der Kleber wird in einer länglichen Rolle mittig auf die APD aufgetragen und in einer Vakuumkammer werden Lufteinschlüsse im Kleber minimiert. Danach wird die APD mit aufgetragenem Kleber durch Aufpressen auf den Kristall mit diesem verklebt. Referenzklebungen zeigten nach diesem Fertigungsprozess keine Blasenbildung. Die Klebung auf den Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters kann optisch nicht untersucht werden, da für den Umbau nur die den APDs zugewandte Endfläche des Kristalls freigelegt wird. Eine Identifizierung schlechter Klebungen ist über einen Vergleich mit Helligkeitsmessungen aus der Produktionszeit der Kristalle und über den Vergleich der Intensitäten beider APDs möglich.

6.1.3 Vergleichsmessungen

Zum Vergleich der Lichtankopplungseigenschaften des Dow Corning Klebers mit dem Meltmount Kleber wurden bereits gefertigte Kristalle vermessen und auf den Dow Corning Kleber umgerüstet. Abbildung 6.3 (rechts) zeigt Messungen einer ^{22}Na -Quelle mit einem Kristall, bei Ankopplung der APDs mit beiden Klebemitteln. Es ist zu sehen, dass aus der Verwendung des Dow Corning im Vergleich zum Meltmount 1.582 eine Verschlechterung in der Lichtankopplung resultiert. Eine Messung an 50 Kristallen (siehe Abbildung 6.3 (links)) ergab im Mittel eine Verschlechterung um $(16,1 \pm 3,1)\%$. Für wenige Kristalle zeigte sich hingegen eine Verbesserung mit der neuen Klebung. Dies ist vermutlich auf eine Blasenbildung oder Ablösung der alten Klebeverbindung zurückzuführen. Da diese Messungen als Ausreißer identifiziert werden konnten, wurden sie in der Bestimmung der mittleren Verschlechterung herausgenommen. Messungen mehrerer Kristalle nach längerer Zeit der Lagerung zeigten keine Veränderungen im Rahmen der angenommenen Bestimmungsgenauigkeit des dynamischen Bereiches von 3,4 % und bestätigen die Langzeitstabilität der Dow Corning Klebung. Es ist zu erwarten, dass der hier zu beobachtende Einfluss einer leicht schlechteren Energieauflösung mit dem neuen Kleber keine Auswirkungen auf die

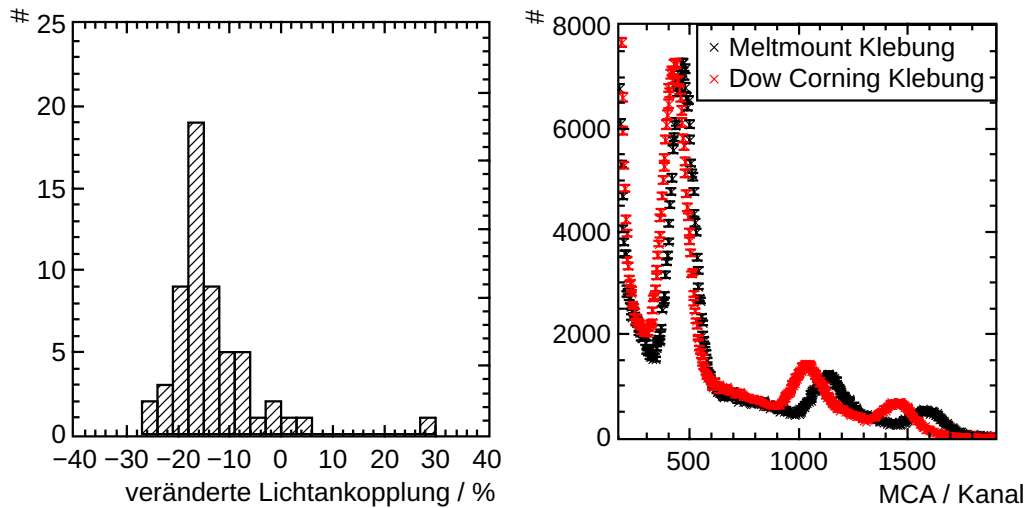


Abbildung 6.3: Links: Verteilung der Verschlechterung der Lichtankopplung nach einem erneuten Kleben von Detektormodulen nach dem Wechsel zum Dow Corning 3145 Kleber für 50 Kristalle. Rechts: Messung eines ^{22}Na Spektrums bei Ankleben der APD mit beiden Klebersorten. Es ist deutlich die schlechtere Lichtankopplung als Verschiebung der Emissionslinien zu kleineren Kanälen zu bemerken.

Energieauflösung des Kalorimeters haben wird. Dies liegt daran, dass bei Messungen von Energien unter 1 MeV die Auflösung auf Grund der geringen Anzahl an Photonen noch durch die Photonenstatistik dominiert und limitiert wird, was bei größeren Energien nicht mehr der Fall ist.

6.1.4 Ergebnisse zur Befestigung der APDs

Auf Grund der auftretenden Problematik einer möglichen Blasenbildung im Meltmount Kleber, welche durch mechanische Gegebenheiten nicht ausgeschlossen werden konnte, wurde die weitere Verwendung des Klebers abgelehnt. Ausschlaggebend hierfür ist vor allem auch die mögliche zeitliche Veränderung von Blasen, das bestehende Risiko der Ablösung von APDs oder deren veränderte Ankopplungseigenschaften bei einer Überhitzung im Detektor. Der daraus resultierende mögliche Verlust einzelner Detektormodule ist trotz eingerichteter Sicherheitsvorrichtungen bei Verwendung des Meltmount nicht vernachlässigbar.

Als Ersatz wird ein Silikon von Dow Corning verwendet. Der Nachteil einer schlechteren Lichtankopplung von $(16,1 \pm 3,1)\%$ wurde zu Gunsten des geringeren Risikos von über die Zeit auftretenden Verschlechterungen in Kauf genommen und durch eine stärkere Anpassung der Verstärkung im Leitungstreiber ausgeglichen.

6.2 Übersicht der Detektorparameter

Für die Qualitätssicherung und das Management während des Endfertigungsverfahrens der Detektoren sowie zum Nachweis und der Rückverfolgung, welche Komponenten in welchen Modulen eingesetzt wurden, ist im Rahmen dieser Arbeit ein Datenbanksystem eingerichtet worden. Die Testprogramme für die Einzelkomponenten übertragen ihre Messparameter direkt in diese Datenbank und eine mittels PHP realisierte Webseite bietet eine benutzerfreundliche Darstellung dieser Werte. Ebenso wird über die Webseite und Datenbank eine Sammlung von Kommentaren und Notizen von Ereignissen ermöglicht, welche leicht zugänglich ist. Im Einzelnen finden sich dort die Testergebnisse von

- APDs, wie zum Beispiel das Temperaturverhalten und das Bias-Spannung zu Verstärkungsverhalten (siehe Kapitel 3), aber auch die vom Hersteller spezifizierten Parameter
- Mainboards, wie zum Beispiel zur Verfügung gestellte Spannungen und deren Stromverbrauch ohne Belastung oder das frequenzabhängige Übertragungsverhalten des Leitungstreibers [Sta13]
- HV-Karten, wie zum Beispiel die Kalibration zwischen den Potentiometereinstellungen und resultierenden Bias-Spannungswerten, der Funktionstest der Temperaturkompensationsschaltung oder ADC-Kalibration zur Messung der Bias-Spannung [Sch13]
- Sichelplatten, wie zum Beispiel Werte der hier implementierten Spannungs- und Strommessung oder Tests der Kanaluordnung

ebenso wie die Daten über

- die Komponentenzusammensetzung der Detektormodule bei ihrer Fertigung, d. h. welche APDs, Mainboard, HV-Karte und Vorverstärker ein Modul bilden
- die Position der Kristalle im Kalorimeter
- Charakterisierungsmessungen der Detektormodule und deren Modifikationseinstellungen

Zu jeder Komponente können Kommentare hinterlegt werden. In Abbildung 6.4 sind die Eintragungen für einen Kristall gezeigt. Im oberen Bereich ist der Fertigungsstatus des Kristalls sowie ein Foto der Endfläche und seine Position im Kalorimeter zu sehen. Im Weiteren ist die Komponentenzusammensetzung aufgelistet und die zuletzt gemessenen Spektren der Kalibration zu sehen. Die Testergebnisse der Einzelkomponenten sowie zuvor gemessene Spektren und deren Daten sind verlinkt. Nach der Möglichkeit die Konfiguration des Leitungstreibers einzutragen, folgt die Anzeige einer chronologischen Kommentarliste.

Im Anhang (Abbildung 8.13 und Abbildung 8.14) sind Beispiele der Parameterseiten der einzelnen Komponenten (APD, Mainboard, Hochspannungs-Karte) gezeigt.

Kapitel 6 Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters

CB-ELSA APD
CB-ELSA APD

Upgrade - Endcap

Home

Components:

- > Mainboard
- > HV-PCB
- > APD
- > Sichel PCB

Detectors:

- > Endcap
- > certain spectra

APDCharakterisierung

APD overview

Information:

- APD
- Screws
- crystal


digital logbook

Search crystal, list components:

[previous crystal](#)
[next crystal](#)

--- Initial check passed ---

--- Poti set ---

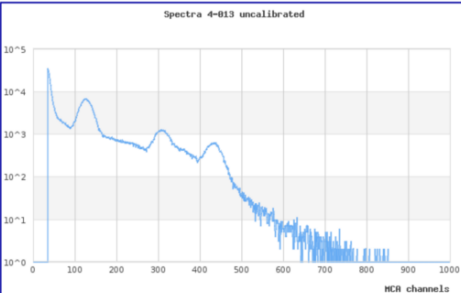


Position theta=4 phi=31 up-stream [next crystal in theta phi](#)

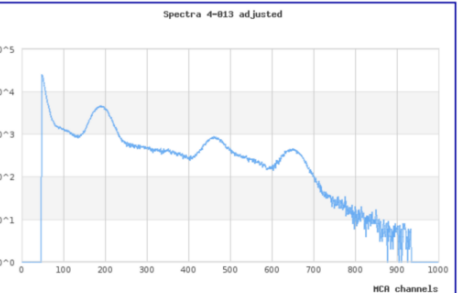
Components crystal 4-013:

Components of endcap crystal:				4-013
APD 1	APD 2	Mainboard	HV-PCB	Preamplifier
0335002583	0104000211	1111457	811d2b	630

Spectra 4-013 uncalibrated

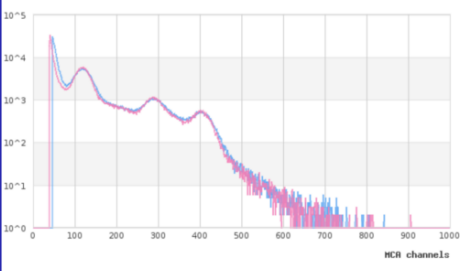


Spectra 4-013 adjusted



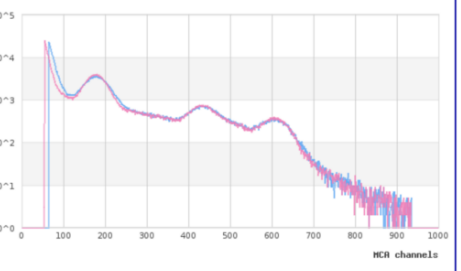
29.375 °C before and 29.375°C after measurement

Spectra 4-013 uncalibrated_apd1(blue) and uncalibrated_apd2(red)



27.75 °C before and 27.8125°C after measurement

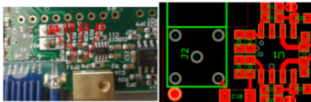
Spectra 4-013 adjusted_apd1(blue) and adjusted_apd2(red)



APD1: 29.9375 °C before and 29.9375°C after measurement
 APD2: 30.0625 °C before and 30.125°C after measurement
 in derived dynamic range of fits APD1 differs from APD2 by -0.0250 %
[list_all_spectra](#)

APD1: 28.875 °C before and 28.875°C after measurement
 APD2: 29.1875 °C before and 29.1875°C after measurement
 in derived dynamic range of fits APD1 differs from APD2 by -0.0275 %

best jumper configuration : **0110** **R34: - R35: -**

Alignment of jumpers: 

solder jumper configuration: jp1 jp2 jp3 jp4 R34: R35:

Cern data avg light output: 0.3691 19 % from avg

uncalibrated dynamic range: 3721.87 MeV Dyn.Range*avg_lightoutput: 1373.742

Date	Time	Message
2015-01-16	14:17:04.916675	Crystal 4-013 ; adjusted_apd2; result - dynamic range: 2657.700000
2015-01-16	14:09:40.579102	Crystal 4-013 ; adjusted_apd1; result - dynamic range: 2656.970000
2015-01-16	14:05:57.607004	Crystal 4-013 ; adjusted; result - dynamic range: 2474.320000
2015-01-16	14:01:26.81456	Crystal 4-013 ; initial check passed
2015-01-16	05:30:38.921853	Crystal 4-013 ; jumpers set to 0110

Abbildung 6.4: Auszug der angezeigten Daten der Datenbank eines Kristalls auf der Webseite.

6.3 Kalibration der Detektoren

Die Anzahl der Photonen des Szintillationslichtes pro MeV, welche von einem CsI(Tl) Kristall des Crystal-Barrel-Kalorimeters einer APD zur Detektion zur Verfügung stehen, ist nicht konstant. Die Variation innerhalb einer Detektorgeometrie beträgt, bis auf die Typen 10, 12 und 13, etwa $\pm 10\%$ [Und10]. Kristalltyp 10, 12 und 13 sind die kleinsten der 13 verschiedenen Geometrien. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Lichtsammlung im Kristall von dessen Geometrie abhängig ist. Diese Variation der Helligkeit der Kristalle wurde schon nach ihrer Produktion 1988/89 vor dem Einbringen in ihre Hüllen vermessen. Die Verteilung aller verwendeten, auch unterschiedlich großen Kristalle ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Eine Hypothese für unterschiedliche Helligkeiten auch innerhalb einer Geometrie

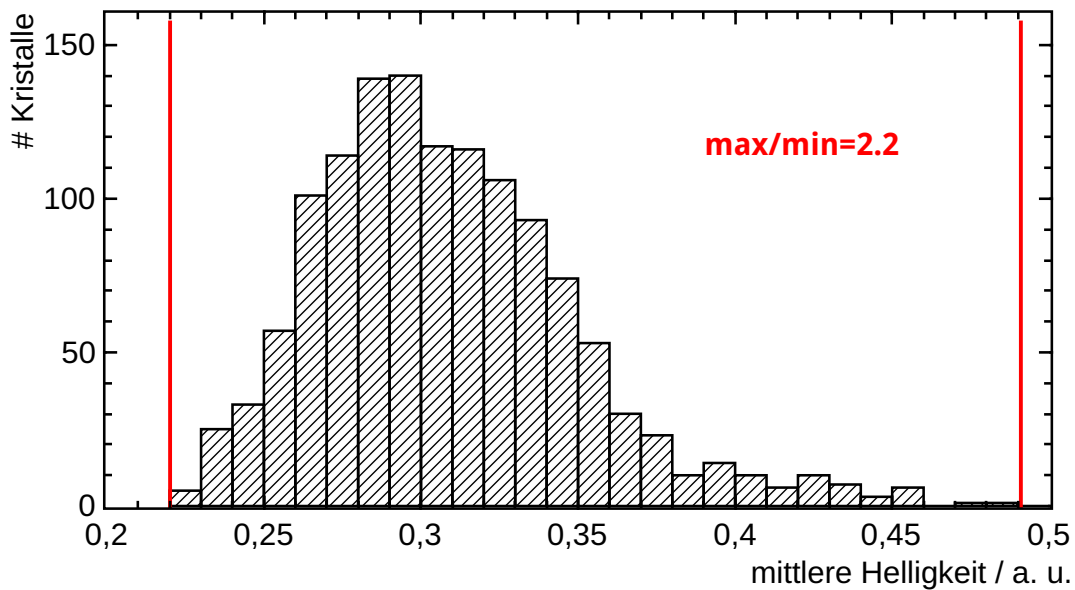


Abbildung 6.5: Lichtausbeute aller Kristalle, die im Crystal-Barrel-Kalorimeter eingebaut sind, gemessen nach der Produktion bei der Detektorfertigung am CERN.

ist, dass durch den Fertigungsprozess die Menge des dotierten Thalliums über die Produktion variiert [Wal14]. Bei der Fertigung der Kristalle wurde damals darauf geachtet, dass die Helligkeit über die Länge eines Kristalls nur wenig variiert und bei zu großer Variation erfolgte eine Korrektur durch eine örtliche Verringerung der Lichtreflektion der Ummantelung. Im Rahmen einer Bachelorarbeit an wenigen nicht im Kalorimeter genutzten Kristallen wurde festgestellt, dass die Messungen noch in etwa dem aktuellen Zustand des Kalorimeters entsprechen. Wenn Alterungen auftreten, dann treten diese gleichmäßig für alle Kristalle unabhängig von der Position im Kalorimeter auf [Und10]. Der Kristall mit der größten Helligkeit gibt 2,2 mal so viel Licht auf die APDs wie der dunkelste Kristall, zu sehen in Abbildung 6.5. Daraus resultiert, ohne Anpassung der Elektronik für den gleichen Energieeintrag, eine mehr als doppelt so große Signalamplitude. Zur optimalen Ausnutzung des gesamten ADC-Bereiches ist dies für jeden Detektor anzugleichen. Diese Anpassung wurde in der Vergangenheit kurz vor dem ADC bei der Signalformung vorgenommen, wobei hierbei eine lange Kabelstrecke bis zu dieser Anpassung zu überwinden war. In der neuen APD-Ausleseelektronik erfolgt dies durch eine Anpassung des Widerstandes im Feedback des differentiellen Operationsverstärkers der Leitungstreiberstufe auf der Hauptplatine. Die Anpassung an dieser frühen Stelle der Signalkette bringt den Vorteil, dass bereits bei der differentiellen Signalübertragung der Spannungsbereich bei allen De-

tektormodulen optimal ausgenutzt und die Störanfälligkeit dunkler Kristalle so verringert wird. Ebenfalls sind so die Signale der Detektormodule schon vor dem Aufteilen in einen Energie- und Zeitzweig für beide Bereiche aneinander angeglichen. Durch vier Lötunkte kann die Verstärkung in 16 Schritten zwischen 0,698 und 1,591 angepasst werden [Hon14]. Abbildung 8.17 im Anhang zeigt das Mainboard. Zusätzlich besteht die Möglichkeit über ein Nachbestücken zweier Widerstände noch höhere Verstärkungen zu erreichen. Ziel der Kalibrierung ist eine Anpassung des dynamischen Bereiches, also des Energiebereiches bei maximaler Aussteuerung, auf einen Bereich von 2,5 GeV.

6.3.1 Der Testaufbau

Zum Test aller 1380 Kristalle und um die Verstärkungsanpassungen vorzunehmen, ist im Rahmen dieser Arbeit ein Kalibrierungsaufbau entwickelt worden. Jedes Detektormodul

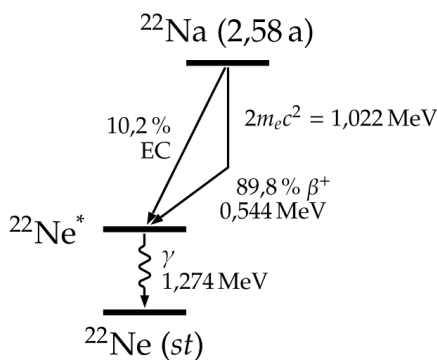


Abbildung 6.6: Termschema der radioaktiven Quelle ^{22}Na .

ist nach dem Zusammenbau zu testen, Betriebsparameter der Hochspannung an die jeweiligen APDs anzupassen und die Verstärkung zu kalibrieren. Hierzu werden Spektren mit einer ^{22}Na -Quelle aufgenommen. Die maximal detektierte Photonenenergie der Quelle, Summe eines Annihilationsphotons des Positrons und des Abregungsphotons des Tochternuklids (^{22}Ne), beträgt nur $1,274\text{ MeV} + 0,511\text{ MeV} = 1,785\text{ MeV}$ (siehe Abbildung 6.6). Die Digitalisierungselektronik der Teststation ist darauf abgestimmt. Deshalb kommt nicht die im Experiment verwendete Fastbus-QDC-Elektronik zum Einsatz, sondern ein 12 Bit SADC mit 65 MS/s auf einer FPGA Karte sowie zuvor ein signalformender Verstärker mit einer Zeitkonstante von $1\text{ }\mu\text{s}$. Eine Skizze des Aufbaus und ein Foto des Messplatzes ist

in Abbildung 6.7 zu sehen. Aus der bekannten Verstärkung der einzelnen Komponenten des Aufbaus kann direkt auf die Amplitude am Ausgang des Leitungstreibers geschlos-

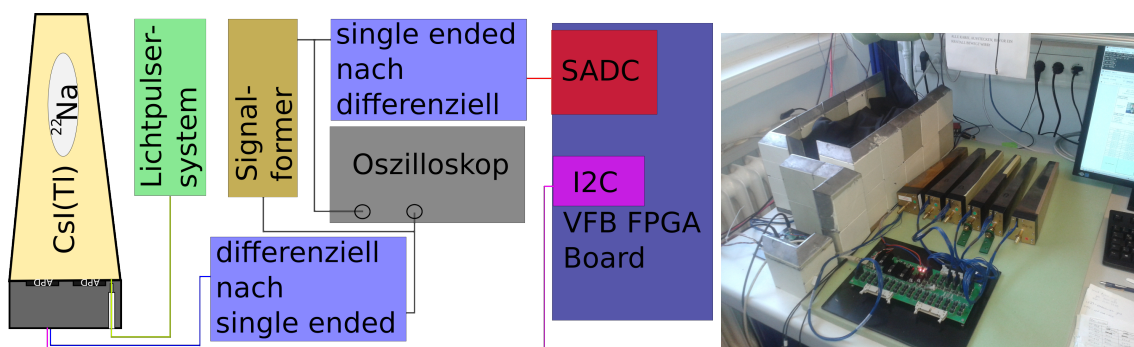


Abbildung 6.7: Links: Skizze des Aufbaus der Messstation. Rechts: Bild des Messplatzes, links ist die Bleiabschirmung für die Natriummessung zu sehen, in der Mitte liegen Kristalle, welche durch Versorgung mit Spannung schon auf Betriebstemperatur gebracht werden, rechts befindet sich die Computersteuerung.

sen werden. Diese wird mit Hilfe der 16 Verstärkungseinstellungen so kalibriert, dass die maximale Amplitude von differenziell $\pm 4\text{ V}$ einer Energie von $(2,5 \pm 0,1)\text{ GeV}$ entspricht.

6.3.2 Durchführung und Steuerungssoftware

Auf Grund der hohen Anzahl an Detektormodulen, welche anzupassen waren, ist viel Wert auf eine einfache Durchführung und weitgehende Automatisierung des Kalibrationsprozesses gelegt worden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm mit graphischem Interface entwickelt. Dabei fand die Programmiersprache C++ sowie die Qt Bibliothek für die Benutzeroberfläche Verwendung. Dieses Programm kommuniziert über eine TCP¹-Verbindung mit dem VME FPGA-Board und dem darüber realisierten I2C-Kommunikationsinterface sowie dem SADC. Ein Bildschirmfoto des Programms der Kalibrierung mit angezeigtem Spektrum nach der Modifizierung des Leitungstreibers und einer durchgeführten Funktionsanpassung ist in Abbildung 6.8 zu sehen. Eine vollständige Kalibrierung und der Test eines Detektormoduls bestehen aus mehreren Schritten:

- Die serielle Kommunikation (I2C) wird getestet und alle Komponenten angesprochen.
- Das digitale Potentiometer muss auf die richtigen Spannungen der APD für einen Gain von 50 eingestellt werden. Die Einstellung wird mit dem Lichtpulsersystem überprüft. Dabei wird auch auf ein gleiches Verhältnis der Verstärkung beider APDs geachtet.
- Es werden drei ²²Na Spektren aufgezeichnet. Ein Spektrum unter Verwendung beider APDs und jeweils eins mit nur einer APD, indem die jeweils andere in der Signalsummierung deaktiviert wird. Die Deaktivierung kann digital über das I2C Protokoll erfolgen.
- Die gemessenen Spektren lassen sich direkt durch das Aufrufen einer Routine zur Funktionsanpassung in ihrer Form beschreiben und somit die Positionen der Emissionslinien bestimmen. Hier wurde ein exponentieller Untergrund mit der Summe dreier einzelner Gaußfunktionen gewählt.
- Aus den Schwerpunkten der Spektrallinien wird daraufhin eine Einstellung der 16 Verstärkungsmöglichkeiten errechnet sowie, falls diese nicht ausreichen, zwei zusätzliche Widerstände aus der E24 Widerstandsreihe.
- Die Anpassung der Verstärkung des Leitungstreibers muss durch Öffnen des Gehäuses und Ausführen von Lötarbeiten auf der Mainboard-Platine durchgeführt werden.
- Nach der Durchführung der Verstärkungsanpassung werden erneut drei Spektren einer ²²Na-Quelle gemessen. Somit wird sichergestellt, dass beide APDs unabhängig voneinander funktionieren. Die abschließende Messung mit beiden APDs bestätigt den eingestellten maximalen Energiebereich bei maximaler Amplitude des Leitungstreibers.

Alle gemessenen Daten werden in die Datenbank eingetragen und können über die Webseite aufgerufen werden. Eine Messanleitung in englischer Sprache ermöglicht es Studenten nach einer Einweisung die Messungen durchzuführen, diese steht im Anhang 8.7 zur Verfügung. Die Messung und Anpassung eines Kristalls dauert etwa 35 min. Insgesamt lief die Teststation für die Anpassung der Kristalle über 21 Monate zwischen 2014 und 2016.

¹engl. transmission control protocol - Übertragungssteuerungsprotokoll, dieses definiert den Datenaustausch zwischen Netzwerkkomponenten

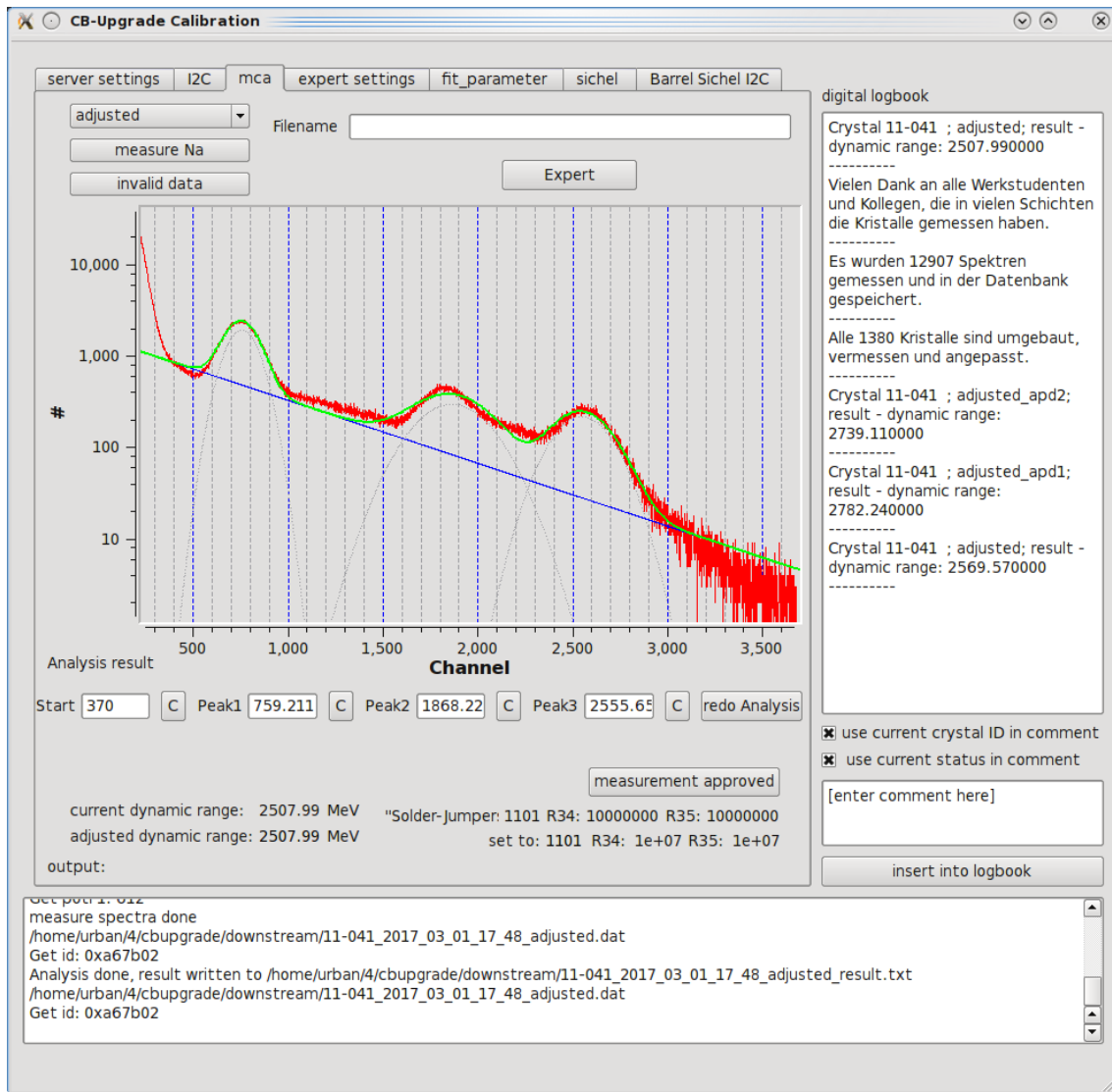


Abbildung 6.8: Oberfläche des Programms zur Kalibration der Detektormodule. Gezeigt ist das Fenster zur Messung von ^{22}Na -Spektren in der Teststation. Zu sehen ist auch die angepasste Funktion zur Beschreibung der Messdaten sowie die Überprüfung der Einstellungen (Jumper). Weitere Funktionen sind durch die anderen Registerkarten (server setting, I2C, expert settings, ...) zugänglich.

6.3.3 Reproduzierbarkeit und Verlässlichkeit der Teststation

Zur ständigen Überwachung des Teststandes wurde zweimal am Tag eine Referenzmessung mit dem gleichen Kristall durchgeführt. Somit erfolgt eine direkte Kontrolle, ob die Station noch in ihrem spezifizierten Maße funktioniert. Der mit der Station über das Natriumspektrum bestimmte dynamische Bereich dieses Kristalls variiert zwischen 2421.6 MeV und 2590.4 MeV und beträgt im Mittel 2476.6 MeV. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung des bestimmten dynamischen Bereichs. Wird die gesamte Schwankung als ein Maß für die Messgenauigkeit angenommen, ergibt sich ein relativer Fehler von $\pm 3,4\%$. Dieser beinhaltet neben der Unsicherheit der Anpassung an die Messdaten auch systematische Effekte,

die durch eine unterschiedliche Temperatur im Messraum oder verändertem Kontaktwiderstand im Stecker verursacht sein könnten. Ebenso inkludiert diese Abschätzung einen möglichen Drift der Ausleselektronik oder Veränderung der Hochspannung. Anforderung an die Konstanz des Referenzkristalls war, dass eine weitere Anpassung der Verstärkung keine Verbesserung bewirkt. Da die Verstärkungsabstufungen der 16 Einstellmöglichkeiten im Bereich von $\sim 6\%$ liegen, ist der Referenzkristall als konstant angenommen worden. Ziel ist es, eine möglichst gute Anpassung der Kristalle aneinander zu erhalten. Der dynamische Bereich am Ausgang des Leitungstreibers ist mit einer Reserve von 25% über dem benötigten dynamischen Bereich am QDC definiert worden. Deshalb ist die erhaltene Präzision trotz relativ großem Fehler völlig ausreichend.

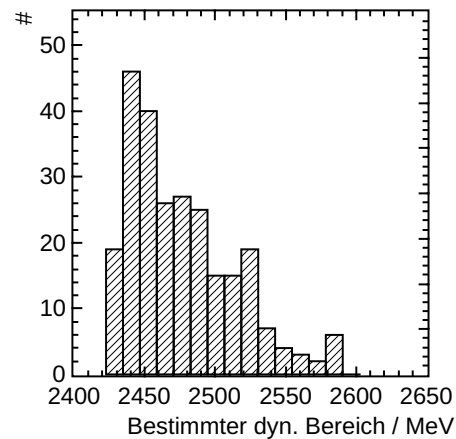


Abbildung 6.9: Gemessener dynamischer Bereich eines Kristalls als Referenz während der Kalibrierung aller Kristalle.

6.3.4 Schäden an den Detektormodulen

Durch den Vergleich des bestimmten dynamischen Bereichs der Kristalle vor der Anpassung des Leitungstreibers mit Messungen aus der Produktionszeit des Kalorimeters bietet sich eine Kontrolle für jeden einzelnen Kristall. Globale Veränderungen können nicht untersucht werden, da es keine genauen Aufzeichnungen zur damaligen Messung und deren Methodik gibt. Sieben Kristalle wichen extrem in ihrer Helligkeit von den Erwartungen ab und lieferten nur einen Bruchteil des erwarteten Lichtes zur APD. Eine Untersuchung der Kalibrierungsfaktoren im bisherigen Aufbau des Experimentes mit PIN-Dioden zeigte,

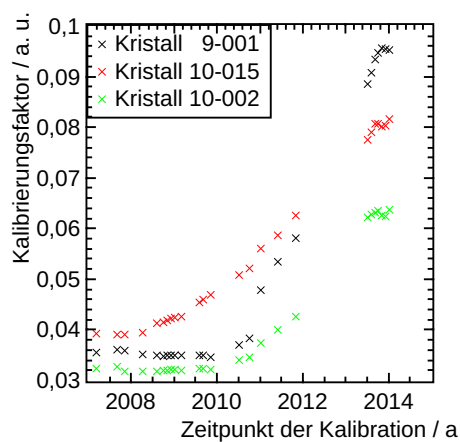


Abbildung 6.10: Kalibrierungsfaktor dreier Kristalle die eine Verschlechterung zeigten [Dat16].

dass diese Kristalle in einem relativ kurzen Zeitraum diese Verschlechterung erfahren hatten [Mül15]. Beispielhaft sind in Abbildung 6.10 die Kalibrationsfaktoren von drei Kristallen, welche sich verschlechtert haben, über einen Zeitraum von mehreren Jahren gezeigt. Bei der Untersuchung der zeitlichen Veränderung der Kalibrierungsfaktoren des QDC aus den letzten Jahren stellte sich heraus, dass einige Kristalle eine spontane Verschlechterung um einen Faktor z aufwiesen. Diese konnte nach dem Umrüsten der Elektronik auf den Nachweis des Szintillationslichts mit APDs nicht bestätigt werden. Die Untersuchung der Kristalle mit schlechter Lichtausbeute wiesen bei genauer Betrachtung im Inneren eine verringerte Reflektivität an den Außenseiten der Kristalle auf. Ein Öffnen der Titanummantelung und Auspacken des gesamten Kristalls zeigte, dass mög-

licherweise Öl der Kühlflüssigkeit über Undichtigkeiten des Kreislaufs im Crystal-Barrel-Kalorimeter in das Detektormodul eingedrungen war. Dieses Öl wurde von den Teflonschichten aufgesogen, wodurch diese ihre weißen Reflexionseigenschaften verloren und fast transparent wurden. In Abbildung 6.11 sind Fotografien des ausgepackten Kristalls sowie der entfernten Teflummantelung zu sehen. Ebenfalls ist der Vergleich vor und nach der Reparatur für die Messung einer ^{22}Na -Quelle gezeigt. Durch eine Erneuerung der Teflummantelung konnte die erwartete Lichtsammlung wieder hergestellt werden.

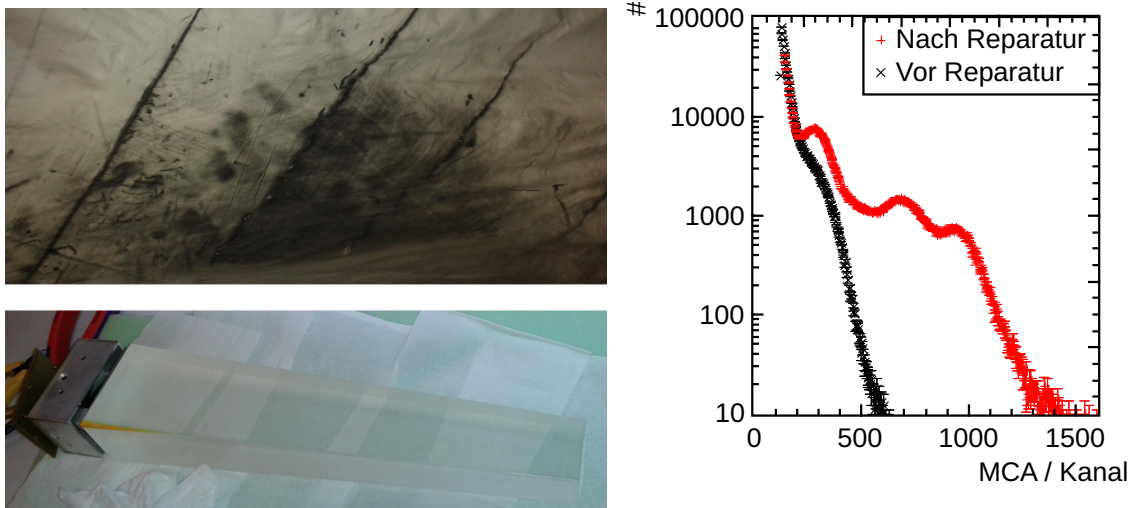


Abbildung 6.11: Links: Im oberen Bereich sieht man ein Bild des entfernten Teflontuches, in welches der Kristall eingeschlagen war. Im unteren Bereich ist es vollständig mit Kühlflüssigkeit vollgesogen und hat seine Reflektivität verloren. Unten ein von der Ummantelung befreiter Kristall. Man sieht an der Kante (unten links im Bild) eine gelbliche Verfärbung, welche vermutlich durch das Kühlmittel entstand. Rechts: Vergleich der Spektren vor und nach der Erneuerung des Teflontuches.

Das Auspacken der Kristalle und erneute Einpacken ist äußerst aufwändig. Es besteht die Gefahr des Einreißen der Titantüten an ihren Kanten beim Wiedereinbringen des Kristalls. Zudem existieren weder Ersatzmaterialien noch Spezifikationen zur Herstellung der Teile. Von jedem Kristall war ursprünglich ein Ersatzkristall vorhanden. Zum Zeitpunkt des Umbaus des Crystal-Barrel-Kalorimeters standen diese, mit Ausnahme der Kristallgeometrie vom Typ acht, in Bonn noch zur Verfügung.

6.3.5 Ergebnisse der Kalibrierung

Durch einen Vergleich des dynamischen Bereiches der umgebauten Detektormodule ohne Anpassung der Verstärkung mit der 1988 am CERN gemessenen Lichtausbeute gelang die Identifizierung beschädigter Module. Die Streuung der Lichtausbeute der einzelnen Kristalle liegt im erwarteten Bereich und kann durch Anpassungen am Leitungstreiber wesentlich verringert werden. In Abbildung 6.12 ist sowohl die Korrelation des ohne Anpassung gemessenen dynamischen Bereiches zur am CERN gemessenen Helligkeit der Kristalle gezeigt, als auch ein Vergleich der Streuung des dynamischen Bereiches vor und nach der Kalibrierung. Das Ziel einer deutlichen Verringerung der Streuung des dynamischen Bereiches wurde mit einer Einschränkung auf den Bereich von minimal 2442 GeV und maximal 2560 GeV erreicht, einem Unterschied von unter 5%. Die verbleibende Streuung kann durch

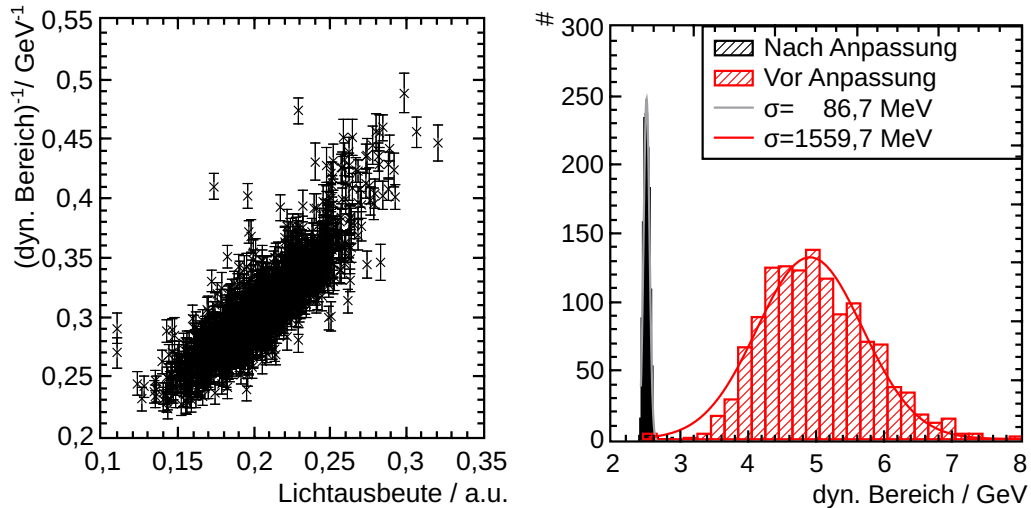


Abbildung 6.12: Links: Aufgetragen ist hier der inverse dynamische Bereich, welcher in Bonn für alle Kristalle mit einer nicht angepassten, gleich aufgebauten Elektronik gemessen wurde, gegen die am CERN bestimmte Lichtausbeute. Es ist deutlich eine gute Korrelation zu erkennen. Rechts: Streuung des inversen dynamischen Bereichs vor und nach der Anpassung der Leitungstreiberelektronik für alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

drei unterschiedliche Möglichkeiten ausgeglichen werden. Einmal durch eine Anpassung der Verstärkung der signalformenden Module der Ausleseketten, welche bisher als einzige Möglichkeit der Anpassung genutzt wurde. Die zweite Möglichkeit ist ein Ausgleich durch die Kalibrierungsfaktoren der QDC-Auslese in der Analyse. Als dritte Möglichkeit bietet sich eine Veränderung der APD-Verstärkung an, welche eine Feinanpassung der Signalhöhe schon am Ausgang des Leitungstreibers zur Folge hat. Somit bewirkt dies nicht nur im Energiezweig, sondern auch im Zeitzweig einen noch besseren Abgleich der Amplituden. Es verringert die Notwendigkeit bzw. den Bereich des Abgleiches der Signalhöhen im Zeitzweig für einen Energiesummentriger [Ciu18].

6.4 Zusammenfassung

Alle Detektormodule des Crystal-Barrel-Kalorimeters sind auf eine Elektronik mit APDs umgerüstet und getestet worden. Für alle Kristalle erfolgte eine Messung ihres dynamischen Bereichs, der ein Maß für die Lichtausbeute der Kristalle ist. Es zeigte sich bis auf sieben Ausnahmen, welche repariert wurden, eine gute Übereinstimmung zu Daten aus der Produktionszeit der Kristalle. Mögliche Veränderungen betreffen somit alle Kristalle gleichmäßig und es treten keine detektorpositionsabhängigen Unregelmäßigkeiten auf. Die Leitungstreiber aller Kristalle wurden angepasst, so dass ihr dynamischer Bereich im Mittel bei 2510 GeV liegt.

Die Zusammensetzung aller Detektormodule aus ihren einzelnen Komponenten und deren Testprotokolle sind in einer Datenbank gesammelt und über eine Webseite zugänglich gemacht.

Kapitel 7

Ergebnisse und Ausblick

Eine Schlüsselrolle zum Verständnis des Anregungsspektrums der Nukleonen bilden die Messungen von Doppel- und Einfachpolarisationsobservablen. Die Abstände der Anregungszustände bei Nukleonen sind kleiner als ihre energetische Breite, wodurch einzelne Zustände überlappen sowie schwach koppelnde Resonanzen von dominanten völlig überdeckt werden können. Um hier eine eindeutige Bestimmung der Anregungszustände zu erreichen ist eine experimentelle Datenbasis bestehend aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt sowie Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen notwendig. Hier ist sowohl eine möglichst präzise Messung vieler Observablen als auch die Messung dieser mit großer Winkelabdeckung gefordert. Durch diese Datenbasis ist mittels einer Partialwellenanalyse eine Bestimmung der Anregungszustände möglich.

Obwohl Proton und Neutron bezüglich der starken Kraft als zwei Zustände eines Teilchens betrachtet werden können, ist die Anregungsstärke der einzelnen Resonanzen an diese Nukleonen unterschiedlich. Zudem unterscheidet sich die Zerfallsstärke der Resonanzen für verschiedene Endzustände. Mit dem CBELSA/TAPS-Experiment sind bereits zahlreichen Messungen von Polarisationsobservablen am Proton durchgeführt worden. Messungen am Neutron erfolgten bislang nur mit einer geringen Effizienz, da das Hauptkalorimeter mit seiner Digitalisierung des Szintillationslichts mittels PIN-Photodioden nur ein sehr langsames Signal bereitstellen konnte. Zur effizienten Erweiterung des Messprogramms auf das Neutron war ein großer Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters nötig. Durch diesen kann das Kalorimeter direkt in den Trigger des Experiments eingebunden werden und steigert so die Nachweiseffizienz von Reaktionen mit vollständig neutralen Endzuständen, wie zum Beispiel $\gamma n \rightarrow n\pi^0$. Zudem ergibt sich erstmals die Möglichkeit, Zeitinformationen aus dem Hauptkalorimeter zu erhalten. Dieser Umbau erforderte das Ersetzen der Ausleselektronik durch ein neues Frontend mit Avalanche-Photodioden sowie den Aufbau eines eigenen Signalzweigs für die Triggerelektronik und Zeitbestimmung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vor allem die Qualifizierungstests für den Umbau des Kalorimeters durchgeführt. Zentrales Element des Umbaus ist die Verwendung von Avalanche-Photodioden zum Nachweis des Szintillationslichts. Durch eine Charakterisierungsmessung konnten Temperatur- und Spannungskoeffizienten des Verstärkungsfaktors für alle 3500 APDs ermittelt werden. Auf dieser Datengrundlage erfolgte sowohl die Auswahl der zu verwendenden APDs als auch die Einstellung einer Elektronik zur Verstärkungsstabilisation der APDs. Durch diese Stabilisierung wird die Problematik der Temperaturabhängigkeit der Verstärkung der APDs entschärft.

Mit dem ebenfalls in dieser Arbeit entwickelten neuen Lichtpulsersystem, welches für den Betrieb des umgerüsteten Kalorimeters nötig ist, wurde ermittelt, dass in einem Temperaturbereich von $\pm 0,5^\circ\text{C}$ um die Betriebstemperatur von $27,5^\circ\text{C}$ die Verstärkungsänderung unter 0,1 % liegt. Der neue Lichtpulsler bietet mit einer Auflösung von unter $\frac{\sigma_E}{E} < 1\%$ ab einem Energieäquivalent der Lichtblitze von mehr als 30 MeV eine ideale Möglichkeit zur Überwachung des Kalorimeters. So können Schwankungen der Energiebestimmung mit

einer Unsicherheit von unter 0,02 % identifiziert werden.

In dieser Arbeit erfolgten ebenfalls abschließende Messungen zur Energie- und Zeitauflösung der neuen Kalorimerelektronik. Für die Ermittlung dieser Daten ist ein Detektorteststand, der die Bedingungen im Kalorimetaraufbau möglichst identisch nachempfunden, aufgebaut worden. Die Energieauflösung kann energieabhängig parametrisiert werden durch:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(0,0569 \pm 0,0093)\%}{E} \oplus (1,92 \pm 0,79)\% \cdot \ln(E) \oplus \frac{(2,31 \pm 0,26)}{4\sqrt{E}}$$

Somit konnte trotz der Schaffung der Triggerfähigkeit des Kalorimeters und dem Gewinnen einer Zeitinformation die gute Energieauflösung des Kalorimeters beibehalten werden, die mit der vorherigen PIN-Dioden Auslese erreicht wurde.

Die Untersuchungen zur Energieauflösung bei einer Steigerung der Teilchenstromrate zeigten, dass sich erst bei einer Steigerung der Rate um einen Faktor von mehr als acht für den Energiebereich kleiner als 60 MeV eine Beeinflussung von 10 % ergibt. Die Zeitinformation, welche vor der Erneuerung des Kalorimeters nicht existierte, ist nach dem Umbau des Experiments mit einer Auflösung von $\sigma_t < 9$ ns für eine Energie $E_{\text{Detektor}} > 20$ MeV und für $E_{\text{Detektor}} > 60$ MeV mit $\sigma_t < 4$ ns verfügbar.

Durch den abschließenden Test jedes einzelnen der 1320 Detektormodule nach seinem Umbau und einer an die Eigenschaften jedes Kristalls angepassten Einstellung der Elektronik konnten die Module für den Zusammenbau des Kalorimeters fertiggestellt werden. Das gesamte Kalorimeter ist umgerüstet und wieder betriebsbereit.

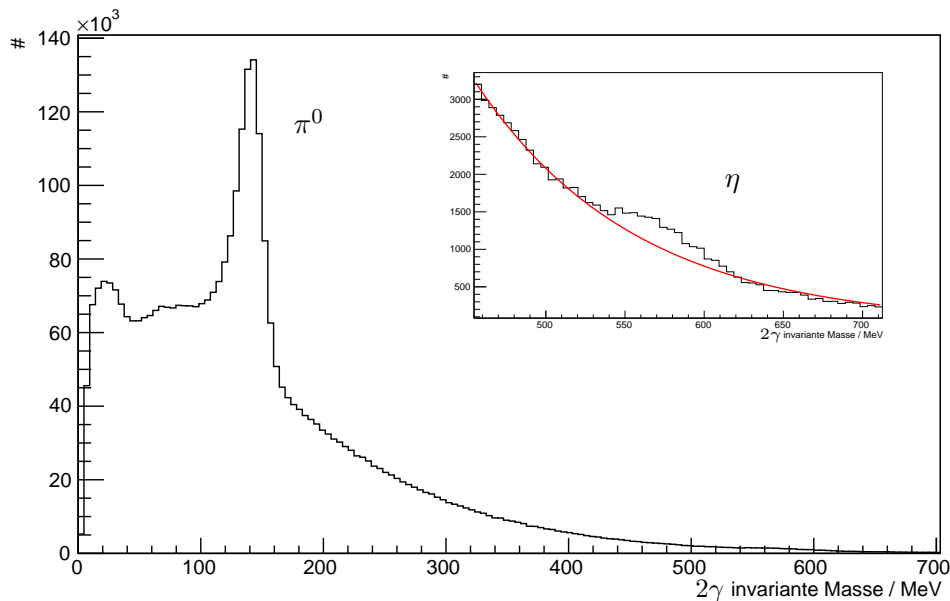


Abbildung 7.1: Messdaten des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit umgerüsteter Ausleseelektronik. Die Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters bildeten den Trigger. Gezeigt ist die invariante Masse ohne jegliche Vorselektion. Die Überhöhung des Pions bei einer Masse von etwa 135 MeV ist deutlich zu erkennen. Auch das η , im Ausschnitt vergrößert, hebt sich bereits vom Untergrund ab.

In einer ersten Testphase konnten bereits Messungen durchgeführt werden. Abbildung 7.1 zeigt das invariante Massenspektrum einer Testmessung mit Photonenstrahl an einem Polyethylen-Target. Deutlich sichtbar ist die Überhöhung des Pions als Peak bei der Masse

von etwa 135 MeV. Auch das η kann bereits beobachtet werden. Zur Datennahme wurden im Trigger die Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters verwendet.

Nach diesen erfolgreichen Tests steht der Detektor für Messungen an polarisierten Neutronen ab 2017 bereit.

Kapitel 8

Anhang

8.1 APD Charakterisierung Frankfurt am Main

Zur Charakterisierung der Spannungs- und Temperatureigenschaften von APDs wurde an der Universität Frankfurt ein Teststand entwickelt, welcher ursprünglich neben den APDs für das PANDA-Experiment auch die APDs für das Crystal-Barrel-Kalorimeter untersuchen sollte. Dieser Teststand verwendet die Methode der Strommessung zur Bestimmung der Verstärkung. Alle hier gezeigten Messungen wurden uns aus der Aufbauzeit der Teststationen in Frankfurt überlassen und von der Arbeitsgruppe von Andrea Wilms aufgenommen. Die hier gezeigte Auswertung der Daten fand im Rahmen dieser Arbeit statt. Eine qualitative Verwertung der Daten war nicht möglich, da einige Parameter, wie das genaue Messen und Steuern der Temperatur der APDs, sowie die Kalibrierung der Strommessung nicht geklärt und eingerichtet waren. Auch die zeitlichen Umstände führten zum Vermessen der APDs in Bonn. Die hier gezeigten Daten sind deshalb nur zur Veranschaulichung der Methode dargestellt. Zudem ist ein verstärkungsabhängiger Unterschied in der Bestimmung der Verstärkung zwischen den beiden in 3.3 beschriebenen Methoden von Karar et al. gezeigt worden [KVM99]. Ein Vergleich des beschriebenen Unterschieds war mit den erhaltenen Daten nicht möglich.

Gemessen wurde ein kleiner Satz der für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters benötigten APDs unter Verwendung einer von uns zur Verfügung gestellten grünen LED mit 527 nm. Für jede APD wurde für unterschiedliche Temperaturen ohne Beleuchtung und bei kontinuierlicher Beleuchtung der in der APD generierte Strom gemessen. Beispielfhaft sind

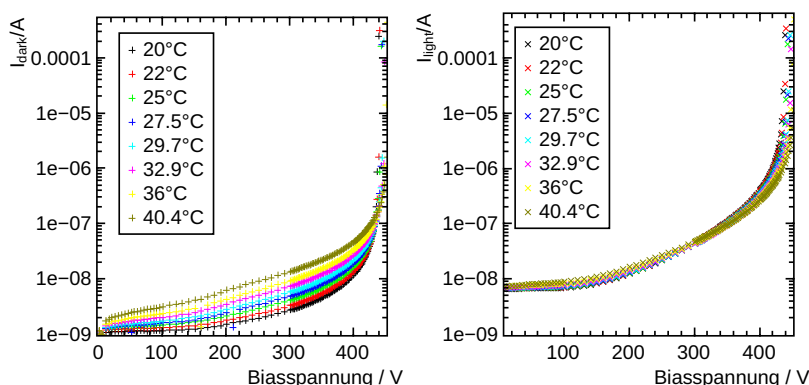


Abbildung 8.1: Links: Dunkelstrom einer APD gegen die Bias-Spannung aufgetragen für unterschiedliche Temperaturen. Rechts: Strom generiert von einer APD bei kontinuierlicher Beleuchtung gegen die Bias-Spannung aufgetragen für unterschiedliche Temperaturen.

diese Messungen in Abbildung 8.1 gezeigt. Aus diesen Messungen kann für jede Temperatur eine Verstärkungsabhängigkeit von der Bias-Spannung, wie in Gleichung 3.1 beschrieben,

bestimmt werden. Da die Messungen ohne angelegte Bias-Spannung über das verwendete Hochspannungsmodul fehleranfällig waren, wurde als Normierung der Strom bei 10 V verwendet. Hier liegt nach Aussage von Andrea Wilms ein Plateau der Abhängigkeit. Die daraus resultierenden Verstärkungskurven können für den in Bonn interessanten Bereich um eine Verstärkung von 50 in Abbildung 8.2 gesehen werden. Aus Anpassungen an diese

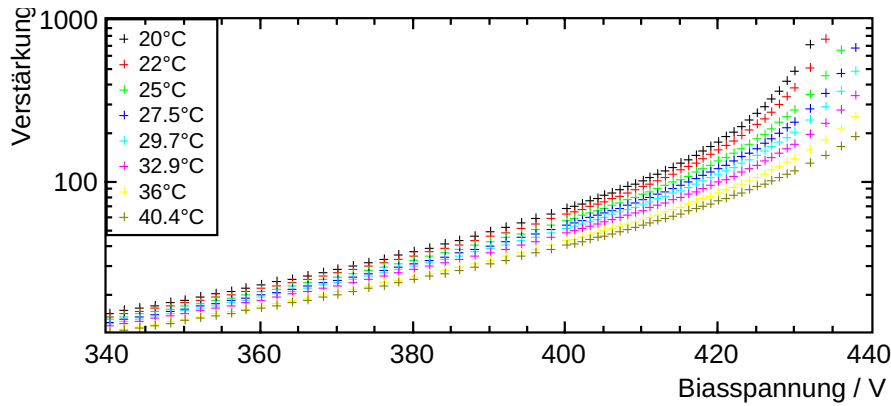


Abbildung 8.2: Abhängigkeit der Verstärkung von der Bias-Spannung für unterschiedliche Temperaturen berechnet aus Messungen der Ströme für eine APD.

Kurven wird die Temperaturabhängigkeit extrahiert. Dazu wird die Abhängigkeit der Verstärkung von der Bias-Spannung für jede Temperatur an der Stelle der Bias-Spannung für eine Verstärkung von 50 bei 25 °C ausgewertet. Die von uns verwendete Abhängigkeit ist die Steilheit der Kurve bei 25 °C. Somit wird für jeden Temperaturpunkt eine komplette Gain-Spannungsabhängigkeitskurve aus den Stromspannungskurven berechnet. Leider war der zeitliche Messaufwand für einen solchen Temperaturpunkt sehr hoch, weshalb nur bei wenigen Temperaturen Punkte genommen werden konnten. Abbildung 8.3 zeigt die aus dem Beispiel extrahierte Temperaturabhängigkeit. Insgesamt standen diese Daten für 60

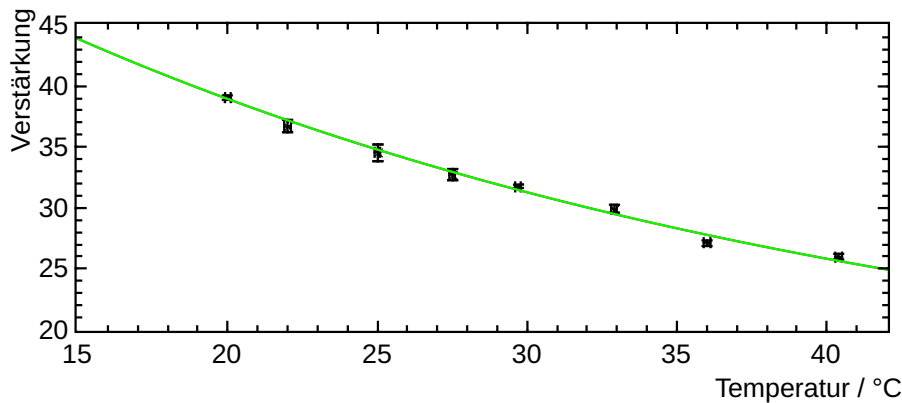


Abbildung 8.3: Temperaturabhängigkeit der Verstärkung einer APD gemessen mit kontinuierlichem Licht.

APDs zur Verfügung und wurden ausgewertet. Aufgrund von Unstimmigkeiten im Aufbau konnten die Werte nicht mit den in Bonn gemessenen überein gebracht werden und waren lediglich zur Fehlerbeseitigung und Verbesserung des Aufbaus nutzbar. Neuere Daten aus den Messstationen standen nicht zur Verfügung.

8.2 Temperaturstabilität des Crystal-Barrel-Kalorimeters

Die Experimentierhalle, in welcher das Crystal-Barrel-Kalorimeter aufgebaut ist, ist aus wirtschaftlichen und technischen Gründen nicht klimatisierbar. Deshalb ergeben sich witterungsbedingt Schwankungen der Umgebungstemperatur des Kalorimeters. Da APDs einen sehr starken Temperaturkoeffizienten von $(-2,27 \pm 0,08) \frac{\%}{\text{K}}$ aufweisen (siehe Kapitel 3.4.4) ist eine Regelung der Temperatur des Kalorimeters eine logische Konsequenz. Auf Grund des vorhandenen Platzes um das Kalorimeter und der vorhandenen technischen Möglichkeiten ist die Zielsetzung, eine Stabilisierung des Kalorimeters auf $\pm 0,5^\circ\text{C}$ zu realisieren.

Neben der Umgebungstemperatur beeinflusst die Temperatur des Kalorimeters einen Wärmeeintrag durch die Elektronik der Module von circa 140 W pro Hälfte. Da die Kristalle aus CsI(Tl) bestehen, welches leicht hygroskopisch ist, wird das Kalorimeter mit trockener Luft gespült, welche im Trocknungsprozess erwärmt wird. Diese trockene Luft kann im neuen Aufbau des Kalorimeters mit aus Peltier-Elementen aufgebauten Luftkühlern vor dem Einströmen ins Kalorimeter gekühlt und stabilisiert werden. Zudem durchfließt jede der Befestigungsstreben der Detektormodule eine Kühlfüssigkeit, welche es ermöglicht, den Wärmeeintrag aus dem Kalorimeter abzuführen. Zur Entkopplung der Kalorimeter-temperatur von der Umgebungstemperatur ist das Kalorimeter im neuen Aufbau an den Stirnflächen mit einer Isolationsschicht verdeckt und teilweise mit dem Isolationsmaterial Armaflex eingepackt.

Zur Temperaturüberwachung des Kalorimeters stehen zahlreiche Sensoren zur Verfügung. Diese messen die Temperatur an den Luftkühlern ebenso wie die der Befestigungsrippen der Detektormodule. Die Temperatur der Elektronik und der APDs wird am besten über den digitalen Temperatursensor auf der Hauptplatine des Frontends jedes Detektormoduls, bzw. den digitalisierten Wert des NTCs (zur Kompensation der Temperaturabhängigkeit der Verstärkung der APDs) repräsentiert (siehe Kapitel 2.3.2).

Dadurch ist eine Matrix der Temperaturen im Kalorimeter detektierbar. Die Anzeige dieser Matrix wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit [Stü16] auf der internen Webseite zur Überwachung der Betriebsparameter (slowcontrol.cb.uni-bonn.de) implementiert. Ebenso

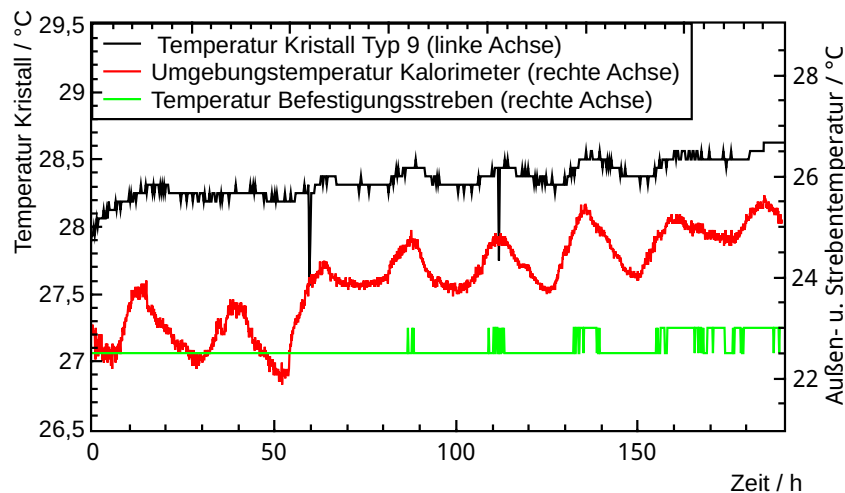


Abbildung 8.4: Temperaturverlauf in einem Detektormodul des Crystal-Barrel-Kalorimeters verglichen mit der Außentemperatur und der Temperatur der Haltestruktur. Die Kristalltemperatur ist auf der linken Achse, während die anderen Temperaturen auf der rechten Achse dargestellt sind.

Kapitel 8 Anhang

Max. Temperature 28.75 °C on row 23 column 15
 Last readout on 2017-10-05 17:06:44

up-stream												down-stream														
Theta												Theta														
	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13		
1	27.19	27.19	27.25	27.75	27.75	28	27.94	28.13	28.25	28		27.75	27.94	27.5	27.56	27.31	27.38	27.5	27.31	26.81	26.5					
2	26.69	27.19	27.13	27.38	27.75	27.94	28.06	27.81	28.13	28.19	27.88	27.63	27.88	27.69	27.5	27.25	27.13	27.44	27.13	26.75	26.31	26.75	27	26.44		
3	27.38	27.19	27.31	27.88	28.06	28.25	28	28.25	28.31	27.94		27.63	28.13	27.69	27.56	27.44	27.5	27.5	27.38	26.81	26.5					
4	26.81	27.31	27.25	27.5	27.75	27.88	27.81	27.88	28.13	28.13	27.94	27.88	27.94	27.81	27.44	27.19	27.56	27.5	27.38	26.75	26.56	27.19	27	26.5	4	
5	27.38	27.13	27.63	28	27.94	27.63	27.63	28.25	28.19	27.94		27.88	27.81	27.5	27.5	27.31	27.56	27.5	27.19	26.81	26.31					
6	26.81	27.31	27.06	27.44	27.81	27.69	27.63	27.63	27.94	28.31	28.13	27.81	27.75	27.63	27.44	27.44	27.5	27.63	27.44	26.88	26.56	26.88	27.06	26.31	6	
7	27.25	27.31	27.5	27.81	27.94	27.81	28	28.13	28.38	27.88		27.81	27.5	27.63	27.56	27.38	27.56	27.63	27.44	26.88	26.31					
8	26.94	27.19	27.38	27.63	27.94	27.81	27.75	27.75	27.94	28.13	28	27.44	27.94	27.63	27.5	27.25	27.5	27.38	27.44	27.06	26.56	26.88	27.13	26.56	8	
9	27.06	27.19	27.5	27.94	28	27.69	27.63	28.19	28	28.25		27.69	27.75	27.69	27.31	27.25	27.5	27.63	27.13	26.75	26.56					
10	26.88	27.31	27.31	27.44	27.69	27.81	28.06	27.88	28.13	28.19	28.13	27.75	27.88	27.56	27.31	27.31	27.44	27.31	27.13	27	26.38	27.06	27.19	26.19	10	
11	27.5	27.5	27.88	28	27.94	28	27.81	28	28	28.19		27.63	27.94	27.63	27.44	27.38	27.38	27.56	27.31	27	26.63					
12	27	27.56	27.69	27.94	27.94	27.94	27.63	27.88	28.06	28.31	28	28.13	28	27.69	27.31	27.63	27.5	27.31	27.06	26.63	26.75	26.94	27.13	26.38	12	
13	27.63	27.5	27.88	28	28.06	27.88	27.88	28.13	28.19	28		28.19	27.94	27.56	27.5	27.25	27.31	27.13	27.13	26.56	26.5					
14	27	27.94	27.69	28	28.19	28.19	27.94	27.94	28.19	28.38	28	28.06	27.88	27.75	27.19	27.19	27.5	27.38	27.13	26.63	26.5	27.06	27.13	26.5	14	
15	27.5	27.5	27.88	28.25	28.06	27.94	28	28.13	28.56	28.06		27.88	27.94	27.81	27.38	27.38	27.44	27.31	26.88	26.75	26.25					
16	26.81	27.5	27.69	27.88	28.5	28.25	28	27.81	28.06	28.31	27.81	27.75	27.88	27.5	27.44	27.13	27.56	27.25	26.75	26.56	26.63	26.94	26.94	26.25	16	
17	27	27.69	27.56	27.81	28.13	28	27.81	27.94	28.44	28.25	28.06	28	27.69	27.44	27.19	27.31	27.25	27.19	26.94	26.44	26.13					
18	26.94	27.63	27.88	28.19	28.06	27.88	28	28	28.06	28.25	28	27.88	27.88	27.63	27.13	27.13	27.44	27.19	26.88	26.44	26.38	27	27.06	26.31	18	
19	27.69	27.75	28.19	28.19	28.31	28.06	28.13	28.19	28.38	28.13		27.81	27.75	27.44	27.31	27.06	27.25	27.31	26.88	26.69	26.31					
20	26.69	27.75	27.88	28	28.13	28.19	27.94	27.94	28.38	28.38	27.94	27.63	27.56	27.63	26.94	27.13	27.13	27	27.06	26.5	26.44	26.75	26.94	26.25	20	
21	27.63	27.81	28	27.94	28	27.81	27.88	28.19	28.25	27.94		27.88	27.75	27.5	27.06	27	27.44	27	26.81	26.63	26.38					
22	26.94	27.94	27.81	27.88	27.94	28.13	27.75	27.88	28.13	28	28.06	27.88	27.75	27.44	27.25	27.38	27.31	27.31	27.06	26.56	26.25	26.94	26.75	26.13	22	
23	27.81	27.81	28.19	28.19	28.19	27.81	27.56	27.63	27.75	27.94		27.63	27.88	27.44	27.38	27.13	27.5	27.31	26.94	26.56	26.25					
24	26.94	27.88	27.81	28	27.94	27.88	27.75	27.81	27.81	27.81	28.06	28	28	27.63	27.25	27.25	27.38	27.31	27.25	26.69	26.31	26.69	26.88	26.44	24	
25	27.56	27.88	27.75	28	28.13	27.88	27.88	27.81	28.13	28		28	28	27.5	27.25	27.13	27.19	27.19	27	26.5	26.25					
26	27.19	27.63	27.94	28.06	28.06	28.06	27.94	27.75	27.94	28.19	27.81	27.81	27.75	27.56	27.25	27.19	27.38	27.13	26.88	26.38	26.19	26.88	26.88	26.5	26	
27	27.5	27.69	28.31	28.06	27.94	27.88	28	28.06	28.19	27.94		27.88	27.88	27.56	27.19	27.38	27.31	27.31	27.06	26.5	26.31					
28	27.13	27.81	28.5	28.19	28.13	28.13	27.81	27.94	28.06	28.13	28.06	28	27.81	27.44	27.44	27.25	27.5	27.25	26.81	26.63	26.25	26.94	27	26.13	28	
29	27.94	28.38	28.31	28.13	28.19	28.13	27.94	28.38	28.38	28.31		27.81	27.75	27.44	27.31	27.38	27.63	27.44	27	26.63	26.19					
30	27	27.81	28.19	28.31	28.38	28.06	27.88	28.25	28.44	28.5	28.31	27.81	27.88	27.38	27.31	27.25	27.19	27.31	27.06	26.88	26.44	27.06	26.81	26.31	30	
31	27.44	27.88	28.75	28.63	28	27.88	28	28.25	28.44	28.13		27.75	27.94	27.44	27.44	27.44	27.5	27.25	26.94	26.63	26.44					
32	27.19	27.69	27.75	28.25	28.44	28.06	28	28.13	28.31	28.25	28.19	27.63	27.88	27.5	27.38	27.06	27.38	27.31	26.94	26.63	26.38	26.88	27.06	26.13	32	
33	27.56	27.75	28.25	28.31	28.13	28	28.06	28.13	28.06	28.06		27.63	27.88	27.69	27.31	27.13	27.5	27.31	26.94	26.75	26.63					
34	27	27.56	28	28.31	28.19	28	27.94	27.81	28.06	28.38	27.88	27.75	27.56	27.63	27.38	27.31	27.25	27.31	27	26.69	26.63	27	26.94	26.31	34	
35	27.56	27.81	28.13	28.25	28.13	27.56	27.75	27.94	28.25	27.94		27.94	27.88	27.5	27.38	27.56	27.25	27.06	27	26.88	26.44					
36	27.06	27.5	27.75	27.88	28.13	28	28.06	27.75	28	28		27.63	27.5	27.75	27.44	27.31	27.25	27.25	26.94	26.69	26.5	26.94	27.06	26.38	36	
37	27.56	27.69	27.88	28.31	28.25	27.94	27.75	28.06	28	27.75		27.38	27.69	27.5	27.13	27.44	27.25	27.31	26.75	26.63	26.5					
38	26.94	27.75	27.75	27.75	28.13	28	28.06	27.81	28	28.06	27.75	27.38	27.75	27.44	27.31	27.25	27.31	27.13	26.88	26.88	26.63	26.88	26.81	26.56	38	
39	27.56	27.81	27.69	28.19	28	28	27.81	27.75	27.75	27.75		27.5	27.69	27.31	27.25	27.56	27.44	27.31	27.13	27	26.81					
40	27	27.75	27.56	27.81	28.06	28.13	28	27.81	27.81	28	27.75	27.5	27.56	27.25	27.38	27.5	27.5	27.38	27.44	26.5	26.5	26.88	26.69	26.56	40	
41	27.38	27.44	27.75	28	28.13	28.06	27.63	27.81	28.19	27.63		27.44	27.56	27.44	27.19	27.25	27.38	27.19	27.06	26.56	26.44					
42	26.94	27.5	27.5	27.69	28	28.06	27.81	28	27.81	28	27.81	27.5	27.38	27.31	27.19	27.31	27.69	27.44	27.13	26.94	26.5	26.5	26.88	26.56	42	
43	27.31	27.44	27.69	27.69	27.88	27.88	27.81	27.81	28	27.69		27.44	27.38	27.31	27.25	27.13	27.38	27.63	27.06	26.81	26.56					
44	27	27.31	27.56	27.5	27.81	28.44	27.81	27.94	27.81	28	27.75	27.5	27.56	26.94	27.13	27.38	27.5	27.31	27.06	26.75	26.31	27	27	26.56	44	
45	27.25	27.31	27.44	27.94	28.19	27.69	27.81	27.88	27.88	27.56		27.56	27.44	27.31	27.13	27.38	27.31	27.31	27.13	26.81	26.31					
46	27	27.44	27.5	27.56	28	27.88	27.69	27.81	27.75	27.88	27.69	27.38	27.44	27.38	27.13	27.5	27.38	27.38	27.06	26.88	26.5	26.69	26.81	26.38	46	
47	27.69	27.31	27.75	28.06	27.69	27.81	27.75	27.75	27.88	27.5		27.44	27.31	27.31	27.31	27.38	27.19	27.44	27	26.56	26.88					
48	27.19	27.5	27.5	27.63	28	27.94	28.13	27.69	27.88	27.88	27.63	27.5	27.5	27.06	27.06	27.13	27.44	27.19	27.13	26.88	26.19	26.88	26.75	26.19	48	
49	27.38	27.63	27.75	27.88	28.13	27.88	27.63	27.56	27.81	27.81		27.38	27.31	27.44	26.94	27.25	27.5	27.31	27.06	26.56	26.25					
50	27.25	27.38	27.5	27.38	27.81	27.88	27.81	27.63	27.75	27.94	27.56	27.5	27.													

8.2 Temperaturstabilität des Crystal-Barrel-Kalorimeters

ist hier der zeitliche Verlauf der Temperaturen im Kalorimeter und aller anderen Sensoren abrufbar. Ein Beispiel der Temperaturverteilung ist in Abbildung 8.5 zu sehen. Die mittlere Temperatur soll auf etwa $27,5^{\circ}\text{C}$ gehalten werden.

Eine unterschiedliche Temperatur der Detektormodule innerhalb des Kalorimeters hat keinen negativen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit, verändert sich allerdings die Temperatur in einem Detektormodul, so kann sich dies negativ auswirken und sollte deshalb vermieden werden. In Abbildung 8.4 ist exemplarisch der Temperaturverlauf während einer Teststrahlzeit von einer Woche gezeigt. Aufgetragen ist die Außentemperatur um das Kalorimeter, die gemessene mittlere Temperatur auf der Haltestruktur sowie die Temperatur gemessen auf dem Mainboard eines Kristalls. Da die Schwankungen im Detektormodul wesentlich geringer sind, sind die Achsen geteilt: Die Temperatur des Detektormoduls ist auf der linken Y-Achse aufgetragen, die anderen Temperaturen auf der rechten.

Es fällt auf, dass die Temperatur, die während des Betriebes in der Frontendelektronik gemessen wurde, noch oberhalb von $27,5^{\circ}\text{C}$ liegt. Die geplante Temperatur von $27,5^{\circ}\text{C}$ kann erst durch den Aufbau zusätzlicher Kühlkapazitäten erreicht werden. Die sichtbaren kurzen Temperaturstürze im Detektormodul ereigneten sich zu den Zeiten, bei denen die Hochspannung des Kalorimeters kurzzeitig ausgeschaltet wurde. Die Temperaturdifferenz zur Sichel beträgt etwa 6°C . Die Messungen zeigen, dass die Schwankungen der Temperatur des Detektormoduls über mehrere Tage im Bereich von $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$ gehalten werden können. Offensichtlich ist, dass Schwankungen der Außentemperatur Auswirkungen auf die Temperatur des Detektormoduls haben. Eine bessere Isolation wird deshalb nach diesen Tests installiert.

8.3 Tabellen

Befehl	Beschreibung	Standartwert
VERSION	Version des Steuerungssoftware-servers	
HELP	Auflistung aller möglichen Kommandos und ihrer Syntax	
FLASHER ...		
... CANCEL	stoppen des Lichtpulsertiggers	
... ENABLE	starten des Lichtpulsertiggers	
... AUTOOFF	stoppen eines Autopiloten, welcher den Lichtpulser nach einer definierten Anzahl an Blitzen automatisch stoppt	
... SETPULSELENGTH [VALUE ns]	Setzen der Pulslänge des Lichtblitzes in ns	2000
... SETFLASHRATE [VALUE Hz]	Setzen der Wiederholrate der Lichtblitze in Hz	1400
... SETNUMBEROFPULSES [VALUE]	Anzahl an Pulsen, welche bei verwendung der Autopilotfunktion bis zu einem Stoppen des Lichtpulsers gemacht werden sollen	0
... PRESHIFTTRIGGER [VALUE ns]	Gerne als Beamtenmodus bezeichnete Funktion, welche einen Zeitversatz zwischen Trigger und dem erzeugten Lichtblitz einfügt	0
... GETFLASHRATE	Gibt die momentan eingestellte Blitzwiederholrate in Hz zurück	
... GETPRESHIFTTRIGGER	Gibt den eingestellten Zeitversatz zwischen Trigger und Lichtblitz in ns zurück	
... GETPULSELENGTH	Gibt die momentan eingestellte Blitzlänge in ns zurück	

Tabelle 8.1: Steuerbefehle des Servers für den Lichtpulser. Dieser lauscht auf dem TCP-Port 4443 und ist standardmäßig auf der VME-CPU cbvtrig gestartet.

Befehl	Beschreibung	Standartwert
VERSION	Version des Steuerungssoftware-Servers	
HELP	Auflistung aller möglichen Kommandos und ihrer Syntax	
FASHER [up/down] ...		
...LIGHTOFF	Schaltet die LEDs ab, es wird kein Lichtblitz mehr generiert	
...GETVOLTAGE	Gibt die momentan an den LEDs anliegenden Spannungen zurück	
...SETLOWINT [VALUE(s)]	Setzt eine niedrige Intensität für Messungen bei eingeschalteter Bias-Spannung. Mögliche Werte zwischen 300 und 3000.	
...SETHIGHINT [VALUE(s)]	Setzt eine hohe Intensität für Messungen bei ausgeschalteter Bias-Spannung. Mögliche Werte zwischen 300 und 3000.	
...SETHIGHPERCENT [VALUE(s)]	setzt eine helle Intensität für Messungen bei ausgeschalteter Bias-Spannung, prozentual zur maximal möglichen Helligkeit	
...SETLOWPERCENT [VALUE(s)]	setzt eine Intensität für Messungen bei eingeschalteter Bias-Spannung, prozentual zur maximalen Aussteuerung des dynamischen Bereiches	
...GETTEMP	Gibt die Temperaturwerte der Sensoren auf den Lichtpulser Platinen zurück	
...GETID	Gibt die eeprom Identifikation, eine eindeutige ID auf jeder Lichtpulser Platinen, zurück	

Tabelle 8.2: Integrierte Steuerbefehle im I2C Slowcontrol-Server für das Lichtpulsersystem. Dieser Server lauscht auf dem TCP-Port 4442 und ist standardmäßig auf der VME-CPU cbvtrig gestartet.

Mit Bias-Spannung						
Polynom:	$I(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3 + a_4 \cdot x^4$ für $x > 850$					
ϕ	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	
US 50-9	-2,38e-02±6,78e-05	2,82e-04±1,03e-07	1,52e-06±9,33e-11	-1,01e-09±7,62e-14	2,37e-13±4,88e-17	
US 10-29	-6,90e-01±6,73e-05	2,70e-03±1,03e-07	-1,99e-06±9,47e-11	1,31e-09±7,79e-14	-3,33e-13±4,97e-17	
US 30-49	6,29e-03±5,64e-05	-1,78e-04±8,55e-08	2,42e-06±7,82e-11	-1,65e-09±6,39e-14	3,97e-13±4,10e-17	
DS 56-15	-1,81e-01±2,71e-05	6,35e-04±4,35e-08	3,94e-09±2,61e-11	-1,97e-11 ±1,39e-14	3,36e-15±4,15e-18	
DS 16-35	-1,22e-01±1,34e-04	5,96e-04±3,50e-07	2,67e-08±3,43e-10	-3,41e-11±1,56e-13	6,01e-15±2,73e-17	
DS 36-55	-1,75e-01±3,57e-05	6,65e-04±5,52e-08	-2,89e-08±3,19e-11	-9,72e-12±1,65e-14	2,42e-15±4,94e-18	
Polynom:	$I(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3 + a_4 \cdot x^4 + a_5 \cdot x^5$ für $x < 850$					
ϕ	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
US 50-9	0,558±2,01e-05	-0,00509±7,58e-08	1,89e-05±1,25e-10	-2,73e-08±1,87e-13	1,93e-11±2,32e-16	-5,33e-15±1,83e-19
US 10-29	1,053±1,99e-05	-0,00957±7,35e-08	3,28e-05±1,20e-10	-4,79e-08±1,79e-13	3,42e-11±2,24e-16	-9,65e-15±1,78e-19
US 30-49	0,726±1,62e-05	-0,00661±6,09e-08	2,33e-05±1,00e-10	-3,35e-08±1,50e-13	2,37e-11±1,87e-16	-6,61e-15±1,48e-19
DS 56-15	0,350±1,34e-05	-0,00320±4,78e-08	1,11e-05±7,31e-11	-1,59e-08±1,04e-13	1,12e-11±1,25e-16	-3,12e-15±9,94e-20
DS 16-35	0,366±1,25e-05	-0,00290±4,44e-08	1,02e-05±6,89e-11	-1,47e-08±9,92e-14	1,04e-11±1,21e-16	-2,92e-15±9,62e-20
DS 36-55	0,243±2,13e-05	-0,00245±7,42e-08	9,15e-06±1,13e-10	-1,33e-08±1,63e-13	9,45e-12±1,98e-16	-2,64e-15±1,61e-19

Tabelle 8.3: Polynome für die Berechnung der relativen Intensität zwischen unterschiedlichen DAC-Einstellungen für Intensitäten mit eingeschalteter Biasspannung. Aktuelle Werte sind im Softwarepaket zur Bereichs-Kalibration der Fastbus-QDCs eingepflegt.

Ohne Bias-Spannung			
Polynom:	$I(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2$		
ϕ	a_0	a_1	a_2
US 50-9	$-1,084e-01 \pm 2,269e-03$	$5,302e-04 \pm 3,006e-06$	$-5,426e-08 \pm 8,679e-10$
US 10-29	$7,123e-02 \pm 2,137e-03$	$4,563e-04 \pm 2,825e-06$	$-4,961e-08 \pm 8,188e-10$
US 30-49	$-1,492e-01 \pm 2,624e-03$	$5,413e-04 \pm 3,497e-06$	$-5,378e-08 \pm 1,021e-09$
DS 56-15	$-1,865e-01 \pm 2,424e-03$	$5,613e-04 \pm 3,224e-06$	$-5,654e-08 \pm 9,400e-10$
DS 16-35	$-1,840e-01 \pm 2,921e-03$	$5,709e-04 \pm 3,871e-06$	$-6,019e-08 \pm 1,128e-09$
DS 36-55	$-1,281e-01 \pm 2,905e-03$	$5,592e-04 \pm 3,806e-06$	$-6,238e-08 \pm 2,905e-09$

Tabelle 8.4: Polynome für die Berechnung der relativen Intensität zwischen unterschiedlichen DAC-Einstellungen für Intensitäten ohne eingeschaltete Biasspannung. Aktuelle Werte sind im Softwarepaket zur Bereichs-Kalibration der Fastbus-QDCs eingepflegt.

8.4 Weitere Graphen

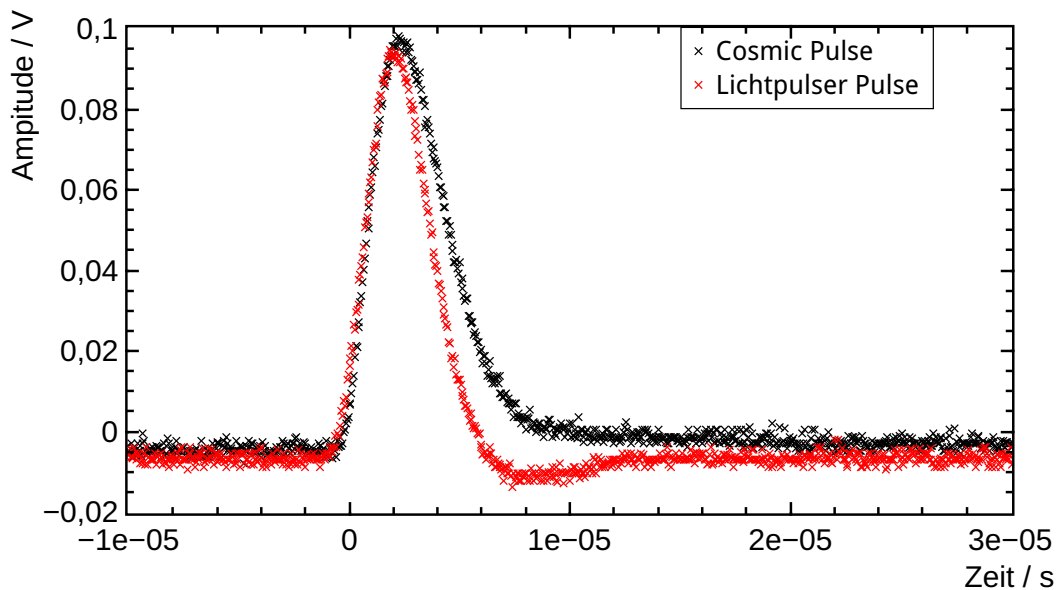


Abbildung 8.6: Vergleich eines Szintillationsereignisses ausgelöst durch kosmische Höhenstrahlung mit einem durch den Lichtpulser simulierten Ereignis. Deutlich ist ein Überschwinger von etwa 7% beim Puls des Lichtpulsers zu erkennen. Dies liegt an einer rechteckigen Signalform des Lichtes und einer damit deutlich anderen Frequenzzusammensetzung im Vergleich zu Szintillationslichtereignissen.

8.5 Schaltpläne

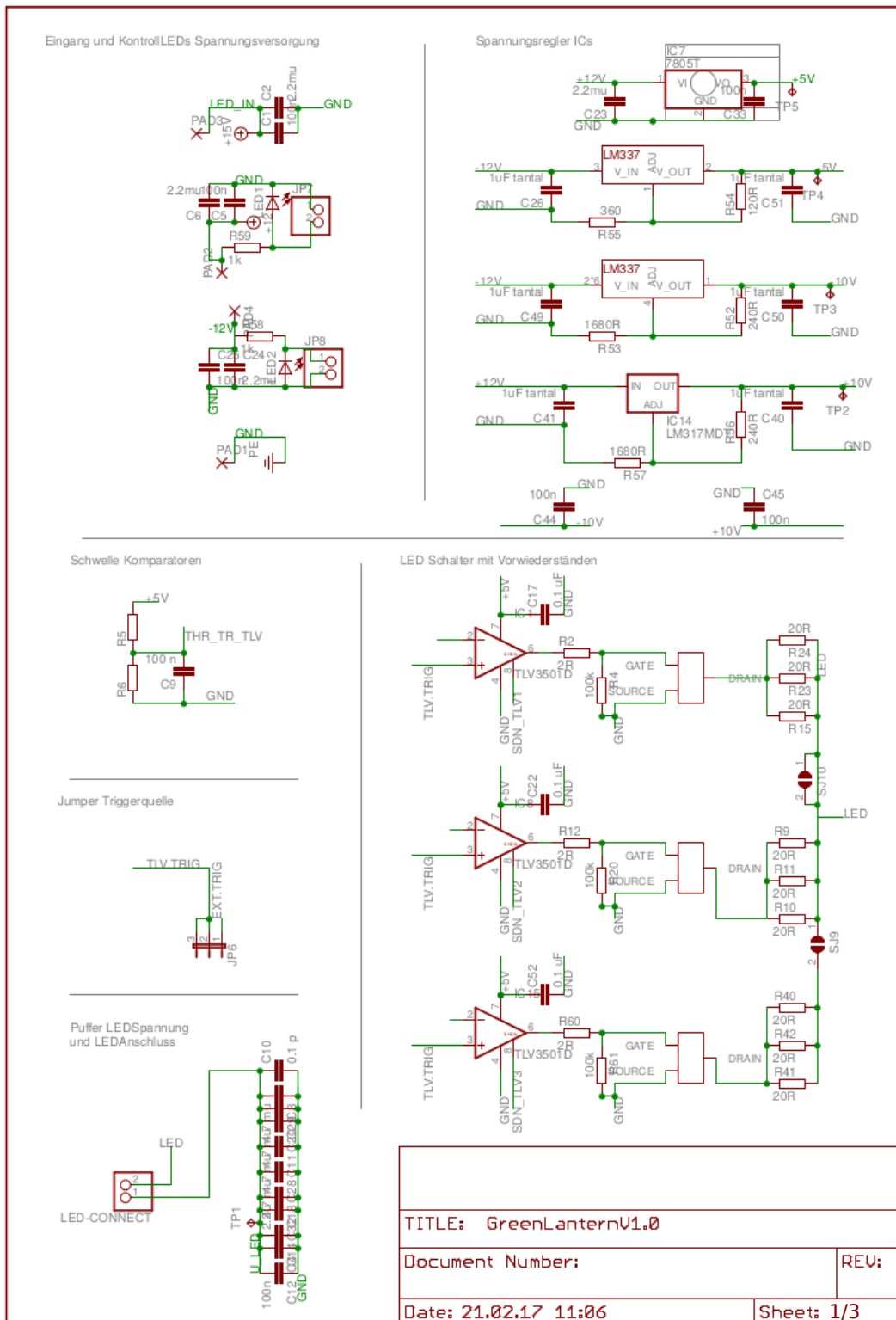


Abbildung 8.7: Schaltplan der Lichtpulssteuerung Seite 1 von 3.

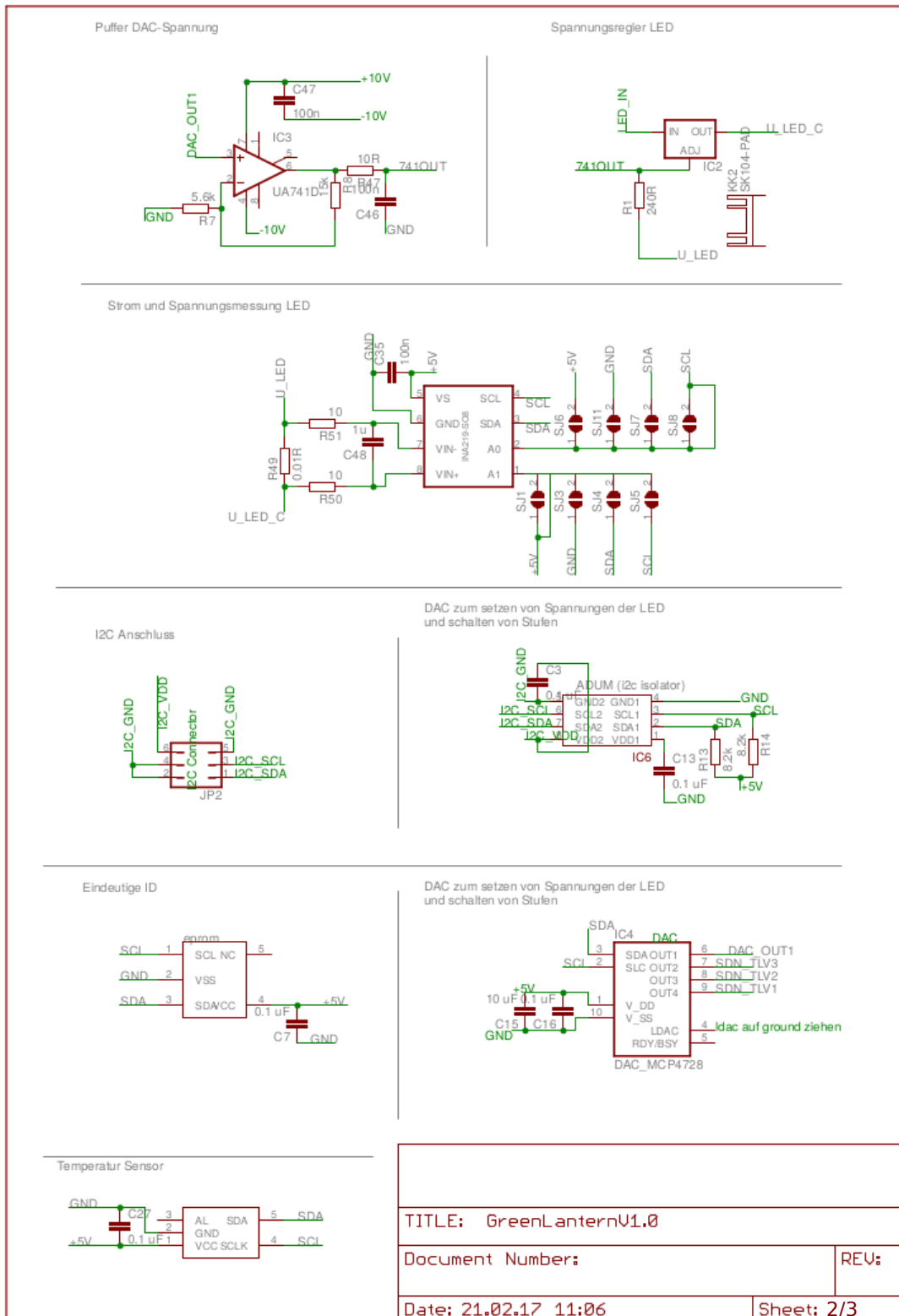


Abbildung 8.8: Schaltplan der Lichtpulssteuerung Seite 2 von 3.

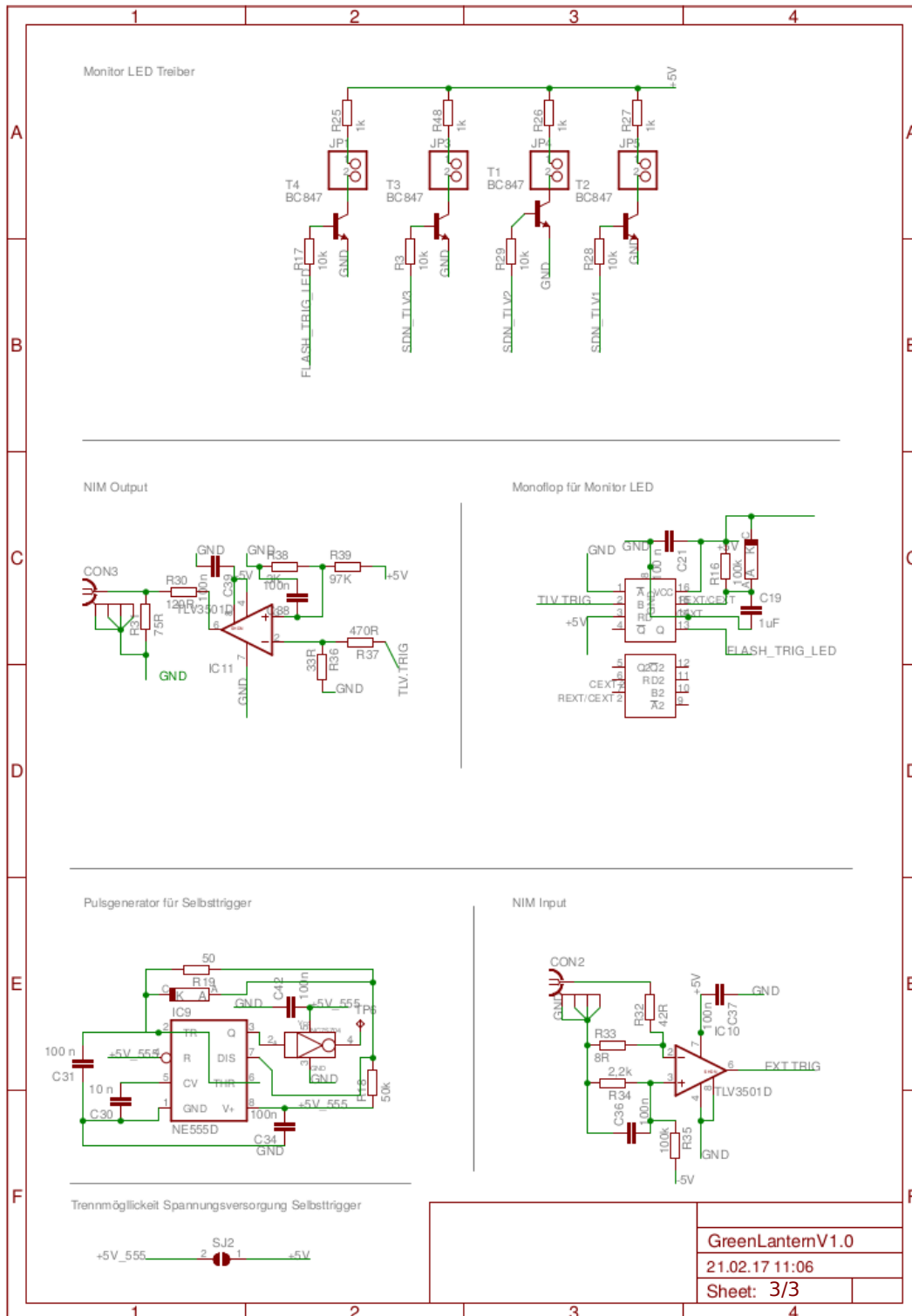


Abbildung 8.9: Schaltplan der Lichtpulssteuerung Seite 3 von 3.

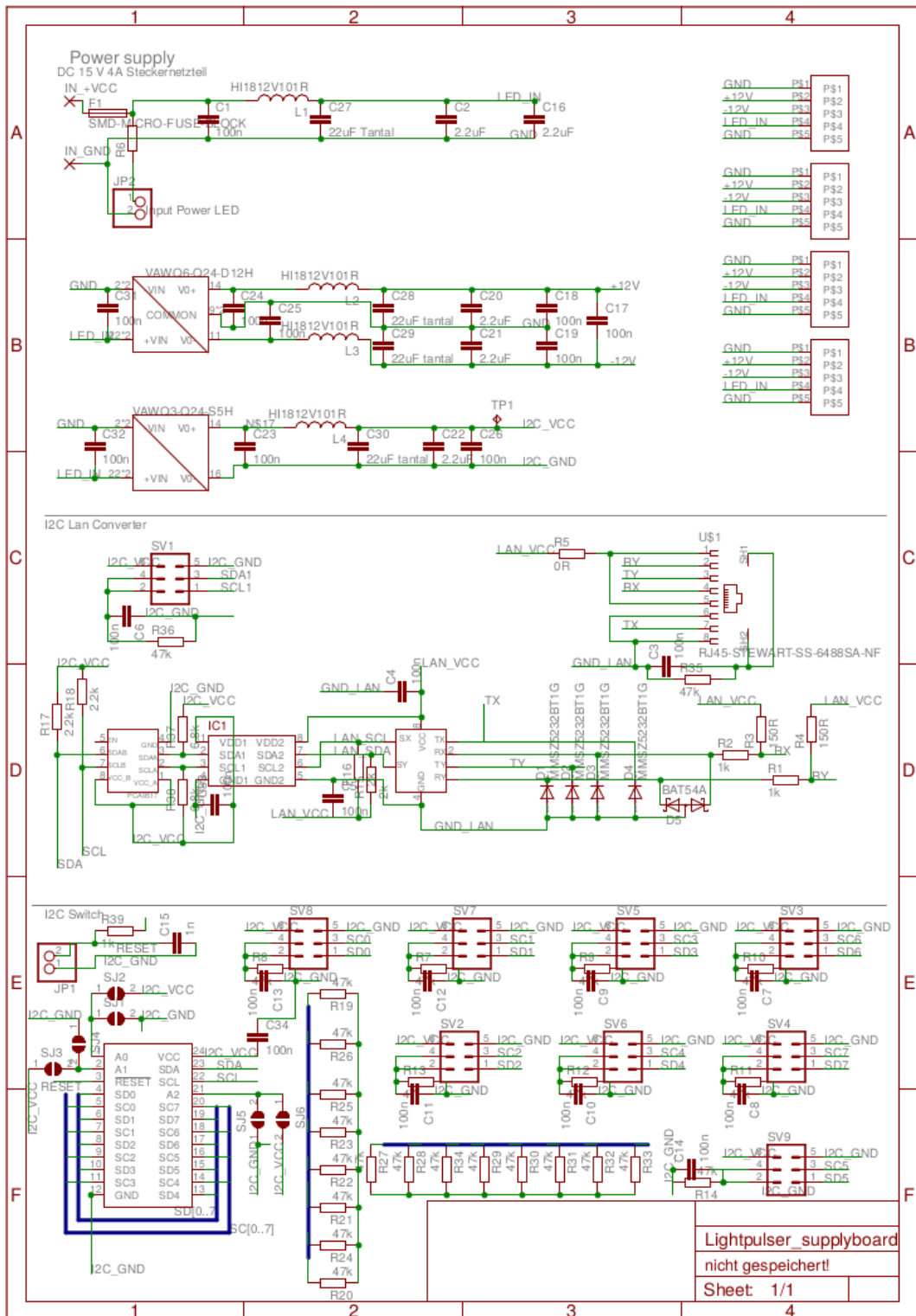


Abbildung 8.10: Schaltplan der Versorgungsplatine.

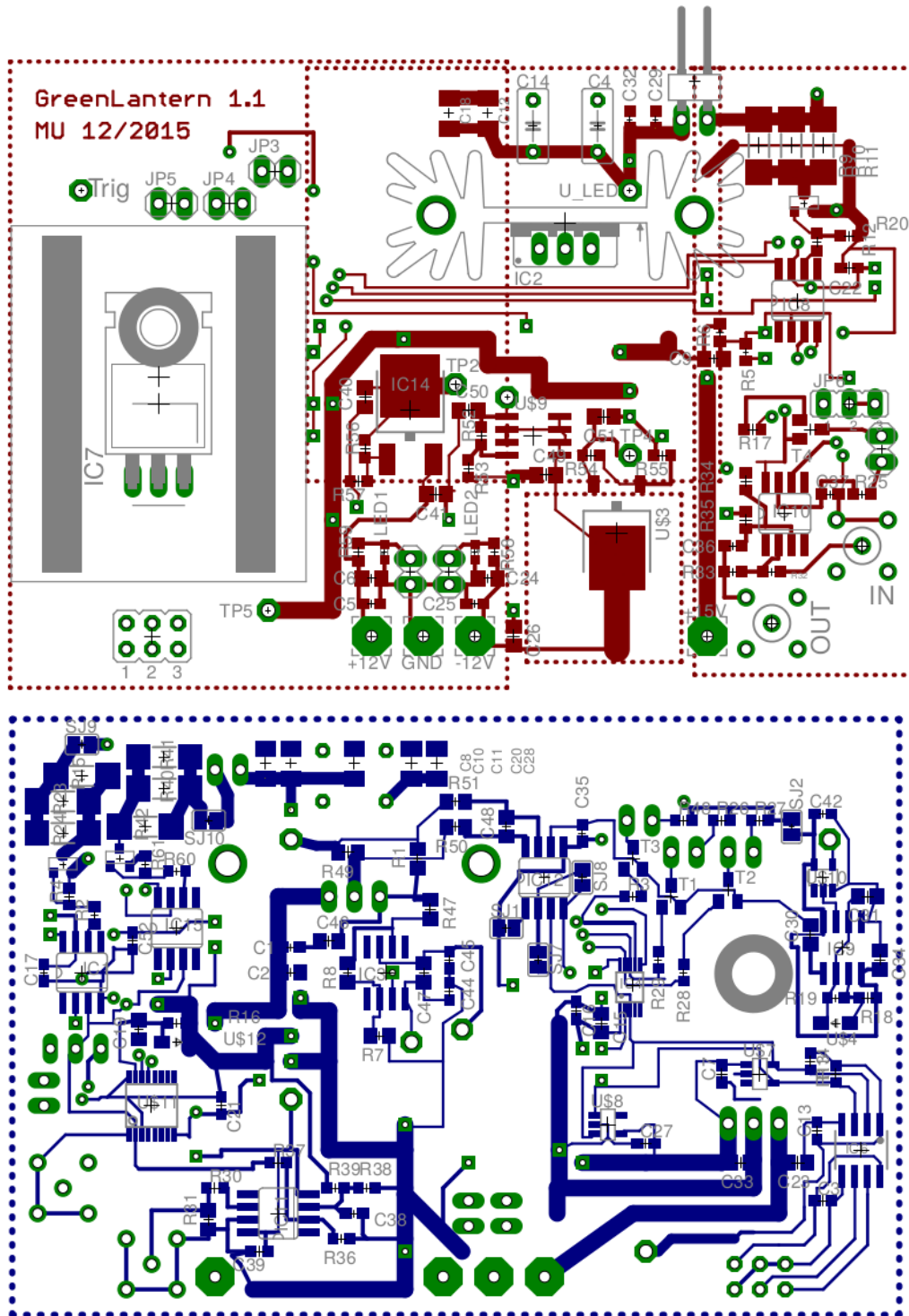


Abbildung 8.11: Design der Lichtpulssteuerung, oben Platinenoberseite, unten Platinenunterseite. Das Design wurde auf zwei Lagen beschränkt.

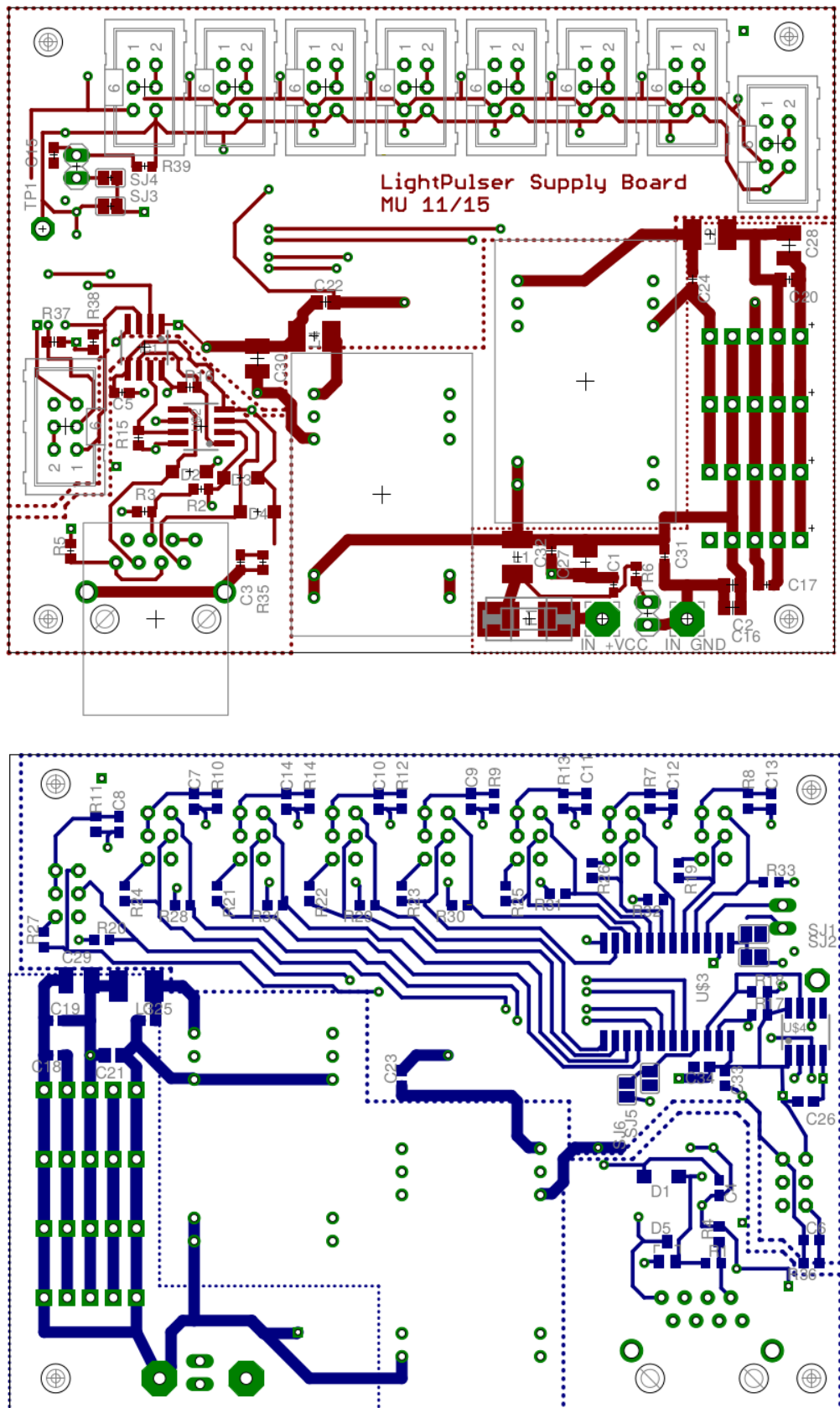


Abbildung 8.12: Design der Versorgungs- und I2C-Multiplexer-Platine, oben Platinenoberseite, unten Platinenunterseite. Das Design wurde auf zwei Lagen beschränkt.

8.6 Zugangswebseite zur Datenbank der gespeicherten Parameter

Upgrade - Avalanche Photo Diodes

Home

Components:

- > Mainboard
- > HV-PCB
- > APD
- > Sichel PCB

Detectors:

- > Endcap
- > certain spectra

APD Charakterisierung

APD overview

Information:

- APD
- Screws
- crystal

digital logbook

APD Parameter gemessen in Bonn

APD Seriennummer abfragen:

0104000211

Gemessene Daten BN der APD:	0104000211	Angaben von Hamamatsu:	0104000211
Spannungsabhängigkeit:	(2.9606 +- 0.0444) dG/dU	Spannung für Gain 50 bei 25°C:	365.2 V
Temperaturabhängigkeit:	(-2.3235 +- 0.0268) dG/dT	Dunkelstrom bei Gain 50 bei 25°C:	10.61 nA
vermessen auf Steckplatz:	2	Durchbruchspannung bei 25°C:	411 V
Station 1 Steckplatzkorrektur:	not necessary, station 2 used		
Quotient:	-0.7848		
Gemessene Gain50 Spannung bei 27.5°C:	365.0024 +- 0.2881		
Analysiert am:	2013-11-17 03:08:38.113068+01	APD wurde verbaut in:	4-013
Ergebnis PDF Spannungsmessung:	Spannung_0104000211.pdf	Eingetragen am:	2014-07-09 06:52:01.721406
Ergebnis PDF Temperaturmessung:	Temperatur_0104000211.pdf		

KOMMENTARE

Neuer Kommentar:

Name:

Upgrade - HV-PCB

Home

Components:

- > Mainboard
- > HV-PCB
- > APD
- > Sichel PCB

Detectors:

- > Endcap
- > certain spectra

APD Charakterisierung

APD overview

Information:

- APD
- Screws
- crystal

digital logbook

HV-PCB

HV-PCB serial to search (in Hex, e. g. a5e9f8):

811d2b

--- HV within parameter range ---

Gemessene Daten des HVboard:	811d2b
ADC-Spannungs-Beziehung:	U(adc)=c+m*adc (0.96+-0.009) V
APD 1 - c:	(0.0148176+-3e-07) V/adchannel
APD 1 - m:	(1.475+-0.04) V
APD 2 - c:	(0.0148508+-1.5e-06) V/adchannel
APD 2 - m:	(466.114+-0.005) V
Poti-Spannungs-Beziehung:	U(poti)=c+m*poti (-0.1285462+-7e-06) V/potival
APD 1 - c:	(465.726+-0.004) V
APD 1 - m:	(-0.128054+-6e-06) V/potival
APD 2 - c:	
APD 2 - m:	
Supply values:	
Current 5V:	0.0035 A
Current 8V:	0.0027 A
Power consumption:	0.033 W
Measured:	2014-02-21 09:47:05.003321+01
Revison:	G

HV-PCB was build into: 4-013

Assembled: 2014-07-09 06:52:01.721406

KOMMENTARE

New Comment:

Name:

Abbildung 8.13: Daten der Datenbank angezeigt auf der Webseite für die Komponenten APD und Hochspannungskarte.

8.6 Zugangswebseite zur Datenbank der gespeicherten Parameter

Upgrade - Mainboard

Home

Components:

- > Mainboard
- > HV-PCB
- > APD
- > Siechel PCB

Detectors:

- > Endcap
- > certain spectra

APD Charakterisierung

- > APD overview
- > Information:
- > APD
- > Screws
- > crystal

digital logbook

Mainboard Parameter gemessen in Bonn

Mainboard Seriennummer abfragen:

Mainboard was tested OK ---

[previous board](#)
[next board \(timestamp\)](#)

Measured data of mainboard: 1111457

Voltage 8V:	7.97045 V
Voltage 5V:	4.99415 V
Voltage 6V:	5.99795 V
Voltage -6V:	-6.14776 V
Voltage -2V:	-2.02325 V
Current 8V:	13.99982 mA
Current 5V:	2.5022 mA
Current 6V:	7.83001 mA
Current -2V:	1.00113 mA
Power consumption:	169.01966 mW
Temperature during measurement:	24.0625 °C

Signal mux:	OK
Cutoff frequency:	40928.013374 kHz
Average of bode plot until 10000 kHz:	349.481818 mV
Noise vpp:	2.257 mV
Noise rms:	0.27553883 mV
noise_gain:	0.061 mv/SADcbit
Hight of peak in bode plot:	366.5 mV
Amplitude of sin on channel 1:	294 mV
Amplitude of inverted sin on channel 2:	294 mV
Amplitude of sum sinus and inverted sin on both channels:	8 mV
Measured on:	28.5.2014 at 16:43 Uhr

Bode Plot

Mux 11

Mux 01

Mux 10

Preamplifier pulse CoI(T1)

[previous board](#)
[next board](#)

KOMMENTARE

New Comment:

Name:

MB wurde verbaut in: 4.013

Eingetragen am: 2014-07-09 06:52:01.721406

Abbildung 8.14: Webseite für Parameter des Mainboards im Frontend.

8.7 Anleitung zur Kalibrierung der Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters (englisch)

How to characterize crystals – a short reminder

Before you start characterizing crystals remind yourself of the following things.

NEVER touch the contacts of the plug of the crystals!!!

Don't remove or plug a crystal in with enabled high voltage!!!

NEVER put a crystal on the table without some underlying foam plastic!!!!

Note everything you notice! You can use the digital logbook!!

NEVER write on paper that lies on a crystal!!!

Don't put color dots on the side of the crystals, always stick it to the brass surface!

Measurement procedure :

(Short version, detailed procedures below)

Before starting, put the Na sources into the measurement station, use tweezers when you move them to the station. The screw thread needs to point towards you.

0. Every day at begin and end the reference crystal needs to be measured (adjusted)

1. preparing a crystal to measure

1.1 check the crystal (I2C)

if a crystal has no label:

2. adjust the APD gain

3.1 measure spectra 'uncalibrated' (if the "adjusted dynamic range" background turns red, continue but put later a red sticker on and comment it on the logbook)

3.2 measure spectra 'uncalibrated_apd1' and 'uncalibrated_apd2'

4. put a yellow label onto the crystal before you put it back on the shelf

if the crystal has a blue label:

2.1 measure spectra 'adjusted' (check if the lines "Solder-Jumpers db" and "set to" match, if not, continue but put later a red sticker with "S" onto the crystal)

3.2 measure spectra 'adjusted_apd1' and 'adjusted_apd2' (ignore Solder-Jumpers)

4. put a green label onto the crystal before you put it to the shelf

from time to time, look at the webpage, if the measured spectra appear there.

AFTER the measurements put the Na sources back into the safe!

Detailed procedures:

Preparing a crystal to measure:

1. ensure the HV is off.
2. Take a crystal, remember its name, place it gently inside the setup, (the blue cable should be flat to the ground, the crystal tip in the wooden hole, the screw in the middle of the wooden board (white line).
3. Plug in the HV cable, blue cable to PCB.
4. screw in the light guide fixing screw and put in the light guide (only no label crystals)
5. put the black blanket above.

Checking a Crystal before measurement:

Go to the section in the client program that is called I2C.

1. press button: **Get Crystal info** and check if the crystal is the one you placed in. (if not check if you remembered incorrectly, click the button again and if it is wrong, write a message and put a red sticker to the crystal endcap next to the screw.
3. Press **Get Temperature** two times. The temperature of the crystal should be at least 27°C before you can start the MCA measurements.
(if it is colder, let the crystal run for a few minutes, ensure the HV is turned on, it will heat up soon)

If the crystal has no sticker, press the **Set Potis BN** button (usually the values should be above 450). Then if no error occurred press **initial check passed**

Adjusting APD gain:

Go to the expert setting page.

The lower part of this page is the part for changing the apd gain

1. plug in the light pulser (lemo cable on function generator above PC monitor)
2. ensure the HV is off
3. press **Get Current Potis**

Don't change the time axis for the next measurements, only the vertical axis on the oscilloscope.

4. measure the 0V amplitude of the preamplifier (yellow signal) for all three cases, both apds, apd1, apd2 on the oscilloscope. You can change the cases by pressing the **IO ...** buttons. Insert the measured values into the fields. Use a dot as a decimal separator.
5. switch the HV on
6. measure the HV amplitudes for all three cases and note it into the fields
7. press the **gain** button
8. All derived gains should be within 45 to 55 – if not note it in the logbook, put a red sticker onto the crystal.
9. difference between gain apd1 and gain apd2 should be less than 0.45, if not

- 9.1 chose the APD that is furthest away from 50, click the little circle
 - 9.2 press **calc**, it tells you which poti value you should change.
 - 9.3 press the **io..** button of that apd in order to get the right amplitude on the oscilloscope
 - 9.4 change the poti value in the field of the according APD a bit and press **set**, look at the oscilloscope, how the amplitude changed.
 - 9.5 adjust the potentiometer so that the amplitude is right within a few mV.
 10. press **save potisetting to db**, note (if you needed to do point 9) the amplitude of both APDs and the changed APD to the HV_on field and press **gain** again.
- Both APDs are now adjusted for the same amplification if not start with point 9 again.
11. To clean the fields of data gain press the small button **C**.
 - 11.1 **unplug the light pulser!!**
 - 11.2 if you forgot to unplug and measured a crystal, write a comment, press the **invalid data** button and measure again. (mca section)

Measuring Spectra

1. ensure the HV is on.
2. In the mca section, select your measurement (adjusted, uncalibrated, ...), then **measure Na**
3. wait until the program reacts again (takes about 3 and a half minutes, you can see what is going on in the terminal on velbat4) and a spectrum appears.
4. look at fit, the peak positions should be right and in the right order (the green is a sum fit, blue a background fit, and grey 3 single gaussian. Only the peak position is important for the calibration)
 - 5.1 if not, adjust the approximate peak positions and press **redo analysis**
 - 5.2 it can help to change the starting position (is the start of an exponential background) a bit
6. If you can accept the fit, press **measurement approved**.
If the fit does not work at all, make a comment and put a red sticker onto the crystal.
(for **apd1 and apd2** only comment and don't put a red label on)
7. for "blue" crystals, for the adjusted measurement (not adjusted_apd1/2) solderjumpers and resistors should match! Otherwise mark red with an S.
8. If you realize, that something is wrong you know the reason press the **invalid data** button and redo the measurement.

Check data later:

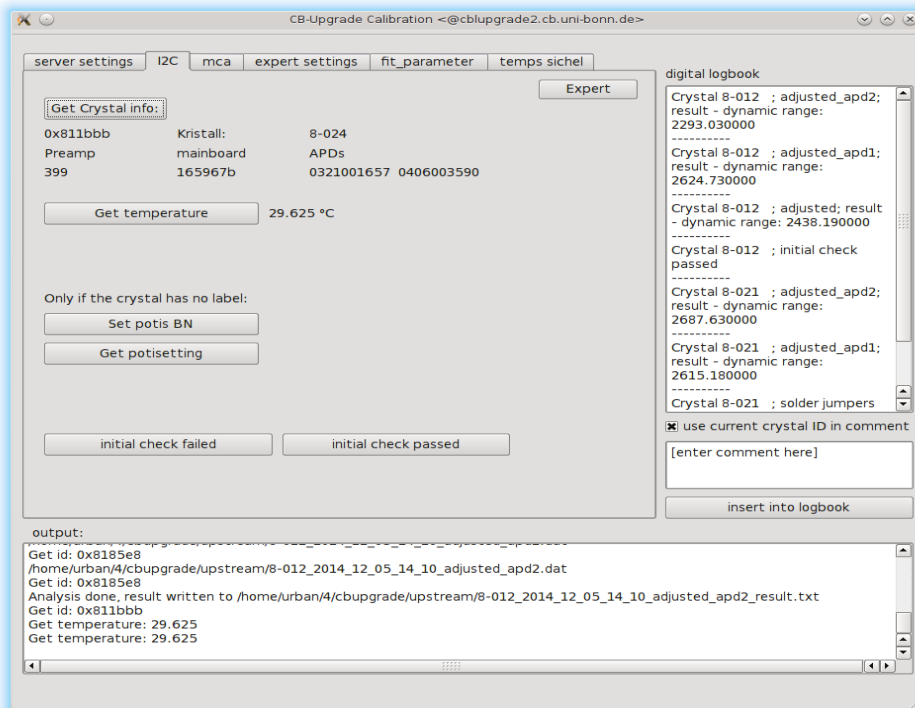
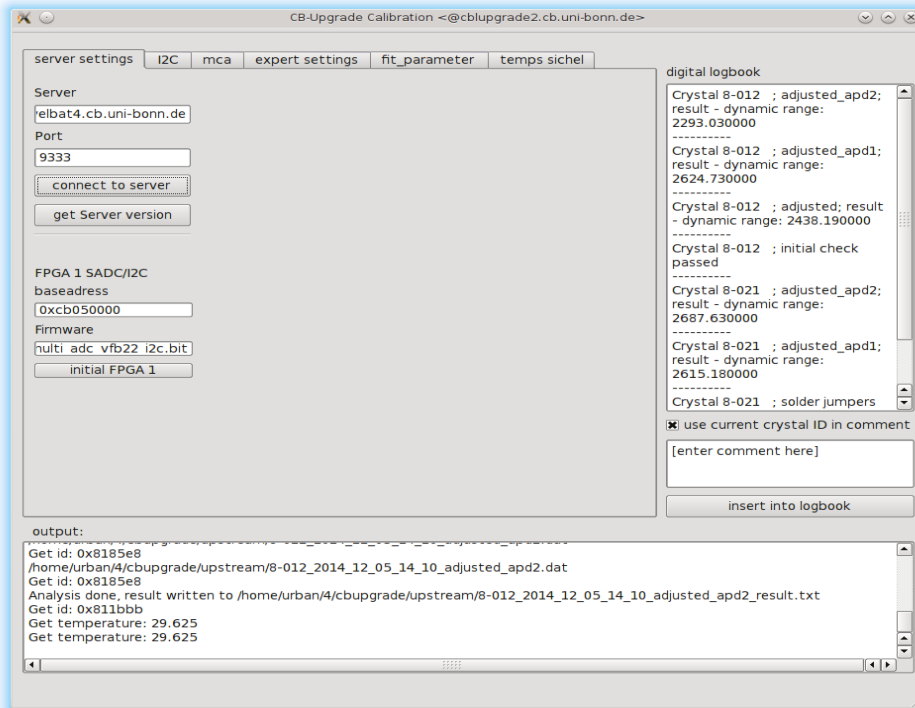
There is a webpage to see all measured results and also the digital logbook:
inside the CB-HISKP net:

http://eddie.cb.uni-bonn.de/cbupgrade_webpage/

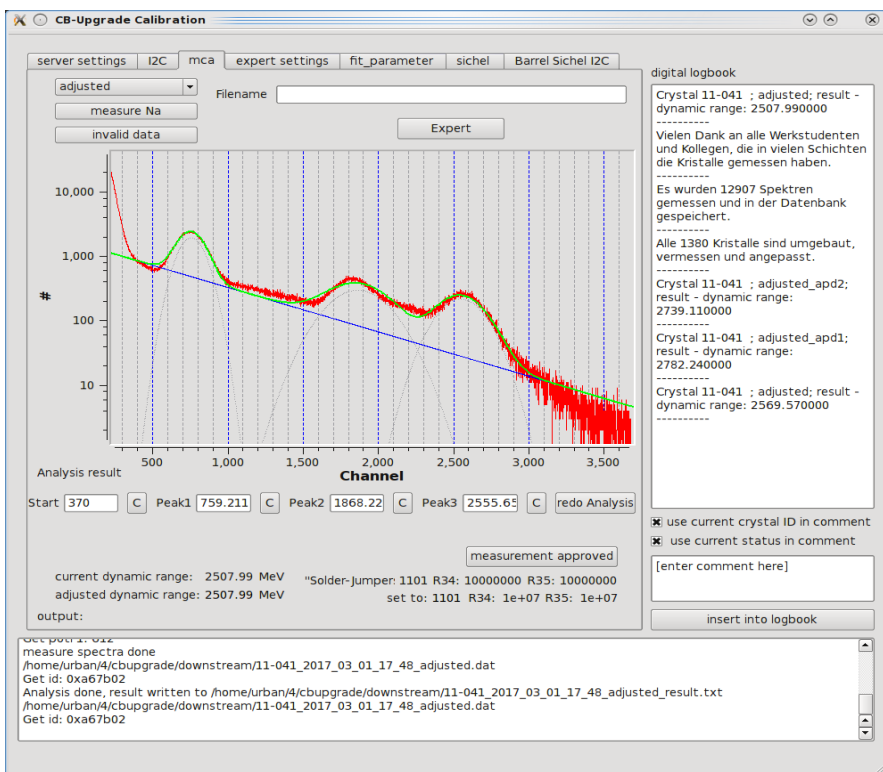
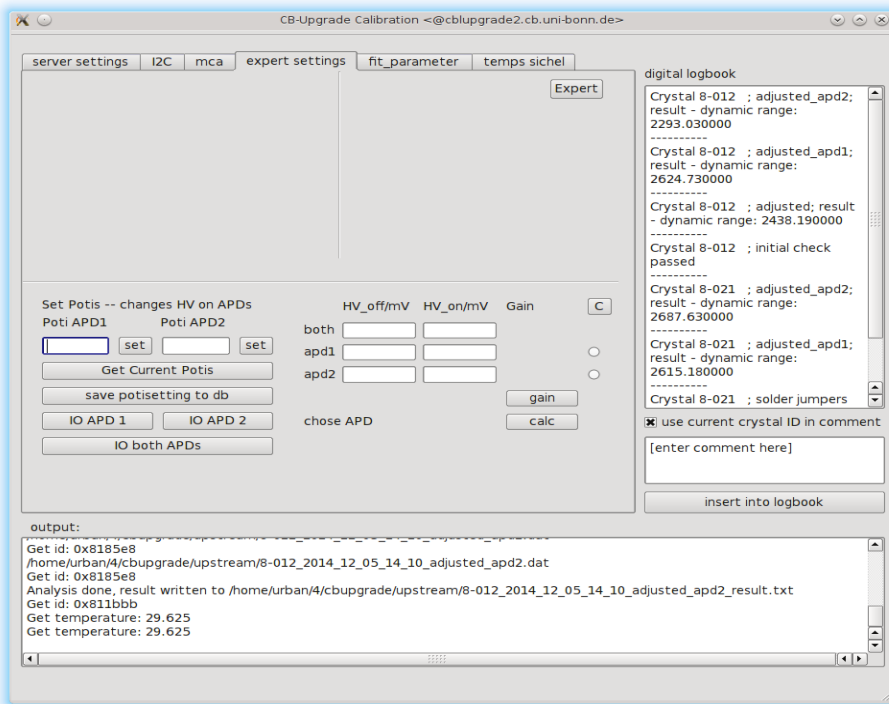
at "endcap" you can search for all crystals and look at certain details and measured spectra.

8.7 Anleitung zur Kalibrierung der Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters (englisch)

Screenshots:



Kapitel 8 Anhang



Solving problems

if the program crashed, see below for the two programs which should run (software setup).

If something crashed, after restart always flash the firmware again by pressing the initial fpga 1 button on the server settings section.

Software setup (background information)

The program structure is the following:

1. A server running on an VCPU in the VME crate, name of the cpu is “velbat4”
2. A Client program called “Tool”, running on “cblupgrade2”.

Usually everything is set up. The following is only needed, if there was a power failure or a crash.

1. login as cbupgrade on the computer next to the setup.
2. Open control program (client), type

`./Tool`

3. login as “daq-tr” on velbat4

- there usually runs a screen with the server, so you should try to retrieve that, typing “screen -x”

- if no screen is running, open a new one with “screen”

the program needed on velbat4 is:

`./cbupgrade_server`

4.1 if no screen opens, or you are not sure that the server program is running, press the button `connect to server` in the client program. And afterwards `get Server version`. If it does not work, you should start the server.

4.2 If the server does not start, look with “ps aux | grep cbupgrade” on velbat4 if any upgrade server is running, kill it with “kill -9 [process id]”

4.3 if screen is crashed, open a new one by only typing screen

Prepare/restart the Client program:

1. press `connect to server` and afterwards `initial FPGA 1` if the client program was restarted.

If you cannot get it to work, try to call Martin Urban or Christian Honisch for help ;).

8.8 Weitere Fotografien

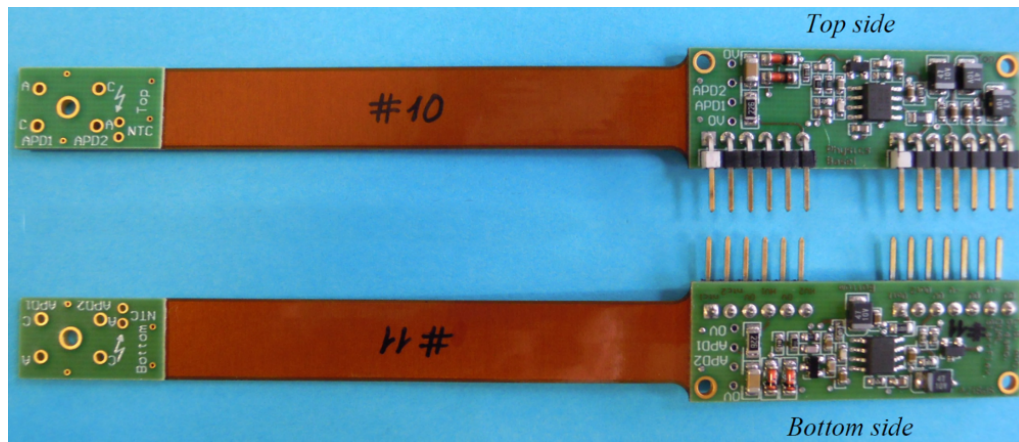


Abbildung 8.15: Fotografie der Vorverstärkerplatine des Frontends [Ste13]. Links im Bild ist die Anschlussplatine für die APDs und den NTC zu sehen, mit einer flexiblen Kaptonplatine (braun), welche durch je eine Lage oben und unten auf Grundpotential gut abgeschirmt ist. Sie bildet die Verbindung zur größeren Platine mit den Bausteinen des Verstärkers.

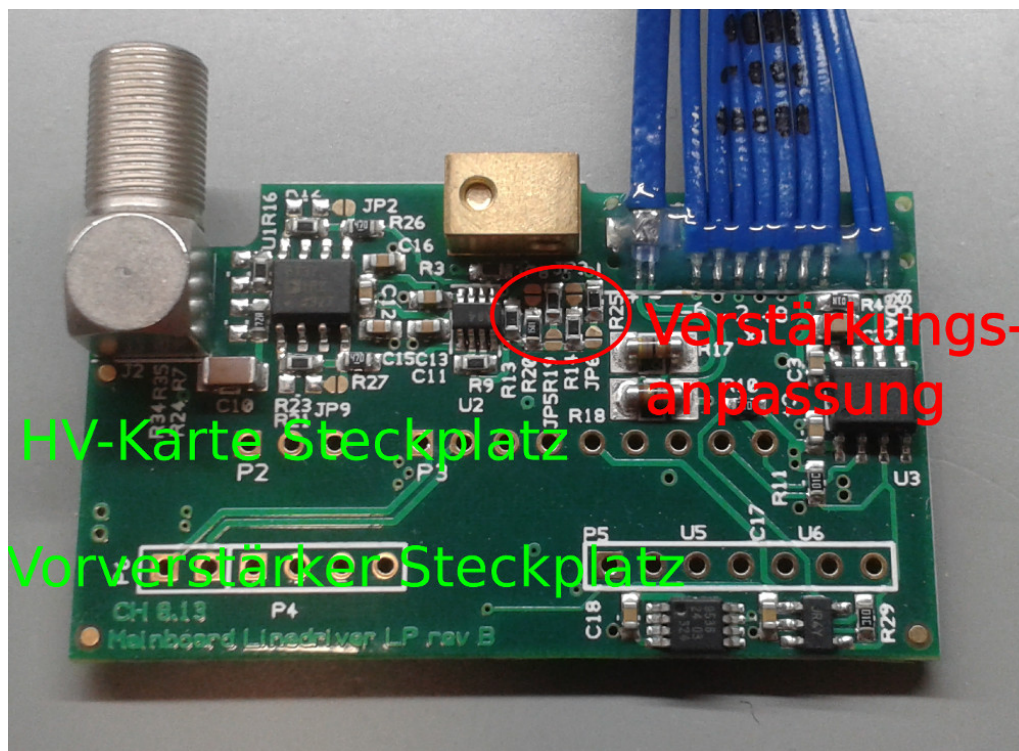


Abbildung 8.16: Fotografie der Hauptplatine des Frontends. In die unteren beiden Steckplätze werden die Vorverstärkerkarte und die HV-Karte eingelötet. Über die 4 Lötbrücken kann die Verstärkung des Leitungstreibers angepasst werden, indem der Feedback-Widerstand aus einer Kombination parallel geschalteter Widerstände ausgewählt wird.

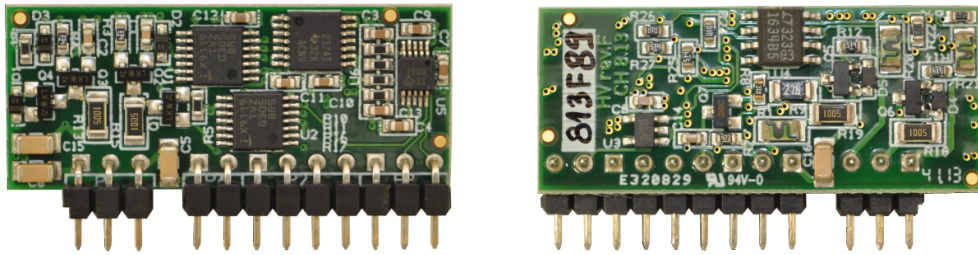


Abbildung 8.17: Ober- und Unterseite der Platine für die Hochspannungsversorgung in der finalen Revision [Hon14].

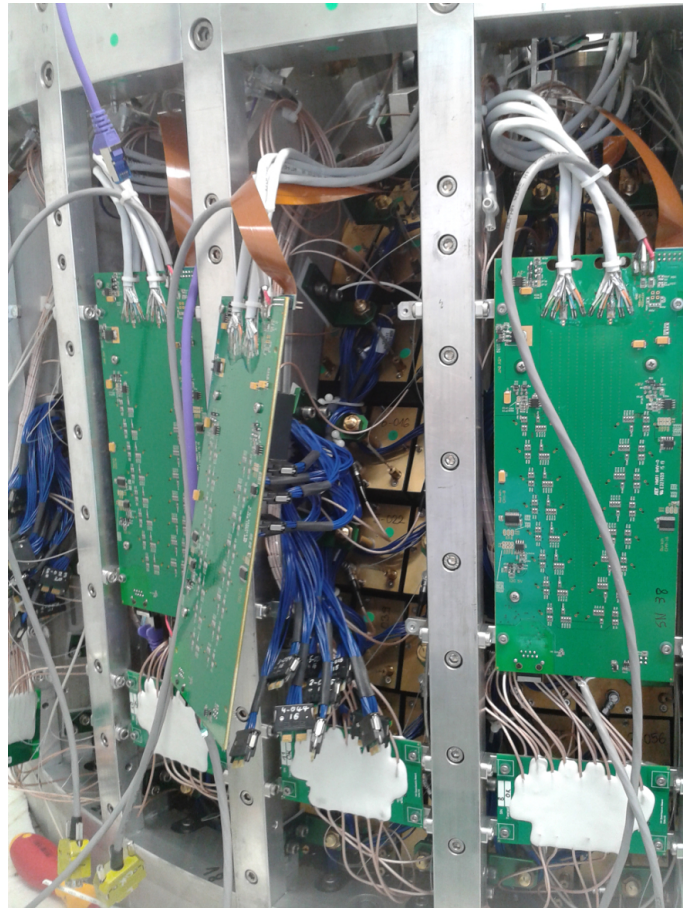


Abbildung 8.18: Fotografie des Einsetzens der Verteilungsplatine im Crystal-Barrel-Kalorimeter. Die blauen Kabel der Detektormodule werden auf der Platine eingesteckt. Die zweite Erweiterungsplatine, welche über die flexible Leiterbahn und vier CAT7-Kabel verbunden ist, befindet sich weiter im Inneren des Kalorimeters. Die Signale werden an der Stirnfläche des Kalorimeters herausgeführt (im Bild nicht sichtbar).

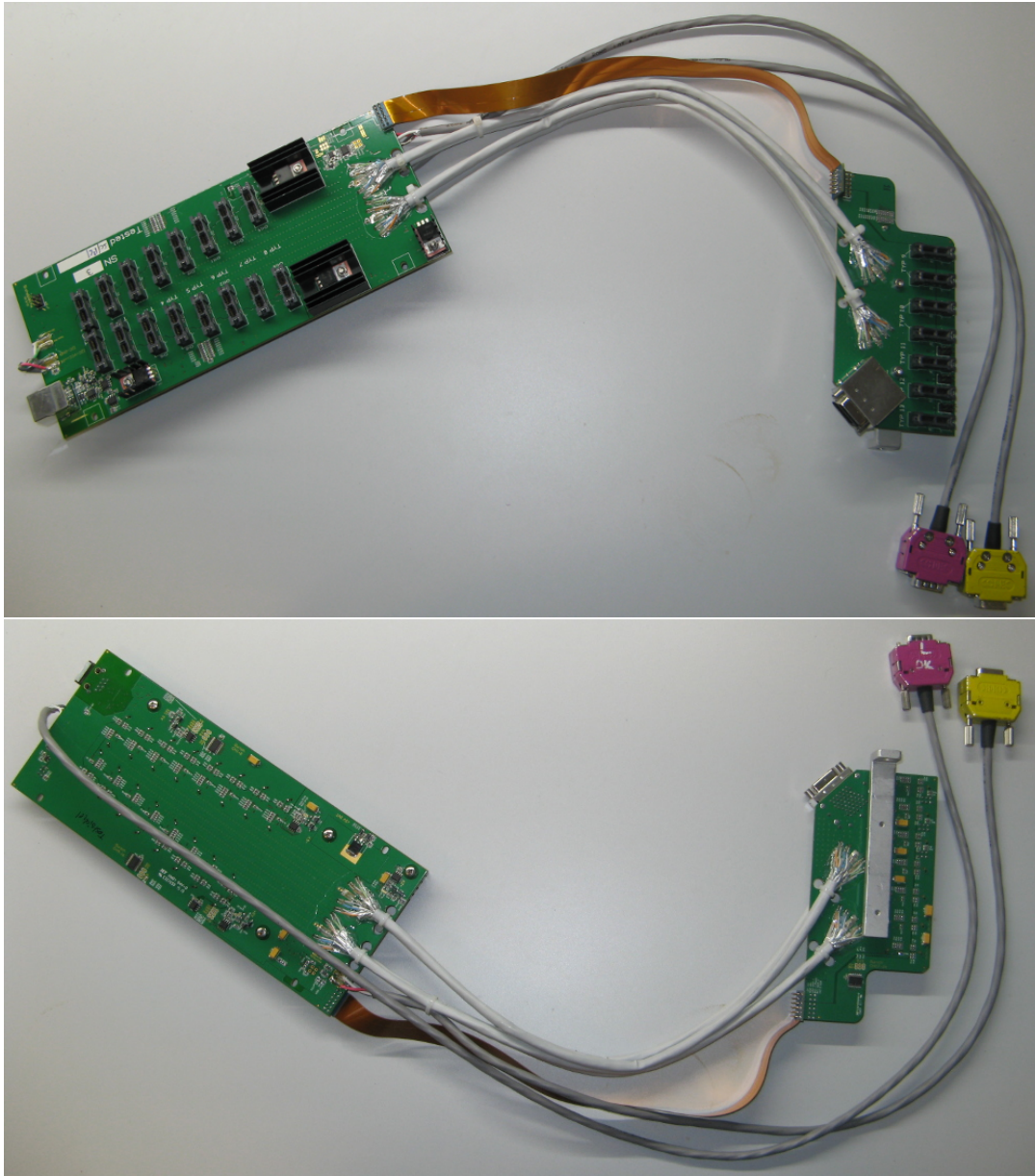
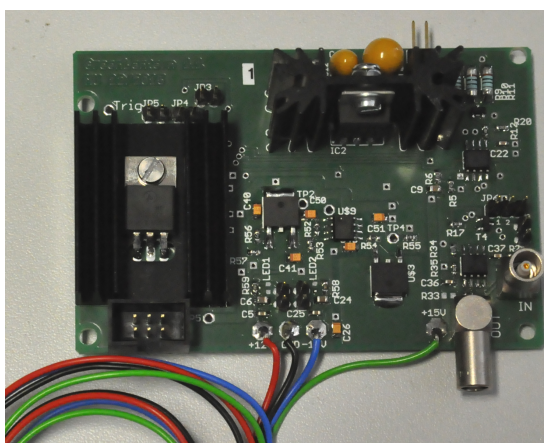


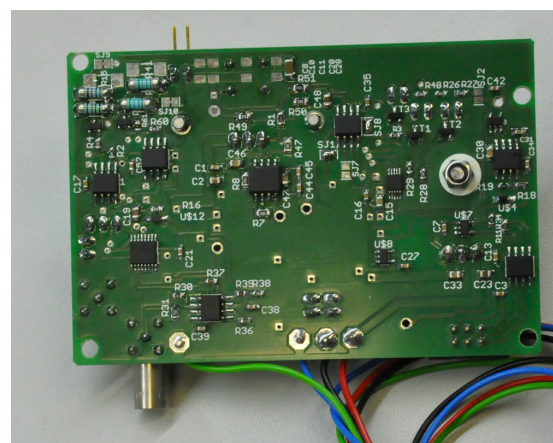
Abbildung 8.19: Vorder- und Rückseite der Verteilungsplatine. Diese ist zweigeteilt, da die Verbindungskabel der Detektormodule alle dieselbe Länge besitzen. Die Detektormodultypen 9-13 werden auf der kleineren Erweiterung (rechts im Bild) eingesteckt. Diese befindet sich näher an der Stirnfläche des Kalorimeters. Hier befindet sich auch der MRJ21-Stecker zum Herausführen der Signale.



Abbildung 8.20: Fotografie der Versorgungs- und Verbindungsplatine für die Lichtpulsersteuerungen.



(a) Foto LED Steuerung Oberseite



(b) Foto LED Steuerung Unterseite

Abbildung 8.21: Fotografien der Steuerungsplatine für eine Lichtpulser LED.

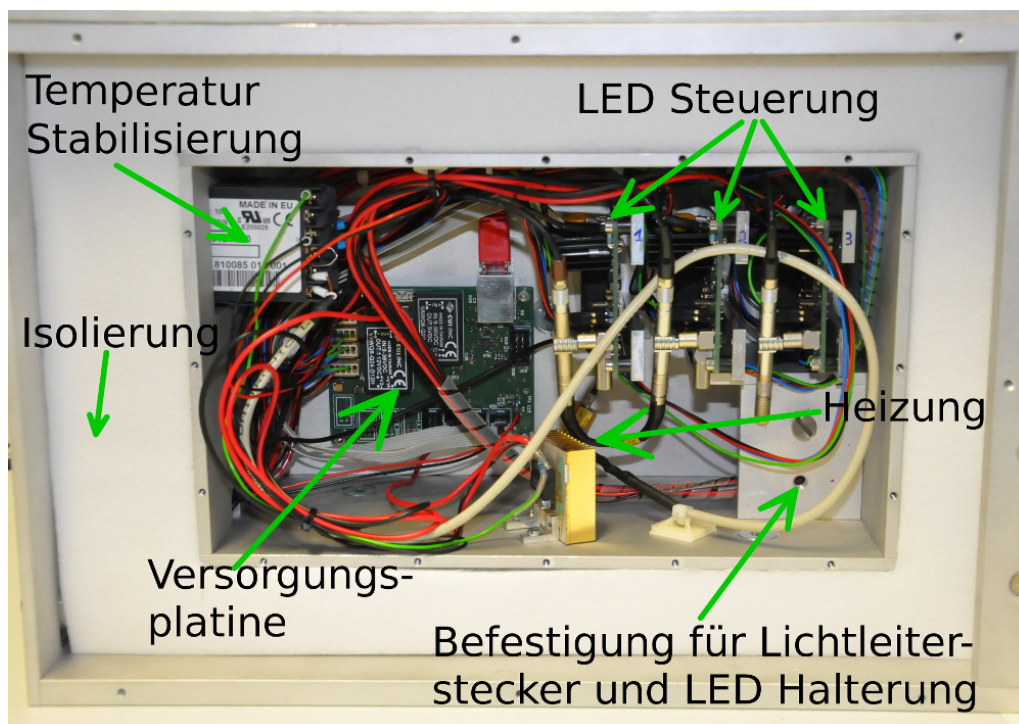


Abbildung 8.22: Fotografie des Aufbaus einer Lichtpulserbox für eine Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

8.9 Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

8.9.1 Proceedings

- M. Urban et al., *The New APD Based Readout for the Crystal Barrel Calorimeter*, 2015, J. Phys.: Conf. Ser. 587 012043

8.9.2 Vorträge

- M. Urban, *Avalanche Photo Diode Based Readout of the Crystal Barrel Calorimeter*, DPG Frühjahrstagung 2016, Darmstadt.
- M. Urban, *Avalanche Photo Diodes - One way to detect scintillating light*, XLVI Arbeitstreffen Kernphysik 2015, Schleching.
- M. Urban, *A New Avalanche Photo Diode Based Readout For The Crystal Barrel Calorimeter*, DPG Frühjahrstagung 2015, Heidelberg.
- M. Urban, *Große Geräte für kleine Teilchen: Teilchennachweis in der Praxis*, öffentlicher Abendvortrag im Rahmen der Ausstellung *Detektoren: Die Augen der Teilchenphysik* des Universitätsmuseums 2015, Bonn.
- M. Urban, *The New APD Based Readout for the Crystal Barrel Calorimeter*, 16th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics 2014, Gießen.

8.9.3 Posterbeiträge

- M. Urban, *A New Avalanche Photo Diode Readout for the Crystal Barrel Calorimeter*, Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions, 2014, Holderness, New Hampshire.
- M. Urban, *A New Avalanche Photo Diode Readout for the Crystal Barrel Calorimeter*, DPG Frühjahrstagung 2013, Dresden.
- M. Urban, *Compensation of Temperature Dependencies of APDs*, European Research Conference on „Electromagnetic Interactions with Nucleons and Nuclei“, 2011, Paphos, Cyprus.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Elementarteilchen	1
1.2	Kopplungskonstante α_s	2
1.3	Wasserstoffspektrum	3
1.4	Wirkungsquerschnitt	3
1.5	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	4
1.6	Nukleonenspektrum des Bonn-Modells	5
1.7	Gitter-QCD Rechnung für das Nukleonen- und Δ - Anregungsspektrum	6
1.8	Koordinatensystem einer Reaktion $\gamma N \rightarrow N'\pi$	9
1.9	Vergleich von Pion-Photoproduktion und Pion-Nukleon-Streuung	10
1.10	Schematische Beschreibung der pseudoskalaren Meson-Photoproduktion	11
1.11	Multipole M_{1+} und E_{0+}	12
1.13	Konvergenz der PWA-Modelle	14
1.14	Totaler Wirkungsquerschnitt von $\gamma N \rightarrow N\eta$ für Proton und Neutron	15
1.15	Vergleich der Datenbasis der π Photoproduktion am Proton und Neutron	16
2.1	Crystal-Barrel-Experiment Übersicht	17
2.2	ELSA Übersichtsplan	18
2.3	Das Goniometer	19
2.4	Das Bonn Frozen-Spin-Target	20
2.5	Das Flüssigwasserstofftarget	22
2.6	Die Photonenmarkierungsanlage	23
2.7	Das Crystal-Barrel-Kalorimeter mit Innendetektor und Vorwärtsvetodetektor	25
2.8	Der Gas Cherenkov-Detektor	25
2.9	Der MiniTAPS-Detektor	26
2.10	Der FluMo und der GIM	27
2.11	Simulation der Triggereffizienz	29
2.12	Konzept der Crystal-Barrel-Kalorimeter Elektronik	30
2.13	Altes und neues Frontend des Crystal-Barrel-Kalorimeters	31
2.14	Konzept des neuen Clusterfinders	36
2.15	Prototyp des CB-SADC	37
2.16	GEM TPC Prototyp	38
3.1	Schema einer Photodiode und ihrer Feldverteilung.	39
3.2	Struktur unterschiedlicher APD Arten	40
3.3	Verteilung von auftretenden Bias-Spannungen und Durchbruchspannungen	42
3.4	Verteilung des auftretenden Dunkelstroms	42
3.5	Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung	44
3.6	Aufbau einer APD Charakterisierung in Bonn	45
3.7	Temperatur- und Spannungscharakteristik einer APD	46
3.8	Verteilung der Verstärkungsabhängigkeit von Temperatur und Bias-Spannung	47
3.9	Verteilung des Quotient der Temperatur/Spannungsabhängigkeit	47

3.10	Verteilung Temperatur- und Bias-Spannung-Verstärkungsabhängigkeit nach Lots	48
3.11	Korrelationen der APD Eigenschaften	49
3.12	Vergleich des ausgewählten Samples zu allen verfügbaren APDs	50
3.13	Temperatur und Spannungsabhängigkeit in Abhängigkeit der Verstärkung	51
3.14	Quotient Temperatur- und Spannungsabhängigkeit in Abhängigkeit von der Verstärkung	52
3.15	Kapazität einer PIN-Diode	53
3.16	Biasbox des LCR-Meter	53
3.17	Kapazität einer APD	54
4.1	Prinzip des Lichtpulsersystems	57
4.2	Lichttransmission im Faserbaum des Crystal-Barrel-Kalorimeters	60
4.3	Lichtleiterstecker am Kalorimeter	61
4.4	Skizze Lichtpulsersystem und LED Steuerung	62
4.5	Prototyp Lichtbaum	63
4.6	Frequenzstabilität des Lichtpulsers	64
4.7	Statistische Messunsicherheit des Lichtpulsers	65
4.8	Reproduzierbarkeit der LichtpulserEinstellung	66
4.9	Detailansicht der Reproduzierbarkeit	66
4.10	Einstellungen des Lichtpulsers	67
4.11	Auflösungsvermögen Lichtpulser	68
4.12	Stabilität Referenz	69
4.13	Abhängigkeit Referenz	70
4.14	Temperaturabhängigkeit der Referenzmessung	71
4.15	Gainbestimmung	72
4.16	Onlinemonitor Verstärkungsbestimmung	73
4.17	Gainverschiebung gemessen mit ^{22}Na -Spektren	74
4.18	Kompensation bei ^{22}Na -Spektren	74
4.19	Ergebnisse der Temperaturkompensation	75
4.20	Das Lichtpulsersystem am Crystal-Barrel-Kalorimeter integriert	76
4.21	CAD Planung Lichtpulser CB	76
4.22	Nulllinienpositionsverschiebung mit Energieeintrag	77
4.23	Spektren des Lichtpulsersystems eines Kanals	78
4.24	Fehlerhafte Kalibrierung des Fastbus-QDC	79
4.25	Bereichskalibrierung des Fastbus-QDC	80
5.1	9er-Block Testdetektor	83
5.3	Backend Teststand	85
5.4	Onlinemonitor des Teststandes	87
5.5	Kalibrationsspektren radioaktiver Präparate des Teststands	88
5.6	Kalibrationsspektren mit zusätzlicher Verstärkung	89
5.7	MIP Nachweis mit Testdetektormodul	90
5.8	Verstärkungsverhalten bei Temperaturveränderung	91
5.9	Übersicht Experimentierhalle Mainz	92
5.10	Spektren der gemessenen Energieauflösung mit primären Strahlenergien von 180 MeV und 1500 MeV	93
5.11	Projektionen aus der Energieauflösungsmessung	95
5.12	GEANT3 Simulation der Energieauflösung	96

5.13	Beispiele der Funktionsanpassungen zur Energieauflösungsbestimmung	97
5.14	Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik bei APD-Verstärkung 100	98
5.15	Einfluss der Taggerauflösung auf die Auflösungsbestimmung	99
5.16	Vergleich der Auflösungsbestimmung der Messungen bei beiden Primärenergien von 180 MeV und 1500 MeV	100
5.17	Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik bei APD-Verstärkung 100	102
5.18	Auftretende Energiedeposition pro Ring des Kalorimeters	103
5.19	Energieauflösung der neuen Frontend-Elektronik bei APD-Verstärkung von 100	104
5.20	Signaleinbruch bei vorheriger Prototypenversion	105
5.21	Energieauflösung bei unterschiedlicher Ereignisrate	106
5.22	Zeitinformation eines Detektormoduls gegen die gemessene Energie	107
5.23	Zeitauflösung eines Detektormoduls mit neuer Elektronik	108
6.2	Probleme mit dem Meltmount-Kleber	112
6.3	Vergleichsmessungen Kleber	114
6.4	Webpage Detektormodul	116
6.5	Helligkeit CsI(Tl) Kristall	117
6.6	Termschema ^{22}Na	118
6.7	Aufbau zur Charakterisierung der Detektormodule	118
6.8	CB-upgrade Kalibrierungsprogramm	120
6.9	Referenzmessungen der Kristallkalibrierung	121
6.10	Kalibrierungsfaktor beschädigter Kristalle	121
6.11	Reparatur beschädigtes Detektormodul	122
6.12	Ergebnisse der Kristallkalibrierung	123
7.1	2γ invariante Masse, gemessen mit dem umgerüsteten Crystal-Barrel-Kalorimeter	126
8.1	APD-Ströme unterschiedlicher Temperaturen	129
8.2	Verstärkung abhängig von der Bias-Spannung	130
8.3	Temperaturabhängigkeit der Verstärkung einer APD gemessen mit kontinuierlichem Licht	130
8.4	Temperaturverlauf im Crystal-Barrel-Kalorimeter verglichen mit Außentemperatur und Temperatur der Haltestruktur	131
8.5	Temperaturverteilung im Crystal-Barrel-Kalorimeter	132
8.6	Vergleich Lichtpulser mit Cosmic	137
8.7	Lichtpulser Schaltplan 1/3	138
8.8	Lichtpulser Schaltplan 2/3	139
8.9	Lichtpulser Schaltplan 3/3	140
8.10	Lichtpulser-Versorgungsplatine Schaltplan	141
8.11	Leiterplatten Layout der Lichtpulsersteuerung	142
8.12	Leiterplattenlayout der Lichtpulser Versorgungsplatine	143
8.13	Webseite für Parameter der APDs und Hochspannungskarten	144
8.14	Webseite für Parameter des Mainboards des Frontends	145
8.15	Fotografie der Vorverstärkerplatine des Frontends	152
8.16	Foto Hauptplatine Frontend	152
8.17	Foto Hochspannungsplatine Frontend	153
8.18	Einbau der Sichelplatine	153
8.19	Fotos der Sichelplatine	154

Abbildungsverzeichnis

8.20 Foto Lichtpulser Versorgungsplatine	155
8.21 Skizze Lichtpulsersystem und LED Steuerung	155
8.22 Foto Lichtpulser Versorgungsplatine	156

Tabellenverzeichnis

1.1	Polarisationsobservablen für pseudoskalare Meson-Photoproduktion	8
1.2	Beispiele von Nukleon- und Delta-Resonanzen	11
1.3	Vergleich bekannter Nukleonenresonanzen 2010 und 2016	13
2.1	Eigenschaften anorganischer Szintillatoren	28
2.2	Digitalelemente am seriellen Datenbus I2C des Crystal-Barrel-Kalorimeters.	33
3.1	Ergebnisse der Untersuchungen von Temperatur- und Vorspannungsabhän- gigkeit der Verstärkung aller für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters zur Verfügung stehenden APDs	55
8.1	Steuerbefehle des Servers für den Lichtpulser. Dieser lauscht auf dem TCP- Port 4443 und ist standardmäßig auf der VME-CPU cbvtrig gestartet. . . .	134
8.2	Integrierte Steuerbefehle im I2C Slowcontrol-Server für das Lichtpulser- system. Dieser Server lauscht auf dem TCP-Port 4442 und ist standardmäßig auf der VME-CPU cbvtrig gestartet.	135
8.3	Polynome für die Berechnung der relativen Intensität zwischen unterschiedli- chen DAC-Einstellungen für Intensitäten mit eingeschalteter Biasspannung. Aktuelle Werte sind im Softwarepaket zur Bereichs-Kalibration der Fastbus- QDCs eingepflegt.	136
8.4	Polynome für die Berechnung der relativen Intensität zwischen unterschiedli- chen DAC-Einstellungen für Intensitäten ohne eingeschaltete Biasspannung. Aktuelle Werte sind im Softwarepaket zur Bereichs-Kalibration der Fastbus- QDCs eingepflegt.	137

Literaturverzeichnis

- [A⁺92] E. Aker et al. *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*. Nucl. Instrum. Meth., A321:69–108, 1992.
- [A⁺13] B. Aubert et al. *The BABAR Detector: Upgrades, Operation and Performance*. Nucl. Instrum. Meth., A729:615–701, 2013.
- [A⁺16] A. V. Anisovich et al. *The impact of new polarization data from Bonn, Mainz and Jefferson Laboratory on $\gamma p \rightarrow \pi N$ multipoles*. Eur. Phys. J., A52(9):284, 2016.
- [AAB⁺12] R. Arora, H. Angerer, M. Ball, R. Beck, M. Berger, F. Böhmer, J. Chen, F. Cusanno, S. Dørheim, L. Fabbietti, J. Früppner, D. Kaiser, B. Ketzer, M. Kis, J. Fruhauf, J. Hehner, N. Herrmann, C. Hs, V. Kleipa, I. Konorov, J. Kunkel, N. Kurz, M. Lang, Y. Leifels, R. Münzer, P. Müllner, S. Neubert, S. Paul, K. Peters, H. Risch, R. Schmitz, C. Schmidt, S. Schwab, D. Soyk, K. Suzuki, U. Thoma, S. Uhl, M. Vandenbroucke, B. Voss, J. Voss, D. Walther, J. Weinert, A. Winnebeck, and J. Zmeskal. *A Large GEM-TPC Prototype Detector for Panda*. Physics Procedia, 37:491 – 498, 2012.
- [Afz18] Farah Afzal. *Measurement of polarization observables at the CBELSA/TAPS and Crystal Ball experiment in $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ and $\gamma p \rightarrow p\eta$* . Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [AR10] L. Alvarez-Ruso. *On the nature of the Roper resonance*. In *Dressing hadrons. Proceedings, Mini-Workshop, Bled, Slovenia, July 4-11, 2010*, pages 1–8, 2010.
- [B⁺99] C. Bradtke et al. *A new frozen-spin target for 4π particle detection*. Nucl. Instrum. Meth., A436:430–442, 1999.
- [B⁺07] O. Bartholomy et al. *Photoproduction of eta-mesons off protons*. Eur. Phys. J., A33:133–146, 2007.
- [Bar00] Olivia Bartholomy. *Test und Modifikation des Lichtpulsersystems für den CB-ELSA-Detektor*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Bay13] Dr. Dair Bayadilov. *Persönliche Kommunikation*, 2013.
- [BDS75] I. S. Barker, A. Donnachie, and J. K. Storrow. *Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction*. Nucl. Phys., B95:347–356, 1975.
- [Ber15] Jakob Bernhardt. *Optimierung des Timingshapers für das CBELSA/TAPS-Experiment*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015.

Literaturverzeichnis

- [Blo12] Julia Bloemer. *Verbesserung der Online-Zeitauflösung für die neue APD-Auslese*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Bös06] Sabine Böse. *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [CAE15] CAEN. *V1290A-2eSST - 32 Channel Multihit TDC (25 ps)*, 2015.
- [CGLN57] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, and Yoichiro Nambu. *Relativistic dispersion relation approach to photomeson production*. Phys. Rev., 106:1345–1355, 1957.
- [Cha32] J. Chadwick. *The Existence of a Neutron*. Proc. Roy. Soc. A, 136:692–708, 1932.
- [Ciu18] Sebastian Ciupka. Masterarbeit in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [CL11] Inc. Cargille Laboratories. *CARGILLE MELTMOUNT CODE 5870*, 2011.
- [com97] The Dow Chemical company. *Syltherm HV Heat Transfer Fluid*, 1997.
- [Con04] TE Connectivity. *Assembly, Receptacle, 48 Position, MRJ21*, 2004.
- [Cor15] Dow Corning. *Dow Corning 3145 RTV MIL -A- 46146 Adhesive Sealant - Clear*, 2015.
- [CRH⁺56] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. *Detection of the free neutrino: A Confirmation*. Science, 124:103–104, 1956.
- [CT97] Wen-Tai Chiang and Frank Tabakin. *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*. Phys. Rev., C55:2054–2066, 1997.
- [D⁺94] H. Dutz et al. *The New Bonn frozen spin target for experiments with real photons*. Nucl. Instrum. Meth., A340:272–277, 1994.
- [D⁺08] S. Durr et al. *Ab-Initio Determination of Light Hadron Masses*. Science, 322:1224–1227, 2008.
- [D⁺14] M. Dieterle et al. *Photoproduction of π^0 Mesons off Neutrons in the Nucleon Resonance Region*. Phys. Rev. Lett., 112(14):142001, 2014.
- [Dat16] Analyse Database. *Crystal Barrel database for calibration and run statistics*, 2016.
- [Dee11] Dariusch Deermann. *Charakterisierung von Siliziumstreifendetektoren*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Die08] Jessica Dielmann. *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Dre14] Peter Drexler. *TAPS upgrade*. CBELSA/TAPS Kollaborations-Meeting, 2014.

- [Dri12] Jorrit Drinhaus. *Aufbau und Test einer 3×3 - CsI(Tl)-Kristallmatrix am getaggen Photonenstrahl an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [EDRW11] Robert G. Edwards, Jozef J. Dudek, David G. Richards, and Stephen J. Wallace. *Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD*. Phys. Rev., D84:074508, 2011.
- [Els09] Daniel Elsner. *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [ENG15] LED ENGIN. *High Luminous Efficacy Green LED Emitter*, 2015. LZ1-00G100.
- [Enz11] Georg Enzian. *Optimierung der Lichtsammlung für die neue APD-Auslese des Crystal-Barrel-Detektors*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Ess89] Esslinger. *CB CsI-Shaper*, 1989.
- [fK17] Johannes Gutenberg Universität Mainz Institut für Kernphysik. *Layout der Beschleunigeranlage*, 2017. http://www.kph.uni-mainz.de/Bildergalerie/mami_06.jpg.
- [FL82] C. W. Fabjan and T. Ludlam. *Calorimetry in High-energy Physics*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 32:335–389, 1982.
- [Fle01] Holger Flemming. *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [FP09] Kathrin Fornet-Ponse. *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Fri16] Stefan Friedrich. *TAPS upgrade*. CBELSA/TAPS Kollaborations-Meeting, 2016.
- [Fro16] F. Frommberger. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de>, 2016.
- [Fuc05] Michael Fuchs. *Photoproduktion neutraler Pionpaare mit dem Crystal-Barrel-Detektor an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.
- [Fun08] Christian Funke. *Analyse der Triggerfähigkeit zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Geh15] Sonja Gehring. *Test des Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015.
- [Geh16] Dr. Christoph Schmidt; Sonja Gehring. *Persönliche Kommunikation*, 2016.

Literaturverzeichnis

- [Got12] Manuela Gottschall. *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ am CBELSA/TAPS-Experiment*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Gre00] Dan Green. *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University press, 2000.
- [Grü06] Marcus Grüner. *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Grü16] Marcus Grüner. *Messung der Doppelpolarisationsobservable G in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [Grü17] Marcus Grüner. *Persönliche Kommunikation*, 2017.
- [Gün16] Julian Günther. *Untersuchung zur Energiekalibration der Caesiumiodid-Kristalle mittels der 3×3 -Matrix mithilfe eines radioaktiven Präparats*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [H⁺08] I. Horn et al. *Study of the reaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$* . Eur. Phys. J., A38:173–186, 2008.
- [Ham09] Christian Hammann. *Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Har08] Jan Hartmann. *Zeitkalibrierung und Photonflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Har17] Jan Hartmann. *Measurement of Double Polarization Observables in the Reactions $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ and $\gamma p \rightarrow p\eta$ with the Crystal Barrel/TAPS Experiment at ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017.
- [Hel14] Claudius Schnier; Dr. Thomas Held. *Persönliche Kommunikation*, 2014.
- [Hil00] Wolfgang Hillert. *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitationsschrift, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Hil06] Wolfgang Hillert. *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 28:139–148, 2006.
- [Hof18] Philipp Hoffmeister. *Modifikation und Erweiterung eines Datenerfassungssystems für das CBELSA/TAPS Experiment*. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Hom17] Jan Homann. *Sichtbares Wasserstoff-Spektrum*, Januar 2017. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/2/21/Visible_spectrum_of_hydrogen.jpg.

- [Hon09] Christian Honisch. *Untersuchungen zu einer neuen Avalanche-Photodioden-Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Hon14] Christian Honisch. *Design, Aufbau und Test einer neuen Ausleseelektronik für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Hon16] Dr. Christian Honisch. *VME based Diskriminatorboard for CB*, 2016. <https://doku.cb.uni-bonnde>.
- [Hon17] Dr. Christian Honisch. *Persönliche Kommunikation*, 2017.
- [I⁺00] H. Ikeda et al. *A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4-GeV*. Nucl. Instrum. Meth., A441:401–426, 2000.
- [Ima13] Kenichi Imai. *Intensity Frontier of Accelerators for Nuclear Physics*. Reviews of Accelerator Science and Technology, 6:19–36, 2013.
- [J⁺11] I. Jaegle et al. *Quasi-free photoproduction of eta-mesons off the deuteron*. Eur. Phys. J., A47:89, 2011.
- [Jun00] Jörg Junkersfeld. *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* . Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [KAA⁺95] B. Krusche, J. Ahrens, G. Anton, R. Beck, M. Fuchs, A. R. Gabler, F. Härter, S. Hall, P. Harty, S. Hlavac, D. MacGregor, C. McGeorge, V. Metag, R. Owens, J. Peise, M. Röbig-Landau, A. Schubert, R. S. Simon, H. Ströher, and V. Tries. *Near Threshold Photoproduction of η Mesons off the Proton*. Phys. Rev. Lett., 74:3736–3739, May 1995.
- [Kai07] David Kaiser. *Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Kai13] David Kaiser. *Steuerung und Überwachung einer Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Kal17] Florian Kalischewski. *Persönliche Kommunikation*, 2017. Geant3 Simulationen im EXPLORA Framework.
- [Kam09] Susanne Kammer. *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [K.K05] Hamamatsu Photonics K.K. *Si APD S8664 series*, 2005.
- [K.K11] Hamamatsu Photonics K.K. *Silicon Avalanche Photodiode Type No. S11048(X3)*, 2011. Doc. No. K30-B70082.
- [K.K13a] Hamamatsu Photonics K.K. *Persönliche Kommunikation*, 2013. Delivery Specification Data.

- [K.K13b] Hamamatsu Photonics K.K. *Super-Quiet Xenon Flash Lamp Series*, 2013.
- [Kla18] Peter Klassen. *Entwicklung eines neuen Cluster Finders für das Crystal Barrel Kalorimeter*. Dissertation in vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Koc85] C.; Aker E; Armstrong T (et al.) Koch, H; Amsler. *Proposal: the crystal barrel meson spectroscopy at LEAR with a 4π neutral and charged detector*. 1985.
- [Kru07] B. Krusche. *In-medium properties of hadrons*. Int. J. Mod. Phys., A22:406–415, 2007.
- [KSK⁺05] J. Kataoka, T. Saito, Y. Kuramoto, T. Ikagawa, Y. Yatsu, J. Kotoku, M. Arimoto, N. Kawai, Y. Ishikawa, and N. Kawabata. *Recent progress of avalanche photodiodes in high-resolution X-rays and -rays detection*. Nucl.Instrum.Meth., A541:398 – 404, 2005.
- [KSS⁺97] T. Kirn, D. Schmitz, J. Schwenke, T. Flugel, D. Renker, and H. P. Wirtz. *Wavelength dependence of avalanche photodiode (APD) parameters*. Nucl. Instrum. Meth., A387:202–204, 1997.
- [KVM99] A. Karar, J.C. Vanel, and Yu. Musienko. *Characterization of avalanche photodiodes for calorimetry applications*. Nucl.Instrum.Meth., A428:413–431, 1999.
- [Lan16] Dr. Michael Lang. *Persönliche Kommunikation*, 2016.
- [Leo94] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, second revised edition, 1994.
- [LKMP01] Ulrich Loring, Klaus Kretzschmar, Bernard C. Metsch, and Herbert R. Petry. *Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces: Theoretical background*. Eur. Phys. J., A10:309–346, 2001.
- [LMP01] Ulrich Loring, Bernard C. Metsch, and Herbert R. Petry. *The Light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton induced quark forces: The Nonstrange baryon spectrum and ground states*. Eur. Phys. J., A10:395–446, 2001.
- [M⁺08] J. C. McGeorge et al. *Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C*. Eur. Phys. J., A37:129–137, 2008.
- [Mai17] Johannes Gutenberg Universität Mainz. *Mainzer Mikrotron*, 2017. <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/mami.php>.
- [Mic10] Microchip. *2-Wire High-Accuracy Temperature Sensor*, 2010.
- [Mül13] Johannes Müllers. *Design and Test of a Slow control for the APD Upgrade of the Crystal Barrel Calorimeter*. Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Mül15] Jonas Müller. *Persönliche Kommunikation*, 2015.
- [Mül17] Johannes Müllers. *Persönliche Kommunikation*, 2017.

- [Mül18a] Jonas Müller. *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E in der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ am CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn*. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Mül18b] Johannes Müllers. *An FPGA-based Sampling ADC for the Crystal Barrel Calorimeter*. Dissertation in preparation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [N⁺10] K. Nakamura et al. *Review of particle physics*. J. Phys., G37:075021, 2010.
- [O⁺14] K.A. Olive et al. *Review of Particle Physics*. Chin.Phys., C38:090001, 2014.
- [Ove53] Albert W. Overhauser. *Paramagnetic Relaxation in Metals*. Phys. Rev., 89:689–700, Feb 1953.
- [P⁺16] C. Patrignani et al. *Review of Particle Physics*. Chin. Phys., C40(10):100001, 2016.
- [Pau] Wolfgang Ernst Pauli. *Offener Brief an Lise Meitner und die „Lieben Radioaktiven Damen und Herren“ auf einer Tagung in Tübingen*.
- [Pau14] Peter Pauli. *Studies on an Automatic Gain Stabilisation for the new APD Readout of the Crystal Barrel Calorimeter*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [pwa17] *Bonn-Gatchina Partial Wave Analysis*, Mai 2017. http://pwa.hiskp.uni-bonn.de/baryon_x.htm.
- [Roh03] Christian Rohlof. *Entwicklung polarisierter Targets zur Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2003.
- [Rut11] E. Rutherford. *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*. Phil. Mag., 21:669–688, 1911.
- [SAI17] *INS DAC Services [SAID Program]*, Mai 2017. <http://gwdac.phys.gwu.edu/>.
- [Sch04] Christoph Schmidt. *Entwicklung eines neuen Datenakquisitionssystems für das CB-ELSA-Experiment*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [Sch13] Dimitri Schaab. *Design and Buildup of a Characterization Station for the APD High Voltage Boards of the Crystal Barrel Calorimeter*. Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Sch16a] Dr. Christoph Schmidt. *Persönliche Kommunikation*, 2016.
- [Sch16b] Jan Alexander Schultes. *Test and Improvement of Feature-Extraction Methods for the new SADC-Readout of the Crystal Barrel Calorimeter*. Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [Sch17] Dr. Christoph Schmidt. *Persönliche Kommunikation*, 2017.
- [SM217] *Elementarteilchen des Standardmodells*, Januar 2017. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.

- [Sta13] Michael Stamm. *Aufbau einer Teststation für das APD-Auslese-Mainboard*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Ste10] Michael Steinacher. *Resultate PSpice Simulationen*, 2010.
- [Ste11] Michael Steinacher. *Persönliche Kommunikation*, 2011.
- [Ste13] Michael Steinacher. *Crystal Barrel APD preamplifier dual starrflex SP 917E / REV 1.0*, 2013.
- [Stü16] Henri Stübner. *Einbau der neuen Slowcontrol Parameter des CB-Kalorimeters in ein Datenbanksystem*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [Thi12] Annika Thiel. *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 -Photoproduktion*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Tho15] ThorLabs. *0.48 NA Polymer Clad Multimode Fiber BFL48-400*, 2015.
- [Und10] Sabine Undorf. *Untersuchungen zur Lichtsammlung von Caesiumiodid-Kristallen*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [Urb11] Martin Urban. *Compensation of the Temperature Dependence of Avalanche Photodiodes for a new Readout of the Crystal Barrel Calorimeter*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [vP⁺07] H. van Pee et al. *Photoproduction of π^0 -mesons off protons from the $\Delta(1232)$ region to $E(\text{gamma}) = 3\text{-GeV}$* . Eur. Phys. J., A31:61–77, 2007.
- [vP11] Dr. Harald van Pee. *Persönliche Kommunikation*, 2011.
- [W⁺17] L. Witthauer et al. *Helicity-dependent cross sections and double-polarization observable E in η photoproduction from quasifree protons and neutrons*. Phys. Rev., C95(5):055201, 2017.
- [Wal14] Dieter Walther. *Persönliche Kommunikation*, 2014.
- [Wal15] Dieter Walther. *Technische Konstruktionszeichnungen des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments*, 2015.
- [WATB17] Y. Wunderlich, F. Afzal, A. Thiel, and R. Beck. *Determining the dominant partial wave contributions from angular distributions of single- and double-polarization observables in pseudoscalar meson photoproduction*. Eur. Phys. J., A53(5):86, 2017.
- [WBT14] Y. Wunderlich, R. Beck, and L. Tiator. *The complete-experiment problem of photoproduction of pseudoscalar mesons in a truncated partial-wave analysis*. Phys. Rev., C89(5):055203, 2014.
- [Wen08] Christoph Wendel. *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.

- [Wil09] Andrea Wilms. *Status of APD development*, 2009. EMC Meeting December 2009.
- [Win06] Alexander Winnebeck. *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Win11] Max Winkel. *Implementierung und Erprobung einer digitalen Pulsformanalyse zur Auslese von Kalorimetern*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2011.
- [Wu05] Barth J. Braun W. et al. Wu, C. *Photoproduction of ρ^0 mesons and Delta-baryons in the reaction $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ at energies up to $s^{*(1/2)} = 2.6\text{-GeV}$* . Eur. Phys. J., A23:317-344, 2005.
- [Wun12] Yannick Wunderlich. *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Yuk35] Hideki Yukawa. *On the interaction of elementary particles*. Proc. Phys. Math. Soc. Jap., 17:48-57, 1935.
- [Zim12] Wolfgang Hillert; Rebecca Zimmermann. *Investigatoin of Techniques for precise compton polarimetry at ELSA*. Proceedings of IPAC2012 / IEEE, 2012.

Danksagung

Ganz herzlich danke ich meinem Doktorvater Prof. Reinhard Beck. Er hat mir die Möglichkeit eröffnet, den großen Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit zu gestalten und viele neue Erfahrungen zu sammeln. Auch Jun.-Prof. Annika Thiel danke ich sehr für die Übernahme des Zweitgutachtens und die vielen hilfreichen Diskussionen sowie ein immer offenes Ohr für alle Anliegen.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Familie und insbesondere meinen Eltern, die mir das Physikstudium überhaupt ermöglicht haben und mir immer die Freiheit gegeben haben, den Weg einzuschlagen, welchen ich mir wünschte und wofür ich mich interessiert habe.

Besonders danke ich meiner Verlobten Juliane, dass sie immer für mich da ist und mich in Höhen und Tiefen stets unterstützt hat.

Ein ganz großer Dank gilt allen Kollegen der Arbeitsgruppen Beck, Thoma und Thiel. Die gemeinsame Arbeit in den Gruppen hat mir immer viel Spaß gemacht. Besonders hervorheben möchte ich hier Christian Honisch. Ich danke ihm für die langjährige Zusammenarbeit und sein unermüdliches Durchhaltevermögen bei allen Diskussionen und Anstrengungen.

Nicht zu vergessen sind die Bachelor und Masterstudenten, die ihre Abschlussarbeit in diesem Projekt geschrieben haben, sowie die vielen Werkstudenten, die stundenlang Arbeiten ausgeführt haben. Nur durch die Beteiligung von so vielen Mitwirkenden ist ein so großes Projekt wie der Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeter möglich gewesen.

Ich danke meinen Bürokollegen, Peter Klassen und Philipp Hoffmeister, dass sie mich lange Jahre ertragen haben und wir immer mit Freude, Spaß und der ein oder anderen Stichelei ein super Arbeitsklima hatten.

Bernd Schäfer und meinen Eltern danke ich sehr für die Unterstützung beim Korrekturlesen dieser Arbeit.