# Entwicklung eines neuen Cluster-Finders für das Crystal-Barrel-Kalorimeter

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

> von Peter Klassen aus Komsomolez/Kasachstan

> > Bonn 2024

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

Gutachterin/Betreuerin: Jun.-Prof. Dr. Annika Thiel Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck

Tag der Promotion: Erscheinungsjahr: 2025

24.09.2024

## Zusammenfassung

Mit der experimentellen Untersuchung des Anregungsspektrums von Hadronen können Vorhersagen von Quarkmodellen sowie von Gitter-QCD-Rechnungen getestet und damit ein tieferes Verständnis der zugrundeliegenden starken Wechselwirkung erlangt werden. Eine Herausforderung in der Hadronenspektrosopie sind die, aufgrund der kurzen Lebensdauer, überlappenden Anregungszustände. Hier kann die Messung von (Doppel-) Polarisationsobservablen in der Photoproduktion von Mesonen einen wichtigen Beitrag liefern, weil diese Observablen auf Interferenzterme sensitiv sind. Damit können auch Beiträge von Resonanzen kleiner Amplitude sichtbar gemacht und deren Eigenschaften wie Quantenzahlen bestimmt werden.

Der Schwerpunkt des Messprogramms am CBELSA/TAPS-Experiment lag in der Vergangenheit auf der Photoproduktion neutraler Mesonen am Proton. Die Datenbasis von Reaktionen am Neutron ist im Vergleich dazu geringer. Neutrondaten sind notwendig, um ein vollständigeres Bild des Nukleonen-Anregungsspektrums zu erhalten. Die Nachweiseffizienz des Experiments war dafür jedoch nicht optimal, weil der Crystal-Barrel-Detektor die erste Trigger-Stufe nicht auslösen konnte.

Ein Umbau auf eine APD-basierte Ausleseelektronik und der Aufbau eines separaten Zeit-Signalpfads ermöglichten das Einbinden in die erste Stufe. Für den neuen Zeitzweig wurden FPGA-basierte Diskriminatormodule entwickelt. Dies war der Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die zuvor genutzte Elektronik zum Zählen der Cluster im Crystal-Barrel ersetzt. Dafür wurde eine Firmware für das Diskriminator-Modul entwickelt. Diese kompensiert zunächst die Anstiegszeit der analogen Detektorsignale. In Kombination mit einer Kalibrierung der Diskriminatorschwellen wird dadurch die Zeitauflösung des generierten Trigger-Signals verbessert. Ein integrierter TDC zeichnet Zeitstempel von Ereignissen auf und stellt diese, zuvor nicht vorhandene, Information der Analyse zur Verfügung. Zentrale Komponente ist der neue Cluster-Finder, welcher die Anzahl der registrierten Cluster im Detektor zählt und diese dem Trigger zur Verfügung stellt. Die Elektronik wurde getestet und in Betrieb genommen.

Die modulare Entwicklung aus der vorliegenden Arbeit hat es einerseits erlaubt, die Firmware im Rahmen weiterer Abschlussarbeiten zu erweitern. Zusätzlich wurde ein Teil der Module in die FPGA-Elektronik anderer Detektoren integriert. Neben der verbesserten Nachweiseffizienz wurde durch den Umbau auch die Performanz des Triggers verbessert. Mit dem neuen Aufbau wurden bereits erste Messungen am Neutron und weitere Messungen am Proton durchgeführt. Die Daten am Neutron haben bereits zu einer ersten Veröffentlichung geführt.

# Inhaltsverzeichnis

| 1 | Einl | Einleitung 1   |    |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|---|------|--|----|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
|   | 1.1  | Spektroskopie  | 3  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 1.2  | Messung von Polarisationsobservablen                       | 7  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 2 | CBE  | ELSA/TAPS-Experiment                                       | 11 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 2.1  | Infrastruktur zur Erzeugung der Nukleonresonanzen          | 11 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.1.1 Erzeugen und Beschleunigen der Elektronen            | 11 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.1.2 Erzeugen und Polarisation der Photonen               | 14 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.1.3 Das Target   | 17 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 2.2  | Detektorsystem des CBELSA/TAPS-Experiments                 | 19 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.2.1 Energiemarkierung und Flussbestimmung                | 19 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.2.2 Kalorimetrie am CBELSA/TAPS-Experiment               | 21 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.2.3 Nachweis geladener Teilchen                          | 24 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 2.3  | Datenakquisition   | 27 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.3.1 Digitalisierung der Signale                          | 28 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.3.2 Auslesen und Speichern der digitalen Informationen   | 30 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 2.3.3 Synchronisationssystem und der Global Event Builder  | 32 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 2.4  | Zusammenfassung  | 34 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 3 | Das  | Das Trigger-Konzept des CBELSA/TAPS-Experiments 35         |    |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 3.1  | Trigger-Aufbau   | 36 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 3.1.1 Ablauf der Trigger-Entscheidung                      | 36 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 3.2  | Extraction der Teilchenzahl                                | 38 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 3.2.1 Der MiniTAPS-Trigger                                 | 39 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 3.2.2 Der Vorwärtskonus-Trigger                            | 41 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 3.2.3 Der FAst Cluster Encoder                             | 42 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 3.3  | Trigger-Akzeptanz für Reaktionen am Neutron                | 44 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 3.4  | Zusammenfassung  | 48 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 4 | Die  | Die neue Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Detektors 49 |    |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 4.1  | Wandlung des Szintillatorlichts in ein elektrisches Signal | 49 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 4.2  | Aufteilung der Signalverarbeitung                          | 50 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 4.2.1 A/D-Wandlung im Energiezweig                         | 52 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 4.2.2 A/D-Wandlung im Zeitzweig                            | 52 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 4.3  | Das neue CB-Diskriminatormodul                             | 56 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 4.3.1 Analogteil des Diskriminators                        | 56 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 4.3.2 Taktmanagement                                       | 58 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |      | 433 FPGΔ   | 58 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

|   | 4.4                            | Zusammenfassung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|---|--------------------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| 5 | Spe                            | ifikation der Diskriminator-Firmware 65  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 5.1                            | Erlaubte Latenz  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 5.1.1 Latenz im alten Aufbau   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 512 Latenz des Zeitzweiges 68  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 5.1.2 Erhöhen der maximal erlaubten Latenz   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 5 0                            | Anfordamingen en die Einmungen   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 5.2                            |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 5.5                            |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 6 | Kali                           | prierung der Diskriminatorschwellen 75   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 6.1                            | LEVB Prozedur  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 6.2                            | ExPlORA  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 6.2.1 Bestimmen der eingestellten Schwelle   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 6.2.2 Kalibrierung der DACs  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 6.3                            | Überwachung des Kalibrierungsprozesses 80  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 64                             | Freehnisse der Kalibrierung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 0.1                            | 6/1 Schwallen  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 64.2 Dauschemplitude der Zeiteignele   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 65                             | DAC Officient and Effect dimensional and Schweither Schweiter Schw |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 0.5                            | DAC-Onset und Effektivwerte aus dem Schweilen-Scan   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 6.6                            | Zusammenfassung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 7 | Kompensation des Time Walks 91 |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 7.1                            | Implementierung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 7.2                            | Schwellen  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 7.2.1 Trigger-Schwellen  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 7.3                            | Time Walk und Koinzidenzfenster  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 74                             | Zusammenfassung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | /                              |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 8 | Zeit                           | Zeitmessung mit dem Crystal-Barrel-Detektor 105  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 8.1                            | Anforderungen  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 8.2                            | Alternativen zur Eigenentwicklung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 8.3                            | jTDC als externer TDC  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.3.1 Durchgeführte Messungen  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.3.2 Zusammenfassung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 8.4                            | pTDC 113   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.1 Überblick  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.2 Deserialisierer 115  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8/3 Taktaufhereitung und Verteilung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 9.4.4 Dimensional provide $100$ Venerating $1.2$   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 0.4.4 Kingspeicher   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.5 Irigger-Logik  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.6 Nullunterdrückung  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.7 Switch-Baum  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.4.8 Datensender  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   | 8.5                            | Leistungsfähigkeit   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.5.1 Totzeit  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|   |                                | 8.5.2 Betrieb ohne die QDC-Elektronik  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

|     |               | 8.5.3                                  | Zeitauflösung  | 137 |  |  |  |  |
|-----|---------------|--|--|-----|--|--|--|--|
|     |               | 8.5.4                                  | Schätzung der Energiedeposition aus der Schwellen-Zeitdifferenz    | 140 |  |  |  |  |
|     | 8.6           | Zusam                                  | menfassung   | 144 |  |  |  |  |
| 9   | Der           | -Finder                                | 147  |     |  |  |  |  |
|     | 9.1           | Anford                                 | erungen  | 148 |  |  |  |  |
|     |               | 9.1.1                                  | Gütekriterien des Triggers   | 149 |  |  |  |  |
|     | 9.2           | Implen                                 | nentierung des Cluster-Finders                                     | 150 |  |  |  |  |
|     |               | 9.2.1                                  | Cluster-Finder   | 151 |  |  |  |  |
|     | 9.3 Backplane |  |  |     |  |  |  |  |
|     |               | 9.3.1                                  | Aufbau der Matrix und Verbindung zu den Nachbarn                   | 155 |  |  |  |  |
|     |               | 9.3.2                                  | Verbindung zum Summen-Modul  | 157 |  |  |  |  |
|     |               | 9.3.3                                  | Takt- und Referenzzeit-Verteilung                                  | 157 |  |  |  |  |
|     | 9.4           | Details                                | der implementierten Firmware                                       | 158 |  |  |  |  |
|     |               | 9.4.1                                  | Aufbau der Cluster-Finder-Matrix                                   | 158 |  |  |  |  |
|     |               | 9.4.2                                  | Mustererkennung  | 160 |  |  |  |  |
|     |               | 9.4.3                                  | Summenbildung  | 163 |  |  |  |  |
|     |               | 9.4.4                                  | Pattern-Sampler  | 165 |  |  |  |  |
|     | 9.5           | Leistun                                | ngsfähigkeit   | 166 |  |  |  |  |
|     |               | 9.5.1                                  | Validierung des Cluster-Finders                                    | 167 |  |  |  |  |
|     |               | 9.5.2                                  | Emulation des Cluster-Finders                                      | 169 |  |  |  |  |
|     |               | 9.5.3                                  | Verbesserung der Schätzung durch Verzögerung des Musterabgleichs   | 170 |  |  |  |  |
|     |               | 9.5.4                                  | Effizienz der Summenbildung  | 175 |  |  |  |  |
|     | 9.6           | Zusam                                  | menfassung   | 177 |  |  |  |  |
| 10  | Zusa          | amment                                 | fassung  | 179 |  |  |  |  |
| Lit | eratu         | r                                      |  | 181 |  |  |  |  |
| Α   | Anh           | ang                                    |  | 195 |  |  |  |  |
|     | A.1           | Im Haupttext referenzierte Abbildungen |  |     |  |  |  |  |
|     | A.2           | Der Ein                                | nfluss der Hysterese- und Offsetspannung auf das Zählratenspektrum | 203 |  |  |  |  |
| Ab  | bildu         | Ingsver                                | zeichnis   | 209 |  |  |  |  |
| Та  | belleı        | nverzeio                               | chnis  | 215 |  |  |  |  |

# KAPITEL 1

# Einleitung

Die "*ultimative Frage nach dem Leben, dem Universum und dem ganzen Rest*<sup>"1</sup> beschäftigt die Menschen seit jeher. Einen Teil dieser berühmten Formulierung der Frage nach den elementaren Zusammenhängen unserer Welt versuchen WissenschaftlerInnen in der Hadronenphysik zu beantworten. Die Hadronenphysik ist eine Disziplin der Teilchenphysik. Sie untersucht die aus Quarks zusammengesetzten Bausteine unserer physikalischen Welt und ihre Wechselwirkung untereinander.

Dieses Kapitel skizziert den physikalischen Hintergrund, in welchen die vorliegende Arbeit eingebettet ist. Dazu werden nachfolgend zunächst einige Phänomene der starken Wechselwirkung beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 1.1 gezeigt, wie mithilfe der *Spektroskopie* eine Wechselwirkung untersucht werden kann. Abschnitt 1.2 geht auf Herausforderungen in der Baryon-Spektroskopie ein und motiviert damit die vorliegende Arbeit.

## **Das Standardmodell**

Wir bewegen uns durch eine Welt, die aus Molekülen und Atomen aufgebaut ist, wobei Moleküle sich ebenfalls aus Atomen zusammensetzen. Noch tiefer hineingeschaut bestehen Atome aus einer Elektronen-Hülle und einem Kern aus Nukleonen, also Protonen und Neutronen. Nach heutigem Wissensstand gehören Elektronen zu den elementaren Bausteinen und können entsprechend nicht weiter zerlegt werden. Nukleonen hingegen sind zusammengesetzte Systeme. Sowohl Protonen als auch Neutronen enthalten jeweils drei Valenzquarks. Ein Proton besteht hierbei aus zwei Up- und einem Down-Quark (*uud*); das Neutron aus zwei Down- und einem Up-Quark (*ddu*). Auch Quarks sind nach heutigem Wissensstand elementar. Neben Eigenschaften wie Spin und Masse tragen Elementarteilchen verschiedene Ladungen. Diese spielen bei der Wechselwirkung eine Rolle und somit bei der Frage nach den Kräften zwischen den Bausteinen.

Auf der Längenskala zwischen Quarks und Molekülen sind drei Kräfte, auch Wechselwirkungen genannt, von Bedeutung. Dies sind: *die elektromagnetische Wechselwirkung*, die für den Aufbau der Moleküle und der Atome verantwortlich ist; *die schwache Wechselwirkung*, welche zum Beispiel beim radioaktiven Betazerfall eine Rolle spielt; und die *starke Wechselwirkung*, die unter anderem für die Formation der Atomkerne und der Nukleonen notwendig ist. Alle drei können mathematisch durch Quantenfeldtheorien beschrieben werden und sind mit den Elementarteilchen im sogenannten Standardmodell zusammengefasst. Die vierte bekannte Kraft, die Gravitation, ist auf mikroskopischen Skalen vernachlässigbar klein und nicht im Standardmodell enthalten.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Zitat aus dem Buch "Per Anhalter durch die Galaxis" von Douglas Adams

Damit ein Teilchen mittels einer bestimmten Kraft mit ihrer Umgebung wechselwirken kann, muss es eine dazugehörige Ladung tragen. Erst diese Ladung lässt es an einer Wechselwirkung mit anderen Ladungsträgern teilnehmen und somit eine Kraft auswirken beziehungsweise erfahren. Physikalisch betrachtet findet dabei ein Energie- und Impulsübertrag statt, sodass die Teilchen an anderen Teilnehmern streuen oder mit ihnen zusammengesetzte und zum Teil sehr komplexe Systeme bilden. Ein Teilchen kann mehr als eine Ladung tragen und somit mehr als eine Kraft erfahren.

In Quantenfeldtheorien wird eine Wechselwirkung durch Austausch von Teilchen beschrieben. Im einfacheren Fall beschreibt die Quantenelektrodynamik (QED) die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen zwischen den Interaktionspartnern, welche positiv oder negativ geladen sind. Komplizierter wird es im Fall der Hadronen, die aus Quarks (q) und Antiquarks ( $\bar{q}$ ) bestehen. Sie tragen neben der elektrischen auch eine sogenannte Farbladung, die zur starken Wechselwirkung gehört und auf kurzen Distanzen dominant ist. Die zugrundeliegende Theorie, die Quantenchromodynamik (QCD), wurde vor 50 Jahren entwickelt und ist noch heute Gegenstand aktueller Forschung [Gro+22]. In der QCD sind nicht zwei, sondern drei verschiedene Ladungen vorhanden. Diese werden als *rot, blau* und *grün* bezeichnet. Antiquarks tragen eine Antifarbe. Diese (Farb-) Quantenzustände haben jedoch nichts mit dem Farbspektrum des sichtbaren Lichts zu tun, außer der Analogie, dass die Kombination aus Rot, Blau und Grün weißes Licht ergibt und die Kombination dieser Farbladungen nach außen hin neutral ist.

Die Austauschteilchen der QCD sind Gluonen. Sie sind wie Photonen masselos. Genauso haben sie einen Spin von 1 und gehören damit zu den Bosonen, also zur Gruppe der Teilchen mit ganzzahligem Spin. Im Gegensatz zu den ungeladenen Photonen tragen Gluonen jedoch Farbe und Antifarbe und interagieren deshalb auch untereinander. Die Beobachtung zeigt, dass einzelne Farbladungen nicht isolierbar sind, sondern nur in solchen Kombinationen vorkommen, die nach außen hin "farbneutral" sind. Solche zusammengesetzten Systeme sind einerseits die Baryonen. Sie bestehen aus drei Quarks (qqq) mit je drei verschiedenen Farbladungen. Andererseits setzen sich die sogenannten Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark  $(q\bar{q})$  zusammen. In Mesonen heben sich die Quark-Farbe und die Antifarbe der Antiquarks auf.

Diese Farbneutralisierung sorgt einerseits dafür, dass Quarks und gebundene Systeme nicht über große Distanzen mittels der starken Wechselwirkung interagieren können. Der Versuch eine Farbladung zu separieren endet andererseits stets damit, dass durch die eingebrachte hohe Energie spontan ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird, welches mit den ursprünglichen Teilchen so rekombiniert, dass die beiden neu entstandenen Systeme wieder farbneutral sind. Dieses Phänomen ist unter dem Namen *Confinement* bekannt. Es hängt mit der Farbladung der Gluonen und der Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante zusammen.

Die dimensionslose Kopplungskonstante einer Wechselwirkung beschreibt, wie "stark" diese ist. Zu jeder Wechselwirkung gehört auch eine Kopplungskonstante  $\alpha_X$ . Zum Beispiel ist  $\alpha_{EM} \approx \frac{1}{137}$  die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Wahrscheinlichkeitsamplituden verschiedener QED Prozesse können mithilfe einer Störungsreihe berechnet werden. Weil dabei  $\alpha_{EM}$  klein ist, liefern bereits die ersten Glieder der Entwicklung eine präzise Vorhersage experimenteller Ergebnisse.

Der gleiche Ansatz ist in der QCD bei großem Impulsübertrag Q ebenfalls nutzbar. Dazu zeigt Abbildung 1.1 die Kopplungskonstante  $\alpha_S(Q^2)$  im Bereich 1 GeV  $< Q \le 2 \cdot 10^3$  GeV. Ab einem Impulsübertrag von  $Q \ge 2$  GeV wird die Kopplung so klein  $\alpha_S(Q^2) < 0.35$ , dass dort der störungstheoretische Ansatz Ergebnisse liefert. Für  $Q \le 1$  GeV divergiert jedoch  $\alpha_S$ , sodass eine störungstheoretische Entwicklung nicht mehr möglich ist. Dieser Energiebereich ist jedoch sehr interessant, weil hier die hadronischen Bindungszustände liegen und die Wechselwirkung noch nicht gut genug verstanden ist. Andere Methoden müssen also genutzt werden, um die Gesetze der starken Wechselwirkung hier besser zu verstehen.

Ein Ansatz, um das Verständnis der vielfältigen Effekte der nicht-perturbativen QCD zu vertiefen, ist die Spektroskopie von Hadronen. In der Spektroskopie werden theoretische Berechnungen mit den



Abbildung 1.1: Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_S$  in Abhängigkeit vom Impulsübertrag QQUELLE: [Wor+22].

experimentell beobachteten Zuständen (dem Spektrum) verglichen.

Zu diesem Feld liefert das CBELSA/TAPS-Experiment [Thi+12; Gut+14; Afz+20] wertvolle Beiträge, indem es angeregte Zustände von Nukleonen erzeugt und durch die Untersuchung der Zerfallsprodukte das Modellieren des Anregungsspektrums ermöglicht. Darauf wird nachfolgend tiefer eingegangen.

## 1.1 Spektroskopie

Ein gebundenes System kann durch Emission oder Absorption von Energie den Zustand ändern. Wie genau der Energieübertrag dabei stattfindet, hängt von der zugrundeliegenden Wechselwirkung ab. Moleküle, Atome, Kerne und auch Baryonen können zum Beispiel durch Absorption von Photonen in einen anderen Zustand übergehen. Die Verteilung der Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie wird allgemein als Spektrum bezeichnet.

Im Gegensatz zu freien Teilchen, ist das Spektrum eines Bindungszustandes diskret. In der Spektroskopie wird dies genutzt, um zum Beispiel aus einem Spektrum des untersuchten Gegenstandes auf seine Eigenschaften oder seinen Inhalt zu schließen. Der Gegenstand kann hierbei alles zwischen Galaxien und Mesonen sein. Abbildung 1.2 zeigt ein Beispiel aus der Atomphysik. Dargestellt ist das Spektrum von Natrium im Bereich des sichtbaren Lichts. Die Linie mit der höchsten Intensität, auch als D-Linie bekannt, wird in einem vereinfachten Modell beim Übergang vom 3p in den 3s-Grundzustand emittiert. Die Energiezustände und erlaubten Übergänge des 3s-Elektrons in diesem Modell sind in Abbildung 1.3 dargestellt.

Mit besserer Auflösung wird jedoch sichtbar, dass die D-Linie aus zwei Linien besteht. Diese Aufspaltung kommt durch die Spin-Bahnkopplung des Elektrons im angeregten 3*p*-Niveau zustande. Das vereinfachte Termschema aus Abbildung 1.3 mit nur einem 3*p*-Niveau muss also modifiziert werden, um die Doppellinie zu beschreiben. Aufgrund der beobachteten Aufspaltung dieser und anderer Linien in vergleichbaren Atomen postulierten Goudsmit und Uhlenbeck 1925 die Existenz des Elektronenspins [UG25].



Abbildung 1.2: Na-Spektrum im Bereich des sichtbaren Lichts, aufgezeichnet mit einem Spektrometer (unten, QUELLE: [Com20]) und eine daraus extrahierte Helligkeitsverteilung/Intensität der Linien (oben).



Abbildung 1.3: Einfaches Modell der Quantenzustände und der erlaubten Übergänge zwischen ihnen des 3*s*-Elektrons im Natrium Atom. Bild basiert auf [Com21]

Hier zeigt sich am verhältnismäßig einfachen Beispiel, wie Theorie und Messung, also die Vorhersage der angeregten Niveaus und eine genaue Messung, in der Spektroskopie zu einem besseren Verständnis des Atoms führen können. Im Fall der Nukleonen ist ein tieferes Verständnis des gebundenen Systems deutlich schwieriger zu erhalten, weil hier mehrere Herausforderungen sowohl im Experiment, als auch in der Theorie überwunden werden müssen. Dies führt zu Diskrepanzen zwischen dem vorhergesagten und dem experimentell beobachteten Spektrum.

Dazu zeigt Abbildung 1.4 zwei Vorhersagen für einen Teil des Nukleon-Anregungsspektrums sowie die (dort) beobachteten angeregten Zustände (Resonanzen). Abbildung 1.4(a) zeigt zunächst das relativistische Bonner Konstituentenquark-Modell, welches annimmt, dass das Baryon aus drei Quarks mit je einer Masse von <sup>1</sup>/<sub>3</sub> des Baryons besteht. Je nach Konstituentenquark-Modell wird dabei ein unterschiedliches Potential und verschiedene Kopplungen zwischen den Quarks angenommen. Damit wird ein Hamilton-Operator aufgestellt und anschließend die Bethe-Salpeter Gleichung gelöst. Die Energie-Eigenzustände entsprechen den vorhergesagten Resonanzen. Löring, Metsch und Petry beschreiben zum Beispiel das Potential zwischen den Konstituentenquarks durch eine instantoninduzierte Wechselwirkung [LMP01]. Außerdem nahmen sie bei der Berechnung an, dass die Quarks im Baryon durch ein linear ansteigendes Confinement-Potential gebunden sind. Die ermittelten Energieniveaus sind in Abbildung 1.4(a) mit



Abbildung 1.4: (a): mit dem Konstituentenquark-Modell vorhergesagtes Nukleonspektrum (blaue Linien) einiger, ausgewählter  $J^P$ -Konfigurationen. Die roten und grünen Linien zeigen experimentell nachgewiesene Zustände und deren Unsicherheit (gelbe Box) zum Zeitpunkt der Veröffentlichung [LMP01]. (b): Aus Lattice-QCD Rechnungen erhaltenes Nukleonspektrum für die gleichen  $J^P$ -Konfigurationen. Die Rechnungen wurden mit einer unphysikalischen Pion-Masse m<sub> $\pi$ </sub>  $\approx$  396 MeV durchgeführt [Edw+11]. Abbildungen modifiziert, QUELLE: [Thi12].

blauen Linien dargestellt.

Eine ab-initio-Berechnung des Spektrums ist mithilfe eines diskreten Raumzeitgitters mit infinitesimal kleinen Gitterabständen *a* in einem unendlichen Volumen möglich [Wil74]. Der Nachteil dieses Ansatzes aus der Gittereichtheorie (Lattice QCD) ist jedoch: um ein Ergebnis mit den heutigen Supercomputern in endlicher Zeit zu erhalten, muss das Gitter verhältnismäßig grob sein und physikalische Größen mit einer endlichen Genauigkeit in die Rechnungen eingesetzt werden. Außerdem werden Quark-Massen genutzt, die größer als die gemessenen sind. Um damit dennoch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, werden mehrere Rechnungen mit verschiedenen Gitterabständen und Volumina durchgeführt und daraus auf Ergebnisse durch Extrapolation zu  $a \rightarrow 0$  geschlossen. Abbildung 1.4(b) zeigt die Ergebnisse einer Berechnung mit einer Pionmasse von  $m_{\pi} = 396$  MeV, bei welcher es zum ersten Mal gelungen ist, den (auf dem Gitter berechneten) Anregungszuständen des Nukleons einen Drehimpuls zuzuordnen, welcher streng genommen nur im Kontinuum definiert ist [Edw+11].

Das experimentell beobachtete Spektrum mit den damals bekannten Resonanzen ist in Abbildung 1.4 links mit roten Boxen dargestellt. Ein Vergleich mit den beiden Vorhersagen zeigt, dass im oberen Energiebereich Resonanzen vorhergesagt aber nicht beobachtet werden. Diese Diskrepanz ist unter dem Begriff Missing Resonances bekannt. Obwohl in den Jahren seit der Publikation weitere Resonanzen beobachtet wurden, bleibt das Problem bis zum heutigen Tag ungelöst [TAW22]. Dies kann einerseits daran liegen, dass in der Theorie die Anzahl der Freiheitsgrade und damit die Zahl der Zustände überschätzt wird. Andererseits ist es aber auch möglich, dass die fehlenden Zustände experimentell noch nicht beobachtet wurden. Im Vergleich zum zuvor gezeigten Fall aus der Atomphysik ist es nämlich deutlich schwieriger die Zustände experimentell nachzuweisen. Das Vorgehen ist nachfolgend skizziert.

Übergänge in Atomen können durch Emission und Absorption von Photonen erfolgen. Das bedeutet, dass beim Übergang eines gebundenen Elektrons von einem angeregten auf ein energetisch tieferes Niveau ein Photon emittiert wird. Das Atom zerfällt also aus seinem angeregten Zustand elektromagnetisch.



Abbildung 1.5: (a): Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktionen am Proton  $\gamma p \rightarrow X$  (schwarz) und zwei Beiträge zu diesem ( $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  in Rot und  $\gamma p \rightarrow p\eta$  in Blau). (b): Der totale Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus [Pee+07]. Zur Veranschaulichung der Überlappung sind weiterhin berechnete Breit-Wigner-Amplituden bekannter Resonanzen dargestellt. Beide Abbildungen [Thi12] entnommen.

Die Photonenergie, die kleiner als 1 eV und größer als 100 keV sein kann, wird anschließend gemessen und so die Energiedifferenz von Niveaus bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs korreliert dabei mit der Intensität im Spektrum. Aus einer Messung der Polarisation kann auf eine Differenz der Quantenzahlen beider Niveaus geschlossen werden. Hadronen können zwar ebenfalls elektromagnetisch angeregt werden, sie zerfallen jedoch über die starke Wechselwirkung und strahlen dabei die Energie durch Emission von Mesonen ab. Mesonen sind wiederum instabil und zerfallen ihrerseits in leichtere Mesonen, Photonen und Leptonen<sup>2</sup>. Aus experimenteller Sicht müssen also mehrere Teilchen zunächst registriert und ihre Trajektorien rekonstruiert werden, um eine hadronische Reaktion nachzuweisen.

Die beobachtete Intensität der Photonen in der Atomphysik lässt sich zur Observable des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  verallgemeinern. Dieser stellt ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen Niveaus dar. In der Hadronenphysik korreliert der totale Wirkungsquerschnitt (WQ) mit den Wahrscheinlichkeiten betrachteter Reaktionen. In Abbildung 1.5(a) ist dazu zunächst in schwarz der totale WQ elektromagnetisch angeregter, hadronischer Reaktionen am Proton ( $\gamma p \rightarrow X$ ) gegen die Energie des einlaufenden Photons dargestellt. Bis auf drei (teilweise nur leicht sichtbare) Strukturen im Bereich von 200 to 1 200 MeV ist der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts sehr homogen. Weitere Erkenntnisse können zwar durch die Betrachtung einzelner Zerfallskanäle gewonnen werden: Zum Beispiel ist der zweite und dritte Peak im Zerfallskanal  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  (rote Datenpunkte) ebenfalls und deutlicher zu sehen. Beide stammen jedoch nicht von je einer einzelnen Resonanz, wie aus Abbildung 1.5(b) ersichtlich wird. Dort dargestellt ist zunächst erneut der totale Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Weiterhin sind jedoch auch bekannte Resonanzen als Breit-Wigner-Verteilungen gezeigt, welche zu diesem Zerfallskanal beitragen. Anders als im gezeigten Fall der Atomphysik liegen hadronische Resonanzen im Verhältnis zu ihrer Breite sehr nah beieinander. Ihre Wirkungsquerschnitte überlappen also bei der Betrachtung des totalen WQ. Deshalb kann auch die Position und Breite von Resonanzen allein aus dieser Observablen nicht extrahiert werden. Für ein tieferes Verständnis des Spektrums ist es daher notwendig, nicht nur den totalen, sondern auch den differenziellen Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  zu betrachten. Hier wird also der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Raumwinkels extrahiert. In Kombination mit einer Messung

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Leptonen sind Elementarteilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$  ohne Farbladung.

|   |               |            | Target |   |    | Rückstoß   |    |            | Target + Rückstoß |            |            |            |
|---|---------------|------------|--------|---|----|------------|----|------------|-------------------|------------|------------|------------|
|   |               | -          | -      | - | -  | <i>x</i> ′ | y' | <i>z</i> ′ | <i>x</i> ′        | <i>x</i> ′ | <i>z</i> ′ | <i>z</i> ′ |
|   |               | -          | x      | у | Z. | -          | -  | -          | x                 | z          | x          | z          |
|   | unpolarisiert | $\sigma_0$ |        | Т |    |            | Р  |            | $T_{x'}$          | $L_{x'}$   | $T_{z'}$   | $L_{z'}$   |
| γ | linear        | Σ          | H      | Р | G  | $O_{x'}$   | Т  | $O_{z'}$   |                   |            |            |            |
|   | zirkular      |            | F      |   | Ε  | $C_{x'}$   |    | $O_{z'}$   |                   |            |            |            |

Tabelle 1.1: Mögliche Kombinationen der Polarisation und die daraus folgenden Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen (vergleiche [TAW22]). Die Reaktion wird in einer Ebene betrachtet, welche durch die z-Achse (parallel zur Richtung des einlaufenden Photons) und das auslaufende Meson im Schwerpunktsystem aufgespannt wird. Die x-Achse mit  $\vec{x} \perp \vec{z}$  liegt ebenfalls in dieser Ebene. Die y-Achse ist senkrecht dazu. Das Koordinatensystem (x', y', z') des rückstoßenden Nukleons entsteht durch Drehung um y, sodass y = y' und z' in die Bewegungsrichtung des Nukleons zeigt.

der Polarisation von Teilchen im Eingangs- und Endzustand ist es weiterhin möglich, Beiträge von Resonanzen mit bestimmten Quantenzahlen zu separieren. Diesen Ansatz verfolgt das CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn, das in der Lage ist, sowohl die einfallenden Photonen als auch die Target-Nukleonen zu polarisieren und so Doppelpolarisationsmessungen durchzuführen.

## 1.2 Messung von Polarisationsobservablen

Bei der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen (S = 0) kann die Polarisation der einfallenden Photonen, der Targetnukleonen und der Nukleonen im Endzustand gemessen werden. Die Kombinatorik dieser drei Freiheitsgrade liefert 16-verschiedene differenzielle Wirkungsquerschnitte (Observablen) [San+11]. Tabelle 1.1 fasst diese zusammen. Im Gegensatz zum unpolarisierten Fall sind diese Messgrößen sensitiv auf eine größere Anzahl von Interferenztermen zwischen Partialwellen, sodass auch schwache Resonanzbeiträge messbar werden. Hier ist eine gute Datenbasis mit hoher statistischer Signifikanz unerlässlich. In den vergangenen 15 Jahren haben die CBELSA/TAPS-Kollaboration und andere Experimente Daten mehrerer Observablen in verschiedenen Zerfallskanälen publiziert. Einen aktuellen Überblick darüber bietet zum Beispiel [TAW22].

Mehrere Kollaborationen nutzen diese energieabhängigen, differenziellen Wirkungsquerschnitte und extrahieren daraus mithilfe von Partialwellenanalysen (PWAs) Parameter wie Massen, Breiten und Verzweigungsverhältnisse einzelner Resonanzen [Ani+16; TAW22]. Beispielhaft dafür zeigt Abbildung 1.6 mit schwarzen Punkten die beiden Spin-abhängigen Beiträge der Observablen *E* mit [Got+21]:

$$E = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}},$$

aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ . Hierbei sind  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte für parallel (<sup>3</sup>/<sub>2</sub>) und antiparallel (<sup>1</sup>/<sub>2</sub>) ausgerichtete Spins zwischen den einfallenden Photonen und den Targetnukleonen. In der Abbildung sind weiterhin Lösungen mehrerer PWA-Gruppen dargestellt. Die gepunkteten Linien sind Lösungen, die vor Veröffentlichung der Messdaten entstanden sind. Die durchgezogenen Linien stammen von denselben Gruppen. Sie berücksichtigen jedoch die Messdaten aus [Got+21]. Die Messung hat also die Datenbasis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  erweitert und dazu geführt, dass sich PWA-Lösungen verschiedener Gruppen angenähert haben.

Im Vergleich zum Proton ist die Datenbasis von Reaktionen am Neutron deutlich kleiner. Dazu zeigt Abbildung 1.7 die Menge der veröffentlichten Datenpunkte im Verlauf der letzten 20 Jahre für verschie-



Abbildung 1.6: Schwarze Datenpunkte: der gemessene Verlauf von  $\sigma_{1/2}$  (links) und  $\sigma_{3/2}$  (rechts). Mit gestrichelten Linien sind PWA-Lösungen von Bonn-Gatchina (schwarz), SAID (rot) und Jülich-Bonn (blau) dargestellt (siehe jeweils [Ani+16]). Die durchgezogenen Linien sind entsprechende aktualisierte Vorhersagen, welche später entstanden sind und den gemessenen Verlauf berücksichtigen QUELLE: [Got+21].



Abbildung 1.7: Als Funktion der Zeit ist dargestellt die Anzahl der veröffentlichten Datenpunkte von unpolarisierten Wirkungsquerschnitten (links) in verschiedenen Zerfallskanälen. Das rechte Bild zeigt die Zahl der Datenpunkte von Polarisationsobservablen im Verlauf der letzten 20 Jahre. Daten aus Reaktionen am Neutron (Proton) sind in verschiedenen Farben (Grautönen) dargestellt QUELLE: [TAW22].

dene Zerfallskanäle am Proton und am Neutron. Zusätzlich wird dort zwischen Daten unpolarisierter Wirkungsquerschnitte (linkes Bild) und der Doppelpolarisationsobservablen (rechtes Bild) unterschieden. Es ist zu sehen, dass in beiden Fällen in den letzten 15 Jahren die Datenbasis von Reaktionen am Proton (verschiedene Grautöne) deutlich gewachsen ist. Farblich hervorgehoben (Rot, Magenta und Grün) ist die deutlich kleinere Datenbasis der Photoproduktion am Neutron. Insbesondere sind hier nur sehr wenige Messpunkte von Doppelpolarisationsobservablen vorhanden.

Dass hiermit weitere Erkenntnisse gewonnen werden können, haben bereits erste Messungen gezeigt. Zum Beispiel wurde im totalen Wirkungsquerschnitt der  $\eta$ -Photoproduktion am Neutron eine schmale Struktur beobachtet [Wer+13; Kuz+07; Jae+08; Miy+07; Wit+16], die aus Messungen am Proton nicht bekannt war (Abbildung 1.8). Eine Messung der Observablen *E* hat weiterhin ergeben, dass die Struktur



Abbildung 1.8: Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  als Funktion der invarianten Masse für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \eta p$ (linke Abbildung) und  $\gamma n \rightarrow \eta n$  (rechte Abbildung). Zusätzlich ist in Schwarz der Vergleich zum Verlauf aus der BnGa Modell-Analyse [Ani+15] dargestellt QUELLE: [Wit+17].

nur im  $\sigma_{1/2}$ -Wirkungsquerschnitt sichtbar ist [Wit15].

Ein Teil der Messungen aus Abbildung 1.8 ist in Bonn am CBELSA/TAPS-Experiment durchgeführt worden. Der Aufbau ist geeignet, jedoch nicht ideal, um vollständig neutrale Zerfallskanäle zu untersuchen (siehe Kapitel 3.3). Die vorliegende Arbeit war Teil eines großen Projektes, welches zum Ziel hatte, einerseits die Akzeptanz für die Photoproduktion am Neutron zu verbessern, also die Fähigkeit vollständig neutrale Ereignisse aufzuzeichnen. Andererseits sollte die Datenakquisition allgemein beschleunigt werden. Im Rahmen anderer Dissertationen und Abschlussarbeiten wurde dazu der zentrale Detektor des Experiments, der Crystal-Barrel, mit einer verbesserten Ausleseelektronik ausgestattet [Hon15; Urb18; Mü119; Hof18]. Dies hat den Umbau des Experiment-Triggers ermöglicht, welcher in der vorliegenden Arbeit vorgestellt wird. Dazu wird zunächst in Kapitel 2 das Experiment und das Datenakquisitionssystem vorgestellt. Dann wird in Kapitel 3 der vorherige Trigger-Aufbau und der Einfluss eines Umbaus auf die Trigger-Akzeptanz gezeigt. Darauf folgt eine Beschreibung der Elektronik und die Anforderungen an die entwickelte Lösung in den Kapiteln 4 und 5. Anschließend werden in einzelnen Kapiteln die Komponenten und Schritte vorgestellt, mit denen das Projekt erfolgreich abgeschlossen wurde.

## KAPITEL 2

## **CBELSA/TAPS-Experiment**

Das CBELSA/TAPS-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment, das an der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn aufgebaut ist. Der Forschungsschwerpunkt des Experiments liegt auf der Messung von Polarisationsobservablen in der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen. Das Experiment besteht aus einer Vielzahl von Subkomponenten. Die Wichtigsten sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Das vorliegende Kapitel beschreibt die relevanten Teile des Experiments, gegliedert nach ihrer Aufgabe. Zu den Aufgaben gehört einerseits das Erzeugen von Nukleonreaktionen (Abschnitt 2.1), andererseits der Nachweis ihrer Zerfallsprodukte (Abschnitt 2.2). Abschnitt 2.3 beschreibt die Datenakquisition, welche die Daten ausliest und speichert. In der vorliegenden Arbeit nimmt der Experiment-Trigger eine zentrale Rolle ein. Deshalb wird dieser im Kapitel 3 gesondert beschrieben.

## 2.1 Infrastruktur zur Erzeugung der Nukleonresonanzen

Zur Photoproduktion von Nukleonreaktionen (Kapitel 1) sind reale Photonen notwendig. Für die Rekonstruktion der Reaktionen muss die Energie der erzeugten Photonen bekannt sein. Das CBELSA/TAPS-Experiment produziert die Photonen mittels Bremsstrahlung eines Elektronenstrahls an einem Radiator-Target. Die Energie des einlaufenden Elektronenstrahls beträgt bis zu 3,5 GeV. Je nach Kombination aus Radiator und Polarisation der Elektronen entstehen so linear-, zirkular- oder unpolarisierte Photonen. Diese treffen anschließend auf ein polarisierbares Protonen- oder ein Neutronen-Target. Dort erzeugen sie die zu untersuchenden, kurzlebigen Resonanzen, welche anschließend über verschiedene Kanäle hadronisch zerfallen. Das Experiment eignet sich für den Nachweis von Reaktionen an Nukleonen mit neutralen Mesonen im Endzustand (zum Beispiel  $\gamma N \rightarrow N\pi^0$ ,  $N\pi^0\pi^0$ ,  $N\eta$ ), weil die Mesonen ihrerseits Zerfallskanäle besitzen, über die sie in zwei oder mehr Photonen zerstrahlen. Diese Photonen kann das Experiment mit einer hohen Effizienz nachweisen (vergleiche Kapitel 3).

Der vorliegende Abschnitt skizziert den experimentellen Aufbau zur Bereitstellung der Elektronen durch ELSA (Abschnitt 2.1.1) sowie die Produktion der realen Photonen (Abschnitt 2.1.2). Im polarisierbaren Target (Abschnitt 2.1.3) erzeugen Photonen die zu untersuchenden Nukleonreaktionen.

#### 2.1.1 Erzeugen und Beschleunigen der Elektronen

Je nach Bedarf, stellt die Beschleunigeranlage ELSA den beiden Experimenten BGO-OD [Jud+20] und CBELSA/TAPS longitudinal polarisierte oder unpolarisierte Elektronen mit Energien von bis zu 3,5 GeV zur Verfügung. Vor der Extraktion am jeweiligen Experimentierplatz durchläuft der Elektronenstrahl

einen dreistufigen Beschleunigungsprozess. Ein Überblick über die ELSA-Anlage, ihre Geschichte und geplante Erweiterungen können zum Beispiel Veröffentlichungen von W. Hillert [Hil06; Hil+17] entnommen werden. Ein Plan der Anlage ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

**LINAC1** Die erste der drei ELSA Stufen bildet einer von zwei Linearbeschleunigern. Einerseits ist es der LINAC1<sup>1</sup>, der 1967 aufgebaut und zuletzt 2010 modernisiert wurde. Er verwendet eine thermische Elektronenquelle, die unpolarisierte Elektronen mit einer Energie von 90 keV [Kla+09] liefert. Der Strahl durchläuft anschließend mehrere Hochfrequenzfelder (HF). Hier entstehen aus einem kontinuierlichen Elektronenstrahl Bündel aus Elektronen [Kla+09], auch Bunches genannt. Anschließend beschleunigt ein Linearbeschleuniger die Bündel auf eine Energie von 20 MeV.

Für den Einschuss in die nächste Stufe ist eine möglichst schmale Energieverteilung notwendig. Um diese zu erhalten, durchlaufen die Bündel ein Dipolmagnetfeld. Das Feld separiert räumlich die Elektronen mit unterschiedlichem Impuls und damit unterschiedlicher Energie. Diese räumliche Trennung wird dann ausgenutzt, um mit einem weiteren, geschickt gewählten Hochfrequenzfeld die langsamen Elektronen zu beschleunigen, beziehungsweise die schnellen Elektronen abzubremsen [Sch+14]. Dadurch reduziert sich die Breite der Energieverteilung.

Im Normalbetrieb liefert der LINAC1 einen Strahlstrom von bis zu 500 mA [Kla+11]. Damit erreicht ELSA ein Tastverhältnis von etwa 80 % [Sch+14]. Das Tastverhältnis gibt hierbei den relativen Anteil

MiniTAPS Fluss Monitore Fluss Monitore electron beam dump

<sup>1</sup> LINAC: Akronym für LINear ACcelerator (engl. für Linearbeschleuniger)

Abbildung 2.1: Experimentierbereich des CBELSA/TAPS-Experiments. Elektronen, kommend von ELSA (nicht im Bild), erzeugen Photonen durch Bremsstrahlung an einem Radiator. Ein Goniometer positioniert verschiedene Radiatoren im Primärstrahl. Die Photonenmarkierungsanlage bestimmt die Energie der erzeugten Photonen. Im Target produzieren diese einfallenden Photonen eine Reaktion. Die Kalorimeter Crystal-Barrel und MiniTAPS weisen diese Zerfallsprodukte nach. Die Messung des Photonenflusses erfolgt mit den beiden Fluss Monitoren GIM und FluMo.



Abbildung 2.2: Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in Bonn [ELS22]. Elektronen werden in drei Schritten auf eine Energie von bis zu 3,5 GeV beschleunigt und an einen der drei vorhandenen Experimentierplätze extrahiert. Neben dem CBELSA/TAPS-Experiment ist auch das BGO-OD Experiment [Jud+20] in Bonn aufgebaut. Ein weiterer Experimentierplatz steht wechselnden Experimenten für Detektortests zur Verfügung.

der Betriebszeit an, in welcher Elektronen extrahiert werden. Die verbleibenden 20 % der Zeit sind für das Befüllen des Beschleunigers mit Elektronen und für deren Beschleunigung notwendig.

**LINAC2** Wird die Oberfläche eines Alkali-Festkörpers mit zirkular polarisiertem Licht bestrahlt, so weisen die freigesetzten Elektronen eine Polarisation auf. Dieser Effekt wird als Fano-Effekt bezeichnet [Fan69]. Anfang 2000 wurde als zweite Elektronenquelle an ELSA der LINAC2 in Betrieb genommen. Dieser nutzt einen analogen Effekt aus, um polarisierte Elektronen zu erzeugen. Hier wird in der Elektronenquelle ein Superlattice-Kristall mit gepulstem und zirkular polarisiertem Laser-Licht hoher Intensität bestrahlt. Die dabei freigesetzten Elektronen haben eine longitudinale Polarisation von etwa 80% [Hil00]. Sie werden noch in der Quelle durch ein elektrisches Feld auf eine Energie von 50 keV beschleunigt. Ihre Polarisation wird um 90° gedreht und steht anschließend senkrecht zur Beschleunigerebene. Das Drehen vermeidet eine eintretende Depolarisation, wenn die Polarisationsebene und die Ebene, in welcher die Elektronen beschleunigt werden, nicht zusammenfallen. Nach dem Drehen erreichen die Elektronen einen Linearbeschleuniger, welcher sie auf 26 MeV beschleunigt.

**Booster-Synchrotron** Eine Strahloptik injiziert die Elektronenbündel aus einer der beiden, zuvor beschriebenen Quellen in das Booster-Synchrotron. Es wurde Mitte der 1960er gebaut und bis in die 80er als Quelle von Synchrotronlicht und als Elektronenquelle für verschiedene Experimente eingesetzt [Hil06]. Es beschleunigt Elektronen netzsynchron, also 50 mal pro Sekunde auf bis zu 2,5 GeV [Alt+68]. Das maximal erreichbare Tastverhältnis liegt bei etwa etwa 5%. Dies stellte einen limitierenden Faktor für die Experimente dar und führte zum Vorschlag und anschließendem Bau des Stretcherrings ELSA.

**ELSA** Der Stretcherring ELSA wurde 1989 in Betrieb genommen. Das Booster-Synchrotron dient in dieser Ausbaustufe als Vorbeschleuniger und injiziert Elektronen mit einer Energie von bis zu 1,6 GeV in den Stretcherring. ELSA kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden, die nachfolgend beschrieben sind.

Im *Speichermodus* wird der Elektronenstrahl im Ring akkumuliert. Bei Bedarf kann dieser nach der Injektion beschleunigt werden. Anschließend kann ELSA die Elektronen-Bunches mehrere Stunden [Hil06] im Ring halten und somit den Strahl als Quelle für Synchrotronlicht nutzen.

Im *Stretchermodus* werden alle 20 ms Bunches von Elektronen in ELSA injiziert und bis zur nächsten Füllung langsam extrahiert. Dadurch wird im Vergleich zum alleinigen Betrieb des Synchrotrons das Tastverhältnis optimiert, bzw. eine fast kontinuierliche Extraktion ermöglicht. In diesem Modus ist jedoch die Energie der extrahierten Elektronen durch die Injektionsenergie von maximal 1,6 GeV limitiert.

Im *Nachbeschleunigermodus* werden mehrere Elektronenpakete in den Stretcher-Ring injiziert. Dann beschleunigt ELSA die Bunches auf bis zu 3,5 GeV und extrahiert die Elektronen über mehrere Sekunden zu einem der drei Experimentierplätze. Aus Sicht der Hadronenphysik-Experimente ist dies der relevante Modus.

Während der Beschleunigung und während des Umlaufs von polarisierten Elektronen im Beschleuniger treten Resonanzen auf, die zur Depolarisation oder zum Strahlverlust führen. Zur Dämpfung setzt ELSA seit 2015 ein Bunch-by-Bunch-Feedback-System ein, das eine aktive Lagekorrektur vornimmt [Sch15]. Hier wird die Position von jedem einzelnen Bunch bestimmt und eine entsprechende Korrektur mittels HF-Feldern vorgenommen. Die Steuerung des Systems ist in FPGA<sup>2</sup> Bausteinen realisiert.

Während das Bunch-by-Bunch-Feedback-System die Schwingungen einzelner Bunches aktiv dämpft, wird eine pseudoharmonische Schwingung der Teilchen um die Sollbahn bewusst erzeugt, um sie zu extrahieren. Elektronen in einem Bunch werden dabei also in eine Resonanz getrieben. Ein Teil der Elektronen mit hoher Phasenraum-Amplitude wird dann mithilfe eines lokalen Magnetfeldes vom Rest des Bündels örtlich getrennt. Dieser Prozess wird als Abschälen der Elektronen und die Methode als langsame Resonanzextraktion bezeichnet.

Die extrahierten Elektronen gelangen anschließend an einen der drei Experimentierplätze. Der neueste Platz steht seit 2016 wechselnden Experimenten und Detektortests zur Verfügung [Heu17]. Auf den beiden anderen Experimentierplätzen sind die zwei permanenten Experimente CBELSA/TAPS und das BGO-OD-Experiment aufgebaut. Hauptkomponenten des BGO-OD-Experiments [Jud+20] sind das BGO Kalorimeter sowie in Vorwärtsrichtung ein Magnetspektrometer, welches es erlaubt Reaktionen mit geladenen Teilchen im Endzustand zu untersuchen [Bel14]. Das CBELSA/TAPS-Experiment wird nachfolgend detaillierter beschrieben.

#### 2.1.2 Erzeugen und Polarisation der Photonen

Das CBELSA/TAPS-Experiment verwendet reale Photonen zur Photoproduktion von Reaktionen an Nukleonen. Zur Erzeugung der Photonen wird der Bremsstrahlungsprozess ausgenutzt. Hochenergetische Elektronen werden dabei im Coulombfeld von Atomkernen abgelenkt und emittieren Photonen. Bis auf den vernachlässigbaren Rückstoß, entspricht die Energie der jeweils erzeugten Photonen der Energiedifferenz des Elektrons vor und nach dem Streuprozess. In erster Näherung ist die Energieverteilung der produzierten Photonen proportional zu  $\frac{1}{E}$ . Der mittlere Öffnungswinkel  $\theta$  des Photonenstrahls hängt von der Energie  $E_0$  des einfallenden Elektronenstrahls ab:  $\langle \theta \rangle \propto \frac{1}{E_0}$  [BH34].

Je nach Anforderung des Messprogramms stehen als Radiatoren verschiedene Materialien zur Verfügung. Diese können mit einem fahrbaren Tisch im Primärstrahl positioniert werden (Abbildung 2.3).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> FPGA: Field Programmable Gate Array, vergleiche Abschnitt 4.3.3

Dieses sogenannte Goniometer kann sowohl in x und y Richtung bewegt, als auch um drei Achsen gekippt werden und ermöglicht damit eine präzise Ausrichtung der Radiatoren relativ zum Strahl. Das Experiment wird so in die Lage versetzt, Untersuchungen mit unpolarisierten, zirkular polarisierten und mit linear polarisierten Photonen durchführen zu können. Die Erzeugung der Photonen ist nachfolgend beschrieben.



Abbildung 2.3: Fahrbarer Tisch (Goniometer) mit Radiatoren, die im Strahl positioniert werden. Als Radiatoren sind Vorhanden: eine magnetisierbare Folie (links); in den äußeren Öffnungen der rechten Scheibe befinden sich, unter anderem Kupferfolien verschiedener Dicke; ein Diamantkristall ist in der mittleren Öffnung der Scheibe platziert.

**Unpolarisierter Photonenstrahl** Im einfachen Fall, der Produktion von unpolarisierten Photonen, kann ein Strahl von unpolarisierten Elektronen und ein amorpher Radiator verwendet werden. Ein amorpher Festkörper (wie Kupfer) hat auf atomarer Ebene im Gegensatz zum Kristall keine ausgezeichnete Fernordnung, sodass eine Streuung an mehreren Atomen zu destruktiver Interferenz führt. Das Goniometer ist mit Kupferfolien verschiedener Dicken von 13 to 300 µm ausgestattet. Die Folie sollte jeweils möglichst dünn sein, um Mehrfachstreuung zu vermeiden. Sie soll jedoch auch dick genug sein, um eine ausreichende Anzahl an Photonen zu erzeugen. Die verwendeten Folien entsprechen Strahlungslängen von  $8.4 \cdot 10^{-4}$  to  $2.1 \cdot 10^{-2} X_0$ .

**Zirkular polarisierte Photonen** werden mithilfe longitudinal polarisierter Elektronen erzeugt. Hier wird jeweils nach einem Helizitätsübertrag, ein Photon mit positiver beziehungsweise negativer Helizität erzeugt. Die Polarisation des Photonenstrahls  $P_{\gamma}$  hängt vom Polarisationsgrad des Elektronenstrahls  $P_e$  ab (Abbildung 2.4). Weiterhin steigt die Wahrscheinlichkeit für einen Helizitätsübertrag mit dem Anteil der übertragenen Energie  $\frac{E_{\gamma}}{E_0}$  [OM59]:

$$P_{\gamma} = P_{e} \cdot \frac{\frac{E_{\gamma}}{E_{0}} \left(3 + \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{0}}\right)\right)}{3 - 2\left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{0}}\right) + 3\left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{0}}\right)^{2}}$$

 $P_e$  lässt sich über die Møllerstreuung bestimmen, einer spinabhängigen Elektron-Elektron-Streuung [Ebe06; Kam10]. Dafür werden zunächst die Elektronen im Radiator polarisiert. Streuen nun die polarisierten, einfallenden Elektronen an den polarisierten Target-Elektronen, so haben sie im sogenannten symmetrischen Fall im Schwerpunktsystem einen Streuwinkel von  $\theta = 90^\circ$  und tragen beide gleich viel Energie. In diesem Fall unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte maximal für parallel und antiparallel



Abbildung 2.4: Wahrscheinlichkeit für den Helizitätsübertrag bei der Erzeugung zirkular polarisierter Photonen. Mit steigendem Anteil der übertragenen Energie  $\frac{E_{\gamma}}{E_{e}}$  steigt die Wahrscheinlichkeit für den Helizitätsübertrag und damit Polarisationsübertrag  $\frac{P_{\gamma}}{P}$ 

ausgerichtete Spins der beiden Streupartner. In zwei geschickt positionierten Detektoren kann also eine Differenz der Zählrate bestimmt werden, wenn die Polarisation im Radiator geändert wird.

Das Polarimeter besteht dabei aus einer magnetisierbaren Folie, die sich im Magnetfeld einer Spule (Abbildung 2.3) befindet und damit Target-Elektronen bekannter Polarisation zur Verfügung stellt. Den Nachweis der Streupartner übernehmen Zählermodule aus Bleiglas, welche hinter der Photonenmarkierungsanlage (Abschnitt 2.2.1) positioniert sind. Da in Bleiglas Licht durch den Čerenkov-Effekt entsteht, ist der Szintillator unempfindlich gegenüber niederenergetischem Untergrund. Bleiglas eignet sich deshalb besonders für den Einsatz in diesem Experimentierbereich mit hoher Untergrundaktivität [Ebe06].

Aktuell entwickelt die Beschleunigergruppe ein Comptonpolarimeter. Es erlaubt die Messung der Strahlpolarisation im Stretcherring. Hier werden die hochenergetischen Strahlelektronen mit zirkular polarisiertem Laserlicht eines 40 W *cw*-Lasers bestrahlt. Dabei treffen die Photonen frontal den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl und werden mittels des Comptoneffekts gestreut. Anschließend misst ein Siliziumstreifen-Detektor die Verteilung der um 180° gestreuten Photonen [KHS16]. Aus dieser Verteilung kann die Polarisation des Elektronenstrahls extrahiert werden [BK69].

Linear polarisierte Photonen Findet der Bremsstrahlprozess an mehreren Atomen in einem amorphen Radiator statt, so kommt es bei der Überlagerung der einzelnen Streuamplituden an den unregelmäßig angeordneten Atomkernen zu destruktiver Interferenz. Der Prozess kann in diesem Fall also nur an einzelnen Streuzentren stattfinden und wird als inkohärente Strahlung bezeichnet. Bei der Verwendung eines Materials mit regelmäßigem Atomgitter kann es andererseits unter Winkeln, welche die Bragg-Bedingung

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g}$$

erfüllen, zu konstruktiver Interferenz kommen. Dabei ist  $\vec{q}$  der Rückstoßvektor,  $n \in \mathbb{N}$  und  $\vec{g}$  der reziproke Gittervektor, der anschaulich die Ausrichtung der parallelen Netzebenen beschreibt. Dieser Prozess wird als kohärente Bremsstrahlung bezeichnet. Da eine Vielzahl von Atomkernen am Streuprozess beteiligt ist, erfolgt die kohärente Bremsstrahlung analog zum Mößbauer-Effekt rückstoßfrei. Als Radiator wird ein künstlicher Diamantkristall verwendet. Die Quantisierung des Rückstoßimpulses, hervorgerufen durch das regelmäßige Kristallgitter des Diamants, führt zu einer energieabhängigen Überhöhung im Wirkungsquerschnitt der kohärenten Strahlung hervor. Die Überhöhung wird als kohärente Kante bezeichnet. In Abbildung 2.5(a) ist die resultierende Intensität sowie die Beiträge der kohärenten und inkohärenten Strahlung dargestellt. Wird nun der Kristall so orientiert, dass nur ein reziproker Vektor zur kohärenten Strahlung beiträgt, spannen die Vektoren des reziproken Gittervektors und des Elektronenimpulses eine Ebene auf, in welcher der kohärente Prozess stattfindet. Das Vielfache des Vektors liefert zwar ebenfalls einen Beitrag, dieser ist jedoch stark unterdrückt. In dieser ausgezeichneten Ebene schwingt der elektrische Feldvektor der erzeugten Photonen, die damit linear polarisiert sind. Durch Drehen des Rückstoßvektors  $\vec{q}$  in dieser Ebene kann die kohärente Kante im Energiespektrum frei verschoben werden [Els07]. Bei gleichbleibender Energie der einlaufenden Elektronen  $E_{e^-}$  sinkt die maximal erreichbare Polarisation  $P_{\text{max}}$  der erzeugten Photonen, wenn die relative Position  $x_d$  der kohärenten Kante zu einer höheren Energie  $E_{\text{K}}$  verschoben wird. Dieser Zusammenhang zwischen  $P_{\text{max}}$  und  $x_d = \frac{E_{\text{K}}}{E_{e^-}}$  ist in Abbildung 2.5(b) dargestellt.



 $\begin{array}{c}
\begin{array}{c}
\begin{array}{c}
\begin{array}{c}
\end{array} \\
\end{array} \\
\end{array} \\
0.6 \\
0.4 \\
0.2 \\
0 \\
0.2 \\
0 \\
0.2 \\
0.4 \\
0.4 \\
0.6 \\
0.4 \\
0.6 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\
0.8 \\$ 

(a) energieabhängige Intensität der (in-) kohärenten Bremsstrahlung sowie die Summe aus Beiden. Die Energie  $E_0$  der einfallenden Elektronen beträgt 3,2 GeV, die kohärente Kante liegt hier bei etwa  $E_{\gamma} = 1,4$  GeV.

(b) Maximal erreichbare lineare Polarisation  $P_{\text{max}}$  der Photonen als Funktion der relativen Energie  $x_d$  [Tim69], welche der relativen Position der kohärenten Kante entspricht. Mit einem kleineren Verhältnis zwischen der eingestellten Kante und  $E_0$  steigt die Polarisation der erzeugten Photonen.

Abbildung 2.5: Lineare Polarisation: Intensität (a) und maximaler Polarisationsgrad (b) als Funktion der Energie QUELLE: [Har17].

#### 2.1.3 Das Target

Im Target treffen die zuvor produzierten Photonen auf Nukleonen und sollen hier Reaktionen mittels elektromagnetischer Wechselwirkung erzeugen. Das Messprogramm des CBELSA/TAPS-Experiments erfordert den Einsatz unterschiedlicher Targets. Bei Verwendung eines polarisierten Photonenstrahls erlaubt ein polarisiertes Target die Messung von Doppelpolarisationsobservablen. Ferner wird auch die Modifikation von Meson-Eigenschaften in Materie untersucht [Trn+05; Nan+10; Nan+12]. Dazu werden verschiedene Festkörper-Targets verwendet, um die Modifikation in Abhängigkeit von der Massenzahl *A* zu bestimmen.

**Wasserstoff-Target** Bei der Rekonstruktion stattgefundener Streuprozesse an Nukleonen kann der unbekannte Fermi-Impuls nicht vernachlässigt werden, wenn die Nukleonen im Kern gebunden sind. Reaktionen an der jeweils anderen Nukleonensorte tragen außerdem zum Untergrund bei. Ein ideales Target besteht aus diesen Grund aus nur einer Sorte von Nukleonen, die im Laborsystem einen Impuls



Abbildung 2.6: Das Frozen-Spin-Target erreicht in der Targetzelle Temperaturen von 30 to 50 mK. Photonen treten (links oben im Bild) in den horizontal aufgebauten Kryostaten ein und treffen auf das Target (rechts unten). Um das Target befindet sich eine supraleitende Spule, die ein Haltefeld zur Aufrechterhaltung der Targetpolarisation erzeugt.

von  $\vec{p} = 0$  haben. Für Messungen an Protonen kommt ein Flüssig-Wasserstoff-Target dem Ideal nahe, da die Bindungsenergie mit 13,6 eV Größenordnungen unterhalb der oben genannten Fermi-Energie liegt. Auch Reaktionen an Neutronen tragen nicht zum Untergrund bei. Für Messungen an unpolarisierten Protonen eignet es sich damit besonders gut. Das Target besteht aus einer Kapton-Zelle, welche mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist [Ham09]. Für Messungen an Neutronen existiert ein solches Target nicht. Als Kompromiss kann auf flüssiges Deuterium zurückgegriffen werden, da es eine vergleichbar geringe Bindungsenergie besitzt.

**Polarisiertes Target** Polarisierte Nukleonen werden durch die Arbeitsgruppe *Polarisiertes Target Bonn* zur Verfügung gestellt, die ein Frozen-Spin-Target [Bra+99a] betreibt. Dazu gehört einerseits der Betrieb eines  ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$  Kryostaten, der Temperaturen von einigen 10 mK erreicht. Der horizontale Teil des Kryostaten, welcher die Targetzelle beinhaltet, ist in Abbildung 2.6 dargestellt. In Kooperation mit einer Target-Gruppe aus Bochum stellt die Arbeitsgruppe die eingesetzten Targetmaterialien her.

Um polarisierte Protonen zu erhalten wird Butanol (C<sub>4</sub>H<sub>9</sub>OH) als Target-Material verwendet. Zusätzlich ist das Material mit freien Radikalen dotiert. Polarisieren lassen sich die Protonen der Wasserstoffatome im Butanol mithilfe des Verfahrens der dynamischen Nukleonenpolarisation. Hier wird ausgenutzt, dass bei einer Temperatur von  $\approx 300$  mK in einem Magnetfeld von 2,5 T die Elektronen eingebrachter Radikale fast vollständig polarisiert sind. Durch das Einstrahlen von Mikrowellen passender Frequenz wird ein klassisch verbotener Übergang induziert, bei dem ein gleichzeitiger Spin-Flip vom Elektron und einem benachbarten Nukleon stattfindet [AG78]. Diese Polarisation der Nukleonen in der unmittelbaren Umgebung der paramagnetischen Radikale propagiert durch Spindiffusion. Dabei kann die Polarisation des Nukleons bei einem Spin-Flip auf ein anderes Nukleon übertragen werden [Ber10] und somit eine Polarisation des gesamten Targets erreicht werden.

Im aktuellen Aufbau wird das Target in einem externen Magnetfeld polarisiert. Die interne supraleitende Spule erreicht eine magnetische Flussdichte von 0,4 T. Um bei dieser Feldstärke längere Relaxationszeiten zu erreichen, wird die Zelle anschließend weiter abgekühlt und die Spins der Protonen damit "eingefroren". Der Aufbau erzielt einen Polarisationsgrad von  $p_T \approx 80\%$  mit Relaxationszeiten von bis zu 600 h. Damit ist ein Messbetrieb von zwei bis vier Tagen möglich, bevor das Target erneut aufpolarisert werden muss. Für die Aufpolarisation muss die Datennahme anhalten. Aktuell befindet sich ein Kryostat im Aufbau, der tiefere Temperaturen erreicht und eine supraleitende Spule enthält, die eine Flussdichte von 2,5 T erreicht [Run18]. Damit ist eine permanente Polarisation erreichbar und entsprechend wird eine kontinuierliche Datennahme möglich werden. Für polarisierte Neutronen kann D-Butanol eingesetzt werden. Im D-Butanol sind im Vergleich zu Butanol anstelle der Wasserstoffatome Deuteriumatome gebunden. Der Beitrag der polarisierten Protonen des Deuteriums muss durch eine zusätzliche Messung ermittelt und abgezogen werden.

Weiterhin ist zu beachten, dass im (D)-Butanol nur die Nukleonen des Wasserstoffs (Deuteriums) polarisierbar sind, jedoch nicht die Nukleonen des Kohlenstoffs und Sauerstoffs. Der Anteil der Reaktionen an den polarisierten im Vergleich zu den unpolarisierten Nukleonen wird als Dilution-Faktor bezeichnet. Dieser Winkel- und Energie-abhängige Faktor reduziert den effektiven Polarisationsgrad und muss experimentell bestimmt werden [Thi12; Got13; Har17].

## 2.2 Detektorsystem des CBELSA/TAPS-Experiments

Zur Rekonstruktion der Mesonen aus den detektierten Teilchen ist es notwendig die Vierervektoren der Teichen im Eingangs- und im Endzustand der Reaktion möglichst genau zu kennen. Das CBELSA/TAPS-Experiment besteht aus mehreren Subkomponenten (Abbildung 2.1), die jeweils Daten liefern, welche zur Rekonstruktion verwendet werden. Im Eingangszustand muss die Energie der einlaufenden Photonen bekannt sein. Weiterhin ist die Intensität des einlaufenden Photonenstahls, genauer der Photonenfluss von Interesse, um zum Beispiel Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können. Im Abschnitt 2.2.1 des vorliegenden Kapitels sind Komponenten zur Messung der Energie und des Photonenflusses beschrieben. Eine zweite Gruppe von Detektoren weist die Zerfallsprodukte einer Reaktion wie  $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$  im Detektorsystem nach. Um ein solches, einfaches Ereignis rekonstruieren zu können, ist es notwendig die Energie, Spur und Ladung der nachgewiesenen Teilchen im Endzustand zu kennen. Die Energiemessung erfolgt mit den beiden elektromagnetischen Kalorimetern Crystal-Barrel und MiniTAPS (Abschnitt 2.2.2). Aufgrund ihrer Granularität liefern sie weiterhin einen Durchstoßpunkt zur Spurrekonstruktion. Abschnitt 2.2.3 beschreibt Detektoren, die zur Ladungs- und damit zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

### 2.2.1 Energiemarkierung und Flussbestimmung

Die Energie erzeugter Photonen wird mit der Photonenmarkierungsanlage bestimmt. Die Anlage (auch Tagger<sup>3</sup> genannt) ist zwar auch für die Messung des Photonenflusses nutzbar. Damit kann jedoch nur der Fluss der erzeugten Photonen gemessen werden, weil der Photonenstrahl anschließend kollimiert wird. Deshalb erreicht nur ein Teil der erzeugen Photonen auch tatsächlich das Target. Aus diesem Grund messen zwei zusätzliche Detektoren den Fluss hinter dem Interaktionspunkt.

### Photonenmarkierungsanlage

Für die Energie  $E_{\gamma}$  eines Photons, das mittels Bremsstrahlung erzeugt wurde, gilt der folgende Zusammenhang:

$$E_{\gamma} = E_e - (E'_e + E_R)$$
 (2.1)

 $E_e$  ist die Energie des einlaufenden Elektrons und durch die Einstellung des Beschleunigers bekannt.  $E_R$  ist die Rückstoßenergie, welche der Kern bei der Streuung aufnimmt. Aufgrund des hohen Massenunterschiedes zwischen Elektron und Kern ist sie vernachlässigbar.  $E'_e$  ist die Energie des auslaufenden Elektrons. Sie wird durch Messung des Elektronenimpulses mithilfe des Taggers bestimmt, der in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Dieser besteht aus einem Dipolmagneten und Szintillationszählern zum Nachweis der Elektronen.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> vom Englischen *to tag*: markieren



Abbildung 2.7: Die Photonenmarkierungsanlage (Tagger) dient der Energiemessung der produzierten Photonen und zur Bestimmung des Photonenflusses. Der Tagger besteht aus einem Dipolmagneten, in dessen Magnetfeld Elektronen, je nach Impuls, einen Pfad mit unterschiedlichem Krümmungsradius durchlaufen. Der Radius wird mithilfe von 96 überlappenden Plastikszintillatorzählern und im Bereich hoher Elektronenenergien zusätzlich mit 480 szintillierenden Fasern bestimmt.

Der Magnet kann Feldstärken von bis zu 2T erzeugen. In diesem Feld werden Elektronen mit unterschiedlichem Impuls aufgrund der Lorentzkraft unterschiedlich stark abgelenkt. Elektronen, die einen Teil ihrer Energie abgegeben haben (zum Beispiel durch Bremsstrahlung) durchlaufen den Tagger auf einer Bahn mit kleinerem Krümmungsradius. Elektronen, die im Radiator nicht wechselwirken, haben entsprechend einen größeren Krümmungsradius. Letztere passieren anschließend einen zweiten Ablenkmagneten und werden in den Elektronenstrahl-Vernichter (Beam Dump) abgelenkt.

Die Position des Elektronenstrahls und damit der Eintrittspunkt in das Tagger-Magnetfeld sowie das Magnetfeld selbst sind hinreichend genau bekannt. Deshalb kann durch Messung des Austrittspunktes auf den Krümmungsradius der Elektronen und damit ihre Energie nach dem Streuprozess geschlossen werden. Mit Gleichung 2.1 lässt sich dann die Energie der Photonen berechnen.

Die Bestimmung des Austrittspunktes erfolgt mit einem Tagging-Hodoskop, das aus 96 überlappenden Plastikszintillatorzählern besteht. Die Szintillatoren werden mit Photonenvervielfachern ausgelesen. Durch Bildung einer Koinzidenz von je zwei benachbarten Streifen wird die Rate der Untergrundereignisse reduziert. Das Hodoskop deckt einen Winkelbereich ab, welcher einer Energie von 2,1 % ·  $E_e$  bis 82,5 % ·  $E_e$  der Primärstrahl-Energie entspricht [For09]. Die Segmentierung des Detektors erlaubt eine Bestimmung der Energie mit einer Genauigkeit von 0,1% ·  $E_{\gamma}$  bis 6,0% ·  $E_{\gamma}$ .

Ein weiterer Detektor, der SciFi<sup>4</sup> verbessert weiter die Energiemessung niederenergetischer Photonen. Er funktioniert nach dem gleichen Prinzip, besteht aber aus 480 überlappenden, szintillierenden Fasern, die im Vergleich zu den Latten deutlich schmaler sind. Der SciFi erreicht damit eine Auflösung von  $0,1\% \cdot E_{\gamma}$  bis  $0,4\% \cdot E_{\gamma}$  [For09]. Er deckt den Bereich von  $0,166 \cdot E_e$  bis  $0,871 \cdot E_e$  ab.

Zur Bestimmung des Photonenflusses werden die koinzidenten Signale von benachbarten Fasern bzw. Streifen gezählt. Dabei werden Signale während der Totzeit des Experiments nicht berücksichtigt (Livetime-Gate). Die Messung am Tagger hat jedoch den Nachteil, dass einerseits nur Photonen in einem begrenzten Energiebereich (siehe oben) registriert werden. Andererseits ist der Photonenstrahl nach dem Tagger kollimiert. Es werden dort somit auch Photonen gezählt, die das Target nicht erreichen. Aus diesem Grund stehen hinter den Kalorimetern zwei Detektoren, die explizit den Photonenfluss durch das Target messen.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> von Scintillating Fibres (engl.): szintillierende Fasern



Abbildung 2.8: CAD-Zeichnung der beiden Flussmonitore GIM (Gamma-Intensitätsmonitor, rechts unten) und FluMo (FLUssMOnitor, links oben). Sie befinden sich am Ende der Photonenstrahlführung und zählen Photonen, die nicht mit dem Target in Wechselwirkung getreten sind.

### Flussbestimmung

Die Kenntnis des Photonenflusses ist notwendig für die Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten und damit auch für den Vergleich von Strahlzeiten untereinander. Den Photonenfluss hinter dem Target misst zum Einen der Gamma-Intensitäten-Monitor GIM [McG08]. Abbildung 2.8 zeigt eine CAD-Zeichnung des Detektors. Er besteht aus 16 PbF<sub>2</sub>-Kristallen, die jeweils  $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  groß und in einer 4 × 4 Matrix angeordnet sind. Einfallende Photonen erzeugen in den Kristallen elektromagnetische Schauer. Die dabei entstehenden  $e^+e^-$  Paare erzeugen wiederum Čerenkov-Licht, welches Photomultiplier anschließend in ein elektrisches Signal wandeln. Bedingt durch Materialwahl und Länge der Kristalle besitzt der GIM eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen während gleichzeitig die Abklingzeit des Lichts kurz genug ist, um Ereignisraten von mehreren 10<sup>6</sup> Ereignissen/s zu erlauben. Es wurde jedoch festgestellt, dass bereits ab etwa  $5 \cdot 10^6$  Ereignissen/s ein Sättigungseffekt auftritt [Die08]. Als Konsequenz wurde ein zweiter Flussmonitor, der FluMo vor dem totalabsorbierenden GIM aufgebaut. Der FluMo (Abbildung 2.8) besteht aus einer Kupfer-Konverterfolie, in welcher Photonen mit einer bekannten Wahrscheinlichkeit  $e^+e^-$  Paare erzeugen. Der Folie folgen zwei Plastikszintillatorzähler zum Nachweis der  $e^+e^-$  Paare. Auch hier wird zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR<sup>5</sup>) die Koinzidenz der beiden Detektoren betrachtet. Vor der Konverterfolie befindet sich ein weiterer Plastikszintillatorzähler, der als Veto-Detektor einfallende geladene Teilchen unterdrückt. Da nur ein Teil der Photonen in der Folie  $e^+e^-$  Paare erzeugt, zeigt dieser Detektor Sättigungseffekte erst bei höheren Raten, die das Experiment nicht erreicht [Die08].

## 2.2.2 Kalorimetrie am CBELSA/TAPS-Experiment

Die Messung der Energie von Zerfallsprodukten übernehmen die beiden elektromagnetischen Kalorimeter Crystal-Barrel und MiniTAPS. Kombiniert decken beide Detektoren 98,9 % des Raumwinkels im Laborsystem ab. Sie bestehen jeweils aus anorganischen Szintillatoren, welche die deponierte Energie in

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> von engl. Signal to Noise Ratio



(a) Ein einzelnes TAPS Modul besteht aus dem BaF<sub>2</sub>-Szintillatorkristall und einem Photonenvervielfacher. Ein Vetodetektor, bestehend aus den gezeigten Vetoplättchen, ist vor dem Kalorimeter positioniert. Bild [Mak11] entnommen.

(b) CAD-Zeichnung des elektromagnetischen Kalorimeters MiniTAPS.

Abbildung 2.9: Der MiniTAPS-Detektor (b), der aus 216 Modulen (a) aufgebaut ist. Er ist seit 2006 in dieser Form am CBELSA/TAPS-Experiment im Einsatz.

ein Lichtsignal proportionaler Intensität umwandeln.

**Der MiniTAPS-Detektor** ist das Vorwärtskalorimeter des CBELSA/TAPS-Experiments. Das Two-Armed Photon Spectrometer TAPS wurde von einer internationalen Kollaboration entwickelt und seit 1987 an verschiedenen Experimenten eingesetzt [Nov98]. Im Jahr 2006 wurde der große TAPS Detektor mit seinen 528 Bariumfluorid-Kristallen (BaF<sub>2</sub>) zwischen den permanenten Experimenten CBEL-SA/TAPS und dem Crystal Ball@MAMI Experiment aus Mainz [Afz16; Mar+15; Nei15] aufgeteilt. In Bonn besteht der Detektor seit diesem Zeitpunkt aus 216 Kristallen und wird MiniTAPS genannt. Die Kristalle haben eine hexagonale Grundfläche mit 5,9 cm Höhe (Abbildung 2.9(a)). Sie bilden eine hexagonale Wand mit Wabenstruktur, die in Abbildung 2.9(b) gezeigt ist.

In der aktuellen Konfiguration deckt MiniTAPS einen  $\theta$ -Bereich von 1° bis 12,5° ab. Die Segmentierung beträgt  $\Delta \theta = 0,8^{\circ}$ . Durch Betrachtung des Schwerpunktes eines elektromagnetischen Schauers verbessert sich die Auflösung auf 0,2° [Dah08]. Die Länge der Kristalle liegt bei 25 cm. Dies entspricht etwa 12 Strahlungslängen ( $X_0 = 2,03$  cm). Damit wird eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma}{E} = 2,5\%$  für Photonen mit einer Energie von 1 GeV erreicht [Nov98]. Abbildung 2.9 zeigt eine CAD Zeichnung des Bonner Detektors sowie ein Bild eines einzelnen Moduls, das aus einem Kristall und PMT besteht. Die gezeigten Vetoplättchen sind zu einem Subdetektor zusammengefasst (Abschnitt 2.2.3).

BaF<sub>2</sub> emittiert Licht mit zwei verschiedenen Wellenlängen. Diese beiden Lichtkomponenten haben unterschiedliche Anstiegs- und Abklingzeiten. Die schnelle Komponente hat eine Abklingzeit von 0,6 ns ( $\lambda = 195$  nm). Bariumfluorid gehört damit zu den schnellsten, aktuell bekannten anorganischen Szintillatoren und der Detektor erreicht damit eine Zeitauflösung von  $\Delta t_{FWHM} = (0.872 \pm 0.006)$  ns [Har08]. Die langsame Komponente hat eine Wellenlänge von  $\lambda \approx 320$  nm und eine Abklingzeit von 620 ns [Nov05].

Außerdem hängt der Anteil der schnellen Komponente vom Bremsvermögen  $\frac{dE}{dx}$  der registrierten Teilchen ab. Das Verhältnis zur insgesamt erzeugten Lichtmenge kann also zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Mit dieser Methode, der sogenannten Pulsformanalyse (*PSA*, *Pulse Shape Analysis*) ist es zum Beispiel möglich Photonen von Nukleonen zu unterscheiden [Nov+87; Nov98]. Abbildung 2.10



Abbildung 2.10: Das linke Bild zeigt die Lichtintensität (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der Zeit für Photonen (blau) und  $\alpha$ -Teilchen (grün). Das Signal des Photons (blau) besitzt im Verhältnis einen höheren Anteil der schnellen Komponente. Wird der Anteil der schnellen Komponente gegen die gesamte Menge des Lichts aufgetragen, entsteht das rechts dargestellte Bild (willkürliche Einheiten) QUELLE: [Dre04].

zeigt dazu einen gemessenen Anteil der schnellen Komponente als Funktion der gesamten Lichtausbeute. Weiterhin sind dort beispielhaft die Pulse eines Photons und eines  $\alpha$ -Teilchens dargestellt.

Bei hohen Ereignisraten steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das Detektorsignal aus einer Überlagerung von mehreren Einzelereignissen besteht. Die aktuelle Elektronik kann diese Überlagerung nicht erkennen, wodurch die Energieinformation verfälscht wird. Dies ist insbesondere für die inneren Ringe des MiniTAPS-Detektors relevant, weil durch den Lorentz-Boost dort die Ereignisraten besonders hoch sind. Aus diesem Grund wurden 2014 die Kristalle der beiden inneren Ringe mit optischen Bandpassfiltern ausgestattet, welche nur die schnelle Komponente des Lichts durchlassen. Das hat zwar zur Folge, dass in diesen Ringen keine Pulsformanalyse mehr möglich ist, jedoch bleibt eine akzeptable Energieauflösung für Photonen erhalten [Die+15].

**Der Crystal-Barrel-Detektor** ist das Hauptkalorimeter des CBELSA/TAPS-Experiments. Er wurde am CERN gebaut und von 1989 bis 1996 am Low Energy Antiproton Ring (LEAR@CERN) zur Untersuchung des Mesonspektrums bei der  $p\bar{p}$  sowie  $\bar{p}d$  Anihilation eingesetzt [Ake+92]. Im Jahr 2000 fand die erste Datennahme mit dem Detektor in Bonn an ELSA statt [Jun02].

In der aktuellen Konfiguration besteht der Detektor aus 1320 Cäsiumjodit Kristallen, die mit Thallium dotiert sind (CsI(Tl)). Die Kristalle sind insgesamt in 24 Ringen fassförmig um das Target (Kapitel 2.1.3) angeordnet. Eine CAD-Zeichnung des Detektors ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Im Bereich von 11,2° bis 156° des Polarwinkels  $\theta$  decken die Kristalle den Azimutwinkel  $\phi$  vollständig ab. Die Segmentierung des Polarwinkels  $\theta$  beträgt 6°. Die Segmentierung des Azimutwinkels ist nicht für alle Ringe gleich. Die Ringe, welche dem Strahl am nächsten sind, bestehen jeweils aus 30 Kristallen ( $\Delta \phi = 12^{\circ}$ ). Dies sind drei Ringe in der vorderen (downstream) und einer in der hinteren (upstream) Hälfte des Detektors. Die inneren Ringe bestehen aus 60 Kristallen ( $\Delta \phi = 6^{\circ}$ ). CsI(Tl) hat einen Molière-Radius  $R_M$  von 3,53 cm [Tan+18]. Das heißt, dass 90 % der abgegebenen Energie in einem annähernd von der Energie unabhängigen Zylinder mit dem Radius  $R_M$  deponiert wird. Diese elektromagnetischen Schauer werden ausgenutzt um mithilfe einer Schwerpunktbildung mit logarithmischer Gewichtung die Winkelauflösung des Detektors auf unter 2° zu verbessern [Jun00].

Die Kristalle sind 30 cm lang und entsprechen damit etwa 16 Strahlungslängen [Tan+18]. Damit wird



Abbildung 2.11: CAD Zeichnung des Crystal-Barrel-Detektors. Er besteht aus 1320 CsI(Tl)-Kristallen, die fassförmig um das Target aufgebaut sind. Im Inneren des Detektors (nicht abgebildet) befindet sich der Innendetektor.

erreicht, dass Photonen mit Energien von bis zu 2 GeV bis zu 99 % ihrer ursprünglichen Energie im Detektor deponieren [Blu+86]. Die Energieauflösung wird im Bereich von 10 to 1 500 MeV durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = ((1,9 \pm 0,8) \% \cdot \ln(E)) \oplus \left( (0,057 \pm 0,009) \% \cdot \frac{1}{E} \right) \oplus \left( (2,31 \pm 0,26) \% \cdot \frac{1}{4\sqrt{E}} \right)$$

beschrieben [Urb18]. Diese Parametrisierung gilt für einen Prototypen der aktuellen Signalverarbeitungskette basierend auf Avalanche-Photodioden (APD). Eine Beschreibung der neuen Signalkette findet sich in Kapitel 4. Sie wurde in den Jahren 2014 bis 2017 erneuert und ist Voraussetzung für die vorliegende Arbeit. Vor dem Umbau wurden die drei vorderen Ringe des Detektors mit Photomultipliern ausgelesen. Aufgrund der eigenen Ausleseelektronik wird dieser Teil des Kalorimeters oft als ein eigenständiger Detektor betrachtet und als Vorwärtskonus oder *ForwardPlug*<sup>6</sup> bezeichnet. Er deckt den  $\theta$ -Winkelbereich von 11,2° bis 27,5° ab. Mit dem Umbau wird auch dieser Detektor mit APDs ausgelesen und ist wieder vollständig in das Hauptkalorimeter integriert.

### 2.2.3 Nachweis geladener Teilchen

Im Vergleich zu hadronischen Reaktionen ist die elektromagnetische Wechselwirkung von Photonen an Wasserstoff-Atomen etwa 100 mal wahrscheinlicher. Die Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff für einfallende Photonen mit Energien zwischen 10 MeV und 4 GeV sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Bei der Verwendung von Butanol als Target ist die Wahrscheinlichkeit elektromagnetischer Prozesse noch höher. Werden also wahllos alle Ereignisse aufgezeichnet, welche das Detektor-System registriert, so sind mehr als 99 % von ihnen nicht relevant im Hinblick auf das Messprogramm. Deshalb unterdrückt die Datenakquisition das zeitintensive Aufzeichnen solcher Untergrundereignisse. Dazu wird zum Beispiel auf Ebene des Triggers (Kapitel 3) der Čerenkov-Vetodetektor eingesetzt. Dieser ist nachfolgend beschrieben. Weiter im vorliegenden Kapitel ist eine Beschreibung ladungssensitiver Detektoren zu finden. Sie sind notwendig, um bei der Analyse geladene Teilchen zu erkennen und damit beispielsweise

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> ForwardPlug, der englische Name des Vorwärtskonus



Abbildung 2.12: Totale Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische (rot) und hadronische (schwarz) Reaktionen von Photonen am Wasserstoff. Zusätzlich aufgetragen sind die elektromagnetischen Beiträge der inkohärenten Streuung (orange) sowie der Paarbildung im Feld des Protons (grün) und des Elektrons (blau). Daten der elektromagnetischen Wirkungsquerschnitte stammen aus [Ber+10], der hadronische WQ aus [Pat+16].

zwischen den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow Xp$  und  $\gamma n \rightarrow Xn$  zu unterscheiden.

#### Čerenkov-Vetodetektor

Bei einem Fixed-Target Experiment sind Teilchen aus der elektromagnetischen Streuung im Laborsystem aufgrund des Lorentz-Boostes in Vorwärtsrichtung konzentriert. Hier befindet sich das MiniTAPS-Kalorimeter. Da es die Datenakquisition auslösen kann, muss der elektromagnetische Untergrund auf Trigger-Ebene effektiv unterdrückt werden. Dazu dient der Gas-Čerenkov-Detektor, der den polaren Bereich bis  $\theta = 12,8^{\circ}$  abdeckt. Das Detektor-Volumen ist mit CO<sub>2</sub> geflutet. Ab einer Energie von 17,4 MeV erzeugen Elektronen und Positronen in CO<sub>2</sub> unter Normaldruck und einer Temperatur von 20 °C Čerenkov-Licht. Der Čerenkov-Detektor ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Ein Hohlspiegel fokussiert das Licht auf einen Photomultiplier. Der Trigger nutzt dessen Signal als Veto. Die Datenakquisition wird also nur ausgelöst, wenn der Čerenkov-Detektor zeitgleich zum Trigger-Signal des MiniTAPS-Detektors keine Elektronen bzw. Positronen nachgewiesen hat.

Mit steigender Energie der Elektronen bzw. Positronen steigt auch ihre Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei 100 MeV liegt sie bereits über 99 % [Kai07]. Die Schwelle für Myonen liegt bei 3,6 GeV, womit eine effiziente Unterdrückung des Compton-Effekts und der Paarbildung möglich wird. Geladene Teilchen, die nicht im Akzeptanzbereich des Čerenkov-Detektors liegen, werden durch weitere ladungssensitive Detektoren nachgewiesen. Diese sind nachfolgend beschrieben.

#### Ladungssensitive Detektoren

**Innendetektor** Der Innendetektor, auch ChaPI<sup>7</sup> genannt, besteht aus 513 szintillierenden Fasern, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Fasern sind in drei Lagen angeordnet [Fös01; Grü06]. Eine

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> engl. Akronym für CHArged Particle Identification (Identifikation geladener Teilchen)



(a) Bild des Čerenkov-Detektors Quelle: [Kai14].

(b) Skizze des Čerenkov-Detektors Quelle: [Kai07].

Abbildung 2.13: Der Čerenkov-Detektor dient als Vetodetektor zur Unterdrückung elektromagnetischer Reaktionen. Im CO<sub>2</sub> Volumen erzeugen Positronen und Elektronen ab 17,43 MeV Čerenkov-Licht.



Abbildung 2.14: Der Innendetektor dient der Identifikation von geladenen Teilchen. Er besteht aus drei Lagen szintillierender Fasern. Die Fasern der einzelnen Lagen sind gegen die anderen Lagen so verdreht, dass mit dem Nachweis eines Teilchens in zwei von drei Lagen der Durchstoßpunkt eindeutig bekannt ist.

CAD-Zeichnung der Lagenanordnung ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Die äußere Lage verläuft parallel zum Strahl. Die beiden inneren Lagen sind jeweils in einem Winkel von 25,7° beziehungsweise –24,5° zur äußeren ausgerichtet. Damit kann der Durchstoßpunkt eines Teilchens bestimmt werden, wenn es in mindestens zwei der drei übereinander liegenden Fasern nachgewiesen wird. Die Ortstauflösung beträgt 0,5 mm in *x*- und *y*-Richtung und 1,6 mm in der Richtung des Strahls (*z*). Insgesamt deckt ChaPI den Polarwinkel  $\theta$  von 24° bis 166° ab. Er erreicht eine Zeitauflösung von  $\Delta t_{FWHM} = (2,093 \pm 0,013)$  ns [Har08].

**ForwardPlug-Vetodetektor** Im Bereich von  $\theta = 27,5^{\circ}$  bis  $\theta = 11,2^{\circ}$  befindet sich der ForwardPlug-Vetodetektor (FPV). Er deckt die vorderen drei Ringe des Crystal-Barrel-Detektors (den Vorwärtskonus)



Abbildung 2.15: Bild eines Teils des ForwardPlug-Vetodetektors, er besteht aus zwei Lagen mit jeweils drei Ringen. QUELLE: [Wen08]

ab. Der FPV besteht aus 180 Plastikszintillatorplättchen, die in drei Ringen mit je zwei Lagen angeordnet sind [Wen08]. Die Haltestruktur und ein Teil der Szintillatoren ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Die überdeckten Kristalle besitzen im Laborsystem eine Segmentierung von  $\Delta\theta = 6^{\circ}$  und  $\Delta\phi = 12^{\circ}$ . Die Plättchen haben die gleichen Dimensionen und damit auch die gleiche Segmentierung. Die beiden Lagen sind jedoch um 6° gegeneinander verdreht, sodass sich die Auflösung auf  $\Delta\phi = 6^{\circ}$  verbessert, wenn eine Koinzidenz von je zwei Plättchen vorliegt. Der Detektor erreicht eine Zeitauflösung von (4,434 ± 0,013) ns [Har08]. Nach fast 10 Jahren Betrieb wurden defekte Kanäle des Detektors repariert und die Nachweiseffizienz neu bestimmt. Sie ist von den ursprünglichen Werten von über 94 % [Wen08] um 5 % bis 10 % zurückgegangen [Geh15].

**MiniTAPS-Vetodetektor** Auch vor den Kristallen des MiniTAPS-Detektors sind Plastikszintillator-Detektoren angebracht. Sie dienen ebenfalls der Identifikation geladener Teilchen. Zum Beispiel sind hier Protonen zu nennen, welche den Čerenkov-Detektor nicht auslösen. In Abbildung 2.9(a) ist eines der insgesamt 216 Veto-Plättchen dargestellt. Sie haben eine an die Kristalle angepasste hexagonale Form. In die Plättchen ist eine kreisrunde Vertiefung gefräst, in die eine Wellenlängenschieber-Faser eingearbeitet ist. Analog zum FPV-Detektor werden die Fasern zur Seite geführt und dort das Licht mit Multianoden-Photomultipliern in ein elektrisches Signal gewandelt [Jan+00]. Die analogen Signale werden anschließend mit dem neuen Zwei-Schwellen-Diskriminator (Abschnitt 4.3) digitalisiert.

## 2.3 Datenakquisition

Die vorherigen Abschnitte beschreiben die einzelnen Detektoren des CBELSA/TAPS-Experiments. Allen liegt das gleiche Prinzip zugrunde: passieren Teilchen den Detektor, so erzeugen sie Licht durch Energiedeposition oder Čerenkovstrahlung. Je nach Detektor findet dies 100 to  $1 \cdot 10^7$  mal pro Sekunde statt und kann deshalb nur elektronisch bzw. computergestützt verarbeitet werden. Diese Aufgabe übernimmt ein System aus Elektronikmodulen und Computern. Das System wird als Datenakquisition (DAQ) bezeichnet.

Zur DAQ gehört einerseits die Elektronik, die jeweils einzelne Detektoren ausliest und die Informationen digitalisiert. Andererseits gehört dazu pro Detektor die Instanz einer Software mit den Namen *LEVB* (*Local EVent Builder*), welche das Auslesen steuert und die Daten an eine zentrale Einheit, den *saver<sup>8</sup>* sendet. Außerdem stellt ein Synchronisationssystem sicher, dass aufgenommene Daten verschiedener Komponenten zum jeweils gleichen Ereignis gehören. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über diesen Teil der Datenakquisition. Daneben gibt es ein System, welches die Signale einzelner Detek-

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> auch Global Event Builder genannt



Abbildung 2.16: Dargestellt ist die Abbildung einer analogen Größe *A* auf ein Intervall diskreter Zahlen *D*. Der dynamische Bereich beschreibt das Analogintervall (Urbild), in welchem die Wandlung sinnvolle Werte liefert. Die Auflösung beschreibt die Schrittweite der Abbildung und damit ein Intervall der analogen Größe, das auf die gleiche diskrete Zahl abgebildet wird.

toren schnell auswertet und mit dieser Information entscheidet, ob das aktuelle Ereignis relevant ist und aufgezeichnet oder verworfen werden soll. Mit einer positiven Entscheidung löst es den DAQ-Prozess aus und wird deshalb *Trigger* genannt. Dieses System spielt eine zentrale Rolle in der vorliegenden Arbeit und ist daher in Kapitel 3 gesondert beschrieben. Eine Voraussetzung für die vorliegende Arbeit war der Umbau der Crystal-Barrel-Ausleseelektronik. Diesen, größtenteils neuen, Teil der DAQ beschreibt Kapitel 4.

### 2.3.1 Digitalisierung der Signale

Szintillatorlicht muss für die Aufzeichnung in ein elektrisches Signal konvertiert werden, bevor es digitalisiert wird. Mit Ausnahme des Crystal-Barrel-Detektors wandeln die Detektoren im Experiment das Licht mithilfe von Photomultipliern (PMTs). Nach der Wandlung in ein analoges, elektrisches Signal, ist der nächste Schritt die Digitalisierung desselben.

Je nach Detektor ist dabei von Interesse: die Information über die deponierte Energie und/oder die Ereigniszeit. Die Koinzidenz mit anderen Detektoren sowie die Ereignisrate sind ebenfalls relevant. Für die Zeit- und Ratenmessung sowie die Bildung von Koinzidenzen ist ein binäres, digitales Signal ausreichend, welches ein Diskriminator erzeugt. Die Zeitmessung erfolgt dabei mit einem *Time-to-Digital-Converter (TDC)*, indem die Zeitdifferenz zwischen einem Referenzsignal und dem Diskriminatorsignal bestimmt wird. Soll die deponierte Energie bestimmt werden, so sind *Analog-Digital-Wandler* (A/D-Wandler, oder ADCs<sup>9</sup>) notwendig. In beiden Fällen wird einer kontinuierlichen, physikalischen Größe ein diskreter digitaler Wert zugeordnet.

Zwei wichtige Größen zur Charakterisierung der Wandlung sind einerseits der dynamische Bereich des Messaufbaus und andererseits dessen Auflösungsvermögen. Die Bedeutung der beiden Größen ist in Abbildung 2.16 dargestellt.

Nachfolgend sind die Methoden der Digitalisierung mittels ADCs und Diskriminatoren kurz beschrieben. Einen besseren Überblick liefern zum Beispiel die Lehrbücher [Leo94] oder [KW16].

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> ADC: vom englischen Analog to Digital Converter


Abbildung 2.17: Verhalten eines Komparators; Das Eingangssignal  $U_{in}$  (blau) wird mit einer Schwellenspannung  $U_{th}$  (grün) verglichen und auf die Ausgangsspannung  $U_{out}$  abgebildet. Ist  $U_{in}$  kleiner als  $U_{th}$  so wird eine logische Null ausgegeben, andernfalls eine logische Eins.

### A/D-Wandlung zur Energiebestimmung

Bei der Energiemessung beschreibt der dynamische Bereich das Energieintervall, in welchem der ADC sinnvolle Werte liefert. Außerhalb des Bereichs kann höchstens die Aussage getroffen werden, dass die gemessene Energie größer als die obere, beziehungsweise kleiner als untere Schranke des Energieintervalls ist. Die zweite Kenngröße (die Auflösung) beschreibt die Anzahl der Bits, welche den digitalen Raum aufspannen. In Kombination mit dem Dynamischen Bereich kann die Schrittweite berechnet werden. Dies ist der maximale Abstand zweier Messpunkte im analogen Raum, die nach Abbildung voneinander nicht unterscheidbar sind. Ein ADC mit einer 16 bit Auflösung hat in einem Aufbau mit einem dynamischen Bereich von 2 GeV entsprechend eine Schrittweite (LSB<sup>10</sup>) von 30,5 keV.

Im Crystal-Barrel-Kalorimeter waren zum Beispiel ADCs im Einsatz (Abschnitt 4.2.1), die zunächst das Stromsignal integrieren und damit die eintreffende Ladung in ein Spannungssignal wandeln. Dazu wird die Ladung in einem festen Zeitintervall an einem Kondensator gesammelt. Die Spannung, die anschließend über dem Kondensator abfällt, ist proportional zur Ladung und damit zur deponierten Energie im dazugehörigen Detektormodul. Dieser Teil der Schaltung wird als QAC (Charge to Amplitude Converter) bezeichnet. In einem zweiten Schritt wandelt ein ADC die erzeugte Spannung in einen digitalen Wert und speichert ihn in einem Datenpuffer.

#### Digitalisierung mittels Diskriminatoren

Für das Bilden einer Koinzidenz und für die Zeitmessung ist die Amplitudeninformation nicht relevant. Daher ist ein binäres Signal ausreichend. Das Wandeln kann durch Vergleich mit einer Hilfsspannung, der Schwellenspannung erfolgen. Ist die Amplitude des analogen Eingangssignals kleiner als die Schwellenspannung, so wird eine logische Null, sonst eine logische Eins ausgegeben. Damit filtert ein Diskriminator das Rauschen der Nulllinie und bei Bedarf auch Signale niedriger Amplitude heraus. Elektronisch realisiert dies eine Komparator-Schaltung, deren Verhalten Abbildung 2.17 skizziert. Ein Modul, welches auf diese Art Eingangssignale digitalisiert, wird als Schwellendiskriminator oder Leading-Edge<sup>11</sup>-Diskriminator bezeichnet. Je nach Aufbau liegt am Ausgang eine logische Eins solange an, wie das Eingangssignal die Schwelle überschreitet. Dieser Operationsmodus wird als Time-Over-

<sup>10</sup> LSB: Least Significant Bit

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Leading-Edge: engl. für Steigende Flanke

Threshold<sup>12</sup> bezeichnen. Ebenfalls weit verbreitet sind Diskriminatoren, die nach Überschreiten der Schwelle einen Puls mit einer konstanten Dauer ausgeben.

**Zeitmessung und Ratenbestimmung** Die Bestimmung eines Zeitstempels von Einträgen in einem Detektor erlaubt es bei der Analyse nicht koinzidente Einträge zu verwerfen. Vor allem bei Detektoren mit einer nicht vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit von Mehrfachtreffern hilft diese Methode nicht korrelierte Treffer voneinander zu trennen.

Zur Zeitmessung kann die steigende oder fallende Flanke des digitalen Diskriminatorsignals genutzt werden. Dabei bestimmt ein *Time to Digital Converter* (TDC) die verstrichene Zeit  $\Delta t$  zwischen der Flanke eines Eingangssignals  $t_i$  und der Flanke des Referenzsignals  $t_{ref}$ . In einer einfachen Implementierung aktiviert eines dieser Signale eine Konstantstromquelle, die einen Kondensator lädt. Das andere Signal stoppt den Ladevorgang. Durch Nutzung einer Konstantstromquelle ist die Spannung, die über dem Kondensator abfällt, proportional zur Zeitdifferenz  $\Delta t = t_i - t_{ref}$ . Ein ADC digitalisiert anschließend diese Spannung. Der beschriebene TDC kann nur einen Eintrag pro Ereignis registrieren und wird daher als Single-Hit-TDC bezeichnet. Bei diesem System muss nach der Digitalisierung der Kondensator steigt entsprechend auch die Wahrscheinlichkeit für den Verlust von Ereignissen, die während des Entladens auftreten. Ein solcher Single-Hit-TDC wird zum Beispiel im MiniTAPS-Detektor eingesetzt. Andere TDC-Implementierungen erlauben es, die Zeit mehrerer Ereignisse in einem festen Zeitfenster zu erfassen. Diese TDC-Art wird entsprechend als Multihit-TDC bezeichnet und in der Regel in einer digitalen Schaltung realisiert.

Neben der Zeit einzelner Treffer ist es zur Überwachung des Systems weiterhin nützlich, die Ereignisrate in Detektoren zu kennen. Zur Messung der Rate werden Zähler-Module genutzt, die auch *Scaler* genannt werden. Sie inkrementieren bei jeder steigenden Flanke einen Eingangssignals einen dazugehörigen Zählerwert. Daneben können Scaler zum Beispiel auch zur Messung einer absoluten Zeit genutzt werden, indem eine Taktfrequenz auf einen der Eingänge gegeben wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden auf dem Zwei-Schwellen-Diskriminator-Board (Abschnitt 4.3) unter anderem ein Multihit-TDC und Scaler implementiert. Die Anbindung an die Datenakquisition wurde dabei ähnlich zu bereits eingesetzten Modulen anderer Detektoren ausgelegt, sodass eine reibungslose Integration möglich war. Das heißt: Der neue Crystal-Barrel-TDC speichert die aufgezeichneten Zeitstempel nach Eintreffen eines Trigger-Signals in einem internen Datenpuffer. Das Trigger-Signal wird dabei als Zeit-Referenz verwendet und stoppt die Aufzeichnung. Die gespeicherten Daten liest ein Computerprogramm anschließend aus. Eine allgemeine Beschreibung des Ausleseprozesses liefern die beiden folgenden Abschnitte. Der neue TDC wird in Kapitel 8 beschrieben.

### 2.3.2 Auslesen und Speichern der digitalen Informationen

Während des Ausleseprozesses wechselt die Datenakquisition des CBELSA/TAPS-Experiments zwischen zwei Zuständen. Sie wartet zunächst auf das Eintreten eines relevanten Ereignisses. Löst ein solches Ereignis den Trigger aus, so wechselt die DAQ in den zweiten Zustand, in dem die Daten ausgelesen werden. Nachdem alle Subkomponenten das Auslesen abgeschlossen haben, erfolgt ein Wechsel zurück in den ersten Zustand. Die Koordination übernimmt ein Synchronisationssystem [Hof18]. Abschnitt 2.3.3 skizziert den Prozess der Synchronisation. Während des Auslesens kann die DAQ keine weiteren Ereignisse detektieren. Diese Zeit wird deshalb als Totzeit bezeichnet. Für einen effektiven Betrieb muss die Totzeit so niedrig wie möglich gehalten werden. Das Auslesen der Subdetektoren geschieht deshalb

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Time-Over-Threshold: engl. für "Zeit Über der Schwelle"



Abbildung 2.18: Datenfluss und Komponenten des Datenakquisitionssystems am Beispiel von zwei aktiven Subkomponenten.

parallel in jeweils eigenen Prozessen, die als *Local Event Builder (LEVB)* bezeichnet werden [Sch04]. Die LEVB senden ausgelesene Daten an eine zentrale Instanz, den Event Builder oder auch *Saver* genannt. Der Saver prüft die empfangenen Daten auf Vollständigkeit sowie Konsistenz und speichert sie als ein zusammenhängendes Ereignis. Abbildung 2.18 stellt schematisch den Datenfluss und die Komponenten des DAQ-Systems dar.

## Local Event Builder

Das Auslesen eines Detektors übernehmen LEVB, die jeweils auf einem Einplatinencomputer (SBC<sup>13</sup>) mit Linux-Betriebssystem ausgeführt werden. Ein LEVB ist in der Regel für einen Subdetektor zuständig. Vor dem Start der Akquisition erledigen die LEVB einerseits die Initialisierung der angeschlossenen Elektronik. Andererseits ist ihre Hauptaufgabe das Auslesen der digitalisierten Informationen. In jedem LEVB läuft der Ausleseprozess sequenziell ab. Die LEVBs lesen die Daten jedoch parallel aus, um Totzeit zu reduzieren. Damit ist die Auslesezeit des Experiments nur durch den langsamsten Prozess limitiert und nicht durch die Summe der Zeiten aller Prozesse. Mit der Parallelisierung erreichte die DAQ vor dem Umbau eine Totzeit von weniger als  $450 \,\mu$ s/Ereignis [Hof18] und damit im Produktionsbetrieb eine Ereignisrate von etwa 1 400 Ereignissen/s.

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> SBC: Single Board Computer

Die Detektorelektronik ist über den VMEbus<sup>14</sup> an den SBC angebunden. Bei diesem Bussystem kommuniziert eine aktive Komponente, im vorliegenden Fall der SBC, als VME-Controller mit der angeschlossenen Elektronik. Jedes Modul hat dabei einen eigenen, auf dem Bus eindeutigen Adressbereich. Die Kommunikation mit einem Modul erfolgt durch Lese- und Schreibzugriffe auf Adressen in diesem Bereich.

Der verwendete VME-Interface-Chip und dessen Steuerungssoftware übersetzen die VME-Adressen in Adressen im virtuellen Arbeitsspeicher-Adressbereich des SBC. So steht die Elektronik-Funktionalität Programmen zur Verfügung. Das LEVB-Programm kann also darauf lesend oder schreibend zugreifen. Die digitalisierten Informationen gelangen so durch Lesen aus vorgegebenen Speicheradressen zum LEVB. Schreiboperationen in den eingeblendeten Adressbereich senden Befehle an die Elektronik.

Neben der detektorspezifischen Elektronik ist jeder LEVB über ein VME-Modul mit der zentralen Einheit der DAQ verbunden und synchronisiert damit den eigenen DAQ-Prozess. Dieses Synchronisationssystem ist im nachfolgenden Abschnitt beschrieben.

#### 2.3.3 Synchronisationssystem und der Global Event Builder

Beim Akquirieren der Daten existieren zwei Möglichkeiten zur Synchronisation der Subkomponenten. Informationen können einerseits kontinuierlich ausgelesen und an eine zentrale Einheit übertragen werden. Diese Empfängereinheit analysiert die Daten, verwirft Untergrundeinträge und speichert relevante Ereignisse. Bei diesem System injiziert die DAQ Referenzsignale in den Datenstrom aller Detektoren. Die Empfängereinheit nutzt diese Referenzsignale zur Synchronisation der Daten einzelner Subdetektoren. Bei hohen Ereignisraten benötigt ein solches System eine hohe Bandbreite zur Anbindung der einzelnen Komponenten an den Empfänger und Supercomputer zur Auswertung der Daten.

Eine andere Möglichkeit ist das Auslesen der Daten nur dann zu veranlassen, wenn die Signatur in den Detektoren auf ein relevantes Ereignis hindeutet. Die DAQ markiert dabei die ausgelesenen Daten als zu einem bestimmten Ereignis zugehörend. Jedoch muss bei einem solchen Aufbau ein Trigger schnell reagieren, eine Entscheidung treffen und so das Auslesen veranlassen. Das CBELSA/TAPS-Experiment setz dieses, weit verbreitete Konzept zur Datensynchronisation ein [Hof18]. Der Vorteil ist die deutlich geringere Datenrate, da nicht relevante Ereignisse noch vor dem Auslesen unterdrückt werden. Entsprechend sind die Anforderungen an die Computer deutlich geringer, auf denen die LEVB-und die Saver-Software (der Datenempfänger) ausgeführt wird.

Aufgrund des parallelen Auslesens von Detektoren muss jeder LEVB warten, bis der Vorgang in allen anderen LEVB abgeschlossen ist. Erst dann darf der Trigger auf neue Ereignisse reagieren und ein erneutes Auslesen veranlassen. Für diesen synchronen Ablauf des Ausleseprozesses verwendet die DAQ des CBELSA/TAPS-Experiments ein Synchronisationssystem. Es besteht aus einem *SyncMaster*-Modul und pro ausgelesenem Detektor einem *SyncClient*. Abbildung 2.19 stellt die Synchronisation des Ausleseprozesses durch einen Zustandsautomaten dar. Die notwendigen Signale zeigt Abbildung 2.20. Nach Initialisieren der Hardware geht der LEVB in einen Zustand über, in dem er auf neue Ereignisse wartet. Hier prüft er in einer Endlosschleife, ob die Benutzerin in der Zwischenzeit das Auslesen gestoppt hat. Ist dies nicht der Fall, prüft der LEVB, ob der Trigger ein neues Ereignis mittels des *Event*-Signals signalisiert hat. Den Empfang eines Event-Signals bestätigt der SyncClient auf Hardware-Ebene mit dem Setzen des *BUSY*-Signals auf eine logische Eins. Auf Software-Ebene reagiert der LEVB durch Ausstieg aus der Endlosschleife und einer Empfangsbestätigung durch Löschen (logische Null) des *OKAY*-Signals. Die BUSY- und OKAY-Signale der Detektoren sind also jeweils invertiert. Ist dies nicht der Fall, kann damit zum Beispiel ein Kabelbruch oder lose Steckverbindungen erkannt werden. Im

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> VME: Versa Module Eurocard-bus, ein in der Luft- und Raumfahrt sowie der Nuklearphysik weit verbreitete Schnittstelle zur Anbindung von Peripherie



Abbildung 2.19: Zustandsautomat des DAQ-Prozesses

Anschluss an das Auslesen der angeschlossenen Elektronik setzt jeder LEVB zunächst das OKAY- Signal auf Eins, das BUSY-Signal auf Null und springt dann erneut in die Endlosschleife. Wenn alle LEVB so ihre Bereitschaft gemeldet haben, gibt der SyncMaster-LEVB den Trigger frei, sodass ein neues Ereignis aufgenommen werden kann.

Zur Steigerung der Leistungsfähigkeit wartet die DAQ nicht bis das Betriebssystem einzelner LEVB die Daten übertragen, der Saver alles empfangen und zu einem Ereignis zusammengefügt hat. Diese Schritte erfolgen asynchron. Das heißt, noch bevor der Saver die Daten empfangen hat, können die LEVB weitere Ereignisse aufnehmen und senden. Aus diesem Grund muss der Saver wissen, zu welchem Ereignis das jeweils empfangene Datenpaket gehört. Dafür verteilt der SyncMaster an die SyncClients mit jedem neuen Ereignis eine Identifikationsnummer (Puffernummer). Das Verteilen erfolgt über einen parallelen Bus (Abbildung 2.20). Die LEVB lesen per VMEbus die Puffernummer und senden sie mit den ausgelesenen Daten an den Saver. Dieser speichert die Daten nach einer Prüfung auf Vollständigkeit und Konsistenz.

Die Überprüfung ist rudimentär und kann auf Ebene des Saver nur sicherstellen, dass ein synchronisierter Datenfluss aller aktiven Komponenten vorliegt. Über die Güte der Daten kann der Saver keine Aussage treffen. Er sendet aus diesem Grund eine Kopie von einem Teil der Daten an eine Analyse-Software, den OnlineMonitor [Pio07]. Diese Software ist in der Lage neben Rohwerten auch kalibrierte Zeiten und Energien zu berechnen und darzustellen. Es rekonstruiert aus den Daten zum Beispiel auch die detektierten Photonen und kann damit die invariante  $\gamma\gamma$ -Masse darstellen. Damit wird bereits während der Messung die Qualität der Daten überwacht und sichergestellt.



Abbildung 2.20: Wichtige Signale des Synchronisationssystems. Der SyncMaster empfängt BUSY- und OKAY-Signale der einzelnen Komponenten. Er verteilt die Puffernummer über einen parallelen Bus. Der Trigger wird nur dann aktiviert, wenn alle Komponenten per BUSY/OKAY ihre Bereitschaft signalisiert haben.

## 2.4 Zusammenfassung

Schwerpunkt des CBELSA/TAPS-Experiments liegt auf der Messung von Polarisationsobservablen in der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen. Die Messdaten dienen der Erforschung des Nukleonspektrums und der Starken Wechselwirkung. Die Nukleonresonanzen werden mit realen Photonen generiert, welche das Experiment wiederum mithilfe der Bremsstrahlung von Elektronen erhält. Die Elektronen werden durch die Beschleunigeranlage ELSA dem Experiment zur Verfügung gestellt. Linear und zirkular polarisierte sowie unpolarisierte Photonen stehen den Experimentatoren zur Verfügung. In Kombination mit dem polarisierbaren Target sind Messungen von Doppelpolarisationsobservablen möglich.

Ein System aus spezialisierten Detektoren ist für den Nachweis der Teilcheneigenschaften, wie Energie oder Ladung zuständig. Andere Detektoren bestimmen Größen wie den Polarisationsgrad des Photonenstrahls und den Photonenfluss. Das Auslesen der Messdaten erfolgt computergestützt. Ein System aus Computern und (zum Teil selbst entwickelter) Elektronik digitalisiert und speichert die anfallenden Messdaten. Ein Synchronisationssystem steuert die Datennahme und stellt sicher, dass ausgelesene Daten der unterschiedlich schnellen Detektorelektronik jeweils zum gleichen Ereignis gehören.

Noch vor dem Auslesen und anschließendem Speichern eines Ereignisses muss ein Trigger-System über dessen Relevanz entscheiden. Das nachfolgende Kapitel beschreibt diesen Teil der Datenakquisition.

# KAPITEL 3

# Das Trigger-Konzept des CBELSA/TAPS-Experiments

Das Auslesen registrierter Ereignisse nimmt Zeit in Anspruch. In dieser, sogenannten Totzeit, kann die Datenakquisition keine weiteren Ereignisse registrieren. Gleichzeitig ist die Wahrscheinlichkeit für hadronische Reaktionen um einen Faktor  $5 \cdot 10^2$  to  $1 \cdot 10^3$  geringer im Vergleich zum elektromagnetischen Untergrund. Abbildung 3.1 zeigt dazu die totalen Wirkungsquerschnitte der elektromagnetischen und hadronischen Reaktionen an Protonen ( $\gamma p \rightarrow X p$ ). Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis ist noch kleiner, wenn Resonanzen untersucht werden sollen, welche nicht über den dominanten Kanal  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  zerfallen. Ein wahlloses Aufzeichnen aller auftretenden Ereignisse ist nicht sinnvoll, wenn relevante Reaktionen während des Akquisition von Untergrundereignissen verloren gehen. Wertvolle Messzeit wird dann nicht effizient genutzt. Deshalb filtert ein sogenannter Trigger (Auslöser) nicht relevante Ereignisse aus, indem er die Datenakquisition nur dann auslöst, wenn die Signatur in den Detektoren auf ein relevantes Ereignis



Abbildung 3.1: Totaler Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische (rot) und hadronische (schwarz) Reaktionen von Photonen am Wasserstoff-Atom. Zusätzlich aufgetragen sind die elektromagnetischen Beiträge der inkohärenten Streuung (orange) sowie der Paarbildung im Feld des Protons (grün) und des Elektrons (blau). Daten der elektromagnetischen Wirkungsquerschnitten stammen aus [Ber+10], der hadronische WQ aus [Pat+16].



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Triggers: Die schnellen Signale des MiniTAPS, Innendetektors und des Vorwärtskonus sind schon in der ersten Stufe vorhanden. Die zweite Stufe (L2) verarbeitet die Informationen des Crystal-Barrel-Detektors. Dazu zählt die FACE-Elektronik die registrieren Cluster im Crystal-Barrel.

hindeutet.

Im nachfolgenden Abschnitt 3.1 ist zunächst eine häufig genutzte Trigger-Bedingung skizziert. Die Akzeptanz für Reaktionen am Neutron, also Reaktionen ohne ein geladenes Teilchen im Endzustand, kann verbessert werden. Dies wird in Abschnitt 3.3 dargestellt. Dazu musste im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Teil der Elektronik ersetzt werden, die in Abschnitt 3.2 vorgestellt ist.

## 3.1 Trigger-Aufbau

Um Untergrundereignisse auszufiltern löst der Trigger die Datenakquisition nur dann aus, wenn eine vorher festgelegte Signatur in den Detektoren vorliegt. So zerfällt zum Beispiel eine  $\Delta^+$ -Resonanz am häufigsten über den  $p\pi^0$  Kanal. Das Pion wiederum zerfällt noch innerhalb des Detektorvolumens in zwei Photonen, sodass im Endzustand drei Teilchen ( $p\gamma\gamma$ ) vorhanden sind. Das Proton kann entweder in den ladungssensitiven Detektoren oder genau wie die Photonen ihre Energie in den Kalorimetern deponieren und so nachgewiesen werden. Hat das Proton jedoch eine geringe kinetische Energie, so kann es passieren, dass es bereits vor dem ersten Detektor stoppt und nicht registriert wird. Deshalb zeichnet die DAQ auch Ereignisse auf, wenn die Signatur auf zwei Teilchen hindeutet.

Um zu entscheiden, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll, zählt die Trigger-Elektronik die Anzahl registrierter Cluster in den Kalorimetern. Ein Cluster ist dabei ein räumlich (und zeitlich) zusammenhängender Bereich aus Detektormodulen, in denen Energie deponiert wurde. Es wird also auf Trigger-Ebene angenommen, dass ein Cluster von (mindestens) einem Teilchen erzeugt wird.

Elektromagnetische Untergrundreaktionen (zum Beispiel  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) können jedoch ebenfalls zwei Cluster erzeugen und somit die DAQ auslösen. Wegen des deutlich größeren Wirkungsquerschnitts müssen solche Ereignisse effektiv unterdrückt werden. Dazu wird der Čerenkov-Veto-Detektor genutzt (Kapitel 2.2.3). Der Trigger löst also nicht aus, wenn dieser Veto-Detektor einen Eintrag registriert hat.

Wie genau die Cluster auf Trigger-Ebene gezählt werden, ist nachfolgend Abschnitt 3.2 erläutert. Zuvor ist der Entscheidungsalgorithmus dargestellt.

### 3.1.1 Ablauf der Trigger-Entscheidung

Der Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments ist ein zweistufiges System [Win06; Hof18]. Abbildung 3.2 skizziert seinen Aufbau. Die erste Stufe verarbeitet die Anzahl der approximierten Cluster aus dem

MiniTAPS-Detektor und dem Vorwärtskonus. Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2 beschreiben die beiden Komponenten genauer. Außerdem hat die erste Stufe Zugriff auf die Trefferinformation des Innen- und des Čerenkov-Veto-Detektors.

Die Trefferinformation des Crystal-Barrel-Detektors ist erst in der zweiten Stufe verfügbar. Hier liefert der *FAst Cluster Encoder (FACE)* die Anzahl der nachgewiesenen Cluster im Kalorimeter (Abschnitt 3.2.3). Die Aufspaltung in zwei Trigger-Stufen ist notwendig, weil der FACE für das Zählen länger braucht, als es die Ausleseelektronik des MiniTAPS-Detektors erlaubt. Diese benötigt eine positive Trigger-Entscheidung spätestens 750 ns nach Registrieren eines Ereignisses [Dre04]. Liegt zu diesem Zeitpunkt keine positive Entscheidung vor, so verwirft die MiniTAPS-Elektronik automatisch das Ereignis. Damit also eine positive Entscheidung auf Basis der FACE-information nicht zum Datenverlust führt, wurde ein zweistufiger Trigger aufgebaut [Win06]. Abbildung 3.3 visualisiert dessen Verlauf in Form eines Zustandsautomaten.

Ein häufig genutztes Trigger-Schema in den zurückliegenden Messungen ist intern unter dem Namen *trig42c* bekannt. Werden bei dieser Konfiguration im Vorwärtskonus oder dem MiniTAPS in der Summe zwei oder mehr Cluster registriert, so deutet diese Signatur bereits auf ein relevantes Ereignis hin. Der Čerenkov-Veto-Detektor darf gleichzeitig keinen Eintrag registriert haben. Die erste Stufe sendet in diesem Fall ein TimeRef-Signal an die Elektronik. Damit wird das Digitalisieren der Signale ausgelöst. Die Information der zweiten Stufe ist hier nicht mehr relevant, sodass sie eine positive Trigger-Entscheidung unmittelbar mittels des *Event*-Signals an das Experiment verteilt und so die Akquisition der Daten auslöst.

Die Kinematik der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \gamma \gamma p$  erlaubt es aber auch, dass nur eines der drei Teilchen in Vorwärtsrichtung fliegt und die beiden anderen im Crystal-Barrel nachgewiesenen werden. Der Trigger kann in diesem Fall eine Entscheidung nur dann treffen, wenn ihm auch die Zahl der registrierten Cluster im Crystal-Barrel-Detektor zur Verfügung steht.

Obwohl also in diesem Fall nur ein Cluster in einem der schnellen Detektoren registriert wurde, die zwei geforderten Cluster also (noch) nicht vorliegen, löst der Trigger dennoch die DAQ aus und vermeidet damit einen Datenverlust in den NTEC-Modulen. Die erste Stufe (L1-Trigger) teilt gleichzeitig der zweiten mit, wie viele Cluster im Crystal-Barrel anschließend nachgewiesenen werden müssen. Wurde also im ersten Schritt ein Cluster im Vorwärtskonus registriert, so wird mindestens ein weiteres im Crystal-Barrel gefordert. Zwei Cluster im Crystal-Barrel werden gefordert, wenn das Proton den Innendetektor ausgelöst hat und weder MiniTAPS, noch der Vorwärtskonus einen Eintrag registriert haben. Hat der FACE nun im nächsten Schritt genügend viele Cluster gezählt, sendet der L2-Trigger ein *Event*-Signal an das Experiment und weist die DAQ damit an, das Ereignis auszulesen. Im Falle einer negativen Entscheidung, verteilt die zweite Stufe ein *FastReset*-Signal. Die DAQ setzt daraufhin die Elektronik zurück und bricht so das Digitalisieren ab. Statt der  $\approx 450 \,\mu$ s Auslesezeit eines nicht relevanten Ereignisses dauert in diesem Fall das Warten auf FACE und das anschließende Zurücksetzen der Elektronik etwa 12  $\mu$ s [Hof16], sodass damit die Totzeit erheblich reduziert wird.

Dieses Trigger-Schema ist für Reaktionen am Neutron (zum Beispiel  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$ ) nicht optimal. Dies wird in Abschnitt 3.3 diskutiert. Zuvor sind nachfolgend die Verfahren zum Zählen der Cluster in den Kalorimetern dargestellt. Besonderer Augenmerk gilt dabei dem FACE, weil diese Elektronik im Rahmen der vorliegenden Arbeit ersetzt wurde und dadurch die zweite, langsame Stufe des Trigger-Systems ersatzlos weggefallen ist. Den neuen Cluster-Finder beschreibt Kapitel 9. Abschnitt 3.3 vergleicht die Akzeptanz beider Systeme.



Abbildung 3.3: Flussdiagramm des zweistufigen Triggers. Wird ein potentiell relevantes Ereignis registriert, so sendet der Trigger ein *TimeRef* Signal an die Elektronik. Soll anschließend das Ereignis auch tatsächlich ausgelesen werden, sendet die zweite Stufe ein *Event*-Signal. Ist andererseits die geforderte Signatur nicht erfüllt, so wird mit einem *FastReset* die Elektronik zurückgesetzt.

# 3.2 Extraktion der Teilchenzahl



Abbildung 3.4: Skizze eines Ereignisses mit mehreren Clustern im Crystal-Barrel-Detektor QUELLE: [Fle01].

Teilchen deponieren Energie in Materie, wenn sie diese durchqueren. Je nach Teilchen-Art und Energie ist das Volumen unterschiedlich groß, in welchem die Energiedeposition stattfindet [Tan+18]. Damit variiert auch die Anzahl der Kalorimetermodule (in diesem Fall: Kristalle), in denen ein Eintrag registriert wird. Der zusammenhängende Bereich aus mehreren benachbarten Kristallen, die eine Deposition registrieren, wird auch als *Cluster* bezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt beispielhaft ein Ereignis mit mehreren Clustern im Crystal-Barrel-Detektor.

Für das Auslösen der DAQ ist dabei die Anzahl einfallender Teilchen und nicht die Anzahl der Kristalle mit Energiedeposition von Interesse. Auf Trigger-Ebene ist jedoch nur eine Approximation der Teilchenzahl möglich. Dazu betrachtet die Elektronik die Kristalle mit Energieeintrag und ihre Nachbarschaftsbeziehung.



Abbildung 3.5: Der MiniTAPS-Detektor ist auf Trigger-Ebene in vier Sektoren (a) aufgeteilt. Beliebig viele Energieeinträge in einem Sektor werden hierbei als von einen Teilchen stammend angenommen. Ein neu vorgeschlagener Algorithmus erkennt Cluster mittels Musterabgleich (b) QUELLE: [Hof19a]

### 3.2.1 Der MiniTAPS-Trigger

Der MiniTAPS-Detektor ist auf Trigger-Ebene in vier Sektoren mit jeweils 54 Detektormodulen aufgeteilt (Abbildung 3.5(a)). Der aktuelle Aufbau approximiert den Energieeintrag in einem Sektor als ein nachgewiesenes Teilchen. Dabei ist es irrelevant, wie viele Module (Kristalle) im Sektor einen Eintrag registriert haben und ob diese benachbart sind. Dieser Ansatz funktioniert in den meisten Fällen. Er stößt jedoch in Sonderfällen, die nachfolgend genannt sind, an seine Grenzen. In zwei Masterarbeiten wurde dies zuletzt untersucht [Hof19a; Ric21].

Abbildung 3.6(a) zeigt am Beispiel der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \gamma \gamma p$  eines der Ergebnisse dieser Arbeiten. Die Summe der getroffenen Sektoren pro Ereignis wird dort mit der Anzahl der in Richtung MiniTAPS fliegenden Teilchen verglichen. Es fällt auf, dass der Trigger bereits Treffer registriert, wenn Null Teilchen in Richtung des Detektors fliegen. Dies kann mit der Erzeugung von Sekundärteilchen im Target in der Monte-Carlo-Simulation erklärt werden [Hof19b]. Fliegt laut Simulation ein Teilchen in Richtung des Detektors und deponiert dort in keinem Kristall mehr als 80 MeV (Trigger-Schwelle), so kann die DAQ nicht ausgelöst werden. Dies ist also ein Schwellen-Effekt, der unabhängig vom genutzten Algorithmus ist. Hier sei angemerkt, dass ein Teil dieser Ereignisse dennoch aufgezeichnet wird, weil andere Detektoren die Trigger-Bedingung erfüllen. Deponiert das Teilchen hingegen mehr als 80 MeV in mehreren Detektormodulen verschiedener Sektoren, so überschätzt der aktuelle Trigger die Teilchenzahl in 1,4 % der Fälle. Fliegen zwei Teilchen in Richtung des MiniTAPS, kann es einerseits ebenfalls zum Unterschätzten der Teilchenzahl kommen, wenn eines der Teilchen nicht genügend Energie deponiert. Andererseits können beide Teilchen jedoch auch den selben Sektor treffen. Letztgenannter Fall wird auf Trigger-Ebene als ein Teilchen registriert und somit die Teilchenzahl unterschätzt.

Aus diesen Grund wurde in [Hof19b] ein Trigger-Algorithmus vorgeschlagen und untersucht, welcher Cluster-Ränder im MiniTAPS-Detektor erkennt. Die Grundlage für diesen Algorithmus ist der neue Cluster-Finder, der zuvor mit der vorliegenden Arbeit (siehe Kapitel 9) für das Crystal-Barrel-Kalorimeter entwickelt und dort erfolgreich eingesetzt wurde. Abbildung 3.5(b) zeigt das vorgeschlagene Muster. Weiterhin ist dort beispielhaft ein Cluster gezeigt, bei welchem der schwarz umrahmte Bereich mit dem geforderten Muster übereinstimmt.



(b) vorgeschlagener MiniTAPS-Cluster-Finder

Abbildung 3.6: Vergleich zwischen der Anzahl simulierter Teilchen, die in Richtung MiniTAPS geflogen sind und der Anzahl der approximierten Teilchen mit (a): dem Sektor-Trigger und (b): einem neuen Algorithmus, welcher Clusterränder (Abbildung 3.5(b)) erkennt. Gezeigt ist der Vergleich für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \gamma \gamma p$ . Abbildungen nach [Hof19a].

Die Leistungsfähigkeit des vorgeschlagenen Algorithmus ist in Abbildung 3.6(b) dargestellt. Die Summe nichtregistrierter Ereignisse und derer, in welchen keine Teilchen in Richtung MiniTAPS fliegen, sind in beiden Fällen identisch. Dies entspricht der Erwartung, weil hier andere Effekte und nicht der Trigger-Algorithmus einen Einfluss auf das Ergebnis haben.

Die Anzahl der korrekt klassifizierten Ein-Teilchen-Ereignisse steigt jedoch um 0,93 % bezogen auf alle Ereignisse, in denen ein Teilchen in Richtung MiniTAPS geflogen ist. Relativ zu allen (ein, zwei und drei Teilchen) Ereignissen beträgt die Verbesserung 0,8 % [Hof19b].

Das interessanteste Ergebnis ist jedoch: der neue Algorithmus unterschätzt deutlich seltener Ereignisse, in denen zwei Teilchen in MiniTAPS-Richtung fliegen. Bezogen auf alle Ereignisse ist es zwar nur eine Verbesserung von 1,14 %. Werden aber nur die zwei-Teilchen-Ereignisse (in Richtung MiniTAPS) betrachtet, so beträgt die relative Verbesserung 11 %.

Eine detaillierte Untersuchung dieser und anderer Reaktionen kann [Hof19b] entnommen werden. Weiterhin ist im Rahmen der referenzierten Arbeit eine Steckkarte für ein FPGA-basiertes Board entwickelt worden. Sie erlaubt es, die Trefferinformation des gesamten MiniTAPS-Detektors in einem FPGA zu verarbeiten. In [Ric21] wurden dann andere Musterformen untersucht, anhand derer ein Cluster identifiziert wird. Außerdem wurde in der letztgenannten Arbeit der vorgeschlagene Algorithmus mit dem Muster aus Abbildung 3.5(b) implementiert, weil damit einerseits Cluster jeder Form erkannt werden. Andererseits bietet dieser eine gute Approximation. Beide Masterarbeiten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit betreut.

### 3.2.2 Der Vorwärtskonus-Trigger

Vor dem Umbau der Crystal-Barrel-Elektronik auf eine APD-Basis (Kapitel 4) erfolgte das Auslesen der vorderen drei Ringe (Vorwärtskonus) mit PMTs. Dies erlaubte das Generieren schneller Trigger-Signale mithilfe einer zweistufigen Trigger-Elektronik [Fun08]. In der ersten Stufe verarbeiteten insgesamt 5 Module die Eingangssignale der 90 Kristalle. Entsprechend war jedes Modul für einen Sektor aus  $6 \times 3$  Modulen der insgesamt  $30 \times 3$  großen Matrix zuständig (Abbildung 3.7). Die Module fassten die digitalisierten Eingangssignale der Kristalle zu einem Adresswort zusammen und nutzten es zur Adressierung eines eingebauten Speicherbausteins. In diesem Baustein war zuvor die Anzahl der Cluster aller möglichen Treffermuster in der  $6 \times 3$  Eingangsmatrix bestimmt und hinterlegt worden. Ein solcher Baustein wird auch als Umsetzungstabelle oder Lookup-Tabelle bezeichnet. Das abgerufene Ergebnis ging an eine zweite Stufe, welche aus den fünf empfangenen Ergebnissen die Summe der detektierten



Abbildung 3.7: Aufteilung des Vorwärtskonus auf Trigger-Ebene. Fünf Module verarbeiten jeweils  $6 \times 3$  Eingangssignale der drei Ringe. Die Clusterzahl im Vorwärtskonus setzt sich einerseits aus den Einzelsummen der fünf Module zusammen. Von dieser Summe wird andererseits die Zahl der Cluster in den Randbereichen (grün) abgezogen. Im Bild sind die Randbereiche dunkelblau dargestellt. Sie werden zusätzlich in eigenen Modulen verarbeitet. Neben diesem Fall fängt die Elektronik auch weitere Sonderfälle ab [Fun08].

Cluster gebildet hat. Genau wie bei MiniTAPS führt ein Cluster, das aus mehr als einem Kristall besteht und an der Grenze zweier Module liegt, bei diesem System zum Überschätzen der Clusterzahl. Der Vorwärtskonus-Trigger hat dies jedoch korrigiert, indem die Module der ersten Stufe ihre Eingangssignale aus dem Randbereich an zwei weitere Module geführt haben. Dort wurden mit dem gleichen Verfahren überlappende Cluster erkannt und deren Summe an die zweite Stufe gesendet. Das Ergebnis der Überlapp-Module hat anschließend die zweite Stufe von der Summe der ersten abgezogen. Beispielhaft ist dies in Abbildung 3.7 dargestellt. Zwei Module der ersten Stufe registrieren dort jeweils ein Cluster. Beide sind in der Abbildung rot umrandet. Der dunkelblaue Bereich wird zusätzlich in den Überlapp-Modulen verarbeitet. Dort wird ein überlappendes Cluster (im Bild grün gestrichelt umrandet) erkannt und damit die Gesamtsumme in der zweiten Stufe um ein Cluster nach unten korrigiert. Weitere korrigierbare Sonderfälle sind in [Fun08] beschrieben.

Diese Elektronik lieferte schnelle Signale, die in der ersten Trigger-Stufe des Experiments berücksichtigt wurden. Dennoch wurde auch sie beim Umbau durch schnelle APD-basierte Ausleseelektronik [Urb18] im Jahr 2017 ersetzt. Seit dem ist sowohl der Vorwärtskonus als auch der Crystal-Barrel-Detektor mit der gleichen Elektronik ausgestattet, sodass im gesamten Detektor ein einheitlicher Cluster-Finder-Algorithmus verwendet wird. Außerdem wird damit ein Überschätzen der Cluster an der Grenze zwischen dem Crystal-Barrel und dem Vorwärtskonus vermieden (siehe Abschnitt 3.3). Der neue Cluster-Finder-Algorithmus, welcher auch die nachfolgend beschriebene FACE-Elektronik ersetzt hat, ist in Kapitel 9 beschrieben.

### 3.2.3 Der FAst Cluster Encoder

Das Zählen der Cluster im Crystal-Barrel-Detektor erfolgte seit 2001 mit dem FAst Cluster Encoder (FACE) [Fle01]. Die Elektronik digitalisiert dafür zunächst die analogen Crystal-Barrel-Signale mittels Leading-Edge-Diskriminatoren mit einer Schwelle von etwa 15 MeV. Auf Befehl der ersten Trigger-Stufe werden die digitalen Signale für die Dauer des Zählvorgangs zwischengespeichert (Latch). Anschließend findet das Erkennen und Zählen statt. Die Signale werden von insgesamt 105 ASIC-Chips (Application Specific Integrated Circuit) verarbeitet. In jedem Chip ist 16 mal die gleiche Zellularlogik implementiert [Fle01]. Jeder dieser Logikblöcke, auch Zelle genannt, ist für je einen Kristall zuständig. Der nachfolgend beschriebene FACE-Algorithmus kann mehrere  $\mu$ s in Anspruch nehmen. Sein Ablauf ist in Abbildung 3.8 skizziert.

Im ersten Schritt bestimmt das System zunächst die erste Spalte, in welcher ein Treffer registriert wurde. Dazu werden die Signale in den Spalten mit einer logischen ODER-Operation verknüpft. Dann wird in einer Prioritätsschaltung die erste getroffene Spalte gefunden. Die ODER-Verknüpfung aller Signale einer Spalte ist dabei identisch zur Projektion der Matrix auf die x-Achse in Abbildung 3.8.

Im zweiten Schritt wird mit einer weiteren Prioritätsschaltung in der zuvor gefundenen Spalte die unterste aktive Zelle (Kristall) ermittelt. Ist ein Treffer vorhanden, hat die Elektronik nach diesem Schritt die untere Ecke des am weitesten links unten stehenden Clusters gefunden.

Damit adressiert die Elektronik im dritten Schritt die entsprechende Zelle und sendet dieser den Befehl in den *markiert*-Zustand zu wechseln. Wechselt nun eine Zelle mit Energiedeposition in diesen Zustand, so leitet sie den Befehl auch an ihre benachbarten Zellen weiter, welche für angrenzende Kristalle verantwortlich sind. Diese wechseln ebenfalls in den *markiert*-Zustand, falls auch sie einen Treffer registriert haben und leiten den Befehl erneut weiter. Zellen, die keine Energiedeposition registriert haben, leiten das Signal nicht weiter. So propagiert der Befehl innerhalb des gefundenen Clusters. Am Ende des Schrittes ist also ein Bereich markiert, der zu genau einem Cluster gehört.

Zuletzt inkrementiert die Elektronik einen internen Zähler und sendet den markierten Zellen einen Befehl zum Zurücksetzen des internen Speichers. Damit ist ein Cluster identifiziert, gezählt und gelöscht



Abbildung 3.8: FACE Algorithmus zum Zählen der Cluster: Eine Prioritätsschaltung erkennt zuerst die erste Spalte, die einen Eintrag registriert hat (Bild oben links). Analog dazu wird im zweiten Schritt in der gefundenen Spalte mit einer Prioritätsschaltung die unterste Zeile mit einem Eintrag erkannt (Bild oben rechts). Der gefundene Eck-Kristall des Clusters wird zum Löschen vorgemerkt, wobei sich der Befehl auch auf das gesamte Cluster ausbreitet (Bild unten links). Das gelöschte Cluster wird zuletzt gezählt (Bild unten rechts) und der Prozess beginnt mit dem Suchen des nächsten Clusters QUELLE: [Fle01].

worden. Der Prozess beginnt dann mit dem Suchen des nächsten Clusters.

Dieses iterative Verfahren läuft solange weiter, bis alle Cluster gefunden, markiert, gezählt und der Zellenspeicher zurückgesetzt wurde. Eine Iteration dauert hierbei  $0.8 \,\mu s$  [Fle01]. Das Erkennen von Null Clustern am Ende dieses Prozesses ist ebenfalls ein eigener Schritt. Entsprechend braucht die FACE-Elektronik für das Zählen von *n* Clustern die Zeit *t*<sub>FACE</sub>:

$$t_{\text{FACE}}(n) = (n+1) \times 0.8 \,\mu\text{s.}$$
 (3.1)

Durchschnittlich benötigt die zweite Stufe für das Zählen der Cluster etwa 6 µs [Hof19c].

Das zweistufige Triggerschema setzt voraus, dass mindestens ein Teilchen in einem der schnellen Detektoren nachgewiesen wird. Erst dann kann der FACE die Anzahl der Cluster im Crystal-Barrel bestimmen. Dies ist für Reaktionen am Proton mit hoher Wahrscheinlichkeit erfüllt. Jedoch sinkt für Reaktionen am Neutron die Nachweiseffizienz, wenn die Photonen im Crystal-Barrel registriert werden. Dies ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

## 3.3 Trigger-Akzeptanz für Reaktionen am Neutron

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, wird die erste Trigger-Stufe bei Reaktionen am Proton entweder durch Photonen oder Protonen im MiniTAPS oder im Vorwärtskonus ausgelöst. Das Proton kann die zweite Stufe auch über den Innendetektor aktivieren. Die zweite Stufe verarbeitet anschließend die Trefferinformation des Crystal-Barrel-Detektors und löst eine Datenakquisition aus, wenn insgesamt zwei oder mehr Cluster gefunden wurden.

Reaktionen am Neutron können mit dem beschriebenen Trigger-Schema ebenfalls aufgezeichnet werden. Ereignisse gehen jedoch verloren, wenn das Neutron in den Detektoren der ersten Trigger-Stufe nicht nachgewiesen wird und somit die FACE-Elektronik nicht auslöst. Kann hingegen auch auf die Trefferinformation des Crystal-Barrel-Detektors in der ersten Stufe zugegriffen werden, so können die beiden Photoncluster unmittelbar nachgewiesen und entsprechend die Akzeptanz erhöht werden. Die Erhöhung der Trigger-Akzeptanz für vollständig neutrale Reaktionen motivierte den Umbau des Crystal-Barrel-Detektors und somit auch die vorliegende Arbeit. Die Akzeptanz mit altem und einem verbesserten Aufbau wurde bereits vor dem Umbau des Detektors untersucht [Pee09]. Es wurde festgestellt, dass eine Trefferinformation aus dem Crystal-Barrel auf Ebene der ersten Trigger-Stufe die Akzeptanz verbessert. In einer neuen Simulation mit aktualisiertem Experimentaufbau wurde dies anhand der Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  erneut untersucht und damit auch ein neues Trigger-Schema validiert [Afz21]. Der neue Cluster-Algorithmus wird in Kapitel 9 beschrieben. Nachfolgend sind die Ergebnisse der letztgenannten Simulation zusammengefasst und der Vergleich der Akzeptanz des alten und des neuen, verbesserten Aufbaus dargestellt.

Die Kinematik der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$  erlaubt es zum Beispiel, dass beide Photonen im Crystal-Barrel registriert werden. Im alten Trigger-Aufbau kann dann lediglich das Neutron mit seiner geringeren Interaktionswahrscheinlichkeit die erste Trigger-Stufe und damit die Datenakquisition auslösen. Abbildung 3.9(a) zeigt dazu die Akzeptanz als Funktion der Energie des einfallenden Photons  $E_{\gamma}$  und des Pion-Polarwinkels im Schwerpunktsystem  $\theta_{\pi^0}^{cm}$ . In Abbildung 3.9(b) ist die Akzeptanz bei einer Energie von  $E_{\gamma} = 700 \text{ MeV}$  gezeigt. Der Verlauf bei dieser Energie lässt sich grob in drei Bereiche einteilen, die nachfolgend besprochen werden.

Unter kleinen Winkeln des erzeugten Pions mit  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} \gtrsim 0.7$  trifft mindestens ein Photon den MiniTAPS-Detektor oder den Vorwärtskonus, sodass die erste Trigger-Stufe ausgelöst wird. Ein zweites Cluster kann anschließend mit dem FACE im Crystal-Barrel gefunden und damit die Datenakquisition ausgelöst werden. Entsprechend ist in diesem Winkelbereich die Akzeptanz für Reaktionen an Neutronen



(b) QUELLE: [Afz21]

Abbildung 3.9: Simulierte Akzeptanz für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  mit Frozen-Spin-Target und der beschriebenen Trigger-Bedingung (trig42c); (a): Akzeptanz als Funktion der Energie  $E_{\gamma}$  und des Pion-Polarwinkels im Schwerpunktsystem  $\theta_{\pi^0}^{cm}$ ; (b): Beiträge einzelner Bedingungen zur Akzeptanz (schwarz) bei  $E_{\gamma} = 700 \text{ MeV}$  aufgetragen gegen  $\theta_{\pi^0}^{cm}$ .



Abbildung 3.10: Akzeptanz für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  am Deuterium-Target (b): als Funktion des Pion-Polarwinkels  $\theta_{\pi^0}^{cm}$  bei  $E_{\gamma} = 700 \text{ MeV}$  und (a): als Funktion von  $\theta_{\pi^0}^{cm}$  sowie  $E_{\gamma}$ . Im Vergleich zum Butanol-Target aus Abbildung 3.9 hat die Akzeptanz qualitativ den gleichen Verlauf. Sie ist jedoch im Bereich um  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} = 0$  nur halb so groß. Erklärung: siehe Text QUELLE: [Afz21].

mit  $\geq$  90 % bereits recht hoch (vergleiche Abbildung 3.12). Nur wenige Ereignisse gehen hier also verloren. Dies passiert, wenn zum Beispiel vorwärts fliegende Photonen entweder vorher gestreut werden und (oder) nicht genügend Energie in den vorderen Detektoren deponieren. Außerdem ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen im Laborsystem teilweise sehr klein. Deshalb überlappen beide Cluster im Detektor und sind auf Trigger-Ebene als nur ein Cluster sichtbar. Interagiert dann zusätzlich das Nukleon nicht im aktiven Detektormaterial, geht ein solches Ereignis verloren.

Die Cluster der beiden Photonen können insbesondere mit steigender Energie in Kombination mit einem kleinen Pion-Winkel überlappen. Dazu kann die Akzeptanz als Funktion der Energie in Abbildung 3.9(a) betrachtet werden. Es fällt auf, dass ab  $E_{\gamma} > 1,5$  GeV und ( $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} \approx 0,8$ ) die Akzeptanz auf etwa 50 % abfällt. Hier wird auf Trigger-Ebene nur ein Cluster erkannt und das Ereignis nur dann aufgezeichnet, wenn einerseits auch das Neutron detektiert wurde (Bereich niedrigerer Akzeptanz). Andererseits ist es möglich, dass die beiden Cluster der Photonen zwar überlappen, jedoch im Grenzbereich zwischen dem Vorwärtskonus und dem Crystal-Barrel Energie deponieren. Unabhängig voneinander registrieren dann die Trigger-Elektronik des Vorwärtskonus und der FACE das selbe Cluster. Sie erfüllen damit die Trigger-Bedingung *CF1&FACE1* und lösen entsprechend die Akquisition aus. Dadurch kommt es in Abbildung 3.10 zu einer Erhöhung der Akzeptanz im Band zwischen ( $E_{\gamma} \approx 1,5$  GeV,  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} \approx 0,7$ ) und ( $E_{\gamma} \approx 3$  GeV,  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} \approx 0,4$ ).

Bei größeren Polarwinkeln im Bereich um  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} = 0$  werden nach Abbildung 3.9(b) weder im MiniTAPS, noch im Vorwärtskonus Cluster detektiert. Trotz des ungeladenen Endzustandes löst der Innendetektor laut Simulation dennoch in etwa 15 % der Fälle den L1-Trigger aus. Dies passiert, weil eines der Teilchen (Photon/Neutron) im oder vor dem Innendetektor interagiert und dabei sekundäre, geladene Teilchen erzeugt, welche dann im Innendetektor registriert werden. Der Vergleich mit einer Simulation am Deuterium-Target (Abbildung 3.10) zeigt, dass beim Frozen-Spin-Target die Akzeptanz in diesem Winkelbereich doppelt so groß ist, weil sich dort mit dem Kryostaten mehr Material im Weg zwischen dem Interaktionspunkt und dem Innendetektor befindet.

Unter großen Winkeln mit  $\cos \theta_{\pi^0}^{cm} < -0.4$  in Abbildung 3.9(b) kann zusätzlich zum Innendetektor auch ein vorwärts fliegendes Neutron genügend Energie im MiniTAPS oder dem Vorwärtskonus deponieren, und so die erste Stufe auslösen. Weil das Neutron aber nur hadronisch interagiert, liegt die Wahrscheinlichkeit bei etwa 30 %. Auch hier liefert die Innendetektor-Bedingung einen Beitrag, sodass sich die Akzeptanz insgesamt auf etwa 40 % erhöht.



Abbildung 3.11: Simulierte Trigger-Akzeptanz für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  mir dem neuen Trigger-Aufbau. Als Anzahl der Cluster im gesamten Crystal-Barrel Detektor wird hierbei der vorgeschlagene Algorithmus zum Registrieren von Clusterecken (siehe Kapitel 9) genutzt QUELLE: [Afz21].

### Verbesserung der Akzeptanz

Wie beschrieben, hat der (alte) Trigger-Aufbau eine geringere Akzeptanz für Reaktionen am Neutron, weil die Trefferinformation der FACE-Elektronik in der ersten Trigger-Stufe nicht vorhanden ist. Eine deutliche Verbesserung für Reaktionen am Neutron ist erreichbar, wenn auch der Crystal-Barrel-Detektor in die erste Trigger-Stufe integriert wird. Dies wurde ebenfalls simuliert [Afz21] und ist nachfolgend gezeigt.

Die Akzeptanz des neuen Trigger-Aufbaus für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Bei dieser Simulation wurde jedoch nicht einfach die Anzahl der Cluster mit dem FACE-Algorithmus extrahiert, weil diese Elektronik ohnehin nicht in die erste Stufe integrierbar ist (siehe Abschnitt 3.1.1). Vielmehr wurde in der Simulation bereits ein neuer Cluster-Finder-Algorithmus genutzt (siehe Abschnitt 9.2), Statt der zuvor genutzten FACE1/2 und der CF1/2 Signale in den Trigger-Bedingungen nutzt diese Simulation die Anzahl gefundener Clusterecken zur Approximation der Teilchenzahl. Dieser neue Algorithmus wurde in [Hon09] vorgeschlagen und im Rahmen der vorliegenden Arbeit implementiert. Somit zeigt Abbildung 3.11 die Akzeptanz des neuen Detektor-Aufbaus.

Abbildung 3.11(b) zeigt, dass die Akzeptanz bei 700 MeV fast über den gesamten Winkelbereich bei 90 to 95 % liegt. In dem Bereich mit zuvor geringer Akzeptanz registriert nun der Crystal-Barrel die Ereignisse und nicht mehr der Innendetektor indirekt über die Interaktion der Photonen mit der Target-Infrastruktur. Bei Betrachtung des gesamten Energiebereichs in Abbildung 3.11(a) fehlt, wie erwartet, das Band mit hoher Akzeptanz, welches beim alten Aufbau an der Grenze zwischen dem Crystal-Barrel und dem Vorwärtskonus entstand. Ebenfalls erwartet wächst mit steigender Energie ab etwa  $E_{\gamma} \approx 1,2$  GeV der Winkelbereich, in welchem Cluster überlappen oder Photonen verloren gehen, sodass auf Trigger-Ebene keine zwei Cluster erkannt werden. Solche Ereignisse werden also auch mit dem neuen Aufbau nur dann aufgezeichnet, wenn das Neutron in den Kalorimetern interagiert. Jedoch hat auch hier der neue Algorithmus einen leichten Vorteil, weil es möglich ist, dass ein großes Cluster mehrere Ecken besitzt (siehe Kapitel 9).



Abbildung 3.12: Vergleich der Trigger-Akzeptanz für  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$  vor (rot) und nach (schwarz) dem Umbau der Crystal-Barrel-Trigger-Elektronik. Die Energie des einfallenden Photons liegt bei  $E_{\gamma} = 700 \text{ MeV}$  QUELLE: [Afz21].

## 3.4 Zusammenfassung

Der Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments ist in zwei Stufen unterteilt und löst die Datenakquisition nur aus, wenn mindestens zwei Cluster in den Kalorimetern registriert wurden. Die FACE-Elektronik zählt dabei die Cluster im Crystal-Barrel und stellt diese Information anschließend der zweiten Trigger-Stufe zur Verfügung. Eine Aufteilung in zwei Stufen war notwendig, weil der FACE länger zum Zählen braucht, als es die MiniTAPS-Elektronik erlaubt.

Der Aufbau eignet sich sehr gut, um Reaktionen am Proton aufzuzeichnen. Neutronen deponieren jedoch mit geringerer Wahrscheinlichkeit Energie in den Detektoren der ersten Trigger-Stufe, sodass die Akzeptanz in manchen Winkelbereichen niedrig ist. Simulationen haben gezeigt, dass sich diese verbessert, wenn auch die Trefferinformation des Crystal-Barrel-Detektors in der ersten Stufe verarbeitet werden kann. Abbildung 3.12 vergleicht hier zusammenfassend die Akzeptanz des alten (roter Verlauf) und eines neuen, verbesserten Trigger-Aufbaus (schwarz) bei 700 MeV.

Bereits auf Grundlage einer früheren Simulation wurde beschlossen die Elektronik des Crystal-Barrel-Detektors umzubauen und ein schnelles Trigger-Signal bereitzustellen. Die Planung und der Umbau selbst erstreckten sich über mehrere Jahre. Neben einer Vielzahl an Diplom-, Master- und Bachelorarbeiten wurde einerseits die Entwicklung der Elektronikprototypen [Hon15] und andererseits der Einbau und die Qualifizierung der Frontend-Elektronik [Urb18] mit zwei Dissertationen begleitet. Parallel dazu verlief auch die Serienproduktion der Backend-Elektronik. Dies waren die Voraussetzungen für das schnelle Extrahieren der Clustersumme.

In der vorliegenden Arbeit wurde schließlich ein Cluster-Finder in der neuen Elektronik implementiert. Diese neue Backend-Elektronik wird nachfolgend in Kapitel 4 beschrieben. Anschließend gibt Kapitel 5 einen Überblick über die Funktionalität, welche für das Extrahieren der Clustersumme notwendig ist. Schließlich ist in Kapitel 9 die Implementierung und der Vergleich beider Algorithmen dargestellt.

# KAPITEL 4

# Die neue Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Detektors

Bei ausgelesenen Kalorimeterereignissen ist von Interesse wie viele Teilchen wie viel Energie wo im Detektor deponiert haben. Wenn die Ereignisrate steigt und damit die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein ausgelesenes Ereignis Einträge aus mehreren Reaktionen enthält (Pile-up), ist außerdem auch relevant wann Treffer registriert wurden.

Um diese Informationen zu erhalten, wird zunächst in jedem der 1230 Module das Szintillatorlicht in ein elektrisches, analoges Signal gewandelt. Seit dem abgeschlossenen Umbau erfolgt dies mit Lawinenphotodioden (Abschnitt 4.1). Die analogen Signale werden anschließend außerhalb des Detektors mit neu entwickelter Backend-Elektronik in zwei separaten Signalzweigen digitalisiert (Abschnitt 4.2). Diese Aufteilung erlaubte es, die gute Energieauflösung des alten Aufbaus beizubehalten und gleichzeitig im zweiten Pfad (dem Zeitzweig) Signale mit guter Zeitauflösung zu erhalten [Hon15]. Im neuen Zeitzweig werden Zeitstempel (Kapitel 8) und die Anzahl der Cluster (Kapitel 9) extrahiert. Beide Aufgaben erledigt hierbei ein neues Diskriminatormodul, das in Abschnitt 4.3 beschrieben ist.

## 4.1 Wandlung des Szintillatorlichts in ein elektrisches Signal

Zielsetzung des Umbaus war es, eine Trefferinformation zu erhalten, um diese in die erste Trigger-Stufe zu integrieren. Gleichzeitig durfte sich die Energieauflösung im Vergleich zum vorherigen Aufbau nicht verschlechtern. Außerdem musste die Möglichkeit eines Betriebs im Magnetfeld beibehalten werden. Deshalb wurde der Detektor beim Umbau mit einer Ausleseelektronik ausgestattet, welche Lawinenphotodioden verwendet [Hon09; Hon15; Urb18].

Lawinenphotodioden sind eher unter ihrem englischen Namen Avalanche Photodiode (APD) bekannt. Im Gegensatz zu vorher eingesetzten PIN-Photodioden weisen sie eine intrinsische Verstärkung auf und besitzen somit ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) [KW16]. In beiden Diodenarten erzeugt einfallendes Szintillatorlicht Elektron-Loch-Paare, die sofort rekombinieren, wenn keine äußere Spannung anliegt. Wird jedoch in Sperrrichtung eine Spannung angelegt, so bildet sich bei beiden Diodenarten eine Depletionszone aus, in welcher entstehende Elektron-Loch-Paare separiert werden. Je nach Ladung wandern sie anschließend zur positiv/negativ geladenen Elektrode. Die erzeugten Fehlstellen (Löcher) werden hierbei als Ladungsträger mit positiver Ladung betrachtet. Sie wandern durch Einfang von Elektronen von Nachbaratomen in Richtung der negativen APD-Elektrode.

Im Vergleich zu PIN-Dioden haben APDs an einer der Oberflächen eine zusätzliche, stark dotierte Schicht (Abbildung 4.1). An der Grenze zu dieser Schicht ist (bei angelegter Sperrspannung) das



Abbildung 4.1: Skizze einer Reverse-Type Avalanche-Photodiode mit den unterschiedlich dotierten Schichten. Von Oben eintreffende Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare. Durch eine angelegte Hochspannung und eine geschickt gewählte Dotierung werden sie unterhalb der Oberfläche vervielfältigt. Rechts ist der Betrag des elektrischen Feldes  $|\vec{E}|$  und der Verstärkungsfaktor *G* als Funktion der Eindringtiefe dargestellt.

elektrische Feld so hoch, dass die bewegten Ladungsträger dort genügend Energie aufnehmen und sekundäre Elektron-Loch-Paare erzeugen. Je nach Höhe der Spannung findet dieser Prozess mehrmals statt, sodass eine intrinsische Verstärkung von bis zu 10<sup>8</sup> erreicht wird [Ren02]. Bei einer solch hohen Verstärkung ist jedoch der lineare Zusammenhang zwischen der Intensität des einfallenden Lichts und dem elektrischen Signal nicht mehr gegeben (Geiger-Modus).

Die APDs im Crystal-Barrel-Detektor werden im linearen Bereich mit einem Verstärkungsfaktor G = 50 betrieben [Urb18]. Genutzt werden die APDs vom Typ *S11048* des Herstellers Hamamatsu [Ham11]. In jedem Kristall sind jeweils zwei APDs eingebaut. Dies dient der Verbesserung des SNR. Unter der Annahme, dass das Rauschen in den beiden APDs unkorreliert ist, wird hiermit durch Mittelwertbildung das Signal-zu-Rausch-Verhältnis um den Faktor  $\sqrt{2}$  verbessert [Hon15]. Weiterhin erhöhen zwei APDs die Ausfallsicherheit. Sollte nämlich eine der beiden APDs ausfallen, so steigt zwar das Rauschen, der entsprechende Kristall liefert jedoch weiterhin Daten.

Zu beachten ist, dass der APD-Verstärkungsfaktor von der Temperatur und der angelegten Spannung abhängt. Bei gleichbleibender Versorgungsspannung können also Temperaturschwankungen die Energiemessung verfälschen. Ein mehrstufiges System sorgt hier für einen konstanten Verstärkungsfaktor [Urb18]. Ein Temperatur-stabilisiertes Kühlsystem sorgt zunächst für eine konstante Temperatur im Detektor. Den verbleibenden, konstanten Temperaturgradienten im Detektor korrigiert die Frontendelektronik, indem sie den Spannungskoeffizienten nutzt und die APD-Hochspannungsversorgung gegenläufig zum Temperaturkoeffizienten verändert [Ste13; Hon15; Urb18]. Zeitliche Schwankungen des Verstärkungsfaktors können außerdem mit einem Lichtpulsersystem mit einer Genauigkeit von 0,1 % überwacht werden [Urb18].

## 4.2 Aufteilung der Signalverarbeitung

Der Umbau der Ausleseelektronik ermöglicht unter Beibehaltung der ursprünglichen Energieauflösung auch Trigger-Signale mit niedriger Latenz für Einträge mit einer Energie E > 6 MeV zu erzeugen [Hon15]. Um Beides gleichzeitig zu erreichen, musste neben der Frontend-Elektronik, die unter anderem aus den APDs und einem Vorverstärker besteht, auch die Backend-Elektronik umgebaut werden. Die Signalkette ist nachfolgend kurz beschrieben.

Noch im Detektor erfolgt zunächst eine Verstärkung des APD-Signals durch den ladungsempfindlichen Verstärker *SP917e*, der an der Uni Basel entwickelt wurde [Ste13]. Dieser Vorverstärker liefert ein Signal, das nach etwa 10 µs sein Maximum erreicht und eine Abklingzeit von 54 µs hat [Ste13] (Abbildung 4.3).

Damit aufeinanderfolgende Einträge im Detektor nicht überlappen und dadurch die Messung verfälschen, werden die Pulse außerhalb des Detektors mit einen Bandpassfilter verkürzt. Ein Parameter solcher Filter ist die Zeitkonstante, welche ein Maß für den durchgelassenen Teil des Frequenzspektrums ist und



Abbildung 4.2: Stark vereinfachtes Schaltbild der neuen APD-basierten Ausleseelektronik.



Abbildung 4.3: Pulsform des ladungsempfindlichen Vorverstärkersignals (schwarz) wie es den Detektor verlässt und die resultierenden Signale der pulsformenden Verstärker im Energie- (blau) und Zeitzweig (rot).

sich somit auf die Anstiegs- und Abklingzeiten auswirkt. Eine hohe Energieauflösung erfordert dabei das Sammeln von möglichst viel des emittierten Lichts. Die Zeitkonstante der gefilterten Pulse muss also möglichst groß sein. Dem entgegen steht das Erzeugen von Trigger-Signalen. Dies muss abgeschlossen sein, nachdem CsI(Tl) erst etwa 10 % des Lichts emittiert hat. Weil die Zeitauflösung hierbei von der Steigung des Signals abhängt, ist eine möglichst kleine Zeitkonstante wünschenswert.

Die neue Ausleseelektronik löst diesen Konflikt auf, indem sie das ursprüngliche Vorverstärkersignal aufteilt und in zwei separaten Zweigen verarbeitet. Dabei wird das Signal durch pulsformende Verstärker für die jeweilige Anwendung optimiert [Hon15]. Abbildung 4.2 zeigt ein stark vereinfachtes Schaltbild des Aufbaus. Das Teilen und Filtern erfolgt außerhalb des Detektors im Puffer- und Zeitfilter-Modul (BuffTi: BUFFer TIming filter) [Hon15]. Abbildung 4.3 zeigt das einlaufende BuffTi-Signal des Vorverstärkers (schwarz) und die beiden auslaufenden Signale, welche im Zeit- (rot) und dem Energiezweig (blau) weiter verarbeiten werden.

Zusätzlich zum Energie- und Zeitzweig besitzt das Modul einen ungefilterten Ausgang als Vorbereitung für einen Umbau des Energiezweiges (siehe nächster Abschnitt). Vorgesehen und integriert ist außerdem eine schnelle Schaltung, welche kontinuierlich eine analoge Summe der Zeitsignale bildet [Ciu18; Mit20]. Nach einer dreistufigen Kaskade von Summenmodulen liefert diese Erweiterung ein analoges Signal, dessen Amplitude proportional zur deponierten Energie im gesamten Kalorimeter ist. Wenn die DAQ also nur Ereignisse aufzeichnet, welche eine gewählte Energie-Schwelle überschreiten, können niederenergetische Reaktionen und elektromagnetischer Untergrund effektiv unterdrückt werden. Eine Schwelle von 1 GeV bringt zum Beispiel eine Erhöhung von 89 % für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  [Afz13].

### 4.2.1 A/D-Wandlung im Energiezweig

Der Crystal-Barrel-Detektor nutzte zum Digitalisieren des Energiesignals den QDC *1885F* des Herstellers LeCroy. Diese Elektronik wurde mittlerweile stillgelegt, wird hier dennoch kurz beschrieben, weil alle Energiemessungen in der vorliegenden Arbeit damit erfolgten.

Die 96 Kanäle eines QDC-Moduls werden mit je zwei Empfindlichkeiten abgetastet. Die Verteilung auf diese zwei "integrate-and-store"-Schaltkreise erfolgt passiv mit einem Verhältnis von 8:1. Die empfindlichere Schaltung besitzt eine Empfindlichkeit von 50 fC bit<sup>-1</sup>. Entsprechend deckt der zweite Kreis mit 400 fC bit<sup>-1</sup> einen größeren dynamischen Bereich ab [LeC97]. In beiden Kreisen beträgt die Integrationszeit 6  $\mu$ s [Ehm00]. Die resultierenden 192 analogen Spannungen leitet ein Multiplexer nacheinander an einen 12 bit ADC.

Die Elektronik hat neben mangelndem Ersatz folgende Nachteile: Pile-up verfälscht die Messung, da der QDC nicht in der Lage ist Doppelpulse zu erkennen. Weiterhin darf sich die Nulllinie während der Datennahme nicht wesentlich verändern, da sie aus Gründen der Performanz nur zu Beginn eines Runs (etwa einmal in 30 Minuten) bestimmt wird. Der größte Nachteil ist jedoch, dass das Auslesen der QDCs die erreichbare Ereignisrate des Experiments auf etwa  $2 \cdot 10^3$  Ereignisse/s limitiert [Hof18]. Deshalb wurde die nachfolgend beschriebene Elektronik entwickelt, die seit 2021 im Produktionsbetrieb genutzt wird.

#### Der neue Energiezweig

Die QDC-Elektronik wurde durch FPGA basierte Sampling-ADC Module mit 64 Kanälen ersetzt [Mül19]. Ein Sampling-ADC tasten das Eingangssignal mit einer hohen Rate ab und digitalisiert somit die Pulsform. Die Abtastrate der SADCs beträgt 80 MHz. Mit Modifikationen sind 125 MHz erreichbar. Die Auflösung liegt bei 14 bit. Ein Summieren von jeweils vier Samples verbessert die Auflösung auf 16 bit bei einer resultierenden Abtastrate von  $20 \cdot 10^6$  Samples/s.

Der SADC erlaubt es einerseits die vollständige Pulsform für eine spätere Analyse der Ereignisse aufzuzeichnen und zu speichern. Andererseits kann eine interne digitale Signalverarbeitung Informationen wie Nulllinie, Integral und Amplitude des Signals extrahieren. In der Firmware ist auch eine Kombination aus beiden Modi implementiert. Erkennt das Modul einen Doppelpuls, so sendet es die gesamte Pulsform an die Datenakquisition und erlaubt damit eine genaue Dekomposition der Einträge zu einem späteren Zeitpunkt. Bei Einträgen ohne Pile-up extrahiert das Modul die genannten Eigenschaften und leitet lediglich diese weiter [Mül19; Sch16]. Damit wird eine hohe Ereignisrate erreicht und gleichzeitig sichergestellt, dass Pile-up die Messdaten nicht verfälscht. Es wurde gezeigt, dass mit diesem System die angestrebte Ausleserate von etwa  $10 \cdot 10^3$  Ereignissen/s erreichbar ist [Mül19].

### 4.2.2 A/D-Wandlung im Zeitzweig

Unabhängig von den genutzten Modulen zum Digitalisieren analoger Signale ist die Zeitauflösung  $\sigma_t$  zunächst durch die Rauschamplitude  $\sigma_n$  und Anstiegszeit  $\frac{dN}{dt}$  der Signale limitiert [Leo94]:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_n}{\left|\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}\right|}$$

Neben diesem zufälligen und als Jitter bezeichneten Beitrag zur Unsicherheit des Zeitsignals kann auch ein eingesetzter Diskriminator die Auflösung weiter limitieren. Aufgrund der variablen Pulsamplitude besitzt das Ausgangssignal einfacher Schwellendiskriminatoren zum Beispiel einen deterministischen Beitrag zur zeitlichen Unsicherheit. Dieser nachfolgend beschriebene, sogenannte Time Walk kann die





(a) Zwei zur Zeit t = 0 auftretenden Ereignisse deponieren unterschiedlich viel Energie. Die dazugehörenden analogen Signale haben eine unterschiedliche Amplitude und überschreiten die Schwelle (rot) eines Leading-Edge-Diskriminators zu unterschiedlichen Zeiten. Dieser Effekt wird als *Time Walk* bezeichnet.

(b) Signal *C* tritt zu einem späterem Zeitpunkt auf und überschreitet die Schwelle 195 ns nach *A*. Sollen Signale *B* und *A* aus Abbildung (a) als gleichzeitig erkannt werden, so werden auch *C* und *A* als koinzident erkannt. Hierbei handelt es sich um eine *zufällige Koizidenz* nicht korrelierter Ereignisse.



(c) Impulsdiagramm der Schwellendiskriminator-Ausgangssignale *A*, *B* und *C* aus den Abbildungen (a) und (b). Überlappende Signale, werden als koinzident angenommen. Da auf dieser Ebene keine Information über die Energie der Signale vorhanden ist, können die beiden Fälle der echten ((a)) und der zufälligen ((b)) Koinzidenz nicht voneinander unterschieden werden.



Zeitauflösung dominieren. Der Einfluss des Time Walks auf die Koinzidenzbildung wird nachfolgend ebenfalls beschrieben, weil das Suchen von Clustern in der Detektormatrix (Kapitel 9) eine Koinzidenz der Signale voraussetzt.

#### Time Walk und Koinzidenz digitaler Signale

Die Intensität des Szintillatorlichts und damit auch die Amplitude der APD-Signale hat eine konstante Anstiegszeit. Die Amplitude hängt jedoch von der deponierten Energie ab. Die Signale von gleichzeitig aufgetretenen Ereignissen mit unterschiedlicher Energiedeposition überschreiten deshalb die gleiche Schwelle eines Schwellendiskriminators (*Leading-Edge-Diskriminator*) zu unterschiedlichen Zeiten. Dieser Effekt wird als *Time Walk (Zeitversatz)* bezeichnet und ist in Abbildung 4.4(a) skizziert. Sollen zu Trigger-Zwecken beide Signale als gleichzeitig (koinzident) erkannt werden, so muss der Time Walk korrigiert oder berücksichtigt werden.

Berücksichtigen lässt sich der Time Walk durch ein größeres Koinzidenzfenster  $t_{coinc}$ . Liegen zwei oder mehr Signale innerhalb des Fensters, so werden sie als gleichzeitig aufgetreten betrachtet. Abbildung 4.4(c) zeigt ein Impulsdiagramm mit drei digitalen Signalen, wobei das Signal A zu B und zu C

jeweils koinzident ist. Eine Vergrößerung des Koinzidenzfensters hat zur Konsequenz, dass sich auch die Rate zufälliger Koinzidenzen (Abbildung 4.4(b)) erhöht. Der Erwartungswert der Zufälligenrate  $R_z$  kann mit gegebenem  $t_{\text{coinc}}$  und den Ereignisraten einzelner Detektoren  $R_1$  und  $R_2$  berechnet werden [Leo94]:

$$R_{\rm z} = t_{\rm coinc} \cdot R_1 \cdot R_2. \tag{4.1}$$

Mit der alten Ausleseelektronik mit PIN-Photodioden und unter Berücksichtigung der erlaubten Latenz der ersten Trigger-Stufe wurde bei einer Schwelle von 25 MeV eine Rauschtriggerrate von  $R \approx 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  gemessen [Hon09]. Bei einem Koinzidenzfenster von 200 ns und  $R_1 = R_2 = 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  ist also eine Zufälligenrate von  $0.2 \text{ s}^{-1}$  zu erwarten.

Ein Kalorimeter besteht jedoch aus mehr als nur zwei Detektormodulen. Wenn die Ereignisraten der Module zufällig verteilt und klein im Vergleich zu  $\frac{1}{t_{coinc}}$  sind, lässt sich die Rate zufälliger Koinzidenzen des gesamten Kalorimeters durch die Summe aller Kombinationen von zwei aus *N* Detektoren abschätzen. Wenn außerdem alle Detektoren eine ähnliche Rauschtriggerrate haben, folgt mit dem Binomialkoeffizienten:

$$R_{\rm z} = \binom{N}{2} \cdot t_{\rm coinc} \cdot R^2. \tag{4.2}$$

Bei 1320 Detektormodulen und den zuvor genannten Bedingungen von 1 000 Ereignissen/s und einem 200 ns langen Koinzidenzfenster beträgt  $R_z = 174 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ . Die Nutzung eines solchen Trigger-Signals ist nicht sinnvoll, weil die Rate echter Ereignisse deutlich kleiner ist und somit die Datenakquisition zum überwiegenden Anteil durch Rauschen ausgelöst wird.

Im Vergleich dazu wurde in [Hon09] auch ein früher Prototyp der APD-basierten Ausleseelektronik getestet und damit bei deutlich niedrigeren Schwellen (<10 MeV) und einem größeren Koinzidenzfenster (1  $\mu$ s) die Rauschrate des gesamten Detektors auf eine einstellige Anzahl von Ereignissen pro s abgeschätzt. Das bedeutet, dass bei einer Ausleserate von über 1 · 10<sup>3</sup> Ereignissen/s der Anteil zufälliger Koinzidenzen bereits bei unter einem Prozent liegt. Die Rauschriggerrate ist also vernachlässigbar.

Dennoch ist es auch mit der neuen Elektronik nicht sinnvoll ein großes Koinzidenzfenster zu erlauben, weil zwar kein Rauschen, jedoch Einträge aus nicht korrelierten Ereignissen als koinzident erkannt werden. Deshalb ist es sinnvoll den Time Walk zu kompensieren und damit das Koinzidenzfenster zu verkleinern.

### Kompensation des Time Walks

Nach Formel 4.2 lässt sich die Zufälligenrate durch Absenken der Einzelraten verkleinern. Dies wiederum wird durch höhere Diskriminatorschwellen erzielt. Durch zu hohe Schwellen können jedoch Ereignisse verloren gehen, sodass es auch wichtig ist den Time Walk und damit das Koinzidenzfenster zu minimieren.

Zur Reduzierung des Time Walks wird häufig ein Constant-Fraction-Diskriminator (CFD<sup>1</sup>) genutzt. Der CFD nutzt aus, dass trotz variabler Amplitude Szintillatorsignale die gleiche Anstiegszeit  $t_a$  besitzen. Intern wird das Signal zunächst in zwei Pfade aufgeteilt. Im ersten Pfad wird es invertiert und um  $t_d < t_a$  verzögert. Im zweiten Pfad wird es um einen Faktor *a* abgeschwächt. Anschließend werden die beiden analogen Signale addiert. Dadurch entsteht ein bipolares Signal, das einen Nulldurchgang mit negativer Steigung besitzt. Abbildung 4.5(a) zeigt den simulierten Verlauf eines Zeitzweigsignals durch die beiden CFD-Pfade und deren analoge Summe. Bei geschickter Wahl von *a* und  $t_d$  geschieht dies (wegen der konstanten Anstiegszeit) unabhängig von der Maximalamplitude zum gleichen Zeitpunkt. Abbildung 4.5(b) zeigt dazu das bipolare Summensignal für Eingangssignale verschiedener Amplituden.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> es wird nachfolgend der englische Fachbegriff genutzt. Das Modul wird selten in deutschsprachiger Literatur auch als Proportionaldiskriminator bezeichnet.



Abbildung 4.5: (a): interne CFD-Signale: Das abgeschwächte Eingangssignal (blau), das invertierte und verzögerte Signal (grün) sowie die resultierende analoge Summe (orange). (b): Die analoge Summe von Eingangssignalen verschiedener Amplituden. Die verarbeiteten Zeitsignale eines Prototypen wurden mit einem Oszilloskop aufgezeichnet und zur Veranschaulichung anschließend digital verarbeitet.

Sowohl die gezeigten Signale, als auch der eigentliche Nulldurchgang erfolgen dort zum gleichen Zeitpunkt. Überschreitet weiterhin das Eingangssignal eine voreingestellte Schwelle, so generiert der CFD zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs ein Ausgangssignal.

Wie gut ein CFD mit der geforderten geringen Latenz (siehe Kapitel 9.1) den Walk von Zeitsignalen kompensiert, wurde in einer Bachelor Arbeit untersucht [Blo12]. Im Vergleich zum gewählten und nachfolgend beschriebenen Ansatz mit einem Zwei-Schwellen-Diskriminator hatte ein CFD einen 10 ns geringeren Time Walk. Die Latenz war jedoch um 50 ns höher. Außerdem ist eine CFD-Schaltung deutlich komplexer, sodass eine geringere Kanaldichte des damals zu entwickelnden Moduls zu erwarten war. Aus diesen Gründen wurde beschlossen im Zeitzweig des Crystal-Barrel das Digitalisieren der Signale mit einem Zwei-Schwellen-Diskriminator [Hon09] vorzunehmen.

Wie der Name es schon sagt, vergleicht ein Zwei-Schwellen-Diskriminator das Eingangssignal mit zwei unabhängigen Komparatorschwellen. Bei der Messung in [Blo12] wurde der folgend skizzierte und in [Hon09] vorgeschlagene Algorithmus zur Reduzierung des Time Walks genutzt: Die Schwelle des ersten Komparators (*A*) wird auf eine Amplitude gesetzt, die geringfügig überhalb des Nulllinienrauschens liegt. Am zweiten Komparator (Schwelle *B*) wird die minimal zu akzeptierende Amplitude eingestellt. Sie entspricht also der Schwelle eines Leading-Edge-Diskriminators. Wenn das Eingangssignal die Schwelle *A* überschreitet, generiert das Modul nach einer festen Verzögerung ein internes Signal. Dieses Signal wird anschließend ausgegeben, jedoch nur dann, wenn das Eingangssignal in der Zwischenzeit auch die Schwelle *B* überschritten hat. Wie Abbildung 4.6 andeutet, reduziert dieser Algorithmus den Time Walk des Ausgangssignals auf den kleineren Walk der Schwelle *A*. Das neu entwickelte Diskriminatormodul ist im nachfolgendem Abschnitt beschrieben. Eine verbesserte Methode zur Korrektur des Time Walks wird in Kapitel 7 präsentiert.



Abbildung 4.6: Zwei beispielhafte Eingangssignale (grün und orange). Der Zwei-Schwellen-Diskriminator erzeugt beim Überschreiten der niedrigeren Schwelle *A* (rot) ein verzögertes Ausgangssignal. Es wird jedoch nur dann ausgegeben, wenn auch die Schwelle *B* (blau) überschritten wurde. Damit reduziert sich der gesamte Time Walk auf den der niedrigen Schwelle. Im gezeigten Fall sind es 26 ns.

## 4.3 Das neue CB-Diskriminatormodul

Der Zwei-Schwellen-Diskriminator ist ein FPGA-basiertes VME-Modul, das im Rahmen des Umbaus entwickelt wurde [Hon17b]. Es wird nachfolgend detailliert vorgestellt, weil die Entwicklung einer Firmware für das Modul der zentrale Teil der vorliegenden Arbeit war.

Abbildung 4.7 zeigt das Modul und hebt die wichtigsten Komponenten hervor. In Abbildung 4.8 ist ein Blockdiagramm dargestellt. Der Diskriminator besitzt 92 Kanäle und verarbeitet die Trefferinformation von bis zu vier Submodulen des Detektors, die auch Sicheln genannt werden. Der VMEbus-Standard erlaubt am P2-Anschluss 64 benutzerdefinierte Signale. Das Board benutzt diese und ermöglicht damit eine Board-zu-Board Kommunikation.

### 4.3.1 Analogteil des Diskriminators

Über den sogenannten MRJ21-Anschluss werden BuffTi-Module (Abschnitt 4.2) und Diskriminatoren miteinander verbunden. Am Eingang des Moduls wandeln Baluns die differenziellen und unsymmetrischen Signale des Puffer- und Zeitfilters in symmetrische Single-Ended-Signale. Diese werden anschließend aufgeteilt und mit jeweils zwei Komparatoren digitalisiert. Die Komparator-Schwellen sind über Digital-Analog-Wandler (DAC) in einem Bereich von -2,048 to 2,048 V einstellbar, sodass die 14 bit Auflösung der DACs einem LSB von  $250 \,\mu$ V entsprechen. Ein eingebauter 24 bit ADC kann neben Versorgungs- und Referenzspannungen auch die eingestellten Schwellen digitalisieren und somit überwachen. Sowohl die DACs als auch der ADC sind an das FPGA (Abschnitt 4.3.3) über die serielle Schnittstelle SPI<sup>2</sup> angebunden. Der Prototyp einer Software-gestützten Ansteuerung der DACs, ADCs und weiterer Peripherie wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit [Fix15] entwickelt. Eine Methode zur Kalibrierung der Schwellen ist in Kapitel 6 beschrieben.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> SPI: Serial Periphery Interface



Abbildung 4.7: Der Zwei-Schwellen-Diskriminator



Abbildung 4.8: Blockdiagramm des CB-Diskriminators. Das Modul verarbeitet 92 Kanäle mit jeweils zwei Schwellen. DACs setzten die Schwellen. Ein ADC ist zur Überwachung der Schwellen und Versorgungsspannungen vorhanden. Die Ansteuerung erfolgt über den VMEbus. Die Kommunikation mit dem VME-Controller ist im CPLD-Baustein implementiert. Über den P2-Bus kommunizieren Diskriminator-Boards untereinander. Alle Diskriminatoren werden mit einer gemeinsamen, stabilen Frequenz versorgt.

### 4.3.2 Taktmanagement

Das FPGA kann einen Taktmanager konfigurieren und so die Taktquelle des Diskriminators auswählen. Ein vereinfachtes Blockdiagramm der Schaltung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Als Taktquelle können ein interner 100 MHz Quarzoszillator und vier weitere, externe Quellen genutzt werden. In Abbildung 4.9 sind diese mit P2 und EXT1/2/3 bezeichnet. Der Ausgang der Schaltung wird als Systemtakt des FPGAs und der VME-Schnittstelle im CPLD verwendet. Ein gemeinsamer Takt der beiden Komponenten sorgt für eine synchrone Datenübertragung zwischen ihnen und vereinfacht damit das parallele Senden der Daten. Der Taktmanager sorgt dafür, dass immer eine valide Konfiguration vorliegt und das



Abbildung 4.9: Der Taktmanager

Schalten frei von Glitches abläuft. Fällt zum Beispiel die ausgewählte externe Quelle aus, oder wird der Taktmanager deaktiviert, schaltet er automatisch auf den internen Oszillator um. Im Normalbetrieb nutzen jedoch alle Module eine gemeinsame, externe Taktquelle, die jeweils am P2 Eingang ankommt (siehe Abschnitt 9.3.3).

### 4.3.3 FPGA

Herzstück des Diskriminators ist ein *Field Programmable Gate Array* Chip (FPGA). Wie der Name schon sagt, ist dieser Logikbaustein programmierbar und damit sein Verhalten veränderbar. Dies ist insbesondere auch nachdem das Zielgerät produziert wurde (im Feld) möglich.

Die Aufgabe des Moduls, die Zeitmessung und Mustererkennung in den 92 Kanälen (vergleiche Kapitel 5) kann auch in einer anwendungsspezifischen integrierten Schaltung (ASIC<sup>3</sup>) realisiert werden.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> ASIC: Application Specific Integrated Circuit

Im Gegensatz zu FPGAs ist das Verhalten eines ASICs mit seiner Herstellung jedoch festgelegt, da die integrierten Komponenten fest miteinander verdrahtet sind. Wird zu einem späteren Zeitpunkt ein Fehler entdeckt, der behoben werden muss, oder soll die Funktionalität erweitert werden, hat dies die Herstellung eines neuen Chips zur Konsequenz. Diesem Nachteil von ASICs steht der Vorteil gegenüber, dass bei ihrer Entwicklung nicht nur die Verdrahtung, sondern auch die Komponenten frei gewählt und auf dem Halbleiter-Die platziert werden können. Je nach Zielvorgabe sind damit in der Regel höhere Geschwindigkeiten, ein geringerer Platzbedarf oder eine geringere Leistungsaufnahme erreichbar.

Der Cluster-Finder-Algorithmus des Vorgängers FACE ist in einem ASIC implementiert (Kapitel 3.2.3). Als Grund ist die Flexibilität beim Entwurf der Elektronik genannt [Fle01]. Moderne FPGAs, wie der eingesetzte *Spartan 6 LX150* [DS160], bieten jedoch ausreichend Ressourcen und sind ebenfalls leistungsfähig genug, um die gestellten Anforderungen (siehe Kapitel 9.1 und 8.1) zu erreichen. Aus diesem Grund wurde eine FPGA-basierte Lösung verwendet, da hier auch eine Erweiterbarkeit des Systems bestehen bleibt.

Die beiden **Hauptkomponenten von FPGAs** sind einerseits Logikzellen und andererseits eine konfigurierbare Infrastruktur zur Verbindung der Zellen untereinander (Interconnect). Eine einfache **Logikzelle** (Abbildung 4.10) besteht ihrerseits aus einer frei konfigurierbaren **Lookup-Tabelle** (LUT), die den boolschen Wert mehrerer Eingänge über eine Wahrheitstabelle auf den Zustand eines Ausgangs abbildet und damit beliebige logische



Abbildung 4.10: Vereinfachter Aufbau einer FPGA-Logikzelle, bestehend aus Logikzelle und Flipflop

Funktionen implementiert. Als Beispiel sei hier die logische UND-Verknüpfung genannt, die den Zustand der zwei Eingänge a und b auf das Ergebnis  $o = a \wedge b$  abbildet. Bei dieser Funktion hat der Ausgang o den logischen Wert '1' wenn a und b den Wert '1' haben, sonst den Wert '0'. Weiterhin beinhalten Logikzellen D-**Flipflops**, die zum Speichern von Daten und Zuständen dienen. Ein Multiplexer leitet entweder den Ausgang der LUT oder des Flipflops an den Ausgang der Zelle. Moderne FPGAs enthalten Tausende bis Millionen solcher Logikzellen, die neben LUTs und Flipflops auch andere Elemente enthalten. Eine Beschreibung der Basiszellen des Spartan 6 findet sich in [UG384].

Der **Interconnect** verbindet Zellen und weitere Peripherie des FPGAs untereinander. Eine Verbindung mit Eingabe/Ausgabe-Blöcken ist ebenfalls möglich. Damit wird eine Kommunikation mit der Außenwelt ermöglicht.

Neben Logikzellen und dem Interconnect besitzen FPGAs weitere dedizierte Komponenten. Nachfolgend ist lediglich eine Auswahl kurz vorgestellt, die in der vorliegenden Arbeit an zentralen Stellen genutzt werden.

**Taktpuffer** sind dafür ausgelegt ein Taktsignal im FPGA zu verteilen. Sie sind notwendig, weil ein Takt sehr viele Komponenten (Fanout) mit möglichst geringer zeitlicher Unsicherheit (skew) erreichen muss. Dazu sind Puffer an einen dedizierten Interconnect angeschlossen, welcher sie mit den Takteingängen der internen Bauteile verbindet.

Der Spartan 6 besitzt einerseits Puffer, die ein Taktsignal global über den gesamten FPGA verteilen können. In der verwendeten Ausführung liegt die maximale Frequenz dieser *BUFG*-Puffer bei 400 MHz. Andererseits gibt es auch die lokalen *BUFPLL*-Puffer, welche eine Frequenz von bis zu 1 080 MHz verteilen können. Eine Beschreibung dieser und weiterer Pufferarten liefert [UG382]. Deren Spezifikationen listet [DS162] auf. Spartan 6 besitzt also mehrere Taktpuffer und Interconnects, sodass Teile des FPGA mit unterschiedlichen Taktfrequenzen betrieben werden können. Der zu einer gegebenen Taktrate gehörende Teil der Schaltung, wird als eine Takt- oder Clock-Domäne bezeichnet. Im entwickelten TDC werden mehrere Puffer genutzt und damit Takt- und andere Signale im FPGA verteilt. Die Verteilung

von nicht-Taktsignalen mithilfe dieser Puffer hat es zum Beispiel erst ermöglicht, die geforderte hohe Kanaldichte zu erreichen (siehe Kapitel 8).

Eine **Phasenregelschleife** (*PLL*<sup>4</sup>) erzeugt aus einer eingehenden Frequenz  $f_{IN}$  die Frequenz  $f_{OUT}$ . Neben der Möglichkeit einen Takt von Außen über integrierte Puffer unmittelbar an die Schaltung zu führen, kann der Spartan 6 mithilfe mehrerer PLLs daraus zuerst andere Frequenzen  $f_{OUT}$  synthetisieren und diese verwenden. In der vorliegenden Arbeit wird zum Beispiel eine PLL eingesetzt, um aus einer Grundfrequenz von 100 MHz zunächst 200 MHz und anschließend mit einer weiteren PLL 800 MHz zu erzeugen (siehe Abschnitt 8.4.3).



Abbildung 4.11: Vereinfachtes Blockdiagramm einer Phasenregelschleife

Ein vereinfachtes PLL-Blockdiagramm ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Hauptkomponenten sind ein spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) und ein Phasenkomparator. Der Phasenkomparator vergleicht jeweils Frequenz und Phase des eingehenden und generierten Taktes. Im Fall einer Abweichung wird die Spannung des VCO und damit  $f_{OUT}$  so weit verändert, bis beide Frequenzen übereinstimmen und keine Phasenverschiebung besitzen. Die beiden Frequenzteiler M und N am Eingang des Phasenkomparators erlauben das eigentliche Verändern der Ausgangsfrequenz, indem sie nur jeden M-ten beziehungsweise N-ten Takt weiterleiten und so die jeweilige Eingangsfrequenz im Verhältnis 1:N und M:1 teilen. Folgende Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen den beiden [DS162]:

$$f_{\rm OUT} = \frac{N}{M} \times f_{\rm IN}$$

Zwischen VCO und Phasenkomparator befindet sich außerdem ein Schleifenfilter, eine Komponente, die abrupte Änderungen filtert und damit den Jitter von  $f_{OUT}$  im Vergleich zu  $f_{IN}$  reduziert. Ein möglichst Jitter-freier Takt ist insbesondere für die Zeitmessung wichtig (siehe Abschnitt 8.4.3).

Ein Teil der Lookup-Tabellen im Spartan 6 kann im Betrieb seinen Inhalt ändern und damit nicht nur statische Daten speichern, sondern auch als  $RAM^5$  agieren. Eine LUT mit 5 Eingängen besitzt entsprechend 32 adressierbare Speicherzellen, die jeweils ein Bit speichern ( $32 \times 1$ ). Mehrere LUTs lassen sich zu einem sogenannten **Distributed RAM** zusammenfassen und bieten damit RAM variabler Breite<sup>6</sup> und Tiefe<sup>7</sup>.

Für größere Datenmengen ist Distributed RAM nur bedingt geeignet, da er vergleichsweise viele Ressourcen beansprucht. Außerdem sinkt mit steigender Größe die Performanz des Speichers, weil dieser über einen wachsenden Bereich des Chips verteilt werden muss. Hierbei müssen Signale über größere Distanzen ausgetauscht werden, sodass die maximale Taktrate sinkt.

Spartan 6 besitzt für diesen Fall dedizierte **BlockRAM**-Speicherelemente [UG383]. Diese Bausteine können jeweils bis zu 18 Kibit speichern, wobei verschiedene Kombinationen aus Tiefe und Breite erlaubt sind [UG383]. Es ist möglich simultan und unabhängig voneinander lesend und schreibend auf den BlockRAM zuzugreifen. Dafür besitzt er zwei identische Schnittstellen, auch Ports genannt. Der

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> PLL: Phase-Locked Loop

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> RAM: Random-Access Memory

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Anzahl der gespeicherten Bits pro Speicherzelle im RAM

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Anzahl der adressierbaren Speicherzellen im RAM



Abbildung 4.12: Vereinfachtes Blockdiagramm eines Deserialisierers mit Verhältnis 1:4.

entwickelte TDC schreibt zum Beispiel Daten über den Port A des BlockRAM-Bausteins mit einer Taktfrequenz. Mit einem anderen Takt liest die Komponente über Port B die Daten später aus (siehe Abschnitt 8.4.4).

Je nach Modell und Ausführung besitzen FPGAs einige bis hunderte Pins zur Kommunikation mit der Außenwelt. Hier gibt es einerseits Spannungsversorgungs- und Steuerpins, die jeweils eine spezielle Aufgabe übernehmen. Andererseits gibt es Pins, welche der implementierten Logik zur Verfügung stehen (user I/O). Zwischen jedem dieser physischen I/O-Pins und der FPGA-Logik befindet sich beim Spartan 6 eine sogenannte **Ein-/Ausgabe Kachel** (I/O Tile) [UG381]. Darin ist pro Pin ein I/O-Block integriert, welcher wiederum Treiber zum Ausgeben und Puffer zum Empfangen von Signalen beinhaltet. Weiterhin sind in den Kacheln des Spartan 6 sogenannte *IODELAY2*-Blöcke zur individuellen Verzögerung der Signale enthalten. Diese Verzögerungsbausteine werden bei der parallelen Datenübertragung genutzt, um Laufzeitunterschiede über Leitungen ungleicher Länge zu kompensieren. Einzelne Signale können dabei maximal um etwa 10 ns verzögert werden [DS162]. Verzögerungsbausteine werden bei der Kommunikation der Diskriminatormodule untereinander genutzt (siehe Abschnitt 9.3.1).

Daneben enthalten die I/O-Tiles Komponenten zum Serialisieren gesendeter Daten (*OSERDES2*-Block) und zum Deserialisieren empfangener Daten (**ISERDES2-Block**). Ein vereinfachtes Schaltbild eines Deserialisierers mit einem Verhältnis von 1:4 ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Das Verhältnis 1:4 bedeutet, dass innerhalb eines Taktes vier Bits empfangen werden. Dazu tastet der Deserialisierer das Eingangssignal mit der vierfachen Frequenz ( $CLK_{x4}$ ) des Grundtaktes (CLK) ab. Mit jeder steigenden Flanke des Taktes propagiert das Eingangssignal in Abbildung 4.12 einen Flipflop weiter. Mit der steigenden Flanke von CLK speichern vier weitere Flipflops die empfangenen Bits und geben sie damit als Q<sub>1</sub> bis Q<sub>4</sub> parallel an die FPGA-Schaltung weiter. Anschließend wiederholt sich der Prozess. Das Senden der Daten funktioniert ähnlich. Hier wird ein Schieberegister verwendet, das parallel angelegte Daten seriell über die Leitung sendet. Deserialisierer werden im TDC zur Verbesserung der Zeitauflösung eingesetzt (siehe Abschnitt 8.4.2).

**Programmieren des FPGA** Das Verhalten des FPGA ist frei programmierbar. Dies erfolgt durch das Laden einer Konfigurationsdatei (Firmware) in den statischen RAM des FPGA. Dieser RAM-Inhalt bestimmt einerseits den Inhalt der LUTs und das Verhalten der integrierten FPGA-Bausteine. Andererseits wird mit dem Inhalt der Interconnect und damit die Verbindung der Bausteine untereinander gesteuert.

Das Senden der Firmware zum FPGA kann beim Diskriminator über den VMEbus erfolgen. Dazu befindet sich zwischen dem FPGA und dem VME-Controller ein CPLD (Complex Programmable Logic Device). Dies ist ebenfalls ein programmierbar Logikbaustein, in welchem kleinere logische Schaltungen implementierbar sind. Die CPLD-Konfiguration ist dabei in einem internen, nicht-flüchtigen Speicher abgelegt. Das CPLD vereinfacht neben dem Firmware-Laden auch die Kommunikation über den VMEbus.

Dazu exponiert es an das FPGA nur die wesentlichen Signale und implementiert intern die Details der VME-Kommunikation.

Das Erstellen einer Firmware für ein FPGA kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. FPGA-Hersteller bieten dazu eine Software-Toolchain für ihre Produkte an. Xilinx bietet für der Spartan 6 das Softwarepaket *PlanAhead* an [UG632]. Das Verhalten des FPGA kann hier in einer abstrakten Hardwarebeschreibungssprache, wie VHDL<sup>8</sup> oder Verilog beschrieben werden.

Die Software erstellt daraus zunächst eine Netzliste auf der Registertransferebene (englisch Register Transfer Level, RTL). Auf dieser Ebene beschreibt ein Datenfluss zwischen allgemeinen, logischen Komponenten das Verhalten der Schaltung. Ist dieser Schritt erfolgreich, übersetzt die Toolchain in einem mehrschrittigen Prozess die RTL-Netzliste in eine Firmware für die vorgegebene, konkrete Ausführung eines FPGA.

Der Übersetzungsprozess ordnet dabei den abstrakten RTL-Bausteinen zunächst Zielarchitektur-Hardware wie LUTs, Flipflops oder PLLs zu. Im nächsten Schritt ordnet ein Programm diesem Netz von Verbindungen zwischen Hardwareblöcken einerseits konkrete Bausteine im FPGA zu. Andererseits konfiguriert es den Interconnect und schätzt dann die Signallaufzeit ab. Der Prozess muss dabei die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Signalen im FPGA und Durchlaufzeiten durch Bauteile beachten, um eine geforderte Performanz auch unter Extrembedingungen zu erreichen. Zu diesen, sogenannten PVT-Bedingungen zählen: hoher Energieverbrauch des Bausteins (P), niedrige Versorgungsspannungen (V) und eine hohe Umgebungstemperatur (T).

Dies ist ein großer Unterschied zu Computerprogrammen. Erreicht ein Programm, zum Beispiel nur 50 % der zuvor spezifizierten Leistung, so läuft es doppelt so lange, liefert aber in der Regel dennoch korrekte Ergebnisse. Andere, parallel dazu ausgeführte Programme werden dadurch nicht beeinflusst. Bei Prozessen in FPGAs ist dies nicht der Fall. Erreicht zum Beispiel ein Signal sein Ziel-Flipflop zu spät, läuft der so implementierte Prozess noch immer genauso schnell, liefert aber falsche Ergebnisse. In solchen Fällen muss das Design entweder optimiert werden oder das gesamte FPGA mit einem geringeren Takt betrieben werden. Dies kann dann also auch Bereiche treffen, die mit dem ursprünglichen Prozess sonst nichts gemeinsam haben.

Kern der vorliegenden Arbeit war die Erstellung einer Firmware für das FPGA des Diskriminatormoduls. Die notwendige Funktionalität und die Anforderungen daran beschreibt das folgende Kapitel 5. Die CPLD-Firmware wurde vom kommerziell verfügbaren VFB6-Modul [ELB] adaptiert [Hon17b].

## 4.4 Zusammenfassung

Nach einem Umbau des Crystal-Barrel Detektors konvertiert eine APD-basierte Elektronik das Szintillatorlicht der Kristalle in analoge Signale. Eine Temperatur-stabilisierte Kühlung und aktive Frontend-Elektronik stabilisieren den intrinsischen APD-Verstärkungfaktor. Noch im Frontend wird das APD-Signal weiter verstärkt und dann an die Backend-Elektronik außerhalb des Detektors gesendet. Buffer Timing Filter teilen im Backend das Signal in einen Energie- und einen Zeitzweig auf und optimieren mit Bandpassfiltern die Eigenschaften der jeweiligen Ausgangssignale. Damit wird gleichzeitig eine gute Energie- und Zeitauflösung erreicht.

Im Zeitzweig wird ein neu entwickelter Diskriminator eingesetzt, welcher Signale von bis zu 92 Kristallen verarbeitet. Jeder der Eingänge wird mit je zwei Komparatoren digitalisiert und an das FPGA auf dem Board gegeben. Im Vergleich zu ASICs haben FPGAs den Vorteil, dass ihre Funktionalität auch nach erfolgter Produktion verändert werden kann. Das nächste Kapitel beschreibt und spezifiziert die

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> VHDL (VHSIC Hardware Description Language), eine high-level Sprache zur Beschreibung von Hardwareverhalten

notwendigen Funktionsblöcke, damit die neuen Diskriminatormodule Zeitstempel einzelner Einträge digitalisieren und die Summe der gefundenen Cluster an die erste Trigger-Stufe senden können.
# KAPITEL 5

## Spezifikation der Diskriminator-Firmware

Jedes Diskriminatormodul digitalisiert mit je zwei Schwellen die Trefferinformation von 92 Kristallen. Die wichtigste Aufgabe der Module ist das Finden und das Addieren der Cluster in der Detektormatrix. Eine möglichst genaue Clustersumme mit geringer Latenz ist dabei die zentrale Anforderung an den neuen Aufbau. Auf die Genauigkeit der Clustersumme wird im Abschnitt 9.2 eingegangen. Im vorliegenden Kapitel wird zunächst die erlaubte Cluster-Finder-Latenz behandelt. Sie ist der zentrale Punkt auf der Liste der Spezifikationen. Dazu zeigt Abschnitt 5.1 eine Messung, mit welcher die Latenz ermittelt wurde. Dort sind anschließend auch Schritte zu ihrer Erhöhung skizziert, weil bereits zum Zeitpunkt der Messung bekannt war, dass diese erhöht werden muss, um den Crystal-Barrel-Detektor in in den Trigger-Pfad integrieren zu können.

Das Finden und Summieren der Cluster im FPGA erfolgt in einer Signalverarbeitungskette mit mehreren Firmware-Komponenten. Daneben wurde vorgesehen einen TDC und eine Komponente zur Steuerung der Diskriminatorschwellen in die Firmware zu integrieren. Abschnitt 5.2 zeigt die einzelnen Komponenten der FPGA-Firmware und spezifiziert allgemeine Anforderungen an diese.

#### 5.1 Erlaubte Latenz

Registriert die MiniTAPS-Elektronik (NTEC genannt) ein Ereignis in einem Kanal, so startet sie dort automatisch die Energie- und Zeitmessung. Anschließend erwartet dieser Kanal eine positive Trigger-Entscheidung innerhalb eines Zeitfensters von 250 to 750 ns nach dem Registrieren. Trifft in dieser Zeit ein Trigger-Signal ein, so wird das Ereignis digitalisiert. Bleibt es jedoch aus, so bricht die Elektronik das Digitalisieren ab, setzt den entsprechenden Kanal zurück und wartet auf das nächste Ereignis [Dre04].

Im Hinblick auf die maximal erlaubte Cluster-Finder-Latenz  $t_{max,cf}$  liegt der zeitkritische Pfad deshalb zwischen dem Cluster-Finder und der NTEC-Elektronik. Die Clustersumme muss dem Trigger so schnell zur Verfügung gestellt werden, dass dieser die Information verarbeiten und ein Signal an die TAPS-Elektronik senden kann. Dieses Signal muss alle NTEC-Module nicht später als 750 ns nach einem Ereignis erreichen. Es ist einleuchtend, dass diese 750 ns nicht vollständig dem Cluster-Finder als erlaubte Latenz zur Verfügung stehen, weil Kabel und weitere Elektronik im zeitkritischen Pfad das Zeitbudget reduzieren.

Nachfolgend ist das Ergebnis einer Messung dargestellt, mit welcher die erlaubte Latenz und die (vorher unbekannten) Beiträge einzelner Komponenten bestimmt wurden. Abschnitt 5.1.3 stellt auf Basis dieser Messung unternommene Maßnahmen vor, um die erlaubte Latenz zu erhöhen.



Abbildung 5.1: Latenz der Komponenten im Trigger-Zweig des alten Aufbaus (Stand: Januar 2016). In rot dargestellt ist der zeitkritische Pfad zwischen dem Cluster-Finder und der NTEC-Elektronik, welcher die Latenz des Cluster-Finders limitiert. Im Gegensatz dazu erhöht die grün dargestellte Laufzeit der TAPS-Signale die erlaubte Latenz. Die blau dargestellten Zeiten zwischen den NTEC-Modulen und dem Trigger-Modul liegen nicht im zeitkritischen Pfad des Cluster-Finders und schränken entsprechend die erlaubte Latenz nicht ein. Die Latenz des Zeitzweiges (vergleiche Abschnitt 5.1.2) wird hier dargestellt, um eine Abschätzung für die erlaubte Cluster-Finder.

#### 5.1.1 Latenz im alten Aufbau

Die Signallaufzeiten im zeitkritischen TAPS-Trigger-Zweig wurden im Januar 2016 bestimmt. Sie sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Messung erfolgte mit einem Oszilloskop. Die Ablesegenauigkeit lag dabei bei etwa 5 %. Mit dieser Messung konnte eine maximal erlaubte Latenz des Cluster-Finders  $t_{\text{max,cf}}$  abgeschätzt werden:

| <i>t</i> <sub>max,ntec</sub>                 |   | 750 ns |
|--|---|--------|
| $t_{taps \rightarrow ntec}$                  | + | 9 ns   |
| t <sub>trigger</sub>                         | - | 187 ns |
| $t_{\text{trigger} \rightarrow \text{ntec}}$ | - | 180 ns |
| t <sub>max,cf</sub>                          |   | 392 ns |

Hierbei ist  $t_{taps \rightarrow ntec}$  die Laufzeit der analogen Signale vom MiniTAPS-Detektor zur MiniTAPS-Elektronik. Die NTEC-Module beginnen das Digitalisieren erst nach dem Eintreffen des Signals, sodass sich diese Verzögerung positiv auf die erlaubte Latenz auswirkt. Negativ wirkt sich hingegen  $t_{trigger}$  aus. Dies ist die Zeit, welche der Trigger für die Entscheidung und deren internes Verteilen benötigt. Anschließend muss das Signal an die MiniTAPS-Elektronik gesendet und dort ebenfalls verteilt werden. Diesen Anteil beschreibt die Zeit  $t_{trigger \rightarrow ntec}$ . Sie enthält die Laufzeit vom Trigger- zum MiniTAPS-Rack und die Verzögerung durch das sogenannte TAPS-FPGA Modul. Dieses Modul kontrolliert den Trigger-Pfad des MiniTAPS-Detektors und versetzt die Elektronik in einen nicht-gekoppelten (standalone) oder den gekoppelten DAQ-Betriebsmodus. Die Firmware dieses Moduls wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt, wird jedoch nachfolgend nicht beschrieben.

Im alten Aufbau vergingen zwischen dem Eintreffen eines Photomultiplier-Signals an den NTEC-Modulen bis zum Vorliegen dieser Information am Trigger  $t_{\text{ntec} \rightarrow \text{trigger}} = 235 \text{ ns.}$  Somit betrug die



Abbildung 5.2: TDC-Spektrum mit der im ursprünglichen Aufbau (a) und einer zusätzlichen Verzögerung von 130 ns zwischen den NTEC-Elektronik und dem Experiment-Trigger (b). Negative Zeiten entsprechen früheren Zeiten. Beide Messungen wurden während einer Teststrahlzeit 2016 aufgezeichnet. Die Überhöhungen hinter dem Prompt-Peak stammen von einem Testpulser.

Gesamtlatenz im Trigger-Pfad des MiniTAPS-Detektors etwa:

$$t_{\text{ntec} \to \text{trigger}} + t_{\text{trigger} \to \text{ntec}} \approx 600 \,\text{ns.}$$
 (5.1)

Eine zusätzliche Latenz von weniger als 150 ns war demnach erlaubt, ohne dass Daten verloren gehen. Dem Cluster-Finder erlaubte dies, wie bereits gezeigt, eine maximale Latenz von etwa 390 ns. Dieses Ergebnis wurde während einer Teststrahlzeit im Februar 2016 mit einer unabhängigen Messung überprüft.

Dazu wurde eine zusätzliche Verzögerung von 130 ns zwischen der NTEC-Elektronik und dem Trigger (blauer Pfad in Abbildung 5.1) eingefügt. Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis der Messung in Form eines TDC-Spektrums des MiniTAPS-Detektors. Hierbei ist in Abbildung 5.2(a) zunächst das ursprüngliche Spektrum (ohne Verzögerung) dargestellt. Die Zeitfenster der Module überlappen etwa im Bereich von –135 to 180 ns. Außerhalb dieses Intervalls fällt die Anzahl der unkorrelierten Einträge langsam auf Null ab, weil das Trigger-Signal dort einzelne Module zu früh oder zu spät erreicht. Die Überhöhungen im positiven Bereich (zeitlich später) stammen von einem Testpulser und sind hier nicht relevant. Abbildung 5.2(b) zeigt, dass der Prompt-Peak auch mit der zusätzlichen Verzögerung von 130 ns vollständig sichtbar bleibt. Dieser verschwand in manchen NTEC-Modulen bei einer Verzögerung von 150 ns, weil dann das Trigger-Signal und die Prompt-Peak-Einträge zeitlich weiter als (die erlaubten) 750 ns auseinander liegen, sodass die entsprechenden NTEC-Kanäle noch vor dem Auslesen zurückgesetzt werden.

Weil der Prompt-Peak teilweise nach einer zusätzlichen Verzögerung verschwindet, validiert dies die Korrektheit der unabhängig bestimmten Summe aus Gleichung 5.1. Daraus kann zwar nicht geschlossen werden, dass auch die einzelnen Summanden korrekt sind, jedoch zeigt die Messung, dass keine signifikanten Beiträge fehlen. Entsprechend kann auch die Abschätzung  $t_{\text{max,cf}} \approx 390$  ns als valide angenommen werden. Wie bereits erwähnt, steht diese Zeit dem Cluster-Finder-Algorithmus nicht vollständig zur Verfügung. Zum Beispiel muss hier die Laufzeit der Crystal-Barrel-Signale berücksichtigt werden. Diese Latenz wird im folgenden Abschnitt behandelt.

#### 5.1.2 Latenz des Zeitzweiges

Wie zuvor beschrieben, musste das Signal eines Detektors im alten Aufbau in weniger als 390 ns am Trigger eintreffen. Im Hinblick auf den Cluster-Finder müssen in dieser Zeit die analogen Detektor-Signale zunächst die neuen Diskriminatormodule erreichen. Dort müssen sie digitalisiert werden. Ihre Anstiegszeit wirkt sich dabei auf die Latenz aus, welche dem Cluster-Finder anschließend zur Verfügung steht. Beide Zeiten, die Lauf- und die Anstiegszeit wurden mit der nachfolgend dargestellten Messung bestimmt.

Für die Messung wurde ein Crystal-Barrel-Modul mit der neuen Ausleseelektronik und ein MiniTAPS-Detektormodul übereinandergelegt. Die analogen Signale wurden mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Dabei entsprachen die Kabellängen denen aus dem tatsächlichen Aufbau. Es wurde jedoch ein BuffTi-Prototyp (Kapitel 4.2) verwendet, welcher eine 20 ns kleinere Zeitkonstante im Zeitzweig hat. Die größere Zeitkonstante im finalen Aufbau hat einerseits zur Folge, dass die Anstiegszeit um 50 ns höher ausfällt. Damit wird jedoch andererseits eine Verbesserung des Signal-zu-Rauschen Verhältnisses erreicht [HKM+22].

Abbildung 5.3 zeigt ein Ereignis, bei dem sowohl im MiniTAPS-Modul (rot) als auch im Crystal-Barrel-Modul (blau) Energie deponiert wurde. Es ist zu sehen, dass die analogen Zeitsignale die Elektronik nach einer Laufzeit  $t_{cb\rightarrow cf} = 70$  ns erreichen. Ebenfalls sichtbar ist die Anstiegszeit  $t_{rise}$  des analogen CB-Zeitsignals. Nach etwa 200 ns erreicht es 90 % seiner Amplitude. Im finalen Aufbau ist die Anstiegszeit (0 % auf 100 % der Amplitude) im Vergleich dazu um 50 ns höher. Für das Erreichen von 90 % braucht das Signal also etwa 235 ns. Zusammen mit der Laufzeit vergehen entsprechend etwa 305 ns bis ein Signal 90 % seiner Amplitude erreicht hat.



Abbildung 5.3: Beispielereignis zur Veranschaulichung der Latenz und Anstiegszeit der analogen Crystal-Barrel-Signale (blau) im Vergleich zu MiniTAPS (rot). Beide Signale sind zur besseren Veranschaulichung der Lauf- und Anstiegszeiten skaliert, sodass die Rausch-Amplituden nicht miteinander zu vergleichen sind.

Der Diskriminator muss die eintreffenden, analogen Signale mit möglichst geringer Latenz und ohne Time Walk digitalisieren. Eine ideale Walk-Kompensation aktiviert hierbei den Ausgang zu einem festen Zeitpunkt nach Auftreten des Ereignisses. Für die folgende Abschätzung der Kompensator-Latenz wird der in [Hon09] vorgeschlagene Anstiegszeitfilter genutzt (siehe auch Kapitel 7). Dieser wurde in den Testmessungen der Prototyp-Elektronik genutzt [Hon15]. Die Parameter des Anstiegszeitfilters waren so gewählt, dass er eine Latenz von 150 ns zwischen der niedrigen Schwelle und dem generierten Ausgangssignal hatte (siehe Abbildung 7.6). Das Ausgangssignal hatte jedoch auch einen verbleibenden Walk von etwa 100 ns. Der Cluster-Finder-Algorithmus muss diesen Walk berücksichtigen und kann also erst mit einer Verzögerung (Koinzidenzfenster) die Eingaben verarbeiten. Die Summe aus beiden Zeiten ( $\approx 250$  ns) kann also als Latenz des Anstiegszeitkompensators angenommen werden.

Anschließend muss das Ergebnis an den Trigger gesendet werden. Genau wie im Fall der MiniTAPS-Elektronik war die Trigger-Elektronik räumlich weit entfernt vom Platz, an dem der Cluster-Finder aufgebaut werden sollte. Die Laufzeit der digitalen Signale vom Cluster-Finder zum Trigger  $t_{cf \rightarrow trig}$ wurde deshalb mit 50 ns abgeschätzt.

Allein aus der Laufzeit der analogen ( $t_{cb \rightarrow cf} = 70 \text{ ns}$ ) und der digitalen ( $t_{cf \rightarrow trig} = 50 \text{ ns}$ ) Signale sowie der Verzögerung durch den Anstiegszeitkompensator ( $\approx 250 \text{ ns}$ ) ergibt sich eine Latenz von

$$t_{\rm cb \to cf} + t_{\rm cf \to trig} + t_{\rm rtc} \approx 370 \,\mathrm{ns.}$$
 (5.2)

Im Abschnitt 5.1.1 wurde gezeigt, dass eine Latenz von  $\leq 390$  ns erlaubt war. Für der Cluster-Finder-Algorithmus blieben somit nur noch  $t_{cf} \leq 20$  ns. In dieser Abschätzung wurde nicht berücksichtigt, dass die einzelnen Cluster-Finder-Module die Trefferinformation aus dem Randbereich untereinander austauschen müssen. Es war also klar, dass die erlaubte Latenz von 390 ns erhöht werden musste. Dazu musste die Laufzeit im kritischen Pfad zwischen Trigger und der MiniTAPS-Elektronik reduziert werden. Die unternommenen Schritte sind nachfolgend beschrieben.

#### 5.1.3 Erhöhen der maximal erlaubten Latenz

Im alten Trigger-Aufbau blieben dem neuen Cluster-Finder weniger als  $t_{cf} \leq 20$  ns zum Erkennen und Zählen von Clustern. Mehrere Maßnahmen wurden während des Detektor-Umbaus durchgeführt, welche die Performanz der Experiments nicht beeinträchtigen und dennoch die erlaubte Latenz erhöht haben. Dazu wurde der zeitkritische Pfad vom Trigger zur NTEC-Elektronik an mehreren Stellen umgebaut und so eine Erhöhung von  $t_{cf}$  erreicht. Diese Maßnahmen sind nachfolgend kurz dargestellt.

Im Abschnitt 5.1.1 wurde ermittelt, dass das Modul der ersten Trigger-Stufe 187 ns für seine Entscheidung benötigte. Die anschließende Laufzeit des Signals vom Trigger zur NTEC-Elektronik betrug 100 ns. Weitere 80 ns nahm das Verteilen der Entscheidung in der MiniTAPS-Elektronik in Anspruch. Eine Reduzierung dieser Zeiten erhöht die maximal erlaubte Latenz des Cluster-Finders.

Durch P. Hoffmeister wurde zunächst die Trigger-Elektronik in die Nähe der NTEC-Elektronik umgesetzt [Hof16]. Ermöglicht wurde diese Maßnahme durch einer parallel stattgefundenen, größeren Umbau der Ausleseelektronik des Innen- und des ForwardPlug-Veto-Detektors. Hierbei wurden die alten Diskriminatoren, TDC- sowie Zählermodule durch die neuen Diskriminatormodule (Abschnitt 4.3) ersetzt. Die genutzte *jTDC*-Firmware [Bie] vereint alle drei Funktionen (siehe auch Kapitel 8). So war es möglich Platz einzusparen und die Trigger-Elektronik nah an den beiden zeitkritischen Detektoren Crystal-Barrel und MiniTAPS zu platzieren, sodass diese Maßnahme eine zweifache Auswirkung auf die erlaubte Latenz hat. Nach dem Umzug der Trigger-Elektronik konnte einerseits die Signallaufzeit vom Trigger zum MiniTAPS-Detektor von den zuvor 100 ns auf 38 ns [Urb16] mehr als halbiert werden. Andererseits ermöglichte sie auch eine kurze Verbindung zwischen dem Cluster-Finder und dem Trigger-Modul, weil beide VME-Crates im Aufbau direkt übereinander platziert sind.

Auch das interne Verteilen des Trigger-Signals innerhalb der MiniTAPS-Elektronik wurde optimiert. Eine neu entwickelte Aufsteckplatine COSMIC OWL [Hon17b] ersetzte hierbei auf dem TAPS-FPGA-Modul eine ursprünglich genutzte I/O-Erweiterungskarte. Die COSMIC OWL-Karte verringert die Zeit, welche das Weiterleiten des Trigger-Signals an die NTEC-Module in Anspruch nimmt. Dazu besitzt sie einerseits vier (statt der ursprünglichen zwei) Stränge zum Verteilen der Trigger-Signale. Nach



Abbildung 5.4: Latenz der kritischen Komponenten im Trigger-Zweig (Stand: Juni 2019). In rot dargestellt sind Zeiten, die die maximal erlaubte Latenz des Cluster-Finders reduzieren. Die in grün dargestellte Laufzeit der TAPS-Signale erhöht die erlaubte Latenz. Die blau dargestellte Signallaufzeit zwischen den NTEC-Modulen und dem L1-Trigger schränkt die Latenz im Bezug auf die 750 ns nicht ein.

einem Umbau der TAPS-Veto-Ausleseelektronik<sup>1</sup> ist mit den vier Strängen jeweils ein Verteilerzweig für ein NTEC-Crate zuständig, sodass die Kabellängen fast halbiert werden konnten. Das Umschalten zwischen den Betriebsmodi erledigen nun Multiplexer, welche auf der COSMIC OWL-Karte positioniert sind. Damit entfiel in der neuen Implementierung die Durchlaufzeit durch Pegelwandlerstufen und das FPGA. Das FPGA steuert nur noch die Multiplexer. Ferner werden nun Kabel mit einem geringeren Verkürzungsfaktor eingesetzt, wodurch die Signallaufzeit in der Summe um fast 80 % auf 10 ns reduziert wurde. Die Steuerung der COSMIC OWL wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit implementiert.

In Zusammenarbeit mit P. Hoffmeister wurde zuletzt die Latenz der Trigger-Firmware reduziert [Hof16]. Die erste Trigger-Stufe ist in einem VMEbus-Modul mit Spartan 6 FPGA implementiert. Zur Beschleunigung der Trigger-Entscheidung wurde die Grundfrequenz im FPGA auf 200 MHz verdoppelt. Das selbe FPGA-Modell wird auch auf dem CB-Diskriminator genutzt, sodass auf Komponenten zurückgegriffen werden konnte, welche bei der TDC-Entwicklung im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstanden sind (vergleiche Abschnitt 4.3.3 und Abschnitt 8.4.3).

Mit diesen Schritten konnte die ursprüngliche Latenz des Trigger-Signals im zeitkritischen Pfad von  $t_{\text{trigger}} + t_{\text{trigger} \rightarrow \text{ntec}} = 367 \text{ ns}$  auf 151 ns mehr als halbiert werden. Abbildung 5.4 zeigt die neue Latenz der einzelnen Komponenten. In der Summe steht dem neuen Cluster-Finder (und anderen, neuen Entwicklungen) nach den beschriebenen Optimierungsschritten die folgende Zeit  $t_{\text{cf,max}}$  als maximal erlaubte Latenz zur Verfügung:

| t <sub>max,ntec</sub>                        |   | 750   | ns |
|--|---|-------|----|
| $t_{taps \rightarrow ntec}$                  | + | 9     | ns |
| t <sub>trigger</sub>                         | - | 102   | ns |
| $t_{\text{trigger} \rightarrow \text{ntec}}$ | - | 49,2  | ns |
| <i>t</i> <sub>cf,max</sub>                   |   | 607,8 | ns |

Wird nun die Latenz der Komponenten im Crystal-Barrel-Zeitzweig berücksichtigt (siehe Gleichung 5.2), so bleibt dem Cluster-Finder eine Latenz von  $t_{cf,max} \leq 230$  ns. Dies reicht aus, um die analogen Signale zu empfangen, sie zu digitalisieren, die Anzahl der Cluster in der Detektormatrix zu

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> auch werden die neuen Diskriminatormodule mit der jTDC-Firmware eingesetzt

bestimmen und anschließend das Ergebnis der ersten Stufe rechtzeitig zur Verfügung zu stellen. Erst mit diesen Umbaumaßnahmen wurde also eine Latenz erreicht, die es erlaubte eine realistische Anforderung an die Latenz des Cluster-Finder zu stellen. Weitere, allgemeine Anforderungen an die Firmware des Cluster-Finders sind nachfolgend zusammengestellt.

## 5.2 Anforderungen an die Firmware

Die Komponenten zur Kompensation der Anstiegszeit sowie zum Finden und Zählen der Cluster stellen den minimalen Funktionsumfang der neuen Crystal-Barrel-Trigger-Elektronik dar. Daneben wurde bei der Planung der Elektronik ein TDC im Diskriminatormodul vorgesehen. Dieser sollte die Zeitstempel von mindestens einer der beiden Schwellen pro Kanal aufzeichnen. Weiterhin ist eine Komponente zur Steuerung und Überwachung der Schwellen notwendig. In der Firmware waren TDC und Schwellensteuerung als optional vorgesehen, weil es einerseits möglich ist, einen externen TDC an die Diskriminatoren anzuschließen und andererseits die Schwellensteuerung mit einer separaten Firmware erfolgen kann. Für den Fall von nicht ausreichenden FPGA-Ressourcen hätten sie also ausgelagert werden können. Abbildung 5.5 stellt die notwendigen und optionalen Komponenten der Diskriminator-Firmware dar. Nachfolgend wird zunächst ein Überblick über die notwendige Funktionalität gegeben. Dazu sind Komponenten beschrieben und allgemeine Anforderungen an diese und an die Firmware zusammengestellt. Detaillierte Anforderungen an die Komponenten, ihre Implementierung und die erreichte Leistungsfähigkeit befinden sich in eigenen Kapiteln, auf welche hier jeweils nur verwiesen wird.



Abbildung 5.5: Vereinfachtes Blockdiagramm der Cluster-Finder-Elektronik (grün) und die dazugehörigen, zu implementierenden Firmware-Komponenten (blau). Bei Nutzung aller Diskriminatorkanäle sind 16 Diskriminatoren notwendig. Sie müssen untereinander die Trefferinformation austauschen und senden die Anzahl der gefundenen Cluster an ein Summenmodul, welches die Gesamtsumme bildet und das Ergebnis an den Trigger sendet.

**Kanaldichte** Damit auch im Grenzbereich zwischen zwei Modulen die Cluster korrekt erkannt werden, müssen einzelne Module die Trefferinformation aus diesem Bereich untereinander austauschen. Dabei darf der Austausch das Erkennen von Clustern nicht verlangsamen. Deshalb muss die Verbindung zwischen Modulen eine hohe Bandbreite und fehlerfreie Datenübertragung gewährleisten. Es wurde entschieden [Hon17b] die Verbindung der Diskriminatoren untereinander mithilfe einer Platine an der VME-Crate-Rückseite zu realisieren (Backplane, siehe Abschnitt 9.3). Daraus ergab sich eine weitere Anforderung an die Firmware. Sie muss mindestens 74 Kanäle verarbeiten, sodass die notwendige DAQ-Elektronik (VME-Controller, SyncClient, Summenmodul und 18 Diskriminatoren) in einem VME-Crate mit 21 Slots untergebracht werden kann. Eine höhere Kanaldichte und damit eine geringere Anzahl von Modulen ist jedoch hilfreich um das Verteilen der Nachbarinformationen zu vereinfachen. Einerseits weil mit mehr Modulen diese auch weiter auseinander liegen, sodass längere Signalwege eine größere Latenz bedeuten. Andererseits sind bei einer geringeren Kanaldichte mehr Module notwendig, sodass die Gesamtzahl der Kristalle im Randbereich wächst. Entsprechend müssen auch mehr Signale ausgetauscht werden, wodurch sich die Komplexität der Backplane erhöht. Idealerweise kommt also die Firmware mit so wenigen FPGA-Ressourcen aus, dass alle 92 Kanäle des Diskriminators auch genutzt werden können. Dies erlaubt das Verarbeiten der Treffer mit insgesamt 16 Modulen. Dieses Optimum wurde erreicht. Gleichzeitig ist es gelungen die Zeitinformation beider Schwellen mit einem TDC zu digitalisieren und auch eine Schwellensteuerung zu integrieren. Eine weitere Reduzierung der Modulzahl ist aufgrund des limitierten IO des Diskriminators nicht möglich. Die 92 Kanäle pro Modul lassen zwar eine weitere Reduzierung auf 15 Module zu, jedoch müssen dann auf einem der Module die Signale beider Detektor-Hälften verarbeitet werden. Dafür reicht aber die Menge der verfügbaren Signalleitungen nicht aus, mit denen ein Diskriminator mit seinen Nachbarn kommuniziert (siehe auch Abschnitt 4.3).

**Kompensation der Anstiegszeit (RTC)** Die Rate zufälliger Koinzidenzen muss minimiert werden. Dazu ist ein möglichst kleines Koinzidenzfenster notwendig. Dies wiederum kann nur erreicht werden, wenn der Time Walk der Signale kompensiert wird. Dafür ist eine möglichst große Latenz notwendig [Hon17a]. Gleichzeitig muss jedoch die Latenz der digitalen Signale gering bleiben, weil eine Trigger-Entscheidung spätestens 750 ns nach einem Ereignis die MiniTAPS-Elektronik erreichen muss (siehe Abschnitt 5.1). Der Anstiegszeitkompensator (Rise Time Compensator, RTC) muss also mit möglichst wenig Latenz den Walk einlaufender Signale möglichst gut kompensieren. In [Hon09] wurde eine Methode vorgeschlagen, welche den Walk generierter Signale auf den Time Walk der kleineren Schwelle reduziert (siehe auch Abschnitt 4.2.2 und Kapitel 7). In der Vorliegenden Arbeit wurde der vorgeschlagene Algorithmus aufgegriffen und verbessert. Die Implementierung und Leistungsfähigkeit der neuen RTC-Komponente sind im Kapitel 7 beschrieben.

**Cluster-Finder** Aus den RTC-Signalen einzelner Detektormodule muss der neue Cluster-Finder zunächst die Detektormatrix rekonstruieren. Jedes FPGA-Modul verarbeitet hierbei einen Teil der gesamten Matrix. Damit die Clusterzahl in den Grenzbereichen nicht überschätzt wird, müssen Module die Trefferinformation im entsprechenden Bereich jeweils untereinander austauschen. Nach Abzug der Signallaufzeiten muss die Elektronik anschließend in weniger als 100 ns die Cluster finden und summieren.

Genau wie der FACE soll auch der neue Algorithmus die Anzahl der Teilchen möglichst genau schätzen. Ein Unterschätzen ist dabei gravierender, weil dadurch Ereignisse verloren gehen können und somit die Nachweiseffizienz sinkt (siehe Abschnitt 9.2 und Abschnitt 3.3).

Weiterhin soll der neue Cluster-Finder keine Totzeit verursachen. Das bedeutet: Der neue Algorithmus muss die Cluster im Detektor kontinuierlich erkennen. Die Elektronik soll nicht, wie zuvor, erst durch ein externes Signal aktiviert werden. Dies führt zu einer Effizienzsteigerung der Datenakquisition, also einer höheren Anzahl aufgezeichneter Ereignisse in der gleichen Zeit.

**Cluster Adder** Nachdem der FACE ein Cluster registriert, wird die Summe gefundener Cluster im selben Schritt inkrementiert. Dies ist aufgrund des sequenziellen Ablaufs möglich. Weil der neue Algorithmus jedoch alle Cluster in einem einzigen Schritt finden soll, ist ein weiteres Modul notwendig, welches die gefundenen Cluster zählt und das Ergebnis an den Trigger sendet (Abschnitt 9.4.3). Das Modul muss einerseits das Ergebnis so schnell wie möglich ausrechnen. Andererseits sollte es eine konstante Latenz besitzen, weil eine feste Latenz das Koinzidenzfenster der ersten Trigger-Stufe verkleinert. Auch diese Komponente soll keine Totzeit verursachen.

Die Beschreibung des implementierten Cluster-Finder-Algorithmus, der Addierer-Stufe und der notwendigen Board-zu-Board Kommunikation befindet sich in Kapitel 9.

**TDC** Ein ausgelesenes Datenpaket kann Einträge mehrerer Reaktionen enthalten. Zusätzlich zur Energie ist es deshalb hilfreich auch die Zeitstempel der Einträge zu kennen. Diese Information erlaubt es bei der Analyse einen Zeitschnitt anzuwenden. Das heißt, bei der Rekonstruktion von Clustern im Kalorimeter können zum Beispiel Treffer ignoriert werden, wenn sie außerhalb des Zeitschnittes und damit außerhalb des Koinzidenzfensters aufgetreten sind. Mehrere Zeitstempel in einem Kanal deuten weiterhin auf Pileup hin und können zum Beispiel genutzt werden, um die Energie beider Einträge abzuschätzen (siehe Abschnitt 8.5.4 und insbesondere [Sta23]).

Die Zeitauflösung hochenergetischer Einträge liegt bei  $\approx 2$  ns [HKM+22]. Die TDC-Zeitauflösung sollte also besser sein, damit sich die kombinierte Auflösung des Systems nicht deutlich verschlechtert. Einen dafür entwickelten TDC beschreibt Kapitel 8.

**Steuerung der Schwellen** Im Rahmen einer Bachelorarbeit entstand der Prototyp einer Firmware und Software zur Steuerung der Diskriminatorschwellen [Fix15]. Damit konnten (mit einer separaten Firmware) Schwellen in Einheiten von mV eingestellt werden. Eine grobe Energiekalibrierung der Zeitsignale (8 mV/MeV [Hon17b]) wurde genutzt, um die Energie der eingestellten Schwellen zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit ist dieser Prototyp erweitert und optimiert worden. Die DAQ- und die Analyse-Software wurden so erweitert, dass ein Kalibrieren der Schwellen möglich wird (Kapitel 6).

#### 5.3 Zusammenfassung

Die maximale Cluster-Finder-Latenz  $t_{cf,max}$  wurde unter Berücksichtigung der Lauf- und Anstiegszeiten ermittelt. Im alten Aufbau blieben dem Cluster-Finder demnach etwa 20 ns für das Erkennen und Summieren der Cluster. Weil diese Latenz nicht ausreicht, wurden Schritte unternommen um sie zu erhöhen. Es ist gelungen die obere Grenze auf  $t_{cf,max} \leq 230$  ns zu steigern, sodass anschließend ein Cluster-Finder im Zeitzweig implementiert werden konnte.

Es ist mit der entwickelten Firmware gelungen die maximal mögliche Kanaldichte zu erreichen. Die 16 eingesetzen Diskriminator Module verarbeiten also Signale von bis zu 92 Detektormodulen. In der Firmware sollte ein TDC implementiert werden, welcher die Zeitinformation beider Schwellen digitalisiert (Kapitel 8). Dies erlaubt ein Zeit-basiertes Clustering der Treffer im Detektor [Sta23]. Um auf Trigger-Ebene ein möglichst kurzes Koinzidenzfenster zu erreichen, muss die Firmware die Information beider Schwellen verarbeiten und damit die Anstiegszeit der analogen Zeitsignale kompensieren (Kapitel 7). Anschließend muss jedes Modul die Cluster in der Detektormatrix erkennen und eine Summe darüber bilden. Das Gesamtergebnis muss an den Trigger (Kapitel 9) gesendet werden. Dies soll freilaufend passieren. Der neue Cluster-Finder soll also keine Totzeit verursachen und damit die Datenakquisition beschleunigen.

Zuletzt soll auch eine Schwellen-Steuerung in die Firmware integriert werden. Die Zeitauflösung der RTC-Signale hängt unter anderem von der Präzision ab, mit welcher die Diskriminatorschwellen eingestellt werden. Dazu wurde eine Methode zur Kalibrierung zwischen Energie und der eingestellten Schwellen-Spannung entwickelt, die im folgenden Kapitel 6 gezeigt ist.

# KAPITEL 6

## Kalibrierung der Diskriminatorschwellen

Bei der Analyse aufgezeichneter Daten werden Cluster verworfen, in welchen ein Teilchen weniger als 20 MeV im Zentralkristall deponiert hat [Har19]. Somit lösen Ereignisse die Akquisition aus und werden verworfen, wenn die deponierte Energie unterhalb dieser Software-Schwelle liegt. Die höchste auf Hardwareebene eingestellte Schwelle in einem Detektorring mit gleichem  $\phi$  limitiert dabei die minimal einstellbare Software-Schwelle in diesem Ring. Deshalb sollten die Hardware-Schwellen so niedrig wie möglich liegen und eine geringe Schwankung aufweisen. Gleichzeitig ist es nicht zielführend Ereignisse aufzuzeichnen, deren Energie unterhalb der Software-Schwelle liegt, weil sie bei der Analyse verworfen werden. Hardware-Schwellen sollten also nicht deutlich unterhalb der Software-Schwelle liegen und bereits grob kalibriert sein.

Die Elektronik ist so ausgelegt, dass eine Signalamplitude von 8 mV einer Energiedeposition von 1 MeV entspricht [Hon17b]. Bei diesem Umrechnungsfaktor ist jedoch der Einfluss von Bauteil-Toleranzen nicht berücksichtigt. Diese können pro Kanal bis zu 5 mV betragen [Fix15]. So ist eine systematische Abweichung von etwa 1,25 MeV zwischen den beiden Schwellen in einem Kanal denkbar. Diese Streuung wirkt sich dann auf die Streuung der Trigger-Schwellen aus, weil der Anstiegszeitkompensator ein Verhältnis der beiden Schwellen von  $B = 2 \cdot A$  erwartet (siehe Kapitel 7). In einer der ersten Strahlzeiten waren die Schwellen noch nicht kalibriert. Für die niedrigsten Trigger-Schwellen führte dies in den ungünstigsten Fällen zu einem Verhältnis von 1,6 beziehungsweise 2,4 zwischen A und B. Dies verbreitert die Verteilung der Trigger-Schwellen und hatte zur Konsequenz, dass auf Hardwareebene ein Sicherheitsabstand berücksichtigt werden musste. Die Schwellen mussten also niedriger eingestellt werden.

Nachfolgend wird eine Prozedur vorgestellt, welche die Kalibrierungsfaktoren für alle 2640 Schwellen (je zwei pro Kristall) bestimmt. Hierbei werden während einer Testmessung die Diskriminatorschwellen mithilfe der DACs verstellt (vergleiche Abschnitt 4.3.1) und anschließend bei der Auswertung ein Zusammenhang zwischen Energie und dem eingestellten DAC-Wert ermittelt. Der Local Event Builder (LEVB) verwendet die extrahierten Kalibrierungsfaktoren, um vor dem Start einer Messung Schwellen möglichst genau in Energieeinheiten einzustellen. Damit entfällt außerdem ein sonst notwendiges Messen von Referenzspannungen während des Schwellen-Setzens. Dies wiederum verringert die Zeit, welche der LEVB zum Initialisieren der Elektronik benötigt.

Die Kalibrierung des Zeitzweiges benötigt verhältnismäßig wenig Zeit und kann ohne Strahlbetrieb erfolgen. Zum Beispiel wurden die Daten, welche in den folgenden Abschnitten analysierten werden, innerhalb von 3 h mit kosmischer Strahlung aufgenommen. Es wird jedoch eine valide Kalibrierung des Energiezweiges vorausgesetzt. Weiterhin ist der Kalibrierungsprozess vollständig automatisiert. Daran beteiligt ist einerseits der LEVB-Prozess. Dieser enthält Funktionalität zum Verändern der Schwellen während der Datennahme. Im folgenden Abschnitt 6.1 ist der Ablauf kurz beschrieben. Darauf folgt eine Beschreibung der Datenauswertung, bei welcher zunächst für jeden Diskriminatorkanal die korrespondierende Energie zur jeweils eingestellten Schwelle bestimmt wird (Abschnitt 6.2.1). Indirekt kann aus dieser Messung der Effektivwert der Zeitsignal-Rauschamplitude ermittelt werden.

Nach mehreren Durchgängen mit verschiedenen Schwelleneinstellungen bestimmt das Plugin für jeden Kanal den Kalibrierungsfaktor und den DAC-Offset (Abschnitt 6.2.2). Letztgenannter entspricht einer Schwelle von 0 MeV. Möglichkeiten zur Überwachung des Prozesses sind in Abschnitt 6.3 dargestellt. Abschnitt 6.4 zeigt die Ergebnisse einer Kalibrierung.

Mit einer unabhängigen Messung, dem Schwellen-Scan kann die 0 MeV Position der Schwelle (DAC-Offset) und der Effektivwert der Rauschamplitude ebenfalls bestimmt werden. Abschnitt 6.5 zeigt diese und vergleicht sie mit den Offsets und den Effektivwerten aus der Kalibrierung.

## 6.1 LEVB Prozedur

Die Prozedur zum Kalibrieren der Diskriminatorschwellen nutzt TDC-Einträge. Der verwendete TDC ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt worden und ist in Kapitel 8 beschrieben. Der dazugehörende LEVB (siehe Abschnitt 2.3.2) enthält die nachfolgend beschriebene Funktionalität zum Kalibrieren der Schwellen.

Der Ablauf ist mithilfe eines Zustandsautomaten in Abbildung 6.1 graphisch dargestellt. Der LEVB beginnt die Datennahme durch Setzen aller DACs auf einen Anfangswert  $W_a$ . Nach N aufgezeichneten Ereignissen inkrementiert er den aktuellen Wert  $W_m$  um die Schrittweite  $W_s$  und setzt die Datennahme fort. Sobald der LEVB (gegebenenfalls nach mehreren Zwischenschritten) den Stopp-Wert  $W_e$  erreicht hat, beginnt der Prozess mit einem neuen Zyklus durch erneutes Setzen des DACs auf den Startwert  $W_a$ . Die Datennahme läuft entsprechend so lange weiter, bis die Benutzer sie stoppen. Die Parameter  $W_a$ ,  $W_e$ ,  $W_s$  und N sind konfigurierbar. Dies erlaubt sowohl eine Kalibrierung des Detektors mit feinen Schritten, als auch ein grobes Überprüfen einer zuvor erfolgten Kalibrierung. Zusätzlich zur TDC-Information muss die DAQ auch die deponierte Energie auslesen. Damit kann anschließend mit der Analysesoftware eine Kalibrierung durchgeführt werden.

Im Bereich um 0 V kann diese Prozedur für einen Schwellen-Scan genutzt werden, um mit einer zweiten Methode die DAC-Offsets und den Effektivwert der Rauschamplitude zu ermitteln. Weil hierbei die Schwelle im Rauschen steht, liefern jedoch die TDCs und QDCs keine sinnvollen Daten. Stattdessen



Abbildung 6.1: Zustandsautomat zur Kalibrierung der Diskriminatorschwellen im LEVB. Die Schwellen werden als DAC-Werte zwischen dem Start-  $W_a$  und dem Stopp-Wert  $W_e$  variiert. Nach je N aufgezeichneten Ereignissen werden sie um den Wert  $W_s$  erhöht.

wird mithilfe von Zähler-Modulen (Scaler) eine Ereignisrate ermittelt. Diese sind in die Diskriminator-Firmware integriert. Die Analyse eines Schwellen-Scans war mit der bereits vorhandenen Software möglich. Das Plugin zur Kalibrierung der Trigger-Schwellen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und ist nachfolgend vorgestellt. Die Ergebnisse beider Messungen werden in Abschnitt 6.5 verglichen.

## 6.2 ExPIORA

Für das Kalibrieren und allgemeiner das Analysieren von Daten wird die ExPlORA-Software genutzt, die für das Experiment entwickelt wurde [Pio07]. ExPlORA steht dabei für *Extended Plugable Objectoriented Root Analysis*. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein ExPlORA-Plugin entwickelt, welches die aufgezeichneten Daten analysiert und fortlaufend die Güte der Kalibrierung bestimmt. So kann die Benutzerin einerseits zuvor aufgezeichnete Daten auswerten. Weil der LEVB-Datenstrom alle notwendigen Informationen enthält, kann das Plugin andererseits auch mit der Onlinemonitor-Funktionalität [Pio07] von ExPlORA verwendet werden. Zu Testzwecken ausgelesene Daten müssen dann nicht gespeichert werden. Die Kalibrierung ist ein mehrstufiger Prozess. Der vorliegende Abschnitt beschreibt Diesen anhand eines Diskriminatorkanals. Darauf folgt ein Abschnitt, welcher das Ergebnis des gesamten Detektors darstellt.

#### 6.2.1 Bestimmen der eingestellten Schwelle

Im ersten Schritt sammelt das Plugin Daten. Besitzt ein Kristall eine Energieinformation im aktuell betrachteten Ereignis, wird ein Histogramm  $H_{All}$  befüllt. Für jeden eingestellten DAC-Wert und jeden Kristall wird dabei ein separates Energiespektrum-Histogramm genutzt. Wenn der Kristall neben der Energie- auch eine Zeitinformation im Fenster von  $\pm 200$  ns um den Triggerzeitpunkt besitzt, befüllt das Plugin pro DAC-Wert außerdem das Histogramm  $H_T$ . Das große Fenster um den Triggerzeitpunkt ist notwendig, weil bei dieser Messung beide Diskriminatorschwellen eines Kanals auf den gleichen digitalen Wert gesetzt werden. Damit funktioniert jedoch die Anstiegszeitkompensation (Kapitel 7) nicht, sodass ein breiteres Zeitfenster notwendig ist. Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft eine Überlagerung beider Histogramme ( $H_{All}$ , grau) und ( $H_T$ , gelb). Ab einer Energie von etwa 16 MeV entspricht dort die Anzahl der Einträge mit Zeitinformation  $H_T$  der Anzahl der Einträge mit Energieinformation  $H_{All}$ . Unterhalb von 14 MeV sinkt die Wahrscheinlichkeit dafür auf Null, dass der Diskriminator auslöst und damit ein Zeitstempel vorhanden ist. Der Übergang zwischen diesen beiden Bereichen ist kontinuierlich. Hier können Signale mit geringerer Amplitude in Kombination mit Signalrauschen die Schwelle nur noch manchmal überschreiten. Der umgekehrte Fall ist ebenfalls möglich. Signale mit ausreichend hoher Amplitude bleiben in Verbindung mit der Rauschamplitude unterhalb der Schwelle. Dieses "Ausschmieren" der Schwelle wird also durch die Verteilung der Rauschamplitude bestimmt. Die wenigen fehlenden Einträge über 16 MeV können durch unkorrelierte Treffer außerhalb des Schnittes auf den Triggerzeitpunkt erklärt werden.

Im zweiten Schritt bestimmt das Plugin für jeden Kanal die Schwelle in MeV-Äquivalent für den aktuell eingestellten digitalen Wert. Dazu erstellt es zunächst durch Division ein Effizienz-Histogramm  $H_{Eff} = H_T/H_{All}$ . Abbildung 6.3 zeigt das Ergebnis der Division der Histogramme aus Abbildung 6.2. Als Schwelle eines Kanals wird nachfolgend die Position im Effizienzplot bezeichnet, bei welcher die Effizienz bei 0,5 liegt. Ab einer Energie von 45 MeV recht die Messzeit von 3 h mit kosmischer Strahlung nicht aus, um genügend Ereignisse zu sammeln. In der gezeigten Messung ist dieser Energiebereich für das Bestimmen der Schwelle jedoch auch nicht relevant. Das Plugin erkennt und nutzt automatisch



Abbildung 6.2: Anzahl aller Ereignisse (grau, $H_{All}$ ) und die Anzahl der Ereignisse mit vorhandener Zeitinformation (gelb,  $H_T$ ) die in einem Diskriminatorkanal registriert wurden.



Abbildung 6.3: Effizienz-Histogramm eines Diskriminatorkanals und die angepasste Stufenfunktion (rot) aus Gleichung 6.1

jeweils nur den Bereich von  $\pm 5$  MeV um die Schwelle. Dazu sucht es das erste Energie-Bin, in welchem mehr als 50 % der Ereignisse eine Zeitinformation besitzen. Das Zentrum des gefundenen Bins nutzt das Plugin als Startwert und passt in diesem Bereich die Funktion

$$T_{eff}(x) = \frac{1}{2} \cdot \left( 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - E_{th}}{\sqrt{2}\sigma_{th}}\right) \right).$$
(6.1)

an die Daten in  $H_{Eff}$  an. Hierbei ist erf(x) die Fehlerfunktion mit:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} \mathrm{d}t.$$
 (6.2)

Die Anpassungsparameter von 6.1 sind einerseits das Energiäquivalent  $E_{th}$  der eingestellten Schwelle sowie die Standardabweichung  $\sigma_{th}$  der Rauschamplitude. Unter der Annahme von weißen Rauschen und einer großen Bandbreite des Diskriminators entspricht  $\sigma_{th}$  dem Effektivwert des Rauschens  $U_{RMS}$  [Mey11]. In Abbildung 6.3 ist auch die angepasste Funktion dargestellt. Im gezeigten Fall wurde der DAC-Wert 7750 eingestellt. Die ermittelten Parameter lauten  $E_{th} = (14,69 \pm 0,14)$  MeV und  $\sigma_{th} = (1,01 \pm 0,18)$  MeV. Die Schwelle in Energieeinheiten wird auf diese Weise für jeden eingestellten DAC-Wert, jeden Kristall und seine beiden Schwellen A und B einzeln bestimmt. Anschließend nutzt das Plugin die erhaltenen Parameter und extrahiert daraus die Kalibrierungsparameter.

#### 6.2.2 Kalibrierung der DACs

Ziel der Kalibrierung ist das Bestimmen von Parametern, mit welchen anschließend der einzustellende DAC-Wert *D* berechnet werden kann, wenn eine Schwelle  $E_{th}$  in MeV-Einheiten vorgegeben ist. Die Diskriminatorschaltung wurde so ausgelegt, dass der Zusammenhang zwischen dem eingestellten *D* und  $E_{th}$  bis zu einer Energie von  $\approx 200$  MeV linear [Hon16] ist. Das Plugin nutzt daher die folgende Gleichung:

$$D(E_{th}) = O - \frac{1}{r} E_{th}.$$
 (6.3)

Hier entspricht der Offset *O* der Einstellung von 0 MeV. Der Parameter *r* beschreibt die Schrittweite in MeV/LSB, mit welcher die Schwelle variiert werden kann. Die Diskriminatorschaltung ist so ausgelegt, dass der Offset in der Mitte des DAC-Wertebereiches bei  $O_{\text{design}} = 2^{13} = 8192$  liegt. Der DAC hat eine Auflösung von 14 bit und erlaubt das Einstellen einer Schwelle von -2,048 to 2,048 V. Somit beträgt die Schrittweite  $r_{\text{roh}} = 0,25$  mV/LSB. Mit dem Designwert von g = 8 mV MeV<sup>-1</sup> entspricht die Schrittweite  $r_{\text{design}} = \frac{r_{\text{roh}}}{a} = 0,0313$  MeV/LSB.

In Abbildung 6.4 sind eingestellte DAC-Werte gegen die ermittelte Schwelle aufgetragen. Die Anpassung liefert den Offset  $O_{\text{fit}} = 8154 \pm 5$  und die Schrittweite  $r_{\text{fit}} = (0,0367 \pm 0,0004) \text{ MeV/LSB}$ . Für diesen Kanal beträgt die Offset-Abweichung vom Designwert in Energieeinheiten entsprechend:  $\Delta E = r_{\text{fit}} (O_{\text{fit}} - O_{\text{design}}) = (-1,39 \pm 0,18) \text{ MeV}$ . Wie in Abschnitt 6.5 gezeigt wird, hat der ermittelte Offset aus der Kalibrierung eine systematische Abweichung zu höheren Schwellen.

Im letzten Schritt speichert das Plugin die ermittelten Offsets und Schrittweiten in einer Textdatei. Während der Initialisierung der Diskriminatoren liest der LEVB diese Kalibrierungsdatei ein. Eine zweite Konfigurationsdatei enthält die geforderten Schwellen in Einheiten von MeV. Der LEVB berechnet mit Gleichung 6.3 jeweils den einzustellenden digitalen Wert und setzt den DAC des zugehörigen Diskriminatorkanals. Neben der geringeren Streuung der eingestellten Schwellen (vergleiche Abbildung 6.16) hat diese Methode auch einen Geschwindigkeitsvorteil im Vergleich zum Setzen der Schwellen in mV-Einheiten, weil dabei das Messen mehrerer Referenzspannungen entfällt. Dies führt im Messbetrieb dazu,



Abbildung 6.4: Eingestellter DAC-Wert, aufgetragen gegen die ermittelte Diskriminatorschwelle sowie die angepasste lineare Funktion (rot).

dass die 1 320 Kanäle des Crystal-Barrel schneller initialisiert werden, als beispielsweise die 96 Kanäle des Tagger-Detektors, welcher ebenfalls mit den neuen Diskriminatormodulen ausgestattet wurde.

## 6.3 Überwachung des Kalibrierungsprozesses

Während der Kalibrierung zeichnet der LEVB eine vorgegebene Anzahl an Ereignissen auf, setzt die Schwellen auf den nächsten DAC-Wert und fährt mit dem Aufzeichnen fort. Nach dem Erreichen eines zuvor eingestellten Stopp-Wertes setzt der LEVB die Schwelle erneut auf den Start-Wert und zeichnet weitere Daten auf.

Zur Überwachung des Kalibrierungsfortschritts stellt das Plugin mehrere Histogramme zur Verfügung. Diese werden nach jeder Iteration aktualisiert und liefern einen Überblick über die Qualität der Kalibrierung. Dazu hat sich eine nicht-gewichtete Summe der Residuenquadrate  $S_r$  mit

$$S_r = \sum_{i=E_1}^{E_2} (m_i - f_i)^2$$
(6.4)

bewährt. Eine höhere Rauschamplitude und größere Abweichungen von der Stufenfunktion in einzelnen Kanälen sind damit sehr gut identifizierbar, wenn diese mit der Summe anderer Kanäle verglichen werden. Das Plugin stellt zum Beispiel in einem Boxplot das  $S_r$  für jeden eingestellten DAC-Wert gegen den Kristall-Index dar (Abbildung 6.5). Ist also dieser Wert bei einem Kristall durchgehend für alle DAC-Werte größer als die der übrigen Kristalle, ist dies ein Hinweis auf eine hohe Rauschamplitude und damit einen potenziellen Defekt. Entsprechend ist es ausreichend Abbildung 6.5 zu überprüfen, um zu sehen, ob eine Kalibrierung sinnvolle Werte liefern wird. Bereits kleine absolute Schwankungen führen zu größeren Residuen. Im Boxplot (Abbildung 6.5) sind damit Kanäle mit einer geringen Anzahl an Ereignissen ebenfalls hervorgehoben und sichtbar. Dies wiederum gibt einen Überblick über den laufenden Kalibrierungsprozess und zeigt zum Beispiel, wann in jedem der Kristalle genügend Ereignisse vorliegen.



Abbildung 6.5: Boxplot mit der Summe der Residuenquadrate für alle DAC-Werte und Kristalle nach Abschluss der Kalibrierung.

Zur Überwachung des Fortschritts bietet das Plugin weiterhin Histogramme, welche die Summe der Residuenquadrate als Funktion der aufgezeichneten Ereignisse N zeigen (Abbildung 6.6). Es wird dabei das Verhalten für den DAC-Wert verfolgt, welcher der höchsten Energie entspricht. Diese Einstellung zu verfolgen bietet sich an, weil dort die Anzahl der Zeitstempel pro aufgezeichnetes Ereignis am niedrigsten ist und somit auch die statistische Signifikanz nach N Ereignissen den niedrigsten Wert hat. Abbildung 6.6(a) zeigt einen Boxplot, in welchem einzelne  $S_r$  nach N Ereignissen gegen den Kristall-Index aufgetragen sind. Überhalb von  $1 \cdot 10^5$  Ereignissen ist in diesem Bild keine Veränderung mehr wahrnehmbar. Abbildung 6.6(b) zeigt die Summe S aller  $S_r$  über alle Indizes *i*:

$$S = \sum_{i} S_{r,i} \tag{6.5}$$

Hier ist zu sehen, dass S von  $N = 1 \cdot 10^5$  bis  $N = 3 \cdot 10^5$  um etwa 60 % weiter fällt.



(a) Boxplot mit der Residuen  $S_r$  als Funktion des Kristall-Index und der Anzahl der Ereignisse

(b) Summe der Residuen *S* aufgetragen die Anzahl der Ereignisse im gesamten Detektor.

Abbildung 6.6: Summe der Residuenquadrate  $S_r$  (siehe Gleichung 6.5) für einen DAC-Wert, aufgetragen gegen die Anzahl aufgezeichneter Ereignisse für den gesamten Detektor (b) und als Funktion des Kristall-Indexes (a).

Das Plugin zeigt auch die ermittelten DAC-Offsets und die Rauschamplitude der einzelnen Kristalle. Auch eine Verteilung dieser Werte wird dargestellt und deren Streuung gegen die Anzahl aufgezeichneter Ereignisse dargestellt (Abbildung 6.7).



Abbildung 6.7: Standardabweichung der Schrittweite- ((a)) und der Offset-Verteilungen ((b)) aufgetragen gegen die Anzahl aufgezeichneter Ereignisse

Insgesamt wird mit dem gezeigten Histogrammen ein Überblick über den Kalibrierungsprozess präsentiert und eine Überwachung des Prozesses ermöglicht. Viele weitere Histogramme bieten einen detaillierten Einblick in den Prozess und erlauben so ein einfaches Kalibrieren der Diskriminator-Schwellen.

#### 6.4 Ergebnisse der Kalibrierung

Mit der beschriebenen Kalibrierung ist es möglich die Schwellen in MeV-Äquivalent einzustellen. Nachfolgend sind die ermittelten Schrittweiten und Offsets (vergleiche Gleichung 6.3) des gesamten Detektors dargestellt. Der extrahierte Effektivwert der Rauschamplitude wird ebenfalls gezeigt. Zunächst wird aber die Verteilung der ermittelten Schwellen für den Fall untersucht, dass alle Diskriminatoren auf einen identischen DAC-Wert eingestellt wurden. Dies verdeutlicht, dass eine Kalibrierung der Kanäle sinnvoll ist, weil auch das vorher genutzte Einstellen der Schwellen auf einen mV-Wert sich identisch verhalten.

#### 6.4.1 Schwellen

Während der Kalibrierung stellt die DAQ die DACs aller Diskriminatorkanäle auf verschiedene Werte und zeichnet Daten auf. Das Ergebnis einer dieser Messungen (für den DAC-Wert 7750) ist nachfolgend dargestellt. Die zugehörigen Energien der A-Schwellen sind in Abbildung 6.8 gegen den Kristall-Index aufgetragen. Die Differenz zwischen der niedrigsten und höchsten Schwelle beträgt dort über 7 MeV und damit fast 50 % des Mittelwertes. In der Abbildung ist einerseits eine regelmäßige Struktur über den gesamten Index-Bereich erkennbar. Hier weichen die ermittelten Schwellen von jeweils zwei nebeneinander liegenden Kristallen von der restlichen Verteilung nach oben ab. Dies verdeutlicht Abbildung 6.9 und zeigt, dass diese Struktur in den beiden Detektor-Hälften durch je ein Zeitfilter-Modul verursacht wird. Beide Module (Abschnitt 4.2) stammen aus der ersten Iteration der Serienproduktion. Zwischen der ersten und zweiten Iteration wurde dort die Toleranz eines Kondensators im pulsformenden Signalpfad des Zeitzweiges von 10 % auf 1 % reduziert [Hon19]. Dies wirkte sich auf die Streuung des Verstärkungsfaktors und damit auf die DAC-Schrittweite aus. In Abbildung 6.10 ist dazu zunächst



Abbildung 6.8: Ermittelte Energie der A-Schwellen aufgetragen gegen den Kristall-Index. Jeder DAC ist hier auf den Wert 7750 eingestellt.



Abbildung 6.9: Schwellen für einen DAC-Wert aufgetragen gegen die Position im Detektor. Genau wie in Abbildung 6.8 ist jeder DAC hier auf den Wert 7 750 eingestellt.



Abbildung 6.10: Ermittelte Auflösung der Diskriminator-DACs, aufgetragen gegen den Kristall-Index.

die Schrittweite aus Gleichung 6.3 gegen den Kristallindex aufgetragen. Die ermittelten Werte liegen zwischen 0,03 MeV/LSB und 0,05 MeV/LSB. Der Median beträgt

$$\tilde{r} = (0.036 \pm 0.002) \,\mathrm{MeV/LSB}.$$

Weiterhin sind in Abbildung A.1 die Schwellen gegen die Schrittweite aufgetragen und verdeutlichen die Korrelation zwischen Schrittweite und ermittelter Schwelle. Eine Abhängigkeit vom Offset (Abbildung A.2) wird nicht beobachtet. Die Variation des Verstärkungsfaktors erklärt also die Streuung der Schwellen und zeigt, dass eine Kalibrierung sinnvoll ist, weil auch das Einstellen der Schwellen in mV die abweichenden Verstärkungsfaktoren nicht berücksichtigen kann.

Weiterhin fällt in Abbildung 6.8 auf, dass die Energie der Schwelle eine geringe systematische Abhängigkeit vom Ringindex ( $\theta$ -Winkel) besitzt. Abbildung A.3 verdeutlicht dies. Dort sind die Erwartungswerte der Schwellen-Verteilung pro Detektorring gegen den Ring-Index aufgetragen. Der Erwartungswert und Standardabweichung der zwei ersten Ringe weichen dort von den anderen Ringen ab. Diese  $\theta$ -Abhängigkeit findet sich auch in der ermittelten Schrittweite der Diskriminatorschwelle (Abschnitt 6.4.2). Es handelt sich dabei also ebenfalls um einen zum Verstärkungsfaktor proportionalen Effekt. Als potentielle Ursache kommen mehrere Quellen in Frage, weil die Kalibrierung Informationen aus dem Energie- und dem Zeitzweig nutzt. Während des Umbaus wurden zum Beispiel alle Kristalle eines Detektorrings nacheinander, also zeitlich korreliert umgebaut. Dies könnte zu einer systematischen Abweichung des Verstärkungsfaktors führen, kann jedoch als Ursache ausgeschlossen werden, weil die Kalibrierung des dynamischen Bereichs mit täglichen Messungen an einem Referenzkristall kontrolliert wurde. Für die gesamte Umbauzeit ist die Schwankung des dynamischen Bereichs im Referenzkristall mit 3,4 % angegeben [Urb18]. Zwar wird keine Aussage über den zeitlichen Verlauf getroffen, jedoch kann damit die Abweichung der Schwellen von über 10 % zwischen dem ersten und in einem der inneren Ringe aus Abbildung A.3 nicht erklärt werden. Dies schließt den Einfluss der Temperatur und anderer Faktoren im Testaufbau aus. Die Lichtausbeute kann als Ursache ebenfalls ausgeschlossen werden, weil einerseits in [Urb18] die maximale Breite der Verteilung des dynamischen Bereichs für alle Kristalle mit unter 5 % angegeben wird. Andererseits wird keine korrelierte, Ring-abhängige Verteilung der Verstärkungsfaktoren im Energie-Zweig beobachtet [Sal19]. Deshalb kommt die Elektronik vor dem Zeitfilter

als Ursprung des Effektes nicht in Frage.

Ob dort ebenfalls Bauteil-Toleranzen und damit die Elektronik für die größeren Verstärkungsfaktoren verantwortlich ist, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht, weil die Kalibrierung die Abweichungen eliminiert. Dies kann jedoch bei Bedarf mit einem Referenzsignal untersucht werden.

#### 6.4.2 Rauschamplitude der Zeitsignale

Die Energieauflösung der eingestellten Schwellen hängt maßgeblich von zwei Faktoren ab. Einerseits ist es die Auflösung des Szintillators. Die Amplitude der APD-Signale variiert bei gleicher Energiedeposition, weil die Anzahl erzeugter und detektierter Photonen statistischen Schwankungen unterliegt [Wor+22]. Andererseits ist es das elektronische Rauschen der Komponenten im Zeitzweig von der APD zum Komparator des Diskriminators. Eine Analyse der Rauschquellen im Zeitzweig findet sich in [Hon15]. Dort wurde der Effektivwert der Rauschamplitude mit einer direkten Messung zu  $U_{RMS} = (2,06 \pm 0,05)$  MeV bestimmt. Das Ergebnis stammt jedoch aus der Messung an nur an einem Kristall mit Prototypen der neuen Elektronik. In einer anderen Messung erreichte dieser Prototyp ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 417. Dazu wurde ein aufgezeichnetes Referenzsignal genutzt. In der finalen Revision haben zum Beispiel die Zeitfilter-Module eine größere Zeitkonstante (100 ns statt 80 ns), sodass für das gleiche Referenzsignal ein verbessertes SNR von 605 erreicht wird [HKM+22]. Entsprechend ist im finalen Aufbau insgesamt eine deutlich niedrigere Rauschamplitude zu erwarten.

Mit der Formel 6.1 kann der Effektivwert der Rauschamplitude indirekt bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 6.2.1). Abbildung 6.11 zeigt das Ergebnis dieser indirekten Messung für den gesamten Detektor. Bei einer Höhe der Schwelle von etwa 15 MeV (siehe Abbildung 6.8) liegt der mittlere Wert der Rauschamplituden danach bei  $(1,04 \pm 0,15)$  MeV. Die genutzte Methode, eine angepasste Stufenfunktion



Abbildung 6.11: Die ermittelten Effektivwerte der Rauschamplitude einzelner Kanäle aufgetragen gegen den Kristall-Index (a) und deren Verteilung im Histogramm (b). Gezeigt sind die Ergebnisse für den DAC-Wert 7750. Die Verteilung mehrerer DAC-Werte ist in Abbildung 6.12 dargestellt.

liefert die Faltung aus den Rauschamplituden der Energie- und Zeitzweige. Im Vergleich zum Messbetrieb ist das Rauschen des Energie-Signals bei dieser Messung zwar größer, weil beide Schwellen auf dem gleichen DAC-Wert eingestellt werden und der Anstiegszeit-Kompensator (Kapitel 7) deshalb alle Signale um die gleiche Zeit verzögert. Dies hat also zur Folge, dass das QDC-Gate-Signal einen größeren Jitter aufweist. Der dominante Beitrag ist dennoch das elektronische Rauschen des Zeitsignals.

Das Rauschen besitzt weiterhin einen Amplituden-abhängigen Anteil, weil die Energieauflösung von der Energiedeposition abhängt. Deshalb ist die ermittelte Rauschamplitude nicht direkt mit dem Rauschen der Null-Linie vergleichbar. Die Verteilungen der Effektivwerte für verschieden DAC-Einstellungen



sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Die zugehörigen, ermittelten Erwartungswerte der Verteilungen

Abbildung 6.12: Verteilung der ermittelten Rauschamplitude-Effektivwerte im Zeitzweig, aufgetragen gegen den eingestellten DAC-Wert. Die Einstellung 8000 entspricht etwa einer Energie von 6 MeV. Der Wert 7600 entspricht etwa 20,5 MeV.

liegen im Bereich zwischen  $(1,03 \pm 0,14)$  MeV und  $(0,81 \pm 0,14)$  MeV. Bei der Analyse der Daten wird ein vergleichbares Verfahren angewendet und die eingestellten Diskriminator-Schwellen für jeden Run ermittelt [Sta23].

### 6.5 DAC-Offset und Effektivwerte aus dem Schwellen-Scan

Der entwickelte Kalibrierungsprozess des LEVB erlaubt auch das Durchführen eines Schwellen-Scans. Statt der Energie- und TDC-Einträge liest der LEVB hierbei die Ereignisrate von Kristallen aus und variiert die Schwellenspannung im Bereich um 0 V. ExPlORA trägt dann die Ereignisrate gegen den eingestellten DAC-Wert auf. Die Software liefert also ein Zählratenspektrum für jeden Kanal (Abbildung A.4). Anschließend ermittelt ein einfaches ROOT-Makro den Mittelwert und die Standardabweichung der erhaltenen Verteilung, welche dem DAC-Offset und dem Effektivwert der Rauschamplitude entsprechen. In Kombination mit der Energiekalibrierung erlaubt dies eine Abschätzung der Rauschamplitude in MeV-Einheiten. Bei dieser Methode werden also der DAC-Offset und die Rauschamplitude direkt vermessen. Außerdem wird dabei keine Information des Energiezweiges benötigt. Nachfolgend werden die Ergebnisse des Schwellen-Scans gezeigt, eingeordnet und mit denen aus der Kalibrierung verglichen.

Die Schaltung des Diskriminators erlaubt positive und negative Eingangssignale, sodass auch positive und negative Komparatorschwellen einstellbar sind. Der Designwert für die DAC-Spannung, welche einer Schwelle von 0 V beziehungsweise 0 MeV entspricht, liegt in der Mitte des 14-Bit-DAC-Wertebereiches bei  $2^{13}$  (= 8192).

Abbildung 6.13 zeigt beispielhaft ein Zählratenspektrum aus dem Schwellen-Scan eines Kanals. Die Spektren aller Kanäle sind in Abbildung A.4 gegen den Kristallindex aufgetragen. Bei negativen Schwellen-Spannungen (Werte  $\leq 8100$ ) ist in beiden Abbildungen eine geringe Ereignisrate sichtbar, weil die Zeitsignale des Crystal-Barrel-Detektors eine negative Amplitude haben und Treffer kosmischer Strahlung dort Einträge verursachen. Um 0 V (DAC-Wert  $\approx 8192$ ) ist die Rate aufgrund des Rauschens



Abbildung 6.13: Zählratenspektrum am Beispiel des Kristalls mit dem Index 750. Kleinere DAC-Werte entsprechen höheren Energien. Der Erwartungswert der angepassten Normalverteilung (gelb) liefert den DAC-Offset und die Standardabweichung den Effektivwert des Rauschens.

maximal und fällt zu größeren (absoluten) Amplituden schnell ab. Die angepasste Normalverteilung für den gezeigten Kanal liefert den Offset  $O_{S can} = 8 \, 186,669 \pm 0,007$  und eine Standardabweichung  $\sigma_{S can} \approx 21,770 \pm 0,004$ . Mithilfe der Schrittweite  $r_{fit} = (0,036 \pm 0,001) \,\text{MeV/LSB}$  aus der Energiekalibrierung des entsprechenden Kanals kann dieser Effektivwert des Rauschens in ein Energiäquivalent umgerechnet werden:

$$\sigma_E = \sigma_{S can} \cdot r_{\text{fit}} \approx (0,777 \pm 0,014) \text{ MeV}.$$

Abbildung 6.14 zeigt die so ermittelten Offsets und Effektivwerte aller Kristalle. Wie dort zu sehen ist, liegt der Schwerpunkt der Offset-Verteilung bei 8 190 und damit sehr nah beim Designwert. Der Schwerpunkt der Effektivwert-Verteilung liegt bei 0,81 MeV. In Tabelle 6.1 werden die Ergebnisse eines Kanals aus der Kalibrierung und dem Schwellen-Scan miteinander verglichen. Für den qualitativen Vergleich ist die Differenz der beiden Wertepaare aller Kanäle in Abbildung 6.15 dargestellt. Es ist zu sehen, dass der Schwellen-Scan systematisch kleinere Rauschamplituden und größere Offsets liefert.

Die systematische Abweichung der Rauschamplitude kann einerseits dadurch erklärt werden, dass sich der Wert aus der Kalibrierung aus dem Effektivwert der Nulllinie und einem energieabhängigen Beitrag zusammensetzt. Dies wurde bereits in Abschnitt 6.4.2 dargestellt. Außerdem liegt die Komparator-Hysterese (siehe Abschnitt A.2) im Bereich von 2 to 6 mV [LT1715]. Der typische Hysterese-Wert (3,5 mV) entspricht etwa 0,5 MeV und liegt somit in der Größenordnung der Rauschamplitude. Wie in Abschnitt A.2 gezeigt ist, verkleinert eine steigende Hysterese die gemessene Breite des Zählratenspektrums und damit die ermittelte Rauschamplitude aus dem Schwellen-Scan.

|                | Offset | Effektivwert |
|----------------|--------|--------------|
| Kalibrierung   | 8 163  | 0,94 MeV     |
| Schwellen-Scan | 8 186  | 0,78 MeV     |

Tabelle 6.1: Vergleich der Offset- und Effektivwerte aus der Kalibrierung und dem Schwellen-Scan. Der gezeigte Effektivwert aus der Kalibrierung wurde bei einer DAC-Einstellung von 7900 (etwa 9,4 MeV) ermittelt.



Abbildung 6.14: Mit dem Schwellen-Scan ermittelte Offsets (a) und die Effektivwerte der Rauschamplitude (c) aufgetragen gegen den Kristallindex. Zusätzlich ist die Verteilung der Offsets (b) und Effektivwerte (d) dargestellt.



Abbildung 6.15: Differenz aus Schwellen-Scan und der Kalibrierung für die Effektiv- (a) und Offset-Werte (b).

Abbildung 6.15(b) zeigt, dass die Kalibrierung systematisch kleinere Offsets liefert. Dies bedeutet, dass laut Kalibrierung eine größere Schwelle eingestellt werden muss. Mit der Komparator-Hysterese kann diese Abweichung nicht erklärt werden, weil dadurch die Signalamplitude zusätzlich zur Schwellenspannung auch die Hysterese überschreiten muss, damit der Komparator-Ausgang aktiviert wird. Es müsste demnach also sogar eine kleinere Schwellenspannung eingestellt werden, damit ein Signal gegebener Amplitude den Komparator auslöst. Die Ursache für die Diskrepanz konnte nicht ermittelt werden. Zum Zeitpunkt der Auswertung befand sich der Detektor aufgrund von Reparaturarbeiten außer Betrieb. Aus den vorhandenen Messdaten konnte nicht ermittelt werden, welche beziehungsweise ob eine der beiden Messungen Offsets liefert, mit denen die Schwellen genauer eingestellt werden können. Die mittlere Abweichung zwischen den Offsets aus Kalibrierung und Schwellen-Scan liegt bei etwa 16 DAC-Schritten. In ein Energiäquivalent umgerechnet sind es etwa 0,6 MeV. Für den Fall, dass die Kalibrierung den weniger präzisen Offset liefert, ist dies eine konstante Abweichung vom Sollwert und daher akzeptabel.

## 6.6 Zusammenfassung

Der entwickelte LEVB bietet die Möglichkeit Diskriminatorschwellen während der Datennahme zu verstellen und den eingestellten DAC-Wert mit in den Datenstrom zu schreiben. Diese Daten nutzt ein ExPlORA-Plugin zum Kalibrieren der eingestellten Schwellen. Hierbei werden aus einem Effizienzplot die beiden Anpassungsparameter Position und Rauschamplitude des Eingangssignals extrahiert. Aus mehreren solcher Messungen wird dann automatisiert der Zusammenhang zwischen dem eingestellten DAC-Wert und der Energie ermittelt.

Die Kalibrierung eliminiert Schwankungen des Verstärkungsfaktors verschiedener Hardware-Revisionen, sodass die Breite der Trigger-Schwellen-Verteilung insgesamt verringert wird.

Die Verteilung der Trigger-Schwellen vor und nach einer vollständig automatisierten Kalibrierung zeigt Abbildung 6.16. Mit der Kalibrierung halbiert sich dort die Standardabweichung von ursprünglich  $(0,90 \pm 0,02)$  MeV auf  $(0,44 \pm 0,01)$  MeV nach einer Kalibrierung.

Die Kalibrierung liefert außerdem Effektivwerte der Rauschamplitude. Diese hängen von der eingestellten Schwelle ab und lagen im Bereich von  $(0,81 \pm 0,14)$  to  $(1,03 \pm 0,14)$  MeV. Neben der Kalibrierung wurde eine zweite Messung, ein Schwellen-Scan durchgeführt und damit ebenfalls Effektivwerte ermittelt. Diese Messung liefert eine Rauschamplitude von  $(0,8 \pm 0,1)$  MeV. Die Breite aus dem Schwellen-Scan ist systematisch kleiner, weil die vorhandene Komparator-Hysterese einen Einfluss auf die ermittelte Größe hat.



Abbildung 6.16: Verteilung der Trigger-Schwellen vor (gelb, Run: 206165) und nach (blau, Run: 206166) einer automatisierten Kalibrierung. Die Diskriminatorschwellen wurden jeweils auf die Soll-Werte  $E_b = 2 \cdot E_a = 6 \text{ MeV}$  (vergleiche Kapitel 7) eingestellt.

# KAPITEL 7

## Kompensation des Time Walks

Registriert ein Kristall einen Treffer, so dauert es etwa 70 ns bis das Signal am Diskriminatoreingang anfängt zu steigen. Etwa 420 ns nach dem Eintreffen erreicht das Zeitsignal die maximale Amplitude (vergleiche Abschnitt 5.1.2). Dazwischen überschreitet das Signal die beiden Komparator-Schwellen. Der genaue Zeitpunkt hängt deterministisch von der Signalamplitude ab. Der Effekt wird als Time Walk bezeichnet (Abschnitt 4.2.2).

Damit der Cluster-Finder Treffer mit verschiedener Amplitude als koinzident erkennt, muss der Walk entweder berücksichtigt werden, und das Koinzidenzfenster muss entsprechend etwa 350 ns groß sein, oder die schnellen Signale hochenergetischer Treffer müssen den Cluster-Finder verzögert erreichen. Im zweiten Fall muss der Time Walk also kompensiert werden. Eine Komponente, die diese Aufgabe übernimmt, wird nachfolgend mit dem englischen Begriff *Rise Time Compensator* (RTC) bezeichnet. Die Nutzung eines RTC ist einem größeren Koinzidenzfenster vorzuziehen, weil die Rate zufälliger Koinzidenzen proportional zur Fensterbreite ist (Abschnitt 4.2.1).

Für die vorliegende Anwendung ist ein RTC mit geringer Latenz notwendig, weil die Summe der gefundenen Cluster etwa 600 ns nach Auftreten des Ereignisses den Trigger erreichen muss. Etwa 180 ns zuvor erreichen im Zeitzweig die analogen Detektorsignale ihre maximale Amplitude. Nachdem der RTC ein Signal generiert hat und bevor die extrahierte Clusterinformation an den Trigger gesendet werden kann, muss der Cluster-Finder folgende Schritte abarbeiten:

- Die Trefferinformation an die interne Cluster-Finder-Logik verteilen,
- die Randkristallinformation an die Nachbar-Diskriminatormodule senden (Abschnitt 9),
- durch Verzögerung der internen Signale beide Informationen synchronisieren,
- jeden Kristall darauf untersuchen, ob dieser eine Clusterecke darstellt,
- die Anzahl erkannter Clusterecken summieren,
- die Summe an eine zweite Stufe senden,
- in der zweiten Stufe die Summe über alle Module bilden.

Weil weiterhin im MiniTAPS-Detektor auch Treffer vor dem Triggerzeipunkt aufgezeichnet werden sollen, hat der neue Cluster-Finder weniger als die 180 ns zur Verfügung. Deshalb kann die Walk-Kompensation nicht die gesamte Anstiegszeit nutzen und der RTC muss ein Signal generieren, bevor das Eingangssignal die maximale Amplitude erreicht hat.



Abbildung 7.1: Kompensation der Anstiegszeit durch Ausfiltern von Signalen mit niedriger Amplitude und damit einer hohen Anstiegszeit. Grün eingefärbte Signale benötigen weniger als die vorgegebenen 50 ns um nach der A-Schwelle auch die Schwelle B zu übersteigen. Rote Signale haben dafür eine zu geringe Anstiegsrate, sodass der Rise Time Filter (RTF) für diese Eingangssignale kein Ausgangssignal generiert.

Dies kann zum Beispiel erreicht werden, indem die Elektronik die erlaubte Zeit zum Überqueren der beiden Schwellen limitiert. Nur wenn das Signal also die beiden Schwellen schneller als eine zuvor eingestellte Zeit übersteigt, generiert der Anstiegszeitkompensator ein Ausgangssignal. Je kleiner die erlaubte Zeit ist, desto höher muss bei gleichen Schwellen die Signalamplitude sein, um registriert zu werden.

In [Hon09] werden drei Methoden zur Anstiegszeitkompensation der analogen Zeitsignale vorgestellt. Alle drei nutzen einen Zwei-Schwellen-Diskriminator. Bei der ersten und einfachsten Methode generiert ein *Rise Time Filter (RTF)* Modul ein Ausgangssignal *N*-Taktzyklen nach dem Überschreiben der niedrigeren der Schwelle A. Am Ausgang wird jedoch nur dann ein Signal ausgegeben, wenn der Eingangspuls in der Zwischenzeit auch die höhere B-Schwelle überschritten hat. So wird eine minimale Anstiegsrate gefordert und der Walk des Ausgangssignals auf jenen der A-Schwelle reduziert. Dieses Modul filtert also Signale mit einer geringen Anstiegsrate und damit einer niedrigen Amplitude aus. Abbildung 7.1 verdeutlicht das Verhalten. Die gezeigten Eingangssignale überschreiten jeweils zum Zeitpunkt  $t_A = 0$  ns die A-Schwelle. Die Anstiegszeit der grün eingefärbten Signale ist dabei kurz genug, um ein Ausgangssignal zu erzeugen. Die roten Signale haben dafür eine zu geringe Energie, überschreiten die B-Schwelle zu spät und aktivieren entsprechend nicht den Ausgang.

Die Abbildung zeigt jedoch auch, dass der Anstieg der verschiedenen Signale zu unterschiedlichen Zeitpunkten beginnt. Dies ist der bereits erwähnte Time Walk. Wird nun der Ausgang *N*-Taktzyklen nach  $t_A$  aktiviert, so weist er noch immer einen Time Walk auf. Im Vergleich zum Leading-Edge-Diskriminator fällt er jedoch geringer aus. Wie groß der verbleibende Walk ist, hängt dabei von der zugelassenen Anstiegsrate, also vom Verhältnis der beiden Schwellen und der zugelassenen Zeit ab. Abbildung 7.1 lässt bereits eine Abschätzung zu. Ein Eingangssignal, welches die zweite Schwelle nur knapp zu spät erreicht, ist etwa 75 to 100 ns vor dem Überschreiten von A aufgetreten. Entsprechend beträgt auch maximale Walk dieser Konfiguration maximal 100 ns. In [Hon09] wird eine andere Konfiguration genutzt, welche den Walk auf nur noch 42 ns beschränkte. Allerdings hatten dort die Signale eine kürzere Anstiegszeit, sodass auch der Walk des Leading-Edge-Diskriminators mit 200 ns fast halb so groß im Vergleich zu den 350 ns des finalen Zeitzweigaufbaus gewesen ist.

Die genannte Arbeit stellt zwei weitere Methoden vor, welche eine variable Verzögerung des Ausgangssignals benutzen, um den Walk zu reduzieren. Die Verzögerung der Ausgangssignale hängt dabei von der Zeitdifferenz zwischen A und B ab. Während beim zuvor beschriebenen Filter nur ein Zähler genutzt wird und das Ausgangssignal nach dem Erreichen eines vorgegebenen Zählerstandes (konstante Verzögerung) generiert wird, nutzt die zweite Methode zwei Zähler. Genau wie bei der dargestellten Methode zählt der Erste von Null hoch nachdem Schwelle A überschritten wird. Der zweite Zähler dekrementiert gleichzeitig den Verzögerungswert mit jedem Taktzyklus. Erreicht das Signal die B-Schwelle, stoppt das Dekrementierten des Verzögerungswertes. Wenn der erste Zähler diesen Wert erreicht, generiert das Modul ein Signal. Die Verzögerungszeit ist also nicht mehr konstant, sondern sinkt linear mit der gemessenen Zeitdifferenz. Diese Methode eliminiert den Walk vollständig, wenn das Eingangssignal linear ansteigt und eine konstante Anstiegszeit besitzt. Das Zeitzweig-Signal besitzt jedoch einen exponentiellen Anteil. Daher eliminiert dieser Ansatz den Walk zwar besser, jedoch nicht vollständig.

Die dritte vorgeschlagene Methode berücksichtigt den nicht-linearen Anstieg der Zeitsignale. Hierbei wird die Zeit zwischen dem überschreiten der beiden Schwellen und somit die Steigung des Eingangssignals bestimmt. Wie lange nun das Ausgangssignal verzögert wird, hängt dabei von der gemessenen Zeitdifferenz ab. Dieser Kompensations-Algorithmus wurde in die Cluster-Finder-Firmware implementiert. Er ist deshalb nachfolgend detaillierter beschrieben. Die Implementierung ist in Abschnitt 7.1 skizziert. Die generierten Signale müssen mit einer geringen Latenz erzeugt werden. Deshalb limitiert der RTC die erlaubte Zeitdifferenz zwischen dem Überschreiten der A- und B-Schwellen. Dies hat wiederum zur Folge, dass erst Signale über einer sogenannten Trigger-Schwelle den RTC auslösen. Dies wird in Abschnitt 7.2 behandelt. Abschnitt 7.3 zeigt die Leistungsfähigkeit der Walk-Kompensation.

## 7.1 Implementierung

Die Anstiegszeitkompensation ist im FPGA in einem gesonderten Firmware-Modul mit einem Zustandsautomaten realisiert. Ein Modul verarbeitet jeweils die Trefferinformation eines Kristalls, sodass in jeder Firmware jeweils 92 Instanzen des RTC-Moduls implementiert sind. Zwischen den beiden Schwellen ist eine maximale Verzögerung von  $\Delta t_{max} = 50$  ns erlaubt. Die Schwellen werden im Verhältnis  $2 \cdot E_A = E_B$ eingestellt. Die maximale Verzögerung eines Ausgangssignals liegt bei 140 ns. Abschnitt 7.2 zeigt, dass nicht die absolute Höhe, sondern nur das Verhältnis der beiden Schwellen konstant sein muss. Solange also das Verhältnis eingehalten wird, können unterschiedlich hohe Schwellen eingestellt werden. Abbildung 7.2 skizziert das Verhalten. Die Zustände des Automaten ist nachfolgend beschrieben.

- (1) Warten auf A == 1 In diesem Ausgangszustand wartet der RTC auf eine steigende Flanke der A-Schwelle. Mit dem Registrieren des Ereignisses, wechselt die Logik in den Zustand (2). Ein interner Zähler *n* wird in diesem Zustand auf den Wert Null gesetzt.
- (2) <u>Warten auf B == 1</u> Hier inkrementiert der Automat den Wert von n und misst so die Anstiegszeit  $\Delta t$ . Die Zeitdifferenz ergibt sich aus der Taktperiode T = 5 ns und den gezählten Taktzyklen n zwischen dem Überschreiben der Schwellen A und B zu:

$$\Delta t = n \cdot 5 \,\mathrm{ns}$$

Registriert der RTC innerhalb von zehn oder weniger Taktzyklen (50 ns) eine steigende B-Flanke, so speichert er n, lässt den Zähler aber weiter laufen. Mit dem gespeicherten n wird in einer Lookup-Tabelle die Verzögerung d nachgeschlagen. Liegt die gemessene Differenz zum Beispiel bei n = 9 Taktzyklen, so wird d auf 11 gesetzt. Wenn das Eingangssignal beide Schwellen im selben Takt überschreitet (die Differenz also bei 0 liegt), setzt der Automat d auf 28. Schließlich wechselt der Automat in den Zustand (3) Ausgabe vezögern. Wird die B-Schwelle jedoch nicht



Abbildung 7.2: Zustandsautomat des implementierten RTC.

innerhalb von 10 Taktzyklen überschritten, so wechselt der Automat stattdessen in den Zustand (5) Warten auf A == 0 und generiert somit kein Ausgangssignal.

- (3) In den Ausgabe vezögern Zustand gelangt der Automat nur, wenn das Eingangssignal die beiden Schwellen in weniger als 11 Taktzyklen überschritten hat. Hier inkrementiert der Automat weiter den Wert von n und vergleicht diesen mit der Verzögerung d. Bei der Gleichheit beider Werte wechselt der Automat in den Zustand (4) Signal ausgeben.
- (4) Signal Ausgeben Hier wird das Ausgangssignal generiert und der Automat wechselt nach einer konfigurierbaren Anzahl an Taktzyklen in den nächsten Zustand (5) Warten auf A == 0.
- (5) Warten auf A == 0 Signale hochenergetischer Einträge verbleiben bis zu ≈ 1 µs über der Schwelle. Deshalb muss zunächst abgewartet werden, bis das Eingangssignal unter die Schwelle fällt. Sonst würde der Automat sofort wieder ein Ausgangssignal generieren, wenn er aus dem Zustand (4) unmittelbar in den Zustand (1) wechselt. Deshalb wartet er hier bis das Eingangssignal wieder unter die A-Schwelle sinkt, springt erst dann wieder in den Zustand (1) und wartet dort auf eine neue Signalflanke.

#### 7.2 Schwellen

Das RTC Modul bestimmt die Anstiegsrate  $m = \frac{\Delta E}{\Delta t}$  eines Eingangssignals, indem es die Anzahl der Taktzyklen *n* zwischen dem Überschreiten beider Schwellen zählt und so die Zeitdifferenz  $\Delta t = n \cdot 5$  ns bestimmt. Damit entscheidet das Modul, wie lange es warten muss, bevor ein Ausgangssignal generiert wird. Die Verzögerung *d* ist also variabel und hängt von der ermittelten Anstiegsrate ab:

$$d(n) = f(\frac{\Delta E}{\Delta t}). \tag{7.1}$$

 $\Delta E$  ist dabei durch die eingestellten Schwellen vorgegeben. Die analogen Zeitsignale haben eine konstante Anstiegszeit. Dies führt dazu, dass die selbe LUT d(n) mit verschiedenen Diskriminatorschwellen genutzt werden kann, solange der Quotient *s* aus beiden Schwellen identisch bleibt. Es muss also lediglich stets die folgende Gleichung erfüllt bleiben:

$$s = \frac{E_{Th,B}}{E_{Th,A}} = \frac{E'_{Th,B}}{E'_{Th,A}}.$$
 (7.2)

Dies ist einleuchtend, denn ein Zeitsignal mit einer *x*-Fach größeren Amplitude erreicht nach der selben Zeit eine *x*-Fach höhere Schwelle. Dann ist auch die Zeit zwischen den Schwellen und die Zeit bis zum aktivieren des RTC-Ausgangs identisch.

Dabei gilt: je größer der Quotient *s*, desto weniger wirkt sich Signalrauschen auf die Kompensation aus. Weil jedoch gleichzeitig eine maximale Verzögerung zwischen den beiden Schwellen erlaubt ist, hat ein größerer Quotient zur Folge, dass erst Signale mit größerer Steigung und entsprechend mit einer höheren Amplitude den RTC auslösen. Für den gewählten Quotienten s = 2 wird dies nachfolgend diskutiert.

#### 7.2.1 Trigger-Schwellen

Analoge Zeitsignale können beide Schwellen übersteigen und dennoch den RTC nicht auslösen, wenn die Zeitdifferenz  $\Delta t$  zu groß ist. Die Amplitude muss also über einer virtuellen, dritten Schwelle liegen, damit das Signal auch im Cluster-Finder und somit im Trigger berücksichtigt wird. Entsprechend wird diese Schwelle auch als Trigger-Schwelle  $E_{\text{RTC}}$  bezeichnet. Sie steigt, wenn die erlaubte Latenz  $\Delta t_{\text{max}}$  zwischen A und B verringert wird und gleichzeitig der Quotient *s* konstant bleibt. Umgekehrt sinkt sie bei konstanter Latenz bei sinkendem *s*.

Die Kombination aus  $\Delta t_{\text{max}}$  und dem Schwellen-Verhältnis hat auch Auswirkungen auf die maximal notwendige Verzögerungszeit und somit auf die Gesamtlatenz des RTC-Signals. Dieser Zusammenhang wird in [Hon17a] für s = 2 untersucht. Mithilfe eines Beispielpulses wird dort für das gewählte  $\Delta t_{\text{max}} =$ 50 ns eine RTC-Latenz von etwa 140 ns und die folgende Relation zwischen der Trigger- und der B-Schwelle extrahiert:

$$E_{\rm RTC} = 1.8 \cdot E_{\rm B}.\tag{7.3}$$

Nachfolgend ist dieses Verhältnis zwischen der Trigger- und B-Schwelle mit einer Messung überprüft worden. Dafür muss die Trigger-Schwelle bekannt sein. Die Methode zur Kalibrierung von Diskriminatorschwellen aus Abschnitt 6.2.1 kann genutzt werden, wenn auch hier ein Zeitstempel für die RTC-Signale vorliegt. Ein dritter TDC-Kanal (siehe Kapitel 8) pro Kristall konnte jedoch in die Firmware nicht eingebaut werden, weil dafür die FPGA-Ressourcen nicht ausreichen. Stattdessen sind jeweils 23 Kanäle an einen (für diese Messung entwickelten) Daten-Sampler angeschlossen. Er tastet die Signale mit 200 MHz ab, schreibt das Ergebnis in einen Ring-Puffer und stoppt, wenn ein Trigger-Signal eintrifft. Vor dem Senden an die DAQ erkennt der Sampler im ausgelesenen Bit-Strom steigende Flanken von Signalen, wandelt diese in Zeitstempel um und leitet nur diese Daten weiter (Nullunterdrückung).

Mit den erhaltenen Daten und der Kalibrierungsmethode aus Kapitel 6 wurden anschließend die RTC-Schwellen ermittelt. Die Sollwerte der A- und B-Schwellen lagen bei 3 MeV und 6 MeV. Eine Verteilung der gemessenen Trigger- und Diskriminator-Schwellen ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Parameter der angepassten Normalverteilungen sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst, sodass sich der folgende Quotient aus den Schwerpunkten der Verteilungen ergibt:

$$E_{\rm RTC} = 1,75 \cdot E_{\rm B}.\tag{7.4}$$

Der Schwerpunkt der A-Schwelle ist also um einen Faktor 3,7 kleiner als die Trigger-Schwelle und um 2,1 kleiner als die B-Schwelle. Die Quotienten einzelner Kristalle und deren Verteilung sind in den Abbildungen 7.4(a) und (b) dargestellt. Ihr Mittelwert beträgt 1,76, das RMS 0,11. Das Bild zeigt, dass in



Abbildung 7.3: Die Verteilungen der Diskriminator- und Trigger-Schwellen bei einer Messung mit den eingestellten Diskriminator-Schwellen A = 3 MeV und B = 6 MeV. Messung mit kosmischer Strahlung, (Run:206166).

|     | μ [MeV] | $\sigma$ [MeV] | $\frac{\mu_{\rm RTC}}{\mu}$ |
|-----|---------|----------------|-----------------------------|
| А   | 2,7     | 0,29           | 3,74                        |
| В   | 5,8     | 0,22           | 1,75                        |
| RTC | 10,2    | 0,44           | 1                           |

Tabelle 7.1: Schwerpunkte  $\mu$  und Standardabweichungen  $\sigma$  der angepassten Normalverteilungen an die Daten aus Abbildung 7.3. Die rechte Spalte zeigt den Quotienten aus  $\mu_{\text{RTC}}$  und  $\mu$ .



Abbildung 7.4: Quotient aus Trigger-Schwelle und B-Schwellen einzelner Kristalle (a). Der Mittelwert der Projektion (b) liegt bei 1,76 und hat ein RMS von 0,11. Messung mit kosmischer Strahlung, (Run:206166).

einigen wenigen Kanälen die Trigger-Schwelle mehr als doppelt so groß, im Verglich zur B-Schwelle. In anderen Kanälen liegt der Quotient wiederum bei 1,5. Damit ist auch die Streuung der Trigger-Schwellen mit  $\sigma = 0,44$  MeV etwa doppelt so groß im Vergleich zur Streuung der A- und B-Schwellen. Dies sollte beim Einstellen der Schwellen berücksichtigt werden, indem ein Sicherheitsabstand von mindestens drei Standardabweichungen zum Sollwert der Trigger-Schwellen eingehalten wird.

Eine mögliche, zukünftige Verbesserung wäre eine zweite, auswählbare LUT für eine Schwellen-Konfiguration mit einem Quotienten s > 2 (vergleiche Gleichung 7.3). Ein größeres s würde nämlich Zeitstempel von niederenergetischen Treffern in Kanälen mit hoher Trigger-Schwelle erlauben. Zum Unterdrücken von Untergrundreaktionen auf Trigger-Ebene sind nämlich in den vorderen Ringen Trigger-Schwellen von 50 to 30 MeV notwendig. Dies wiederum bedeutet, dass dort ein TDC-Zeitstempel niederenergetischer Signale erst ab einer Energie von 14 to 8 MeV verfügbar ist, weil die A-Schwelle entsprechend hoch eingestellt werden muss. Zeitstempel von Pulsen unterhalb dieser Energie kann zwar auch der SADC liefern. Eine bessere Auflösung ist jedoch mit einer niedrigeren A-Schwelle erreichbar (siehe [Mül19] und Kapitel 8).

## 7.3 Time Walk und Koinzidenzfenster

Der RTC reduziert den Time Walk, und erlaubt damit ein kleineres Koinzidenzfenster. Mit dem nachfolgend gezeigten Test-Aufbau wurde der Walk/Jitter des entwickelten Rise Time Compensators (RTC) gemessen und mit dem Rise Time Filter (RTF) aus [Hon09] verglichen.

Der Test-Aufbau ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Die analogen Eingangssignale erzeugte ein Signalgenerator. Als Pulsform wurde ein aufgezeichnetes Zeitsignal hoher Energiedeposition und entsprechend mit einem hohen SNR genutzt. Die Amplitude des Ausgangssignals wurde dabei mit einem Skalierungsfaktor variiert und somit Treffer unterschiedlicher Energie simuliert. Eine modifizierte Firmware auf dem Diskriminator-Board nahm bei dieser Messung die einlaufenden Diskriminatorsignale entgegen und gab sie asynchron aus. Parallel dazu wurden die Signale an eine RTF- und eine RTC-Instanz weitergeleitet. Die Zeit-kompensierten Ausgangssignale der beiden Instanzen wurden ebenfalls nach außen weitergegeben. Mit einem Oszilloskop wurde dann pro eingestellter Amplitude jeweils der Mittelwert aus 200 Messungen bestimmt. Als Referenzzeitpunkt diente der Trigger-Ausgang des Signalgenerators.



Abbildung 7.5: Aufbau zur Messung des Time Walks und Jitters vom RTC. Der Walk entspricht (bis auf einen konstanten Offset) der Zeitdifferenz zwischen dem Signalgenerator-Trigger und dem untersuchten Signal. Die beiden Diskriminatorsignale wurden dabei asynchron ausgegeben.



Abbildung 7.6: Time Walk Kompensation mit dem Filter (RTF) und dem Rise Time Compensator (RTC). Jeder der Punkte stellt den Mittelwert aus etwa 200 Messungen dar. Mit grauen Bändern ist der Jitter dargestellt. Die Jitter-Stufen des RTC entstehen durch die diskrete Verzögerung  $t_d = f(\Delta t)$ . Eine zusätzliche Latenz wurde durch den Messaufbau verursacht, sodass nur der jeweilige Walk und Jitter, jedoch nicht die absolute Latenz aussagekräftig sind.

Aus den Messdaten können der Time Walk und der Jitter der vier Ausgangssignale ermittelt werden. Eine genaue Bestimmung der absoluten Latenz ist damit jedoch nicht möglich, weil auch der Signalgenerator und das zusätzliche Signalrouting innerhalb des FPGA einen zusätzlichen, konstanten Beitrag zur Latenz der betrachteten Signale liefern.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Als Funktion der Eingangssignal-Amplitude ist dort die Latenz der vier Ausgangssignale dargestellt. Die grauen Bänder um die RTC- und Filter-Messpunkte stellen die maximale Streuung um die Mittelwerte dar, welche in Grün (RTC) und Rot (RTF) dargestellt sind. Bei der Latenz der beiden Diskriminatorschwellen ist diese Streuung nicht sichtbar, weil das FPGA diese Signale asynchron ausgibt, sodass sie einen vernachlässigbaren Jitter aufweisen. Die Streuung des Filter-Ausgangssignals entsteht durch den unkorrelierten Systemtakt  $f_{\text{RTF}}$ . Das Ausgangssignal ist also mit der 5 ns Taktperiode "verwürfelt" und wird gleichverteilt im Intervall zwischen (150 ns,155 ns] nach Registrieren der A-Schwelle generiert. Entsprechend beträgt die Auflösung des RTF-Signals:

$$\sigma = \frac{1}{f_{\text{RTF}} \cdot \sqrt{12}} = \frac{5 \,\text{ns}}{\sqrt{12}}.$$

Im Vergleich zum Walk des RTF ist diese Streuung vernachlässigbar. Anders ist es im Fall des RTC. Der Mittelwert der RTC-Latenz bleibt mit einem Walk von 12,9 ns annähernd gleich. Das Band (Streuung/Jitter) dominiert hingegen mit etwa 37 ns. Sowohl die Breite des Bandes, als auch die Sprünge entstehen, weil der RTC an diesen Stellen zum nächsten Verzögerungswert *d* in der LUT springt. Dies wiederum passiert, weil die Eingangssignale zeitlich unkorreliert zum Takt eintreffen und somit die ermittelte Zeitdifferenz  $\Delta t$  mit der Taktperiode moduliert. Ein Beispiel ist in Abbildung 7.7 graphisch dargestellt. Dort treffen die A- und B-Flanken innerhalb eines Taktzyklus von clk<sub>1</sub> ein, sodass die Differenz



Abbildung 7.7: Ursprung des Ausgang-Jitters: Je nach Phase des unkorrelierten Systemtaktes, misst der RTC zum Beispiel eine Differenz von 0 ns (clk<sub>1</sub>) oder 5 ns (clk<sub>2</sub>) und verzögert das Ausgangssignal unterschiedlichen lange.

Null Taktzyklen beträgt und das Ausgangssignal deshalb um 28 Taktzyklen verzögert wird. Haben beide Signale jedoch eine andere Phase zum Takt, sodass eine Taktflanke (clk<sub>2</sub>) zwischen dem Registrieren der Schwellen liegt, beträgt  $\Delta t$  in diesem Fall 5 ns. Der RTC generiert dann ein Ausgangssignal bereits nach 25 Taktzyklen und somit 15 ns früher.

Als Ergebnis der Messung zeigt Tabelle 7.2 die minimalen Breiten eines Koinzidenzfensters, wenn zur Koinzidenzbildung Signale der Schwelle B, des RTF, oder des RTC genutzt werden. Ohne eine Kompensation muss die Fensterbreite der Anstiegszeit entsprechen und beträgt etwa 300 ns. Nach dem Filter verbleibt ein Walk von 106 ns. Im Vergleich zum Leading Edge-Diskriminator ist dies eine Verbesserung um fast einen Faktor Drei. Trotz des Jitters reduziert der RTC das notwendige Koinzidenzfenster, im Vergleich zum Filter noch einmal fast um einen Faktor 3. Weil aber auch die Zeitauflösung der Zeitsignale eine Auswirkung auf das Koinzidenzfenster hat, bringt eine weitere Verbesserung der RTC-Auflösung keinen Vorteil. Diese ist nachfolgend beschrieben.

**Zeitauflösung des RTC unter realen Bedingungen** Zusätzlich zum Walk und Jitter muss beim Bilden der Koinzidenz auch die Zeitauflösung analoger Eingangssignale berücksichtigt werden. Die Zeitauflösung wird mit sinkender Energie der Eingangssignale schlechter (siehe Abschnitt 8.5.3 und insbesondere [HKM+22]). Bei der gezeigten Walk-Messung (Abbildung 7.6) wurde dieser Effekt eliminiert, indem der Signalgenerator einen hochenergetischen Puls in der Amplitude skaliert und so niederenergetische Einträge simuliert. Damit wird ein konstant hohes SNR erhalten, weil der Skalierungsfaktor auch die (aufgezeichnete) Rauschamplitude verkleinert.

Niederenergetische Detektorsignale besitzen jedoch ein kleineres SNR. Dies führt zunächst zu einer höheren Unsicherheit des Zeitpunktes  $t_A$ , an welchem das Signal die A-Schwelle überschreitet, und wirkt sich auf die Unsicherheit der Ausgangssignal-Zeit aus, weil  $t_A$  als Referenzzeitpunkt für die Verzögerung dient. Beim RTC ist die Verzögerung des Ausgangssignals variabel und hängt von der Zeitdifferenz ab, sodass sich auch die Unsicherheit von  $t_B$  auf die Zeitauflösung des Ausgangssignals auswirkt. In Abbildung 7.8 ist die Zeit der RTC-Signale des gesamten Crystal-Barrel-Detektors aufgetragen. Der

| Signal | Koinzidenzfenster |
|--------|-------------------|
|        | (minimale Breite) |
| В      | 297,9 ns          |
| RTF    | 106,1 ns          |
| RTC    | 36,8 ns           |

Tabelle 7.2: Die notwendige Breite des Fensters, wenn zur Koinzidenz-Bildung die gelisteten Ausgangssignale: B-Schwelle, Anstiegszeitfilter (RTF) aus [Hon09] oder der neu entwickelte Anstiegszeitkompensator (RTC) genutzt werden. Die notwendige Breite wird durch den Time Walk und den Jitter der Signale bestimmt.



Abbildung 7.8: Zeitverteilung der RTC-Signale aufgetragen gegen die Energie (a) sowie eine Projektion der Zeiten überhalb der Trigger-Schwelle (b). Aufgezeichnet wurden  $3 \cdot 10^5$  Ereignisse mit kosmischer Strahlung und dem Innendetektor als Trigger. Das FWHM der angepassten Verteilung beträgt  $t_{FWHM,RTC} = (40,25 \pm 0,14)$  ns.


Abbildung 7.9: Veranschaulichung des Schwelleneffektes. Zum fiktiven, idealen Zeitsignal (schwarz) wird ein Rauschen addiert (orange) oder subtrahiert (blau). Die gemessene Zeitdifferenz variiert dabei und führt dazu, dass die erlaubte Latenz zufällig unterschritten wird, und auch Signale unterhalb der Trigger-Schwelle den RTC auslösen.

Innendetektor löste bei dieser Messung die Datenakquisition aus. Sein Zeitsignal mit einem FWHM von  $(2,093 \pm 0,013)$  ns [Har08] dient also als Referenzzeitpunkt. Die Zeiten sind in Abbildung 7.8(a) zunächst gegen die Energie aufgetragen. Die Zeitverteilung von Einträgen überhalb der Trigger-Schwelle ist in Abbildung 7.8(b) dargestellt. Strenggenommen folgen die Daten zwar keiner Normalverteilung, weil insbesondere die Einträge niedriger Amplitude zu größeren Zeiten wandern. Dies ist in Abbildung 7.8(a) sichtbar. Als Anhaltspunkt kann die angepasste Normalverteilung dennoch genutzt werden und liefert ein

 $t_{\rm FWHM,RTC} = (40,25 \pm 0,14) \,\rm ns.$ 

Außer dem Drift niederenergetischer Einträge zu höheren Zeiten ist in Abbildung 7.8(a) zu sehen, dass einige Signale den RTC auslösen, obwohl deren Energie unterhalb der Trigger-Schwelle liegt. Beide Effekte (Drift und niederenergetische Einträge) werden durch das Rauschen der Signale verursacht. In Abbildung 7.9 sind zur Erklärung beispielhaft zwei Pulse skizziert. Zu einem fiktiven, idealen Zeitsignal (schwarz) wird dort eine Rauschamplitude addiert (orange) beziehungsweise davon subtrahiert (blau). Die resultierenden Pulse sind also gleich wahrscheinliche Verläufe eines Signals. Beide übersteigen ungefähr zur selben Zeit (zum letzten Mal) die A-Schwelle. Die gemessene Zeitdifferenz ist jedoch unterschiedlich, weil sie die B-Schwelle zu verschiedenen Zeiten erreichen. Das orange Signal wird deshalb im RTC als Eintrag mit höherer Steigung erkannt und länger verzögert. Je niedriger die Signalamplitude außerdem ist, desto später muss das Signal auch die A-Schwelle überschreiten, um den RTC noch auslösen zu können. Gleichzeitig filtert der RTC Treffer aus, bei denen durch Rauschen eine größere Zeitdifferenz  $\Delta t$ gemessen wird, sodass diese Einträge bei kleineren Zeiten fehlen. In der Summe wandert der Schwerpunkt niederenergetischer Treffer zu höheren Zeiten. Aus dem selben Grund lösen Signale unterhalb der Trigger-Schwelle teilweise den RTC ebenfalls aus und erscheinen bei größeren Zeiten in Abbildung 7.8.

Insgesamt kann damit gefolgert werden, dass eine Verbesserung der RTC-Abtastrate die Breite des

notwendigen Koinzidenzfensters nicht weiter reduziert, weil sie den Jitter hochenergetischer Signale verbessert (vergleiche Abbildung 7.6). Die Breite des Fensters wird jedoch durch das Rauschen niederenergetischer Signale vorgegeben. Im Bereich niedriger Energie wäre eine Verbesserung durch Erhöhung des Quotienten  $s = \frac{E_{Th,B}}{E_{Th,A}}$  erreichbar, weil bei gleichbleibender Trigger-Amplitude, aber steigendem s auch die absolute Differenz zwischen den Diskriminatorschwellen wächst und deshalb der relative Rauschbeitrag sinkt. Ein Nachteil hierbei ist jedoch, dass die A-Schwelle bei niedrigen Trigger-Schwellen im Rauschen stehen muss. Die Auswirkungen und Realisierbarkeit dieses Ansatzes wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht.

**Rate zufälliger Koinzidenzen** Mit bekannter Breite der RTC-Zeitverteilung aus Abbildung 7.8 kann die Rate zufälliger Koinzidenzen abgeschätzt werden. Dazu zeigt Abbildung 7.10 die Ereignisrate einzelner Kristalle während einer Strahlzeit im Februar 2019. Weil die Raten jedoch stark von den Schwellen und dem Messprogramm abhängen, sind die folgenden Zahlen eher beispielhaft zu sehen. Die mittlere Einzelkristallrate lag bei r = 27,5 Ereignissen/s; das Koinzidenzfenster bei 100 ns. Die Zufälligenrate  $r_{\text{rtc,coinc}}$  des RTC kann somit folgend abgeschätzt werden:

$$r_{\rm rtc,coinc} = {\binom{1320}{2}} \cdot r^2 t_{\rm coinc} = 66 \, {\rm Ereignisse/s.}$$

Im Vergleich dazu muss das Filter-Koinzidenzfenster aufgrund des verbleibenden Walks etwa 70 ns breiter ausfallen. Bei ansonsten gleichen Bedingungen steigt damit die Rate zufälliger Koinzidenzen auf  $r_{\text{rtf,coinc}} \approx 112$  Ereignisse/s. Ohne eine Anstiegszeitkompensation und mit einem Fenster von 400 ns steigt sie auf  $r_{\text{led,coinc}} \approx 263$  Ereignisse/s. Weil die Einzelkristallrate auch die koinzidenten Ereignisse enthält, überschätzt diese Rechnung die tatsächliche Rate zufälliger Koinzidenzen.



Abbildung 7.10: Einzelkristallrate während einer Strahlzeit. Die mittlere Ereignisrate von  $\approx 27.5 \text{ s}^{-1}$  ist in rot dargestellt. Diese ist für die Abschätzung der Rate zufälliger Koinzidenzen relevant. Daten-Run mit  $\approx 2 \cdot 10^6$  Ereignissen, einem Strahlstrom von 0,43 nA und einem transversal polarisierten Butanol-Target (Run-Nummer: 206042).

Im Vergleich dazu, betrug die CF2-Trigger-Rate in diesem Run etwa 4 500 Ereignisse/s. Dies ist die Anzahl von zwei oder mehr nachgewiesenen Clustern im gesamten Detektor. Selbst mit der genannten Überschätzung liegt also der Anteil zufälliger Koinzidenzen an den Zwei-Cluster-Ereignissen unter 1,5 %.

# 7.4 Zusammenfassung

Der implementierte Anstiegszeit-Kompensator reduziert den Time Walk, indem er das generierte Ausgangssignal variabel, in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz  $\Delta t$  verzögert. Die absolute Höhe der A- und B-Schwellen ist dabei nicht relevant, solange die B-Schwelle um den Faktor s = 2 höher ist als A. Dies erlaubt unterschiedlich hohe Trigger-Schwellen in den Kristallen bei geringem Ressourcenverbrauch im FPGA.

Die Kombination aus dem festen Quotienten und einer maximal erlaubten Verzögerung von 50 ns führt dabei zu einer Trigger-Schwelle  $E_{\text{RTC}}$  von:  $E_{\text{RTC}} = (1,76 \pm 0,11_{RMS}) \cdot E_{\text{B}}$  In dieser Konfiguration besitzt der RTC eine Latenz von 140 ns. Mit der Laufzeit von etwa 70 ns bedeutet dies, dass der RTC etwa 210 ns nach Auftreten eines Ereignisses ein Signal erzeugt. Die Breite der RTC-Verteilung beträgt  $t_{\text{FWHM,RTC}} = (40,25\pm0,14)$  ns. Neben einer reduzieren Latenz, erlaubt der neue Anstiegszeit-Kompensator auch ein kleineres Koinzidenzfenster. Der RTC-Jitter ist dabei so gering, dass die minimale Breite des Fensters nur durch die zeitliche Auflösung niederenergetischer Signale limitiert ist. Mit dem gewählten Fenster von 100 ns liegt der Anteil zufälliger Koinzidenzen bei unter 2 %.

# KAPITEL 8

# Zeitmessung mit dem Crystal-Barrel-Detektor

Time-to-Digital-Converter (TDC) Module messen den Zeitpunkt von Signalen, relativ zu einem Referenzzeitpunkt. Bezogen auf den Crystal-Barrel-Detektor muss ein TDC die Zeit von Energieeinträgen relativ zum Experiment-Trigger möglichst verlustfrei digitalisieren. Seine Spezifikation sollte für diesen Einsatzzweck optimiert sein. Hier sind vier Eigenschaften wesentlich: Die Breite des erfassten Zeitfensters, also das Intervall um der Triggerzeitpunkt, in dem der TDC Einträge digitalisiert; Die *Multihit*-Fähigkeit, also das Registrieren von mehr als einem Ereignis pro Kanal; Die Auflösung, oder die Unschärfe bei der wiederholten Messung einer festen Zeitdifferenz; Und das Binning, das kleinste unterscheidbare Zeitintervall. Diese Schlüsselparameter der Backend-Elektronik müssen zu den Eigenschaften der Frontends passen, die aus Szintillator-Material und der APD-basierten Ausleseelektronik besteht. Zum Beispiel besitzen Signale im Energiezweig eine Halbwertsbreite von etwa 4  $\mu$ s. Das Integrations-Zeitfenster beträgt 6  $\mu$ s. Soll die Analyse in die Lage versetzt werden Pile-up und somit eine verfälschte Energiemessung zu erkennen, muss das TDC-Zeitfenster  $\geq 10 \,\mu$ s sein. Moderne Multihit-TDCs besitzen eine Auflösung im Bereich von 10 to 100 ps und ein Fenster in der Größenordnung zwischen 1 to 100  $\mu$ s. Tabelle 8.1 zeigt zum Beispiel die Kenndaten von zwei aktuellen TDC-Modellen.

Wenn zwischen Fensterbreite und Zeitauflösung eines TDC am Crystal-Barrel-Detektor abgewogen werden muss, dann ist ein breites Zeitfenster (>  $10 \,\mu$ s) sinnvoll, weil damit Pile-up erkannt werden kann. Im Gegensatz dazu ist eine Zeitauflösung im ps-Bereich überflüssig, weil die Zeitauflösung der Kristalle im ns-Bereich liegt und die Energie-Signale mehrere  $\mu$ s breit sind.

Der neue SADC-basierte Energiezweig erkennt zwar auch Pile-up und liefert eine Zeitinformation. Der Zeitzweig bietet jedoch auch nach dem Umbau im Vergleich dazu Vorteile: Die aktuelle SADC-Implementierung erreicht zum Beispiel nur eine RMS-Zeitauflösung von etwa 50 to 30 ns für Einträge mit  $E \gtrsim 3 \text{ MeV}$  [Mül19]. Im Zeitzweig ist die Schwelle  $E_D$  zwar höher (etwa bei 5 to 15 MeV); allerdings erreichen Signale hier ab  $E \approx 1,5 \cdot E_D$  bereits eine bessere Auflösung. Hochenergetische Signale  $(E \ge 100 \text{ MeV})$  erreichen eine RMS-Auflösung von  $\sigma_t \approx 3 \text{ ns}$  [Hon15; HKM+22]. Weiterhin ist die aktuelle SADC-Firmware nicht Multihit-fähig und liefert lediglich die Information des ersten, nach dem Trigger aufgetretenen Ereignisses. Insbesondere aufgrund der besseren Zeitauflösung und der besseren Pile-up-Erkennung im Zeitzweig ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein TDC in die Firmware der Diskriminatormodule integriert worden.

Das vorliegende Kapitel stellt den entwickelten und an den Zeitzweig angepassten TDC vor. Dafür sind zunächst im Abschnitt 8.1 die Anforderungen zusammengefasst. Die Evaluation einer Alternative zur Eigenentwicklung wird in Abschnitt 8.3 dargestellt. Abschnitt 8.4 präsentiert das Design des neuen TDCs. Abschließend zeigt Abschnitt 8.5 die Leistungsfähigkeit des Moduls.

# 8.1 Anforderungen

Die Anforderungen an einen TDC im Zeitzweig ergeben sich aus seinem Einsatzzweck und können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Einerseits sind es Anforderungen an das TDC-Modul und andererseits an die einzelnen TDC-Kanäle. Hier sind Beispielhaft einerseits die Zeitauflösung eines Kanals und andererseits die Kanaldichte des Moduls zu nennen. Nachfolgend sind zunächst die Anforderungen an einen TDC-Kanal dargestellt. Dieser Aufstellung folgen Anforderungen an die Module. Beides ist in Tabelle 8.1 zusammengefasst.

**Pulsauflösung und Fentsterbreite** In aufgezeichneten SADC-Daten aus einer Teststrahlzeit wurde in den vorderen CB-Ringen in 10 % der Ereignisse Pile-up registriert [Sch19]. Um solche Ereignisse zu erkennen, ist ein Multihit-TDC notwendig. Dieser TDC-Typ kann mehrere Treffer registrieren, die in einem Zeitfenster um den Referenzzeitpunkt aufgetreten sind.

Unterschiedliche TDC-Implementierungen erlauben dabei das Registrieren von Zeitstempeln vor, nach oder vor und nach dem Referenzzeitpunkt. Beim Crystal-Barrel-Detektor sind sowohl Zeiten der Treffer vor, als auch nach dem Triggerzeitpunkt relevant, weil unkorrelierte Einträge aufgrund der langen Pulsdauer die QDC-Messung beeinflussen können. Der TDC muss dabei Ereignisse etwa 8 µs vor dem Triggerzeitpunkt und mindestens bis zum Ende des Integrationsprozesses, also 6,5 µs nach dem Trigger, registrieren.

Im Vergleich zu TDCs an Plastik-Szintillatoren, ist die Pulsdauer auch im Zeitzweig verhältnismäßig lang. So dauert es etwa 1  $\mu$ s bis ein  $\approx$  8 MeV Puls die Schwelle von 4 MeV wieder unterschreitet. Die Doppelpulsauflösung spielt entsprechend bei den TDC-Anforderungen eine nachrangige Rolle. Dennoch sollte das Modul in der Lage sein, Pulse mit einem Abstand von 10 ns als einzelne Treffer zu registrieren. Dies erlaubt das Erkennen von Rauschtreffern vor dem eigentlichen Ereignis.

**Zeitauflösung** Die Zeitauflösung analoger Signale hängt stark von ihrer Amplitude und der eingestellten Diskriminatorschwelle ab. Messungen dazu finden sich in [Hon15]. Dort wurde mit Elektronik-Prototypen eine Auflösung  $\sigma_t$  von 1,5 to 3 ns erreicht. Bei dieser Messung wurde der TDC *Mod V1290A* der Firma CAEN verwendet, der eine Auflösung von 35 ps besitzt. Dessen Beitrag zur Auflösung ist vernachlässigbar, weil sich die Gesamtauflösung aus der quadratischen Addition der Auflösungen analoger Signale und der des TDCs selbst ergibt.

Ein neuer TDC sollte die Zeitauflösung des Detektors nicht wesentlich limitieren. In eine Anforderung übersetzt bedeutet dies, dass die TDC-Auflösung mit < 2 ns gleich oder besser als die der analogen Signale sein soll.

**Kanaldichte** Die CB-Diskriminatoren verarbeiten Signale von bis zu 92 Kristallen. Ein Kanal wird mit jeweils zwei Schwellendiskriminatoren digitalisiert und im FPGA verarbeitet (siehe Abschnitt 4.3 und Kapitel 7). Eine dieser Schwellen ist zusätzlich nach außen geführt und erlaubt so den Einsatz eines externen TDC. Bezogen auf die Kanaldichte ermöglicht dies die nachfolgend beschriebenen Ausbaustufen.

Für eine optimale Korrektur des Time-Walks (Abschnitt 4.2.2) ist bei der Analyse einerseits die Zeit einer der beider Schwellen notwendig. Andererseits wird dazu die Energiedeposition im entsprechenden Kristall genutzt [Sta23]. Die B-Schwelle bietet dabei eine bessere Zeitauflösung hochenergetischer Signale. Die niedrigere A-Schwelle liefert jedoch auch eine Zeitinformation von Treffern unterhalb der B-Schwelle. Außerdem ist die Zeitauflösung der A-Schwelle für niederenergetische Signale besser [Hon15].

Deshalb sollte die Zeit beider Schwellen digitalisiert werden. Idealerweise geschieht dies mit dem FPGA des Diskriminators, sodass keine zusätzliche Hardware benötigt wird. In diesem Fall muss ein integrierter TDC 184 Kanäle enthalten. Für den Fall, dass die limitierten FPGA-Ressourcen nicht ausgereicht hätten, um TDC-Kanäle für beide Schwellen zu implementieren, wurde bei der Entwicklung des Diskriminators jeweils eins der beiden Komparator-Signale pro Kristall nach außen geführt (Abschnitt 4.3). Weil auch die externen Module per VMEbus angebunden werden sollten und der Platz auf dem CB-Wagen limitiert ist, war auch dort eine Kanaldichte von 73 Kanälen pro externes Modul notwendig (vergleiche Abschnitt 5.2).

**Integration in die DAQ** Der eingesetzte TDC soll in das Konzept der vorhandenen Datenakquisition passen. Das heißt zum Beispiel, dass eine Möglichkeit bestehen muss, die registrierten Ereignisse mit Daten aus anderen Detektoren des Experiments zu synchronisieren (siehe Abschnitt 2.3). Dazu muss der TDC die Daten bis zum Auslesen vorhalten.

Das Auslesen der Daten gehört in der aktuellen Implementierung zur Totzeit des Experiments. Aufgrund des parallelisierten Prozesses ist nur die Totzeit der langsamsten Komponente relevant (siehe Abschnitt 2.3.3). Im alten Aufbau war es die QDC-Ausleseelektronik mit  $\approx 430 \,\mu s$ . Der SADC-Umbau wird die Totzeit ungefähr halbieren, weil dann der Tagger-Detektor mit  $\approx 230 \,\mu s$  die Totzeit dominiert [Hof18]. Das Auslesen der TDC-Module sollte entsprechend die Totzeit nicht erhöhen und so die erreichbare Ereignisrate limitieren.

Weiterhin ist auch bei einem externen TDC eine VME-basierte Lösung vorzuziehen. Das vereinfacht die Integration in die DAQ, weil das vorhandene Sync-System genutzt werden kann [Hof18] und dadurch eine Hardware-Neuentwicklung entfällt.

# 8.2 Alternativen zur Eigenentwicklung

Auf Basis der Anforderungen aus dem vorherigen Abschnitt 8.1 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Einsetzbarkeit mehrerer TDC-Module evaluiert. Einer Eigenentwicklung gegenüber standen einerseits kommerziell verfügbare Module; andererseits wurde der Einsatz des jTDC [Bie] untersucht. Der jTDC ist ein Firmware-Modul, das sowohl im Diskriminator, als auch in anderen VME-Modulen mit Spartan 6 FPGA einsetzbar ist. Tabelle 8.1 vergleicht ein kommerzielles Modul mit dem jTDC und der Eigenentwicklung.

Als externer TDC kam das VME-Modul *V1190A* der Firma *CAEN SpA* in Frage, weil es im Gegensatz zu anderen, kommerziell verfügbaren Modulen ein breites TDC-Fenster bietet [CAE]. Ein externer TDC kann jedoch nur die Zeit der B-Schwelle digitalisieren (vergleiche Abschnitt 4.3). Beide Schwellen mit einem in die Diskriminator-Firmware integrierten jTDC aufzuzeichnen ist ebenfalls nicht möglich, weil maximal 100 Kanäle im Spartan 6 FPGA implementierbar sind [Bie]. Mit einem jTDC in der Diskriminator-Firmware und weiteren externen Modulen kann die Zeit beider Schwellen digitalisiert werden. Weil dabei die externen Module frei wählbar sind und bei geeigneter Wahl dort ebenfalls der jTDC genutzt werden kann, wurde entschieden, diese Lösung einem kommerziell verfügbaren, externen TDC vorzuziehen, weil damit der Integrations- und Wartungsaufwand in der DAQ und der Analysesoftware für ein zweites TDC-Modell wegfällt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde deshalb zunächst ein jTDC-Prototyp in die DAQ und das ExPlORA-Framework integriert. Damit wurden erste Daten aufgezeichnet sowie eine notwendige Kalibrierung der jTDC-Kanäle implementiert und vorgenommen (siehe Abschnitt 8.3). Weil aber bei dieser Lösung weitere Hardware notwendig war, wurde parallel dazu die Entwicklung eines internen TDCs verfolgt und erfolgreich abgeschlossen. Dieser neu entwickelte TDC wird im Zeitzweig genutzt.

| Anforderun                                  | g              | Caen V1190A              | jTDC                    | Eigen-<br>entwicklung |
|---|----------------|--------------------------|-------------------------|-----------------------|
| Multihit fähig                              |                | ja                       | ja                      | ja                    |
| Doppelpuls-<br>auflösung                    | < 10 ns        | 5 ns                     | 5 ns                    | 1,25 ns               |
| Auflösung                                   | < 2 ns         | 100 ps bis<br>800 ps LSB | ø40 ps LSB<br>30 ps RMS | 1,25 ns LSB           |
| Fensterbreite                               | $\geq 10\mu s$ | 54 to 108 µs             | 1,25 µs                 | 20 µs                 |
| Kanäle pro Modul                            | ≥ 73           | 128                      | 100                     | 184                   |
| In Diskriminator<br>integrierbare Kanalzahl |                | _                        | ≤ 100                   | 184                   |

Tabelle 8.1: Vergleich zwischen einem kommerziell verfügbaren TDC mit ausreichend breitem TDC-Fenster [CAE], dem in die FPGA integrierbaren jTDC [Bie] und einer Eigenentwicklung, welche im Abschnitt 8.4 beschrieben ist.

Obwohl also im finalen Aufbau des Zeitzweiges keine jTDCs verwendet werden, war die geleistete Arbeit zur Integration des TDCs in das Experiment nicht umsonst, weil sie als Basis genutzt wurde, um TDCs in anderen Detektoren des Experiments zu modernisieren und mit jTDCs zu ersetzen [HLH16]. Deshalb wird die jTDC-Firmware und ein Teil der Messungen im Abschnitt 8.3 kurz präsentiert. Abschnitt 8.4 stellt den neuen (für den Zeitzweig entwickelten) TDC vor.

# 8.3 jTDC als externer TDC

*jTDC* ist der Name einer FPGA-Firmware, die seit 2015 unter der freien *GNU GPLv3* Lizenz verfügbar ist [Bie]. Sie wurde ursprünglich von John Bieling für das BGO-OD Experiment [Jud+20] entwickelt und enthält (bis zu) 100 TDC- und Scaler-Kanäle. Es können rudimentäre Trigger-Signale generiert werden. Die zugehörige Logik ist einfach erweiterbar. Einsetzbar ist die Firmware auf Spartan 6 und Virtex 5 FPGAs des Herstellers Xilinx.

**Funktionsweise** Die Zeitmessung der jTDC-Firmware basiert auf einer Kette von Verzögerungsbausteinen (Tapped Delay Line). Das Prinzip einer solchen Kette ist in Abbildung 8.1 skizziert. Eine detaillierte Beschreibung findet sich zum Beispiel in [Kal04]. Allen auf dieser Technik basierten TDCs liegt das gleiche Prinzip zugrunde. Sie nutzen den Wert *n* eines Zählers für eine grobe Zeitauflösung. Die so erreichbare Zeitauflösung ist durch die maximal erreichbare Taktrate begrenzt, mit welcher die FPGA-Logik arbeitet.

Eine deutliche Steigerung der Auflösung über die Taktperiode hinaus wird erreicht, wenn der TDC zum Zeitpunkt einer Taktflanke zusätzlich auswertet, wie tief das betrachtete Signal eine Kette aus Verzögerungsbausteinen durchdrungen hat. Dazu tasten sie mit Flip-Flops das Signal an den Ausgängen dieser Bausteine ab, die auch Taps genannt werden. Die Position einer Signal-Flanke ist im so erhaltenen Datenwort durch den unären Code (Thermometer-Code) dargestellt. Je früher also ein Signal vor dem Takt von Low zu High wechselt, desto weiter propagiert diese Signalflanke durch die Kette und das Datenwort enthält mehr Einsen. Diese Methode kann eine Zeitauflösung von wenigen ps liefern [Por73]. Die Referenz- beziehungsweise Triggerzeit behandelt der jTDC wie einen eigenen Kanal, der bei einem



Abbildung 8.1: Das Eingangssignal (IN) durchläuft eine Kette von Verzögerungsbausteinen (Delay). Der Ausgang eines Delays ist jeweils mit einem weiteren Delay und einem Flip-Flop verbunden. Die nachfolgende Logik kodiert die Position der Signal-Flanke aus dem unären Zählcode in den platzsparenden Binärcode.

Zählerstand von n = 0 eingetroffen ist. Die Zeit *t* eines Ereignisses entspricht dann der Differenz zwischen der gemessenen Zeit  $t_{ch}$  in einem Kanal und der Triggerzeit  $t_{ref}$ :

$$t = t_{ch} - t_{f,ref}$$
  
=  $(n \cdot T + t_{f,ch}) - t_{f,ref}$  (8.1)

*n* ist hier die Anzahl der verstrichen Taktperioden seit dem Trigger-Signal, *T* die Taktperiode des jTDC von 2,5 ns,  $t_{f,ref}$  und  $t_{f,ch}$  sind jeweils die fein-aufgelösten, verstrichenen Zeiten vor der Taktflanke.

**Firmware-Eigenschaften** Neben einem TDC besitzt jeder Kanal im jTDC auch einen Zähler (Scaler) zur Bestimmung der Ereignisrate. Weiterhin generiert die Firmware mit einer einfachen Logik Trigger-Signale.

Die mittlere Verzögerung eines Kettengliedes wird mit 40 ps angegeben [Bie]. Die fein aufgelöste Zeit der Kanäle muss aus den nachfolgend genannten Gründen für jedes Modul und jede erstellte Firmware einzeln kalibriert werden. Die Kalibrierung ist notwendig weil beim Erstellen einer neuen Firmware die Position einzelner Kettenglieder nicht fixiert ist. Selbst bei einer Fixierung ist die Verzögerung von Taps an der selben Position verschiedener FPGAs unterschiedlich. Die Verzögerung hat außerdem eine leichte Abhängigkeit von der Temperatur und der Versorgungsspannung. Eine automatisierte Methode zur Kalibrierung ist in [Bie] skizziert und wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit in die Analyse-Software integriert.

Die Doppelpulsauflösung beträgt 5 ns. Alle Kanäle teilen untereinander einen Ereignispuffer (Event Buffer), der bis zu 15 360 Einträge aufnimmt. Das Trigger-Fenster ist maximal 1 250 ns lang und ist durch die Größe des BlockRAM limitiert.

**Integration in die DAQ und das Analysesystem** Die fehlende Möglichkeit mit dem jTDC die Zeit von 184 Kanälen pro Modul zu digitalisieren und das schmale Trigger-Fenster, welches nur bedingt eine Pile-up-Erkennung zulässt, sind Einschränkungen im Vergleich zu den Anforderungen an einen TDC für den Zeitzweig (Abschnitt 8.1). Deshalb wurde der jTDC als Ausweichlösung für den Einsatz im Crystal-Barrel vorgesehen und in die DAQ und das Analyse-Framework ExPlORA implementiert.

Die ursprüngliche Version des jTDC ist für das VFB6 VME-Modul der Firma ELB [ELB] entwickelt worden. Das Crystal-Barrel-Experiment setzt dieses FPGA-Modul ebenfalls ein, zum Beispiel in der

ersten Trigger-Stufe. Aus diesem Grund konnte einerseits bei der Integration teilweise auf bereits vorhandene Software zurückgegriffen werden. Andererseits ist das Herzstück des VFB6, genau wie beim Diskriminator-Board (Kapitel 4.3), ein Spartan 6 FPGA von Xilinx [DS160]. Die FPGA-interne Kommunikation mit dem VME-Controller ist in beiden Modulen identisch, sodass eine Portierung auf den neuen Diskriminator mit begrenztem Aufwand möglich war. Gerrit Grutzeck portierte die Firmware auf das Diskriminator-Board im Rahmen einer Bachelorarbeit [Gru16].

## 8.3.1 Durchgeführte Messungen

Nach erfolgter Integration wurde die Leistungsfähigkeit der Kombination aus jTDC und DAQ während einer Test-Strahlzeit qualitativ untersucht. Zu diesem Zeitpunkt standen noch keine Diskriminatormodule zur Verfügung. Deshalb wurde ein jTDC mit 32 Kanälen auf einem VFB6-Modul genutzt. Der parallele Betrieb zu einem CATCH<sup>1</sup>-TDC [Fis+00] am Tagger-Detektor erlaubt einen nachfolgend gezeigten Vergleich der beiden Module.

CATCH-TDCs wurden vor dem Umbau in mehreren Detektoren des Experiments genutzt [Hof18]. Sie basieren auf dem F1-TDC Chip [Bra+99b]. Dieser nutzt ebenfalls eine Tapped Delay Line Architektur, verzöget jedoch das Takt- und nicht das Eingangssignal. CATCH-Module und insbesondere die F1-Chips werden nicht mehr produziert, sodass bei diesem Test der jTDC auch als ein potentieller Nachfolger untersucht wurde.

**Kalibrierung** Der Spartan 6 besitzt keine dedizierten Delay-Bausteine. Deshalb nutzt der jTDC als Verzögerungsketten Signalpfade, die zum Übertragen des Carry-Bits von Addierern vorgesehen sind. Weil sie nicht als Delay-Bausteine ausgelegt sind, sind sie nicht auf ein gleichmäßiges Verzögern der Signale hin optimiert. Entsprechend gibt der Hersteller lediglich eine maximale Verzögerung von 80 ps für das genutzte FPGA an [DS162]. Die spezifizierte Auflösung des jTDC von 40 ps wird deshalb erst nach einer Kalibrierung erreicht. Der Kalibrierungsprozess ist im Repository der TDC-Firmware [Bie] dargestellt und nachfolgend skizziert.

Die Kalibrierung nutzt aus, dass die Ereignisse unkorreliert zum TDC-Systemtakt auftreten. Die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis zu einer beliebigen Zeit zwischen zwei Taktflanken zu finden folgt somit einer Gleichverteilung. Werden dann mit einem idealen TDC (identische Verzögerung aller M Taps) N Ereignisse aufgezeichnet und lediglich die feine Auflösung aus Gleichung 8.1 histogrammiert, so ist zu erwarten, dass vor jedem Tap und damit in jedem Bin des Histogramms  $\frac{N}{M}$  Ereignisse registriert werden. An dieser Stelle wird einmal mehr auf Abbildung 8.1 verwiesen. Dort zeigen die beiden OUT-Bits, vor welchem Tap die Flanke registriert wurde. Diese beiden Bits sind die feine Auflösung des TDCs und werden bei der Kalibrierung histogrammiert. Umgekehrt folgt, dass mit der Taktperiode T die Verzögerung t eines Delay Taps berechnet werden kann:

$$t = \frac{M}{N}T.$$

Die Anzahl der Einträge vor einem Tap (in einem Bin des Histogramms) ist also proportional zu dessen Verzögerungszeit *t*.

Analog zum zuvor beschriebenen Beisiel werden beim jTDC mit seiner variablen Verzögerung einzelner Delay Taps bei einer Messung mit insgesamt N Ereignissen  $n_i$  Einträge vor dem *i*-ten Tap

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> CATCH: COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

registriert. Damit gilt für seine Verzögerungszeit:

$$t_i = \frac{n_i}{N} \cdot 2,5 \,\mathrm{ns.} \tag{8.2}$$

Das Ergebnis einer solchen Messung für einen Kanal des jTDC zeigt Abbildung 8.2. Die verstrichene Zeit  $t_{\rm f}(i)$  zwischen Takt- und Signalflanke wird somit mit der Summe der vorhergegangenen Verzögerungen berechnet:

$$t_{\rm f}(i) = \sum_{j=0}^{i} t_j = \frac{T}{N} \cdot \sum_{j=0}^{i} n_j$$
(8.3)

Abbildung 8.3 zeigt die so bestimmte Zeit  $t_{f,ch}$  für den gleichen Kanal. ExPlORA nutzt anschließend ein solches Histogramm und erstellt daraus eine Nachschlagetabelle zwischen der Position und der Zeit  $t_f$ .

Die Häufigkeitsverteilung der ermittelten Tap-Verzögerungen  $t_i$  der 32 Kanäle ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Kettenglieder mit einer Verzögerung von 0 ps sind nicht dargestellt. Der Mittelwert beträgt (39,9 ± 0,4) ps und entspricht der Angabe in [Bie]. Die maximale Verzögerung eines Bins liegt bei 90 ps. Zum Vergleich: der CATCH-TDC bietet in der Standardkonfiguration durchgehend eine Bin-Breite von



Abbildung 8.2: Die Anzahl der registrierten Ereignisse  $n_i$  aus Gleichung 8.2 (linke y-Achse) und die damit berechnete Verzögerung  $t_i$  aus Gleichung 8.2 (rechte y-Achse) der zugehörigen Kettenglieder sind aufgetragen gegen ihre Postion in der Verzögerungskette. Beispielhaft dargestellt ist das Ergebnis eines jTDC Kanals.



Abbildung 8.3: Histogramm zur Erstellung einer Nachschlagetabelle zwischen der Position *i* der Signalflanke und der verstrichenen Zeit  $t_f$  nach der letzten Taktflanke (rechte y-Achse). Ermittelt wird die Zeit mithilfe der Summe aus Gleichung 8.3, welche auf der linken y-Achse dargestellt ist.



Abbildung 8.4: Verteilung der Verzögerungen einzelner jTDC-Kettenglieder für 32 Kanäle. Die Mittelwert der Verteilung und somit die mittlere Verzögerung liegt bei  $\bar{t} = (39,9 \pm 0,4)$  ps. Das RMS beträgt 17,7 ps.

120 ps [Fis+00]. Es ist jedoch auch möglich den TDC so zu konfigurieren, dass ein Eingangssignal mit je zwei Kanälen digitalisiert wird. Beide Kanäle haben eine unterschiedliche Takt-Phase, sodass die Auflösung auf 57 ps verbessert wird [Har08]. Diese Konfiguration wurde beim betrachteten Tagger-Detektor mit den 96 Szintillatorlatten genutzt.

**Puffertiefe** Die CATCH-TDC haben in der Standardkonfiguration eine Puffertiefe von 16 Einträgen. Es können jedoch maximal 14 Einträge fehlerfrei ausgelesen werden. Eine weitere Limitierung ist die Totzeit des Diskriminators vor dem CATCH-TDC. Sie beträgt 45 ns [Har08] und begrenzt die maximal erreichbare Doppelpulsauflösung. Beide haben zur Konsequenz, dass insbesondere bei hohen Ereignisraten Einträge verloren gehen: einerseits, wenn die Ereignisse kurz nacheinander auftreten; oder andererseits wenn mehr als 14 Ereignisse auftreten. Hier ist der jTDC insbesondere in Kombination mit dem CB-Diskriminator überlegen. Die Doppelpulsauflösung beträgt 5 ns. Die maximale Anzahl der Einträge pro Modul liegt beim jTDC bei 15 360. Im Mittel kann der jTDC also etwa 160 Einträge pro Ereignis und Kanal verarbeiten. Abbildung 8.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der registrierten Einträge pro Ereignis, wobei hier vor beiden TDCs noch der alte Diskriminator genutzt wurde. Bereits dieser qualitative Vergleich zeigt, dass bei der Ereignisrate von  $\approx 7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  die Puffertiefe



Abbildung 8.5: Häufigkeitsverteilung der Ereignisgrößen im Tagger-Kanal mit der höchsten Ereignisrate, ausgelesen mit dem jTDC (blau) und den CATCH-TDC (gelb). Aufgrund der limitierten Puffertiefe, verliert der CATCH-TDC Ereignisse. Die Rate im zugehörigen Kanal lag bei über  $7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ .

des CATCH-TDC nicht mehr ausreicht und Ereignisse verlosen gehen. Der CATCH-TDC registriert außerdem im gleichen Zeitfenster pro Ereignis weniger Treffer, weil dessen Doppelpulsauflösung mit 25 ns um einen Faktor 5 schlechter ist.

# 8.3.2 Zusammenfassung

Der jTDC ist für den Einsatz im Crystal-Barrel-Zeitzweig geeignet. Deshalb ist das Modul im Rahmen der vorliegenden Arbeit in die Datenakquisition und das Analyse-Framework des Experiments integriert worden. Das 1,25 µs breite TDC-Fenster stellt jedoch eine Einschränkung dar, wenn Pile-up erkannt werden soll. Außerdem ist sein Einsatz mit erheblichen Zusatzkosten verbunden, weil sich bei dieser Lösung maximal 100 Kanäle im Diskriminator befinden können. Es sind also zusätzliche externe jTDC-Module notwendig, um auch die Zeit der zweiten Schwelle zu digitalisieren. Daher wurde auch nach seiner erfolgreichen Integration in die DAQ, weiter das Ziel verfolgt, einen TDC für beide Schwellen in der Diskriminator-Firmware unterzubringen. Dies gelang mit einer TDC-Eigenentwicklung, die nachfolgend im Abschnitt 8.4 beschrieben ist.

Neben der Integration in die DAQ ist auch eine Prototyp-Implementierung einer Kalibrierung der feinen Zeitauflösung entwickelt und getestet worden. Weiterhin erfolgte im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein erster qualitativer Test des Systems am Tagger-Detektor. Weitere Tests folgten außerhalb dieser Arbeit [Har16] und hatten zur Konsequenz, dass 2017 der Großteil der TDC-Module im Experiment durch die neuen CB-Diskriminatoren und der jTDC Firmware ersetzt wurden.

# 8.4 pTDC

Der nachfolgend beschriebene TDC ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt worden. Der Bedarf für einen TDC mit hoher Kanaldichte, einem breiten Zeitfenster und gleichzeitig einem geringen Ressourcenverbrauch im FPGA war der Grund für die Eigenentwicklung. Die Anforderungen an das Modul sind in Kapitel 8.1 dargestellt. Das Design erreicht folgende Spezifikation:

- vollständig integriert in die Diskriminator-Firmware
- 184 TDC-Kanäle pro Modul
- 20 µs Trigger-Fenster
- 1,25 ns LSB
- 1,25 ns Doppelpulsauflösung

Die TDC-Funktionalität ist auf sechs Untermodule logisch aufgeteilt. Der Datenfluss durch diese TDC-Komponenten ist in Abbildung 8.6 dargestellt. Der folgende Abschnitt verschafft einen Überblick über diese Komponenten. Darauf anschließende Abschnitte geben eine detaillierte Beschreibung.

# 8.4.1 Überblick

**Deserialisierer** Die Verbesserung der Zeitauflösung über den Systemtakt hinaus erfolgt in diesem TDC nicht über eine Tapped Delay Line, wie beim jTDC, sondern mithilfe von Deserialisierer-Bausteinen. Sie sind wie Lookup-Tabellen und Flipflops ebenfalls dedizierte FPGA-Komponenten. Im Vergleich zur internen Logik können Deserialisierer jedoch mit einer deutlich höheren Frequenz betrieben werden. Vereinfacht dargestellt, sind es Schieberegister, die ein einlaufendes Signal seriell einlesen und parallel



Abbildung 8.6: Vereinfachter, schematischer Aufbau des entwickelten TDC, beispielhaft für einen Kanal

ausgeben. Analog zur Tapped Delay Line verbessert die Ausgabe des Deserialisierers die Zeitauflösung. Im Vergleich zum jTDC ist sie zwar geringer, verbraucht aber deutlich weniger FPGA-Ressourcen. Es entfällt auch die Notwendigkeit einer Kalibrierung, weil das Signal direkt durch eine Flipflop-Kette mit bekannter Frequenz und nicht durch eine Carry-Chain läuft. Der Einfluss des Deserialisierers auf die Auflösung ist in Abschnitt 8.4.2 dargestellt.

**Ein Ringspeicher** (Abschnitt 8.4.4) nimmt die parallel einlaufenden Deserialisierer-Daten entgegen. Ringspeicher überschreiben den ältesten Eintrag mit dem jeweils neu eingetroffenen. Der TDC behandelt das Trigger-Signal zunächst wie einen eigenständigen Kanal, wodurch die Auflösung bei der Analyse verbessert wird. Implementiert ist der Ringspeicher im BlockRAM des Spartan 6-FPGA.

**Die Trigger-Logik** tastet das Trigger-Signal mit einer geringeren Taktfrequenz ab und sendet es an die unabhängig voneinander agierenden TDC-Kanäle. Mit dem Eintreffen dieses Referenz-Signals wechselt die Ringspeicherlogik vom Schreib- in den Lese-Modus. Die Verzögerung zwischen dem Eintreffen des Triggers und dem Senden des Stoppsignals ist einstellbar. Abschnitt 8.4.5 beschreibt das Verhalten der Trigger-Logik.

**Nullunterdrücker** Zur Beschleunigung des Ausleseprozesses sendet der TDC an die DAQ nicht den gesamten Inhalt des Ringspeichers. Lediglich die Position der steigenden Flanken im Puffer und somit ihre Zeit ist von Relevanz. Mit der Position n und der Periodendauer T kann anschließend die Ereigniszeit  $t = n \cdot T$  berechnet werden. Eine Komponente mit dem Namen Nullunterdrücker (Abschnitt 8.4.6) erkennt und markiert dazu die steigenden Flanken im Datenstrom des Ringspeichers.

**Switch-Baum** Erkennt der Nullunterdrücker eine steigende Flanke im Datenstrom, so gibt er das Wort und ihre Position an die nächste Komponente, den Switch-Baum, weiter. Diese Komponente besteht aus einer Kaskade aktiver Multiplexer. Jeder dieser Multiplexer besitzt zwei Eingänge und einen Ausgang. Je zwei Multiplexer der Stufe n sind an einen Multiplexer der Stufe n + 1 angeschlossen, wodurch die namensgebende Baumstruktur entsteht. Die Multiplexer leiten selbständig die Daten eines Eingangs an ihren Ausgang. Im Resultat ist damit eine Umsetzung von 185 Eingängen zu einem Ausgang realisiert. Der Switch-Baum ist in Abschnitt 8.4.7 beschrieben. Durch Kommunikation untereinander wird sichergestellt, dass keine Daten verloren gehen.

**Datensender** Der Switch-Baum schreibt die ausgehenden Daten in einem FIFO. Eine Komponente mit dem Namen Datensender (Abschnitt 8.4.8) liest den FIFO und leitet die Daten auf Aufforderung an die DAQ weiter. Der Datensender fügt zur Information über Zeit und Kanal einer Flanke auch eine Modul-ID hinzu. Damit ist eine eindeutige Zuordnung jedes Datenwortes und somit eines Zeitstempels zu einem CB-Kristall möglich. Dies wiederum erleichtert eine zukünftige Erweiterung des Diskriminatormoduls, mit welcher ein aktives Senden der Daten über Netzwerk möglich sein wird [Tau21]. Das Datenformat kann dabei unverändert bleiben.

Durch den Switch-Baum zum Datensender propagiert außerdem auch die Information über den aktuellen Zustand (Lesen oder Schreiben) der TDC-Kanäle. Die DAQ erkennt damit, ob der TDC bereits alle Daten gesendet hat und stoppt das Auslesen. Die Trigger-Logik nutzt die selbe Information und startet damit das Aufzeichnen von neuen Ereignissen.

#### 8.4.2 Deserialisierer

Mit seiner mittleren Bin-Breite von 40 ps übertrifft die Zeitauflösung des jTDC (Kapitel 8.3) die des Crystal-Barrel-Detektors um ein Vielfaches. Aufgrund des hohen Ressourcenverbrauchs sind damit jedoch maximal 100 Kanäle im Diskriminator-FPGA implementierbar.

Die geforderte Kanaldichte (Abschnitt 8.1) von 184 Kanälen pro Diskriminator ist erreichbar, wenn statt der Carry-Chain nur ein Flipflop das Eingangssignal abtastet, die feine jTDC-Auflösung also wegfällt. Die maximale Abtast-, oder Samplingrate des Spartan 6 beträgt 400 MHz [DS162]. In Zeitauflösung des Gesamtsystems geht dies mit der Varianz der stetigen Gleichverteilung [Hes03] ein:

$$(\sigma_{t,\text{FF}})^2 = 2 \cdot \left(\frac{2.5 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2 = 1.04 \text{ ns}^2.$$

Analog zur Kalibrierung eines Taped Delay Line TDCs sind nämlich Ereignisse und die Abtastfrequenz nicht korreliert. Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeit konstant ein Ereignis zu einem beliebigen Zeitpunkt während des Taktes zu registrieren. Die Wahrscheinlichkeit ist also stetig und gleichverteilt, wodurch ein TDC mit der gezeigten Varianz zur Gesamtauflösung beiträgt. Der Faktor 2 kommt durch die Bestimmung der Referenzzeit auf die selbe Art zustande.

Eine alleinige Angabe der Standardabweichung ( $\sigma_{t,FF} = 1,02 \text{ ns}$ ) ist hier nicht sinnvoll, weil die konstante TDC-Auflösung nur einen Teil der energieabhängigen Gesamtsystem-Auflösung ausmacht. Einfacher ist es die TDC-Varianz mit der Zeitsignal-Varianz zu vergleichen. Nahe der Diskriminator-Schwelle ist der TDC-Einfluss auf die Gesamtauflösung vernachlässigbar, weil sie dort im Bereich von 100 to 10 ns liegt (vergleiche Abbildung 8.28). Eine einfache Überschlagsrechnung mit den Daten aus der selben Abbildung liefert jedoch, dass die Varianz von 1,04 ns<sup>2</sup> bei Signalen mit  $E \approx 400 \text{ MeV} \approx 100 \cdot E_{\text{th}}$  etwa einen Viertel der Auflösung ausmachen würde.

Eine höhere Samplingrate verbessert die Auflösung dieser hochenergetischen Signale. Sie ist mit nativen, im FPGA vorhandenen Deserialisierer-Bausteinen erreichbar. Im Spartan 6 bestehen Deserialisierer aus einer Kette von vier Flipflops, die mit einer Frequenz von bis zu 1 080 MHz betrieben werden können [DS162]. Eine vereinfachte Beschreibung dieser *ISERDES2* genannten Bausteine, befindet sich in Abschnitt 4.3.3. Der stark vereinfachte Aufbau ist in Abbildung 8.7 noch einmal dargestellt. Der Hersteller liefert eine detaillierte Dokumentation [UG381] der Komponente.

Das TDC-Design erreicht eine maximale Taktfrequenz von 200 MHz. Gleichzeitig erlaubt das Hardware-Design des Diskriminators ein Deserialisierer-Verhältnis von eins zu vier. Somit erreicht der TDC eine Samplingrate der Eingänge von 800 MHz.

Wie beim jTDC, wird hier die Ausgabe des ISERDES2 als unärer Code (Thermometer-Code) in-



Abbildung 8.7: Vereinfachtes Blockdiagramm eines Deserialisierers mit Verhältnis 1:4.



Abbildung 8.8: Der Deserialisierer tastet das Eingangssignal mit der vierfachen Taktfrequenz CLK<sub>x4</sub> ab. An deren steigenden Flanken mit der Beschriftung *a*, *b*, *c*, *d* wird jeweils das Bit Q<sub>4</sub>, Q<sub>3</sub>, Q<sub>2</sub>, Q<sub>1</sub> eingelesen. Mit dem Systemtakt (CLK) werden diese Bits parallel als Datenwort Q ausgegeben.

terpretiert. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Das Eingangssignal wird dort mit dem schnellen Takt  $CLK_{x4}$  abgetastet und wechselt zum Zeitpunkt 6 in den *High* Zustand. Es durchläuft die in Abbildung 8.7 gezeigte Flipflop-Kette und erzeugt zum Zeitpunkt 8 die Ausgabe *1100*. Die Position des Wechsels von *High* zu *Low* im ausgegebenen Wort kann in eine fein aufgelöste Zeit umgerechnet werden. Weil also nur zwei führende Bits *High* sind, ist das Eingangssignal nach der letzten steigenden Systemtakt-Flanke nur durch zwei Flipflops in der schnellen Kette propagiert. Mit  $T_{x4} = 1,25$  ns bedeutet dies, dass es etwa 2,5 ns vor der Flanke aufgetreten ist.

Als Resultat wird die oben beschriebene Varianz  $\sigma_{t,FF}^2$  durch Verdopplung der Abtastrate mithilfe des ISERDES auf ein Viertel reduziert:

$$\sigma_{t,\text{ISERDES}}^2 = 2 \cdot \left(\frac{1,25 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2 = 0,26 \text{ ns}^2.$$

Durch die Nutzung der ISERDES wird also die TDC-Zeitauflösung  $\sigma_{t,ISERDES} = 0,51$  ns um einen Faktor zwei verbessert. Dieser Ansatz halbiert gleichzeitig den Systemtakt und vergrößert so das Zeitbudget für die Laufzeit der dazugehörenden Signale. Die Synthese-Software hat damit mehr Freiheitsgerade beim Implementieren des Designs und kann zum Beispiel die gleiche Logik innerhalb des FPGA topologisch weiter auseinander platzieren. Dies wiederum vereinfacht das Erstellen der Firmware. Beim entwickelten TDC dauert dieser Prozess gewöhnlich nur 20 to 30 min und nie länger als 1,5 h. Im Vergleich dazu, muss beim jTDC dafür etwa ein Tag eingeplant werden.

# 8.4.3 Taktaufbereitung und Verteilung

Das FPGA auf dem Diskriminator ist an eine 100 MHz Taktquelle angeschlossen (siehe Abschnitt 4.3.2). Die Deserialisierer-Eingangsseite braucht jedoch eine Frequenz von 800 MHz. Durch das 1:4 Verhältnis ist außerdem für die Ausgangsseite ein 200 MHz Takt notwendig. Empfangs- und Sendefrequenzen aller Deserialisierer müssen jeweils untereinander eine feste Phasenbeziehung haben. Dies vermeidet zum Beispiel eine sonst notwendige Synchronisationslogik. Das FPGA muss also aus der 100 MHz Basisfrequenz intern mehrere Taktfrequenzen generieren. Dies erfolgt durch die Nutzung von dedizierten PLL-Bausteinen, die im FPGA vorhanden sind (siehe Abschnitt 4.3.3). Nachfolgend ist die Konfiguration der Taktdomänen dargestellt.

Sowohl den Systemtakt, als auch die anderen Frequenzen synthetisiert das FPGA aus einer, allen TDC-Modulen gemeinsamen, Taktquelle. Dessen Takt wird an alle Module über die angeschlossene Backplane (Abschnitt 9.3) verteilt. Eine gemeinsame Quelle ermöglicht eine feste Phasenbeziehung zwischen dem Takt der 16 Module. Dies wiederum vereinfacht die Board-zu-Board Kommunikation, weil der Transfer von Signalen in andere Takt-Domänen wegfällt. Weiterhin ist diese Taktquelle mit einer Präzision von 0,1 ppm spezifiziert [TAIT20]. Hierbei sind Schwankungen im Temperaturbereich von -20 to 70 °C, der Versorgungsspannung und Alterungseffekte von 20 Jahren berücksichtigt.

#### Implementierung

Die entwickelte Firmware nutzt standardmäßig den Backplane-Takt, jedoch nicht direkt, sondern leitet ihn zunächst an den Taktmanager des Diskriminator-Boards weiter. Bei Ausfall der Backplane-Taktquelle hat dies den Vorteil, dass der Taktmanager automatisch auf die Board-interne, ungenauere Quelle umschaltet. Damit bleibt die Firmware auch in diesem Fehlerfall funktionsfähig. Die entwickelte DAQ-Software beobachtet solche Umschaltvorgänge und warnt, wenn der Backplane-Takt ausfällt. Der Taktmanager leitet die gewählte FPGA-Frequenz auch an den CPLD weiter, welcher die VME-Kommunikation abwickelt (Abschnitt 4.3.3). Entsprechend bleibt auch hier die Phasenbeziehung fest und vereinfacht die Kommunikation zwischen CPLD und FPGA.

In der genutzten LX150 Ausführung des Spartan 6 sind die user I/O-Pins zu einer von sechs sogenannten *SelectIO*-Bänken zugeordnet (vergleiche Abschnitt 4.3.3 und [UG382]). Die Bank-Aufteilung ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Diese sechs IO-Bänke sind wiederum einer von vier BUFPLL-Regionen zugeordnet. Die Deserialisierer des Spartan 6 FPGA können mit verschiedenen Taktquellen betrieben werden. Eine Abtastrate von 800 MHz erreichen sie jedoch nur dann, wenn ein bestimmter (zur Region gehörender) BUFPLL-Taktpuffer als Taktquelle genutzt wird. Nur so kann die spezifizierte Deserialisierer-



Abbildung 8.9: SelectIO-Bänke und Pinbelegung des LX150 FPGA. Eingefärbte Kästchen stellen I/O-Pins dar. Die Pins gleicher Farbe gehören zur jeweils selben SelectIO-Bank, wobei Bänke 1 und 5 sowie 3 und 4 in je der selben BUFPLL Domäne liegen. Dies ist wichtig bei der Zuordnung von IO-Blöcken zu PLL-Regionen QUELLE: [UG385].



Abbildung 8.10: Takt-Domänen und ihre Konfiguration im Diskriminator FPGA.

Taktrate von bis zu 1 080 MHz erreicht werden [DS162]. Die Puffer sind an vier der sechs vorhandenen PLL angeschlossen.

Die entwickelte Firmware konfiguriert einen zweistufigen PLL-Aufbau. Eine schematische Schaltung ist in Abbildung 8.10 dargestellt. Der vom Taktmanager kommende Grundtakt gelangt über einen Eingangspuffer (IBUF) zur ersten Regelschleife. Die Frequenz des PLL-Oszillators (VCO) in dieser Schleife beträgt 1 GHz. Mit steigender VCO-Frequenz steigt auch die Filterwirkung bezüglich des Eingangstakt-Jitters (siehe [UG382] und nachfolgender Abschnitt).

Durch einen Teilungsfaktor von 5 erzeugt die erste PLL aus dem 1 GHz VCO-Takt die globale 200 MHz Frequenz. Diese wird einerseits an die vier Regelschleifen verteilt, welche die lokalen Frequenzen für die einzelnen BUFPLL-Regionen generieren. Andererseits wird mit diesem Takt auch der Cluster Finder betrieben (Kapitel 9). Die 100 MHz aus der ersten Rückkopplungsschleife werden zum Beispiel in der VME-Schnittstelle genutzt.

Die Regelschleifen zum Erzeugen der lokalen Taktfrequenzen in den BUFPLL-Regionen sind ähnlich verschaltet. Ihre Eingangsfrequenz stammt aus der ersten PLL, sodass sie den Jitter (Zittern) des Eingangstaktes weiter reduzieren. In ihre Rückkopplungsschleifen ist ein globaler Puffer integriert. Er verteilt die jeweilige Frequenz an die Deserialisierer-Sendeseiten und die Ringspeicher-Empfangsseiten der TDC-Kanäle. Die VCO-Frequenz in diesen Regelschleifen liegt bei 800 MHz. BUFPLL-Elemente verteilen also die ungeteilte VCO-Frequenz in den zugehörigen Regionen.

Eine PLL regelt die interne Frequenz und ihre Phase so, dass die Phasendifferenz zwischen Eingangsfrequenz und der Feedback-Frequenz einen festen, einstellbaren Wert beträgt (Abschnitt 4.3.3). In die Rückkopplungsschleifen aller PLL ist jeweils ein globaler Taktpuffer (BUFG) integriert und die Phasendifferenz ist auf 0° eingestellt. Die Phase zwischen der Eingangsfrequenz und der Frequenz am Ausgang des BUFG beträgt also 0°. Weil auch alle anderen generierten Frequenzen einen BUFG durchlaufen, eliminiert die in Abbildung 8.10 dargestellte Schaltung die Phasenverschiebung zwischen allen Frequenzen. Dies wiederum vereinfacht das Design der restlichen Logik, weil asynchrone Übergänge zwischen den verschiedenen 200 MHz Takt-Domänen wegfallen. Auf dieses sogenannte Clock Domain Crossing muss besonderer Augenmerk bei der Entwicklung gelegt werden [Kil07].

#### Einfluss auf die Auflösung

Die Präzision der 800 MHz Frequenz hat Einfluss auf die Auflösung des TDC. Hier müssen der Taktund Frequenz-Jitter betrachtet werden. Beide Effekte sind in Abbildung 8.11 skizziert. Wird der Takt einer oder mehrerer Quellen miteinander Vergleichen, so können Abweichungen vom idealen Takt durch den Herstellungsprozess (P), die Versorgungsspannung (V) und die Temperatur (T) verursacht werden. Entsprechend wird dieser Jitter als PVT-induziert bezeichnet. Die langfristige Stabilität einer Taktquelle



Abbildung 8.11: Der ideale Takt (a) einer Quelle mit spezifizierter Frequenz und konstantem Abstand zwischen je zwei Flanken. Im Vergleich dazu: Der abweichende Abstand von einer steigenden Taktflanke zur nächsten wird als Takt-Jitter bezeichnet (b). In Gelb wird die Differenzielle Nichtlinearität dargestellt. Die Pfeile zeigen dabei die Richtung der Abweichung auf. Ein Frequenzrauschen verursacht in (c) eine systematische Abweichung über größere Zeitskalen. Diese Integrale Nichtlinearität ist in Blau eingezeichnet.

wird in ppm angegeben. Ist eine 1 MHz Quelle zum Beispiel mit 1 ppm Genauigkeit spezifiziert, so generiert diese höchstens einen 1 Taktzyklus mehr oder weniger pro Sekunde. Kurzfristige Schwankungen betrachtet der Takt-Jitter, der mit der Differenziellen Nichtlinearität des Taktes zusammenhängt und die zeitliche Abweichung zweier aufeinanderfolgenden Taktflanken beschreibt. Nachfolgend wird zunächst der kurzfristige Takt-Jitter betrachtet. Anschließend wird auf die Frequenzstabilität eingegangen.

Bei einer Jitter-freien Frequenz von 800 MHz liegen immer genau 1,25 ns zwischen zwei Flanken. Die statistische Verteilung der Taktperiode (Zeitspektrum) wird als Phasenrauschen bezeichnet. Sie ist nicht notwendigerweise normalverteilt. Oft wird deshalb der Peak To Peak Jitter (*Pk-to-Pk*) angegeben, welcher die Differenz der maximal möglichen Abweichungen zu beiden Seiten quantifiziert. Die Regelschleifen des Spartan 6 akzeptieren am Eingang einen maximalen Jitter von 1 ns Pk-to-Pk, wenn die Frequenz 200 MHz nicht übersteigt [DS162]. Eine Abschätzung des maximalen Ausgangs-Jitters liefert die Software *Clocking Wizard* [PG065] von Xilinx. Neben der PVT-Abhängigkeit werden dort auch die VCO- und die Eingangsfrequenz sowie der Eingangs-Jitter berücksichtigt. Bei der Maximalabschätzung der Software wird jedoch angenommen, dass die gesamte interne Logik und alle PLL aktiv sind sowie alle IOs gleichzeitig umschalten. Die Abschätzung ist für die genutzte PLL-Konfiguration (Abbildung 8.10) und verschieden großen Systemtakt-Jitter in Tabelle 8.2 festgehalten. Daraus ist ersichtlich, dass der externe Jitter keinen großen Einfluss hat, solange er unter 1 ns Pk-to-Pk liegt. Davon ist auszugehen, weil die PLL bei einem größeren Jitter für eine kurze Zeit abschaltet und einen Fehler meldet. Dies wurde jedoch bei einer Messung über mehrere Tage nicht beobachtet. Damit kann eine Jitter-Obergrenze des 800 MHz TDC-Taktes angegeben werden:

$$\sigma_{\rm PLL} \leq 118 \, \rm ps$$

Mit dieser Abschätzung des maximalen Jitters berechnet sich die TDC-Auflösung zu:

$$\sigma = \sqrt{2\left(\left(\frac{1,25 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2 + (118 \text{ ps})^2\right)} = 0,54 \text{ ns}$$

Bereits dieser maximale Jitter verschlechtert die TDC-Auflösung lediglich um 5 %. Außerdem ist davon

| Taktquelle<br>100 MHz | PLL1<br>200 MHz | PLL2<br>800 MHz |  |  |  |  |  |  |
|-----------------------|-----------------|-----------------|--|--|--|--|--|--|
| (Annahme)             | (Absch          | ätzung)         |  |  |  |  |  |  |
| 999 ps                | 252 ps          | 118 ps          |  |  |  |  |  |  |
| 500 ps                | 184 ps          | 112 ps          |  |  |  |  |  |  |
| 100 ps                | 156 ps          | 111 ps          |  |  |  |  |  |  |
| 50 ps                 | 155 ps          | 111 ps          |  |  |  |  |  |  |

Tabelle 8.2: Auswirkung des angenommen Jitters einer externen Taktquelle (erste Spalte) auf den Jitter der generierten Frequenzen des globalen Phasenregelschleifen (PLL1) und der zweiten PLL, welche den 800 MHz Takt für die Deserialisierer generiert. Die Ergebnisse der zweiten und dritten Spalten liefert die *Clocking Wizzard* Software von Xilinx (siehe Text).

auszugehen, dass der tatsächlich vorhandene Jitter kleiner ausfällt, weil die Firmware nur einen Teil der gesamten FPGA-Logik nutzt. Weiterhin ist nur ein Teil der genutzten Logik gleichzeitig aktiv und nur ein geringer Anteil der IO-Blöcke schaltet während einer Messung.

Phasenregelschleifen filtern kurzfristige Instabilitäten eines Taktes. Sie haben jedoch keinen Einfluss auf die langfristige Frequenzstabilität. Die Eingangsfrequenz verändert sich dabei über einen so großen Zeitraum, dass eine PLL den internen Oszillator auf diese neue Frequenz regelt. Hier spielt also die Stabilität der Taktquelle selbst eine entscheidende Rolle.

Die interne Diskriminator-Taktquelle ist mit einer Frequenzstabilität von  $\pm 25$  ppm spezifiziert [REC20]. Die Periode des 800 MHz Taktes schwankt dadurch um 31 fs und ist somit im Vergleich zum Jitter vernachlässigbar. Wenn der zeitliche Abstand zwischen zwei Zeitstempeln jedoch steigt, addiert sich die systematische Abweichung. Wird nun die TDC-Fensterbreite von 20,47 µs betrachtet (siehe folgende Abschnitte), ergibt dieser Effekt eine Unsicherheit von 512 ps oder 0,4 LSB zwischen zwei maximal voneinander entfernen Zeitstempeln. Die Auflösung sinkt dadurch von 0,54 ns für zeitlich nah beieinander liegende Ereignisse auf 0,74 ns für die maximale Zeitdifferenz.

Die Backplane-Taktquelle ist mit einer Stabilität von  $\pm 0,1$  ppm spezifiziert [TAIT20]. Dadurch sinkt die Unsicherheit auf lediglich 2 ps. In diesem Fall beträgt auch die Auflösung weit auseinander liegender Ereignisse:

$$\sigma_{\rm TDC} = 0.54 \, \rm ns.$$

#### 8.4.4 Ringspeicher

Der TDC muss Einträge zum Triggerzeitpunkt registrieren. Dazu ist ein Trigger-Fenster von 1 µs ausreichend. Soll auch erkannt werden, ob Pile-up die Energiemessung verfälscht, muss das Fenster auf mehrere µs vor und nach den Triggerzeitpunkt erweitert werden.

In diesem Fall muss der TDC noch mindestens so lange Ereignisse registrieren, bis der QDC die Signalintegration abgeschlossen hat. Das Integrationszeitfenster (QDC-Gate) beträgt 6 µs [Ehm00]. Ereignisse vor dem Trigger sollten erst verworfen werden, wenn sie älter als 10 µs sind. Diese Zeit braucht das Energiesignal, um wieder die Nulllinie zu erreichen (vergleiche Abbildung 4.3), sodass erst ältere Einträge für das aktuelle Ereignis irrelevant werden.

Aus Sicht des TDC-Moduls trifft ein Trigger-Signal zu einem zufälligen Zeitpunkt auf. Der TDC muss also aufgetretene Ereignisse bereits vor dem Eintreffen des Trigger-Signals speichern und ältere, aus dem Trigger-Fenster gefallene Einträge automatisch verwerfen. Andererseits muss das Modul Ereignisse innerhalb des Fensters so lange vorhalten, bis die DAQ sie ausgelesen hat. Im entwickelten TDC ist dies



Abbildung 8.12: Ringspeicher mit vier Speicherzellen. Einlaufende Daten werden im Bild an die Position (Adresse) 4 geschrieben. In darauf folgenden Taktzyklen landen die Daten in den Zellen 1, 2, 3 und dann erneut in 4. So überschreibt das neueste Datenwort immer das älteste.

| Zeitfenster   | Ka      | näle      |  |  |  |  |  |  |
|---------------|---------|-----------|--|--|--|--|--|--|
|               | 1       | 185       |  |  |  |  |  |  |
| 1 Takt (5 ns) | 4 bit   | 0,1 KiB   |  |  |  |  |  |  |
| 1 μs          | 0,1 KiB | 18,1 KiB  |  |  |  |  |  |  |
| 20 µs         | 1,95KiB | 361,3 KiB |  |  |  |  |  |  |

Tabelle 8.3: Notwendige Speichertiefe pro Zeitfenster und Anzahl der Kanäle.

durch die Nutzung eines Ringspeichers realisiert. Seine Funktionsweise ist in Abbildung 8.12 skizziert.

Pro Taktzyklus und Kanal fallen dabei 4 bit an, die zwischengespeichert werden müssen. Eine Kompression der Daten, zum Beispiel eine Nullunterdrückung vor dem Speichern, ist zwar denkbar, nimmt aber deutlich mehr Logik in Anspruch. Hier müsste zum Beispiel eine zusätzliche Komponente Daten aus dem Speicher entfernen, welche aus dem Trigger-Fenster gefallen sind. Mit einem Ringspeicher ist dies automatisch gegeben, weil dieser die ältesten Daten überschreibt.

Für 185 TDC-Kanäle (184 Diskriminatorschwellen und ein Kanal für das Trigger-Signal) und ein 20  $\mu$ s breites Zeitfenster sind insgesamt  $\approx$  361,3 KiB notwendig. In Tabelle 8.3 ist der benötigte FPGA-Speicherplatz pro Kanal und Zeitfenster aufgeschlüsselt.

#### Implementierungoptionen

Spartan 6 stellt durch drei verschiedene Komponenten dynamischen Speicher bereit. Wie jedes andere FPGA kann es dazu einerseits Flipflops nutzen. Die eingesetzte LX150-Ausführung enthält 23 038 interne Logikblöcke, auch Slices genannt. In einem Slice sind jeweils 8 Flipflops vorhanden [UG384]. Das FPGA hat also insgesamt 184 304 Flipflops und damit 22,5 KiB.

Die zweite Option sind Lookup-Tabellen (LUT), die im Betrieb rekonfigurierbar sind. Ein Viertel der Slices enthält eine solche LUT. Die restlichen Lookup-Tabellen sind nur während der FPGA-Konfiguration, also dem Laden einer Firmware, initialisierbar und im Betrieb nur als ROM nutzbar. Eine beschreibbare LUT wird auch als *Distributed RAM (DRAM)* bezeichnet und kann bis zu 256 bit speichern. Es ist möglich mehrere Instanzen zu einem größeren DRAM-Block zusammenzuschalten. In der Summe speichern DRAM-Elemente eine Datenmenge von bis zu 169,4 KiB.

Die dritte Art des dynamischen Speichers ist der sogenannte *BlockRAM (BRAM)*. Die LX150-Ausführung enthält 268 solcher dedizierten Elemente. Jede Instanz speichert bis zu 2 KiB. Tabelle 8.4

|                         | nutzbarer<br>Speicher | erreichbares<br>Zeitfenster |
|-------------------------|-----------------------|-----------------------------|
| Art der Implementierung | pro                   | Kanal                       |
| Flipflops               | 996 bit               | 1,24 µs                     |
| Distributed RAM         | 7,5 kbit              | 9,38 µs                     |
| BlockRAM                | 16,4 kbit             | 20,48 µs                    |

Tabelle 8.4: FPGA-Bauelemente, die im Betrieb als dynamischer Speicher nutzbar sind und damit pro Kanal (hypothetisch) nutzbare Speichertiefe sowie die erzielbare Fensterbreite.

zeigt die theoretisch erreichbaren Trigger-Fenster für jede der drei Speicherelement-Arten.

#### **Implementiertes Design**

Im entwickelten TDC ist das Zwischenspeichern der Daten im BlockRAM implementiert. Mit dem BRAM-Elementen ist die gezeigte Fensterbreite von 20,48 µs auch tatsächlich erreichbar. Dies ist bei der Nutzung von Flipflops, oder DRAM nicht der Fall, weil jedes Design einen signifikanten Teil dieser Elemente für andere Firmware-Logik benötigt. Deshalb wären die Fensterbreiten in diesen Fällen kleiner ausgefallen, als in Tabelle 8.4 gezeigt.

Neben des ausreichend großen Speichers, bietet BlockRAM einen weiteren Vorteil. Jede Instanz besitzt je zwei Datenports, sodass Schreib- und Leseoperationen mit unabhängigen Taktfrequenzen möglich sind. Der TDC nutzt diesen Freiheitsgrad und betreibt beide Ports in unterschiedlichen Taktdomänen. Zwar beträgt die Frequenz auf beiden Seiten 200 MHz, jedoch entspringt der Schreib-Takt verschiedenen PLL, weil dazugehörige Deserialisierer in sechs verschiedenen Taktdomänen liegen (siehe Abschnitt 8.4.3 und [UG381]). Den Lese-Port aller Kanäle treibt wiederum der globale 200 MHz Takt. Der BlockRAM sitzt also jeweils an der Grenze zwischen diesen Domänen. Die gemeinsame Taktdomäne auf der Lese-Seite vereinfacht das Design, weil damit eine sonst notwendige Synchronisation im nachgeschalteten Switch-Baum (Abschnitt 8.4.7) wegfällt.

#### Zustandsautomaten des Ringspeichers

Der TDC befindet sich immer in einem von zwei möglichen Zuständen. Er schreibt entweder Daten in den BlockRAM, oder er liest diesen aus. Zwischen diesen beiden Zuständen wechselt er automatisch hin und her. Wie bereits beschrieben, befinden sich die Schreib- und Lese-Ports des BlockRAM in verschiedenen Taktdomänen (siehe auch Abschnitt 8.4.3). Deshalb ist auch die Steuerungslogik auf zwei miteinander kommunizierende Zustandsautomaten aufgeteilt. Die beiden Automaten und die ausgetauschten Nachrichten sind in Abbildung 8.13 dargestellt. Die Farbkodierung in der Abbildung gruppiert Aktionen, die im gleichen Taktzyklus stattfinden. Der Schreibprozess speichert also im selben Taktzyklus Daten im BlockRAM, inkrementiert die Adresse für den nächsten Schreibzugriff und überprüft gleichzeitig ob ein Trigger-Signal eingetroffen ist. Im selben Taktzyklus signalisiert der Leseprozess, dass er sich im Wartezustand befindet und prüft, ob eine Startnachricht empfangen wurde.

Empfängt der Schreibprozess im Schreibzustand ein Trigger-Signal, so wechselt er in den Warte-Modus. Hier sendet er ein Signal an den Leseprozess und wartet bis dieser das abgeschlossene Auslesen meldet. Die Kombination aus der begrenzten Speichertiefe des BlockRAM und dem fortlaufenden Inkrementieren der Schreibadresse führt dazu, dass der Schreibprozess immer das älteste Datenwort überschreibt, also ein Ringspeicher entsteht.



Abbildung 8.13: Zustandsautomaten des Ringspeichers. Im selben Taktzyklus stattfindende Aktionen, haben die gleiche Farbe. Während ein Prozess aktiv ist, wartet der andere auf eine Nachricht und wird erst dann aktiv.

Analog funktioniert der Leseprozess. Dieser wartet zunächst auf die Nachricht des Schreibprozesses und startet dann das Auslesen. Im Gegensatz zum Schreibprozess ist das Inkrementieren der Adresse jedoch an eine Bedingung geknüpft. Der nachgeschaltete Nullunterdrücker muss bereit sein, Daten zu empfangen. Dies wird ebenfalls per Signal kommuniziert. Das Auslesen beginnt dabei an der Adresse, welche der Schreibprozess als nächstes beschrieben hätte. Damit fängt das Auslesen immer beim ältesten Datenwort an und stoppt bei dem zuletzt geschriebenen.

#### Adressieren des BlockRAM

Wegen der Aufteilung in eine Schreib- und Lese-Taktdomäne sind in jedem Kanal zum Inkrementieren der Adresse zwei Zähler notwendig. Statt gewöhnlicher Binärzähler werden zur Steigerung der Performanz Rückgekoppelte Schieberegister (LFSR<sup>2</sup>) verwendet. Erst mit diesen Zählern und der optimierten Verteilung des Trigger-Signals (Abschnitt 8.4.5) konnte eine TDC-Taktfrequenz von 200 MHz erreicht werden. Dies entspricht wiederum einer Abtastfrequenz von 800 MHz, beziehungsweise dem LSB von 1,25 ns.

LFSR-Zähler zeichnen sich durch eine hohe Geschwindigkeit und geringen FPGA-Ressourcenverbrauch aus, weil sie ohne eine Carry-Chain auskommen [XAPP210]. Sie bestehen aus einer Kette von

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Akronym der engl. Bezeichnung: Linear Feedback Shift Register



Abbildung 8.14: Beispielhafter Aufbau eines Rückgekoppelten Schieberegisters (LFSR)

Flipflops, oder einem dedizierten Schieberegister. Der Eingang des ersten Kettengliedes ist mit einen Teil der Ausgänge weiterer Kettenglieder über eine *exklusives Oder* (XOR,  $\forall$ ) Operation verbunden. Abbildung 8.14 zeigt beispielhaft ein 4 bit tiefes LFSR. In diesem Beispiel liegt am Eingang D<sub>1</sub> das Ergebnis von Q<sub>3</sub>  $\forall$  Q<sub>4</sub> an. Im Gegensatz dazu, hängt bei einem binären Zähler der Zustand des MSB von allen vorherigen Bit-Zuständen ab. Innerhalb eines Taktes muss also sichergestellt sein, dass eine Zustandsänderung des LSB zum MSB propagiert ist. Dies limitiert die Geschwindigkeit.

LFSR werden zum Beispiel in der Kryptographie eingesetzt. Hier wird die Eigenschaft ausgenutzt, dass sie einen deterministischen, pseudozufälligen Bitstrom erzeugen. Das bedeutet, dass sie eine scheinbar zufällige Bit-Sequenz generieren. Jedoch erzeugen zwei identisch aufgebaute und initialisierte LFSR auch einen identischen Bitstrom. Werden mehrere Flipflop-Ausgänge abgegriffen, so wird von einer pseudozufälligen Zahlensequenz gesprochen. Die Nutzung aller Ausgänge wird auch als Abgriff des LFSR-Zustandes bezeichnet. Mit einer geschickten Wahl der Anzahl und Verschaltung von XOR-Operationen ( $\leq$ ) wiederholt sich Zahlensequenz eines LFSR mit *n* Flipflops erst nach 2<sup>*n*</sup> – 1 Zustandswechseln. Lediglich der Zustand, in dem alle Flipflop-Ausgänge Null sind, wird nicht erreicht. Die Anzahl der erreichbaren Zustände wird als Periode bezeichnet. Konfigurationen für LFSR verschiedener Breite (Anzahl Flipflops) mit maximaler Periode (Anzahl Zustände) listet zum Beispiel [XAPP210] auf.

Solch einen geschickt konfigurierten LFSR nutzt der TDC zur BlockRAM-Adressierung. Die Leseund Schreibprozesse besitzen jeweils ein eigenes, 12 bit tiefes LFSR mit einer Periode von 4095. Dazu wird das Ergebnis der folgenden Operation an den Eingang des ersten Flipflop ( $D_1$ ) gegeben:

$$D_1 = (((Q_{12} \lor Q_6) \lor Q_4) \lor Q_1)$$

 $Q_i$  bezeichnet hier den Ausgang des *i*-ten Flipflop. Der LFSR-Zustand ist also gleichzeitig auch die BlockRAM-Adresse. Ihr Inkrementieren entspricht dem Wechsel in den nächsten LFSR-Zustand. Nach Erhalt eines Trigger-Signals schaltet der Schreibprozess in den Warte-Zustand und sendet dem Leseprozess den nächsten LFSR-Zustand, also die Adresse, an welche Daten im nächsten Takt geschrieben worden wären. Wegen des identischen LFSR-Aufbaus werden die Daten also chronologisch ausgelesen, obwohl sie im BlockRAM scheinbar zufällig verteilt sind. Die Nutzung eines LFSR bedeutet jedoch auch, dass der TDC nicht ohne Weiteres im BlockRAM durch einfache Addition oder Subtraktion zeitlich nach vorne oder hinten springen und so den Ausleseprozess auf Kosten des Zeitfensters beschleunigen kann. Die Daten müssen vollständig ausgelesen werden. Weil der LFSR-adressierbare Speicher also  $2^n - 1$ Zellen groß ist, limitiert er das Trigger-Fenster auf  $2^n \cdot 5$  ns. Die maximal nutzbare Ringspeicher-Tiefe beträgt 4 095 Datenwörter. Mit dem 200 MHz Takt entspricht dies einem maximalen Trigger-Fenster von  $t = 20,475 \,\mu$ s. Weil der Nullunterdrücker im ersten, eintreffenden Wort keine Flanke erkennen kann (siehe Abschnitt 8.4.6), beträgt das tatsächliche Fenster:

$$t = 20,47 \,\mu s.$$

Beim Schreiben wird jeweils ein Deserialisierer-Wort im BlockRAM gespeichert. Die nachfolgende Schreib-Adresse ist wegen des LFSR pseudozufällig. Deshalb kann der TDC beim Lesen pro Takt auch nur ein Wort verarbeiten und benötigt 20,47 µs, um den Ringspeicher vollständig auszulesen. Diese Zeit kann nur verkürzt werden, wenn auch beim Schreiben mehrere Deserialisierer-Wörter im BlockRAM gespeichert werden. Dies wurde jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt.

# 8.4.5 Trigger-Logik

Der BlockRAM besitzt keine Reset-Funktionalität zum Löschen des Inhalts. Dieser kann lediglich überschrieben werden. Entsprechend muss auf einem anderen Weg sichergestellt sein, dass ausgelesene Daten valide sind, also tatsächlich zum aktuellen Ereignis gehören. Dazu darf der TDC nur den Teil des BlockRAM auslesen und weiterleiten, der im aktuellen Ereigniss auch tatsächlich beschrieben wurde. Dies ist zwingend notwendig, wenn während eines Ereignisses nicht alle 4 095 Speicherzellen beschrieben wurden. Dadurch variiert jedoch das Zeitfenster um den Triggerzeitpunkt. Dies wiederum erschwert sowohl das TDC-Design, als auch den Analyse-Prozess, weil beide das variable Fenster berücksichtigen müssten. Um dies zu vereinfachen stellt der TDC sicher, dass der Ringspeicher im Schreib-Prozess vollständig überschrieben wurde, bevor ein Trigger-Signal akzeptiert wird. Weil auch andere Komponenten des Experimentes vor einem Ereignis initialisiert werden müssen, verursacht das Überschreiben keine zusätzliche Totzeit [Hof16].

Wie in Abschnitt 8.4.4 beschrieben, wechseln die Zustandsautomaten des Ringspeichers mit dem Eintreffen des Triggers unmittelbar in den Lesen-Modus. Der TDC soll jedoch nach Eintreffen des Triggers einige µs nachlaufen, sodass er auch später aufgetretene Ereignisse registriert. Ein weiteres Trigger-Signal darf anschließend erst akzeptiert werden, wenn die DAQ alle TDC-Daten ausgelesen hat. Eine TDC-Komponente muss also das Stoppsignal verzögern und darf Trigger-Signale nur zu einer gewissen Zeit akzeptieren. Diese Aufgaben übernimmt eine separate Firmware-Komponente. Verglichen zu einer Implementierung auf Kanalebene, reduziert dies die Menge notwendiger Ressourcen, erschwert jedoch das Verteilen des Stoppsignals an die TDC-Kanäle.

Das Verhalten der Trigger-Logik ist in einem Zustandsautomaten implementiert. Eine vereinfachte Skizze des Automaten ist in Abbildung 8.15 dargestellt. Abbildung 8.16 zeit ein Pulsdiagramm mit Signalen, welche für den Zustandswechsel relevant sind. Zum Initialisieren der Puffer verbleibt der Automat zunächst 10,24 µs im *init*-Zustand, in welchem der TDC keine Trigger-Signale akzeptiert.

Die DAQ fragt den Status der 16 VME-Module ab. Erst wenn alle Module den init-Zustand verlassen haben und auf ein Trigger-Signal warten, gibt die DAQ diesen frei. Damit ist sichergestellt, dass in jedem Ereignis eine Zeitinformation vorhanden ist. Im Warten-Zustand reagiert die Logik auf ein registriertes Trigger-Signal mit dem Wechsel in den *nachlaufen*-Zustand. Hier verbleibt sie weitere 10,24 µs. So ist in Kombination mit den 10,24 µs vor dem Trigger-Signal sichergestellt, dass der gesamte Ringspeicherinhalt zum aktuellen Ereignis gehört. Anschließend wartet die Trigger-Logik, bis alle TDC-Kanäle das Auslesen abgeschlossen haben. Sie wechselt dann wieder in den Initialisieren-Modus und bereitet so den TDC für das nächste Ereignis vor.



Abbildung 8.15: Vereinfachter Zustandsautomat der Trigger-Logik. Der TDC beschreibt einen Teil des Ringspeichers im *init*-Zustand. Anschließend wartet die Logik auf ein Trigger-Signal und wechselt bei seinem Eintreffen in den *nachlaufen*-Zustand. Hier verbleibt sie weitere 10,24 µs und wartet dann im folgenden Zustand, bis die DAQ das Auslesen beendet hat.

| DAQ-Done |  |      | <br>  |    |       |    | <u></u> |   |     |        |       |   |     |    |         |      |
|----------|--|------|-------|----|-------|----|---------|---|-----|--------|-------|---|-----|----|---------|------|
| Zustand  |  | init | <br>X | wT | rigge | er |         | b | nac | hlaufe | en    | χ | wDA | AQ |         | init |
| Trigger  |  |      |       |    |       |    | /a      |   |     |        |       |   |     |    | <u></u> |      |
|          |  |      |       |    |       |    |         |   |     |        |       |   |     |    |         |      |
| TDC-Stop |  |      |       |    |       |    | /       |   |     |        | d<br> | \ |     |    | /       |      |

Abbildung 8.16: Vereinfachtes Pulsdiagramm der Trigger-Logik. Sie reagiert nur im *wTrigger*-Zustand auf eingehende Trigger-Signale. Mit dem Wechsel in den *wDAQ*-Zustand sendet sie das TDC-Stoppsignal und wartet anschließend auf ein *DAQ-Done*.

Die beschriebene Logik tastet das Trigger-Signal mit einer Periodendauer von 10 ns ab. Weil das Signal zu einem beliebigen Zeitpunkt eintrifft und der Schreibprozess synchron zu diesem 100 MHz Takt startet und stoppt, schwankt das TDC-Fenster um den Triggerzeitpunkt mit der Varianz:

$$\sigma_{\text{TriggerLogik}}^2 = \left(\frac{10 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2 = (2,89 \text{ ns})^2.$$

Es ist ersichtlich, dass die Unsicherheit des Triggerzeitpunktes im Vergleich zur Breite des TDC-Fensters vernachlässigbar ist. Wenn der so registrierte Zeitstempel jedoch als Referenz für Einträge im Detektor genutzt werden sollte, dominiert dessen Varianz die TDC-Auflösung:

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{10 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2 + \left(\frac{1,25 \text{ ns}}{\sqrt{12}}\right)^2} = 2,91 \text{ ns.}$$

Die 10 ns Periodendauer eignet sich also zum Steuern der Kanäle, jedoch nur bedingt als Referenz für die eigentliche Zeitmessung. Die Zeitdifferenz von Zeitstempeln verschiedener TDC-Kanäle ist unabhängig von diesem Takt der Steuerungslogik (siehe Abschnitt 8.4.2). Deshalb wird das Trigger-Signal in einem zusätzlichen TDC-Kanal digitalisiert. Entsprechend können die Zeitstempel des Detektors nicht nur untereinander, sondern auch relativ zum Trigger mit einer Auflösung von  $\sigma_{TDC} = 0,54$  ns bestimmt werden.

#### Verteilung des Stoppsignals

Die Trigger-Logik muss das Stoppsignal an alle TDC-Kanäle senden. Eine steigende Anzahl von Signalempfängern geht in einem FPGA mit einer steigenden Signallaufzeit und deren Streuung einher, insbesondere wenn die Empfänger im FPGA weit auseinander liegen. Die Laufzeit steigt außerdem, wenn die Komplexität der Logik und somit die Menge der LUTs steigt, welche das betrachtete Signal durchläuft. So kann es passieren, dass ein Signal auf dem Weg mehrere zehn ns Verzögerung akkumuliert. Die Software ist in solchen Fällen häufig nicht in der Lage die Signalwege so zu legen, dass alle Empfänger im nächsten oder spezifizierten Taktzyklus erreicht werden.

Selbst bei einer Synchronisierung des TDC-Stoppsignals in den einzelnen Kanälen hat eine solche Verzögerung den folgenden Effekt: Erreicht das Stoppsignal die Kanäle nicht im selben Taktzyklus, so verfälscht dies die Zeitdifferenz zwischen Ereignissen verschiedener Kanäle. Gleichzeitig aufgetretene Ereignisse scheinen also in unterschiedlichen Kanälen zu unterschiedlichen Zeiten stattgefunden zu haben. Eine Zeitkalibrierung des TDCs, beziehungsweise des Detektors eliminiert diese Differenz. Es muss jedoch für jede erzeugte Firmware auch eine neue Kalibrierung erfolgen, weil sich dabei auch die Signalverzögerung ändern kann.

Innerhalb der globalen 100 MHz-Domäne stellt die Software valides Timing sicher. Das Timing des TDC-Stoppsignals außerhalb dieser Domäne stellt wiederum die nachfolgende Schaltung sicher: Zunächst wird ein globaler Taktpuffer (GBUF) [UG382] genutzt, um das Stoppsignal zu verteilen. GBUF-Elemente sind für das Verteilen von Taktfrequenzen ausgelegt und somit genau für den Fall eines Senders und vieler Empfänger. Taktsignale werden über ein Netzwerk dedizierter Leitungen an die Komponenten verteilt. Sie erreichen eine geringe Verzögerung (Pfad-Delay) und somit geringe Laufzeitunterschiede (Slack). Im Spartan 6 ist dies jedoch nur der Fall, wenn sie den Taktport und nicht der Datenport von Komponenten treiben. Entsprechend muss jeder Ringspeicher das Stoppsignal als Takt erhalten und es anschließend in ein Datensignal wandeln.

Um das Stoppsignal zu verteilen, nutzt der TDC eine in Abbildung 8.17 dargestellte Schaltung. Die Trigger-Logik sendet das Signal mithilfe eines globalen Taktpuffers (GBUF). Im Ringspeicher der einzelnen TDC-Kanäle wandelt das erste Flipflop dieses Taktsignal in ein Signal auf einer Datenleitung. Die beiden folgenden Flipflops synchronisieren das asynchrone Stoppsignal in der Taktdomäne des jeweiligen Ringspeichers. Dieses synchrone Signal setzt wiederum das erste Flipflop zurück.

Der Empfang eines Datensignals mit dem Takt-Port und die nachfolgende Flipflop-Kette ist ein cleverer Trick, der gern zur Detektion und Synchronisation sehr kurzer Pulse genutzt wird [Sta11]. Im TDC hat dieser Trick es erst erlaubt das Trigger-Signal an alle Kanäle zu verteilen, ohne dass erlaubte Signallaufzeiten (Timing Constraints) verletzt wurden.



Abbildung 8.17: Trigger-Verteilung mit einem globalen Taktpuffer und drei Flipflops. Das Erste übersetzt das Stoppsignal aus einem Takt in ein Datensignal. Die beiden folgenden Flipflops synchronisieren es in der Taktdomäne des Ringspeichers.

# 8.4.6 Nullunterdrückung

Das Auslesen des Speichers beginnt beim ältesten, geschriebenen Datenwort (siehe Abschnitt 8.4.4). Dessen Position lässt sich damit in eine Zeit mit 5 ns LSB umrechnen. Es ist also notwendig die Position der Wörter zu kennen, die eine steigende Flanke enthalten. Dies wiederum ist möglich, wenn der TDC zum Beispiel den gesamten BlockRAM-Inhalt in chronologischer Reihenfolge an die DAQ überträgt. Aus dem Bitstrom kann anschließend die Zeit von Treffern extrahiert werden. Das ist jedoch nicht praktikabel, weil bereits der Transfer von Daten aus einem einzelnen Kanal über den VMEbus mit mehr als 500  $\mu$ s das Zeitbudget für den gesamten Detektor übersteigt. Pro Ereignis enthalten jedoch etwa 20 Kanäle mindestens einen Eintrag (siehe Abbildung 8.24 in Abschnitt 8.5.1). Wenn Daten dieser 20 Kanäle vollständig an die DAQ gesendet werden sollen, wird die Ereignisrate auf 100 Ereignisse/s limitiert.

Entsprechend ist eine in den TDC integrierte Komponente notwendig, die den BlockRAM ausliest und nur die Position der steigenden Flanke weiterleitet. Sie nimmt also eine Nullunterdrückung vor und komprimiert so die gesendeten Daten. Eine verlustfreie Kompression kann erreicht werden, wenn auch die Position der fallenden Flanke übertragen wird.

Weil der Deserialisierer das Diskriminatorsignal abtastet, ist das Vorhandensein einer steigenden Flanke mit dem Vorhandensein der Bitfolge "01" im Datenstrom gleichbedeutend. Der entwickelte Nullunterdrücker erkennt diese Bitfolge gleichzeitig an jeder Position des betrachteten Datenwortes mithilfe einer logischen Funktion. Eine Ersatzschaltung dieser Funktion ist in Abbildung 8.18 dargestellt. Um auch Flanken am Anfang des Wortes zu erkennen, speichert der Nullunterdrücker zunächst das letzte Bit des betrachteten Datenwortes und stellt es dem Wort im nächsten Taktzyklus voran. Da im ersten, ausgelesenen Datenwort dieses Bit unbekannt ist, schaltet der Nullunterdrücker für das erste Wort die Flankenerkennung aus.



Abbildung 8.18: Ersatzschaltung der Erkennung einer steigenden Flanke im Datenwort

Entsprechend erkennt der TDC steigende Flanken erst ab dem zweiten Datenwort. Dies hat Einfluss auf die Breite TDC-Fensters. Der LFSR kann 4095 adressieren (siehe: Abschnitt 8.4.4), sodass die effektive Speichertiefe 4094 Datenwörter beträgt und 20,47 µs entspricht.

Wie die Ersatzschaltung zeigt, kann der digitale Teil des TDC-Moduls Pulse erkennen, wenn sie mindestens eine Deserialisierer-Taktperiode, also 1,25 ns lang sind. Entsprechend erkennt er einen Puls als neuen Eintrag, wenn dessen steigende Flanke mehr als eine Taktperiode nach der fallenden Flanke des vorherigen Signals eintrifft.

Neben dem Flankendetektor besitzt der Nullunterdrücker einen binären Zähler, welcher die Anzahl der gelesenen BlockRAM-Datenwörter zählt.

Dieser Zählerwert wird beim Erkennen einer Flanke als Position an die DAQ gesendet. Das Senden eines binären Zählerstandes vereinfacht die Analyse, weil hier die Übersetzung vom LFSR-Zustand in eine Position wegfällt.

Registriert der Nullunterdrücker eine steigende Flanke, so pausiert er das Auslesen und sendet den Zählerstand sowie das gelesene Datenwort (Sample) an die nachfolgende Stufe (den Switch-Baum, Abschnitt 8.4.7) weiter. Das Pausieren ist dabei notwendig, weil der Sender nicht wissen kann, ob der Empfänger im selben Taktzyklus ein weiteres Ereignis aus einer anderen Quelle empfangen hat. Ohne die Pause droht dort also Verlust von Daten.

Anschließend wartet der Nullunterdrücker, bis der Empfänger den Empfang bestätigt hat. Die Kommu-

| Na  | me               | Value      | 21,540 r   | s  21,550 r | is  21,560 r | s  21,570 n | s  21,580 r | ns 121,590 ns |
|-----|------------------|------------|------------|-------------|--------------|-------------|-------------|---------------|
| 1   | a Takt           | 1          |            |             |              |             |             |               |
|     | 👌 Position       | 01c        | 01b        |             | 01c          |             | 01d         | 01e           |
| •   | 🖥 Daten          | f          | 1          |             | f            |             | C C         | ×             |
| 1   | 🖥 Daten_valide   | 1          |            |             |              |             |             | ji yr         |
| 1   | a naechstes_wort | 1          |            |             |              |             |             |               |
| 1   | 🖥 Warte          | 1          |            |             |              |             |             |               |
| ▼ 🚪 | 🖥 Ausgabe        | {01b1,0,1} | {01a0,0,1} | {01b]       | .,1,1}       | {01b1,0,1}  | {01cf,0,1}  | {01dc,0,1}    |
| •   | • 📑 Daten        | 01b1       | 01a0       |             | 01b1         |             | 01cf        | 01dc          |
|     | lo le            | Θ          |            |             |              |             |             |               |
|     | 🔓 valide         | 1          |            |             | k l          |             |             |               |

Abbildung 8.19: Verhalten des Nullunterdrückers. Interne Signale sind grün, Verbindungen zum Ringspeicher cyan und zum Switch magenta gefärbt. Das Modul erkennt eine steigende Flanke, sendet das Wort und dessen Position an den Switch und wartet, bis dieser ein erfolgreiches Weiterleiten bestätigt.

nikation des Nullunterdrückers mit dem Ringspeicher und der nachfolgenden Stufe ist in Abbildung 8.19 dargestellt. Das Ergebnis des Flanken-Detektors, die *LE*-Leitung, signalisiert dabei dem Empfänger, dass es sich bei dem aktuell anliegenden Wort um eine steigende Flanke handelt. Wenn die nachfolgende Stufe das Wort empfangen hat, antwortet sie durch Zurücksetzen des *Warten*-Signals. Damit weiß der Nullunterdrücker, dass die Daten erfolgreich verarbeitet wurden und fährt mit dem Ausleseprozess fort. Wie in Abbildung 8.19 gezeigt, nimmt das Weiterleiten eines Ereignisses mindestens zwei Taktzyklen in Anspruch. Für die Auslesezeit eines Kanals bedeutet dies bei 200 MHz eine zusätzliche Verzögerung von 10 ns pro Eintrag. In der Regel ist sie vernachlässigbar im Vergleich zu den 20 µs, die zum Auslesen des Ringspeichers notwendig sind. Eine detaillierte Betrachtung des Einflusses ist in Abschnitt 8.5 zu finden.

Aktuell erkennt der Nullunterdrücker nur steigende Flanken. Fallende Flanken werden nicht ausgelesen, weil dies die Datenmenge verdoppeln und die DAQ verlangsamen würde. Im Rahmen einer Masterarbeit [Tau21] wird aber das Auslesen des Crystal-Barrel-Detektors beschleunigt. Dann kann das Erkennen beider Flanken mit wenig Aufwand nachgerüstet werden. Dazu muss der Nullunterdrücker neben der zuvor beschriebenen Bitfolge "01", auch die Bitfolge "10" als Flanke markieren. Beides gleichzeitig ist zum Beispiel durch eine *XOR*-Operation der betrachteten Bits realisierbar. Es verdoppelt jedoch die ausgelesene Datenmenge und bei der Datenübertragung über den VMEbus auch die Übertragungszeit (siehe dazu Abschnitt 8.5).

## 8.4.7 Switch-Baum

Dem parallelen Auslesen der 185 Kanäle steht das sequenzielle Senden der Daten über den VMEbus gegenüber. Der verwendete VME-Controller und das Diskriminator-Board unterstützten den *A32D32* VME-Standard. Das Lesen eines 32 bit Wortes dauert damit und mit der genutzten Crate und Controller Kombination 1,68 µs. Werden auch die QDCs ausgelesen, kann der Zeitzweig parallel dazu etwa 300 Wörter übertragen, ohne die Totzeit des Experimentes zu erhöhen. Um in jedem Fall unter dieser Grenze zu bleiben, muss die Anzahl der VME-Zugriffe auf das Nötigste begrenzt bleiben. Zugriffe auf Kanäle, die keine Einträge registriert haben, müssen also vermieden werden, weil dies bei 1320 Kanälen und zwei Schwellen pro Kanal 4,5 ms dauern würde. Vor dem Auslesen sammelt deshalb eine Komponente die Daten aller Kanäle eines Diskriminators in einen einzigen FIFO. VME-Zugriffe zum Auslesen leerer Kanäle fallen somit weg.

**Aufbau** Intern ist dieses Modul aus einer Baum-artigen Kaskade gleichartig aufgebauter Switch-Instanzen zusammengesetzt. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 8.20 ein Switch-Baum mit 6 Ka-



Abbildung 8.20: Interner Aufbau des Switch-Baumes mit 6 Kanälen. Exemplarisch ist der Pfad für ein Datenwort des dritten Kanals in orange eingefärbt. Aus dem Pfad des Datenwortes ergibt sich die Kanalnummer  $011_2$ , beziehungsweise  $3_{10}$ .



Abbildung 8.21: I/O-Ports einer Switch-Instanz.

nälen dargestellt. Der Switch-Baum im TDC hat 186 Kanäle. Statt der, im Beispiel gezeigten, drei Ebenen sind es acht. In der ersten Ebene befinden sich 93 Switch-Instanzen. In den folgenden 7 Ebenen sind es 47, 24, 12, 6, 3, 2 and 1. Die Eingänge der Instanzen der ersten Ebene sind an jeweils zwei Nullunterdrücker angeschlossen. In den tieferen Ebenen empfängt ein Switch die Daten von je zwei Instanzen aus der darüber liegenden Ebene. Bei ungerader Anzahl an Eingängen leitet der letzte Switch einer Ebene nur einen Kanal weiter. Unabhängig von der Ebene, sind sie gleich aufgebaut und verwenden das gleiche Protokoll. Der letzte Switch ist an eine FIFO-Instanz angeschlossen, welche die Daten an den Datensender weiterleitet (siehe Abschnitt 8.4.8).

**Verhalten einer Switch-Instanz** Eine schematische Darstellung einer Switch-Instanz mit den verarbeiteten Signalen ist in Abbildung 8.21 dargestellt. Jeder Switch empfängt jeweils ein Datenwort von zwei Instanzen der vorhergehenden Stufe. Um den Datenfluss zu steuern, sind zusätzliche Signale notwendig: Die *LE*-Leitung signalisiert der nachfolgenden Stufe, dass ein valides Datenwort anliegt, das weitergereicht werden muss. Das *pause*-Signal läuft in die Gegenrichtung. Damit signalisiert die nachfolgende Stufe einem Switch, wann dessen gesendetes Datenwort erfolgreich verarbeitet wurde.



Abbildung 8.22: Kommunikationsprotokoll einer einzelnen Switch-Instanz. Valide Daten werden dem Empfänger mit einem *LE*-Signal mitgeteilt. Dieser bestätigt den Empfang durch das Deaktivieren des *pause*-Signals. Das *busy*-Signal propagiert (*ODER*-Verknüpfung) durch den Switch-Baum und zeigt der DAQ, ob der TDC noch beschäftigt ist.

Weiterhin wird der Switch-Baum genutzt um zu ermitteln, ob alle Ringspeicher vollständig ausgelesen wurden. Dazu gibt jeder Kanal ein *busy*-Signal aus. Jeder Switch im Baum bildet ein logisches ODER aus beiden *busy*-Signalen und leitet das Ergebnis werter. So wird der *busy*-Zustand aller Ringspeicher am Ausgang des Switch-Baumes in nur einem Signal konzentriert und der DAQ zur Verfügung gestellt.

**Verhalten bei Daten-Kollision** Eine Kollision von Daten entsteht, wenn zwei Instanzen gleichzeitig dem folgenden Switch valide Daten senden. Um Datenverlust bei einer Kollision zu vermeiden, empfängt und quittiert dieser Switch erst die Daten des ersten Kanals. Anschließend leitet der Switch diesen empfangenen Zeitstempel an die nachfolgende Switch-Instanz. Solange das Weiterleiten des ersten Zeitstempels nicht erfolgreich war, bleibt das *pause*-Signal des zweiten Kanals aktiv, sodass diesem ein erfolgreiches Empfangen nicht quittiert wird. Die vorgeschalteten Instanzen warten, bis der Empfang auf diese Weise bestätigt wurde. Abbildung 8.22 zeigt den zeitlichen Ablauf beim Auftreten einer Kollision. Dieses Protokoll ist auch im Nullunterdrücker und dem Event-FIFO implementiert. So wird ein Datenverlust beim Transfer der Daten aus den Ringspeichern zur DAQ vermieden.

Durch eine Kollision in der ersten Switch-Ebene erhöht sich die Auslesezeit, weil dabei der Ringspeicher am Kanal 1 drei zusätzliche Taktzyklen (15 ns) warten muss, während die Daten des Kanal 0 verarbeitet werden. Eine Kollision in den tieferen Ebenen des Baumes hat hingegen keine Auswirkung, weil ein Switch der höheren Ebene die Daten bereits empfangen und zwischenspeichert hat.

**Einfluss auf die Auslesezeit** Registriert ein Kanal keine Treffer, müssen dort auch keine Daten weitergereicht werden. Das Auslesen ist in diesem Kanal nach 20,47 µs abgeschlossen. Pro registrierten Treffer in einem Kanal erhöht sich die Zeit für sein Auslesen um 10 ns. Mit jeder Kollision erhöht sie sich um weitere 15 ns. Das Auslesen der TDC-Kanäle läuft parallel ab, sodass die Auslesezeit des TDCs

durch den Kanal mit den meisten Treffern und Kollisionen bestimmt wird. Die zusätzliche Verzögerung ist also im besten Fall proportional zur Anzahl der Einträge im Kanal mit den meisten Treffern. Das bedeutet: Registriert zum Beispiel ein Kanal 100 Einträge, so erhöht sich die Auslesezeit des dazugehörigen Ringspeichers ohne Kollisionen um 1 µs von 20,47 µs auf insgesamt 21,47 µs. Hypothetisch sind Treffer-Kollisionen so konstruierbar, dass die notwendige Zeit um mehrere 10 µs steigt. Aber auch in diesen Fällen wird die Totzeit durch den anschließenden VMEbus-Datentransfer dominiert, welcher 1,68 µs pro Zeitstempel benötigt. Selbst in solchen Fällen, ist also der VMEbus der Flaschenhals der Datenübertragung, weil der Switch-Baum eine deutlich höhere Bandbreite besitzt.

**Event-FIFO** Damit die Ringspeicher (Abschnitt 8.4.4) nach dem Auslesen und während des Datentransfers bereits überschrieben werden können, sammelt eine FIFO-Instanz am Ausgang des Switch-Baumes die ausgelesenen Daten. Der FIFO zählt außerdem die Anzahl aktuell gespeicherter Datenwörter. Mit dieser Information optimiert der LEVB den Datentransfer (siehe Abschnitt 8.5). Die FIFO-Speichertiefe von 256 Datenwörtern (pro Modul) ist mehr als ausreichend, um die anfallende Datenmenge vor dem Übertragen zwischenzuspeichern. Hier sind unter aktuellen Produktionsbedingungen im Schnitt etwa 35 und und nur selten mehr als 200 Wörter in gesamten Detektor zu erwarten (siehe Abbildung 8.24(b)).

**Kanalinformation** Die Nullunterdrücker haben keine Information darüber, an welchen TDC-Kanal sie angeschlossen sind. Sie senden lediglich einen Zählerstand und ein Datenwort an den angeschlossenen Switch. Die Kanalinformation wird durch den Switch-Baum selbst erzeugt: Jeder Switch stellt vor dem Weiterleiten dem empfangenen Datenwort ein zusätzliches Bit voran. Das Bit entspricht dem eigenen Kanal (Null oder Eins), über welchen das Datenwort eingetroffen ist. Am Ende der Switch-Kaskade entspricht dieser neue Teil des Datenwortes dem TDC-Kanal. Dies ist in Abbildung 8.20 für den Kanal 3 beispielhaft dargestellt. In diesem Beispiel stellen die beiden ersten Switch-Instanzen eine 1 und der letzte eine Null voran. Nach dem Durchlauf steht also vor dem Datenwort die Bit-Folge  $011_2$ , welche der Kanalnummer  $3_{10}$  entspricht.

An den ersten Kanal der ersten Switch-Instanz ist das Trigger-Signal angeschlossen. An den anderen Instanzen dieser Ebene liegt am ersten Kanal die Schwelle A, am zweiten Kanal die Schwelle B des gleichen Kristalls. In Kombination mit dem Voranstellen der Kanal-Information an das Datenwort ergibt sich die in Abbildung 8.23 gezeigte Datenstruktur. Das 16. Bit besagt demnach, ob es sich bei dem Datum um eine Zeit der Schwelle A oder B handelt. die folgenden sieben Bit unterscheiden die angeschlossenen Kristalle. Kanal 0 liefert die Referenzzeit.

## 8.4.8 Datensender

In einem FIFO am Ausgang des Switch-Baumes liegen 24 bit breite Datenwörter. Sie enthalten die Information über den TDC-Kanal und den Schwellen-Typ sowie das eigentliche Deserialisierer-Datenwort (Sample) und dessen Position. Abbildung 8.23 zeigt die Struktur eines solchen Datenwortes. Der verwendete VME-Übertragungsstandard unterstützt eine Wortbreite von 32 bit. Entsprechend stehen pro Datenwort weitere 8 bit zur Verfügung. Der TDC nutzt sie, um die gesendeten Zeitstempel zum Beispiel eindeutig einem CB-Kristall zuzuordnen. Unter anderem dafür ist die Datensender-Komponente zuständig.

Damit ein Zeitstempel eindeutig zu einem CB-Kristall zugeordnet werden kann, ist das 24 bit-Wort nicht ausreichend, weil nicht bekannt ist, welcher Diskriminator den Zeitstempel ausgelesen hat. Deshalb fügt der Sender jedem Wort die 4 bit breite GeoID hinzu. Diese GeoID ist durch die entwickelte VME-Backplane fest vorgegeben und identifiziert jedes Diskriminatormodul eindeutig in einem VME-

| bits    | 31 | 30 | 29   | 28       | 27 | 26    | 25 | 24 | 23 | 22                  | 21 | 20   | 19 | 18 | 17   | 16    | 15   | 14      | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6  | 5 4  | 3  | 2      | 1 0 |   |  |
|---------|----|----|------|----------|----|-------|----|----|----|---------------------|----|------|----|----|------|-------|------|---------|----|----|----|----|---|---|---|----|------|----|--------|-----|---|--|
| HEADER  | 0  | 0  |      |          |    |       |    |    |    |                     |    |      |    |    | evei | nt_co | ount | ər      |    |    |    |    |   |   |   | WC | ords | in | FIF    | 0   |   |  |
| DATA    | 0  | 1  | busy | debugbit |    | GeoID |    |    |    |                     | ch | nann | el |    |      | A/B   |      | counter |    |    |    |    |   |   |   |    |      | 5  | sample |     |   |  |
| TRAILER | 1  | 0  |      |          |    |       |    |    |    | event_counter words |    |      |    |    |      |       | in   | FIF     | 0  |    |    |    |   |   |   |    |      |    |        |     |   |  |
| bits    | 31 | 30 | 29   | 28       | 27 | 26    | 25 | 24 | 23 | 22                  | 21 | 20   | 19 | 18 | 17   | 16    | 15   | 14      | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6  | 5 4  | 3  | 2      | 1 0 | Ī |  |

Abbildung 8.23: Struktur der gesendeten Daten

Crate [Hon16]. Dies erleichtert die Datenverarbeitung während der Analyse, weil die gesamte Information schon im Wort enthalten ist und nicht anderweitig ausgewertet werden muss.

Seitens der DAQ besteht die Vorgabe, dass der TDC die Anzahl empfangener Trigger-Signale zählt und sie mit jedem Ereignis an die DAQ weiterleitet. Damit kann geprüft werden, ob der TDC alle eintreffenden Trigger-Signale registriert und korrekt verarbeitet. Ein Zählerwert mit sinnvoller Breite passt jedoch nicht mehr in das zuvor beschriebene Datenwort. Deshalb sendet der TDC beim ersten Lesezugriff zunächst ein Header-Wort. Es enthält den geforderten Trigger-Zählerstand und die Anzahl der aktuell im FIFO vorhandenen Zeitstempel. Ist diese Anzahl nicht Null, so werden die Nutzdaten mit den anschließenden Lesezugriffen gesendet. Ein Trailer-Wort schließt das Datenpaket ab. Der einzige Unterschied zum Header sind die beiden höchstwertigen Bits, welche den Wort-Typ kodieren und damit eine Unterscheidung zwischen Header-, Trailer- und Datenwort erlauben. Die DAQ kann also durch Auswerten des Header- und der Trailer-Wortes erkennen, ob weitere Daten vorhanden sind, oder ob alle Ringspeicher in der Zeit zwischen dem Header und Trailer vollständig ausgelesen wurden. Die beschriebene Datenstruktur erlaubt einerseits das Auslesen von Daten während die Ringspeicher noch beschäftigt sind. Andererseits signalisiert der Trailer, dass die Ringspeicher fertig sind und erspart der DAQ pro Modul einen zusätzlichen VME-Zugriff (1,68 µs/Modul) auf ein Statusregister. Insgesamt werden dadurch etwa 27 µs eingespart.

Die gesamte Struktur eines gesendeten Datenpakets ist in Abbildung 8.23 dargestellt. Sie zeigt zum Beispiel, dass die ersten beiden Bits den Datenwort-Typ identifizieren. Ein TDC-Zeitstempel beginnt also mit der Bitfolge 01. Alle Datenwörter enthalten die GeoID, sodass sie zu einem Modul zugeordnet werden können. Die DAQ muss also vor dem Speichern die Daten nicht zusätzlich mit Informationen anreichern und auch nicht auf die Reihenfolge achten, in welcher die Daten gespeichert werden.

Die Anzahl der Wörter im FIFO nutzt der entwickelte LEVB (Abschnitt 2.3.2) und entscheidet, wie folgende Daten ausgelesen werden sollen. Abschnitt 8.5.2 zeigt die optimierte Auslesezeit.

# 8.5 Leistungsfähigkeit

In Abschnitt 8.4 ist der entwickelte TDC beschrieben. Nachfolgend ist das Potenzial beim Einsatz im Crystal-Barrel-Zeitzweig gezeigt.

## 8.5.1 Totzeit

Der TDC liest die Ringspeicher aus und sendet registrierte Zeitstempel während der Experiment-Totzeit. Das Lesen beginn jedoch erst nach dem Stop des Schreibprozesses, also  $t_{nach} = 10,24 \,\mu s$  nach Eintreffen des Triggers. Dieses Nachlaufen gehört bereits zur Totzeit. Ab diesem Zeitpunkt kann der LEVB Zeitstempel im FIFO vorfinden und sie auslesen. Das Auslesen des Ringspeichers verläuft parallel und dauert mindestens  $t_{RS} = 20,47 \,\mu s$ . Danach muss der TDC einen Teil des Ringspeichers überschreiben und

akzeptiert in dieser Vorlaufzeit von  $t_{vor} = 10,24 \,\mu s$  ebenfalls keine Trigger-Signale. Wenn ein TDC keine Ereignisse registriert hat, so enthält sein FIFO nur die Referenzzeit. In diesem Fall bekommt der LEVB beim Lesen drei Wörter: den Header, die Referenzzeit und ein Trailer-Wort. Weil dies noch während des Nachlaufens abgeschlossen werden kann, beträgt die minimale Totzeit eines einzelnen Moduls:

$$t_{\rm x1} = t_{\rm nach} + t_{\rm RS} + t_{\rm vor} = 40,95\,\mu {\rm s.}$$
 (8.4)

Werden alle 16 Module ausgelesen, so braucht das erste Modul die Zeit  $t_{nach} + t_{RS}$  bevor das nächste Modul ausgelesen werden kann. Die restlichen Module haben bereits parallel dazu die Ringspeicher ausgelesen und verursachen dadurch keine zusätzliche Totzeit. Nach dem Auslesen des letzten Moduls muss die DAQ weitere  $t_{vor}$  warten, bevor das nächste Ereignis aufgezeichnet werden darf. Weiterhin muss das Senden der Daten über den VMEbus muss berücksichtigt werden. Weil die Übertragung eines einzelnen Wortes 1,68 µs dauert und jedes Modul mindestens drei Wörter sendet, beträgt die Totzeit insgesamt also mindestens:

$$t_{x16} = 40,95\,\mu\text{s} + 1,68\,\mu\text{s} \cdot 3 \cdot 16 = 121,59\,\mu\text{s}. \tag{8.5}$$

Registriert der Detektor außerdem *N* Zeitstempel, so erhöht sich die Totzeit pro ausgelesenem Wort um 1,68 µs:

$$t_{x16,\max}(N) = 121,59\,\mu s + 1,68\,\mu s \cdot N.$$
 (8.6)

Dieser Wert ist jedoch als Abschätzung zu verstehen, weil hierbei davon ausgegangen wird, dass das erste Module während des Ringspeicher-Auslesezeit  $t_{RS}$  keine Zeitstempel an die DAQ weiterleitet. Sendet dieser TDC hingegen bereits mit den ersten Zugriffen valide Daten, so sinkt die Totzeit von 122 µs auf etwa 91 µs. Entsprechend beträgt die minimale Auslesezeit im günstigsten Fall:

$$t_{\rm x16,min}(N) = 90,88\,\mu\rm{s} + 1,68\,\mu\rm{s} \cdot N.$$
 (8.7)

Registriert also der Detektor zum Beispiel 200 Zeitstempel, so liegt die berechnete Totzeit des Zeitzweiges zwischen 427 µs und 458 µs. Im aktuellen Aufbau ist dies in etwa die mittlere Totzeit des QDC-Zweiges. Das bedeutet: Der TDC-LEVB kann diese 200 Zeitstempel übertragen, ohne die Totzeit der DAQ zu erhöhen und dadurch einen negativen Einfluss auf die Ereignisrate zu haben. Die nachfolgende Betrachtung soll bewerten, ob dies eine Einschränkung für den Messbetrieb darstellt.

Sowohl die Totzeit des QDC-Energiezweiges, als auch die des Zeitzweiges hängt von der ausgelesenen Datenmenge ab. Die Datenmenge wiederum hängt von der Anzahl registrierter Treffer im Detektor und damit vom Messprogramm ab, insbesondere also von der Strahlintensität und vom genutzten Target. Im Zeitzweig spielen außerdem die Diskriminatorschwellen eine Rolle. Abbildung 8.24 zeigt die Anzahl registrierter Zeitstempel pro Ereignis sowie die Anzahl der Kanäle, die einen Treffer registriert haben. Aufgezeichnet wurden diese Daten während einer Strahlzeit im Januar 2019. Die Bilder zeigen, dass der LEVB im Mittel 32,5 Einträge aus 20,2 Kanälen empfängt. Mit den Gleichungen 8.7 und 8.6 liegt die TDC-Totzeit zwischen 147 µs und 178 µs. Sie entspricht der gemessenen Verteilung, die in Abbildung 8.25 dargestellt ist. Zum Vergleich ist dort auch die Auslesezeit des QDC-Zweiges dargestellt. Es ist zu sehen, dass der Zeitzweig schneller ausgelesen wird und damit nicht die Ereignisrate von Messungen limitiert. Dies ist jedoch nur solange der Fall, wie die Messungen mit der QDC-Elektronik stattfinden. Die Zeitzweig-Totzeit wird relevant, wenn die SADC-basierte Ausleseelektronik eingebaut ist und die QDC-Information nicht mehr ausgelesen wird. In diesem Fall wird der CB-Zeitzweig die Totzeit dominieren. Deshalb wurde der Ausleseprozess weiter optimiert. Das Ergebnis ist im folgenden Abschnitt beschrieben.



Abbildung 8.24: Anzahl ausgelesener Kanäle (a) und der Einträge (b) pro Ereignis. Abbildungen (c) bis (f) zeigen beide Verteilungen gesondert für Schwelle A und B. Während einer Strahlzeit aufgezeichneter Daten-Run mit  $\approx 2 \cdot 10^6$  Ereignissen, einem Strahlstrom von 0,43 nA und einem transversal polarisierten Butanol-Target (Run-Nummer: 206042).



Abbildung 8.25: Auslesezeit des Crystal-Barrel-Detektors. In blau ist die Auslesezeit des neu entwickelten TDC-Zweiges dargestellt. In gelb und grau dargestellt, sind die Zeiten der beiden LEVBs, welche die Crystal-Barrel-QDC Module auslesen. Messung unter Produktionsbedingungen (Strahlstrom von 0,43 nA und ein transversal polarisiertes Butanol-Target, Run-Nummer: 206042).

## 8.5.2 Betrieb ohne die QDC-Elektronik

Wenn die SADC-basierte Ausleseelektronik [Mül19] den QDC-Energiezweig ersetzt, wird die QDC-Totzeit nicht mehr die Ereignisrate limitieren. Im aktuellen Aufbau bestimmt nämlich die Auslesezeit der QDC-Module die Totzeit des Experimentes [Hof18]. Danach wird die Auslesezeit der TDC-Module ein limitierender Faktor. Tabelle 8.5 zeigt dazu die aktuell erreichbaren Ereignisraten in Abhängigkeit von den ausgelesenen Komponenten. Es zu sehen: bei sonst gleichbleibenden Bedingungen steigt die Ereignisrate und die Lifetime, wenn der QDC-Zweig nicht ausgelesen wird. Die Tabelle zeigt jedoch auch, dass die TDC-Auslesezeit nach dem Umbau einen Einfluss auf die erreichbare Ereignisrate haben wird. Deshalb wurde das Auslesen der Module weiter optimiert.

Zwei VME-Übertragungsmodi stehen dem LEVB zur Auswahl. Einerseits ist es möglich Wörter einzeln im *A32D32*-Modus auszulesen. Der Transfer von *N* Wörtern dauert damit:

$$t_{A32D32}(N) = N \cdot 1,68 \,\mu s$$

Mit dieser Methode erreicht der Zeitzweig eine Totzeit, wie sie in Abschnitt 8.5.1 beschrieben wurde. Abbildung 8.26(a) zeigt dazu die Totzeit des TDC-Zweiges in Abhängigkeit von der Anzahl ausgelesener Zeitstempel.

Der eingesetzte VME-Controller und das Diskriminator-Board unterstützen neben dem A32D32-Datentransfer auch den sogenannten *Blocktransfer*. Der VME-Controller fordert dabei die sequentielle Übertragung mehrerer Wörter an. Den so empfangenen Datenblock übergibt der VME-Controller an-

| QDC          | TDC          | Ereignisse s <sup>-1</sup> | Lifetime % | Run-Nummer |
|--------------|--------------|----------------------------|------------|------------|
| $\checkmark$ | $\checkmark$ | 1394                       | 23         | 205338     |
| Х            | $\checkmark$ | 2346                       | 37         | 205345     |
| Х            | Х            | 2780                       | 45         | 205339     |

Tabelle 8.5: Ereignisrate und Lifetime (Mittelwert über den gesamten Run) in Abhängigkeit der ausgelesenen Komponenten. Messung unter Produktionsbedingungen (Energie: 3,2 GeV, Strahlstrom: 0,47 nA, Kohlenstoff-Target).
schließend mittels DMA (Direct Memory Access) an den LEVB. Der Blocktransfer benötigt pro Modul zwar eine Konfigurationszeit von 18  $\mu$ s, jedoch ist die Übertragung von *N* Wörtern mit 0,33  $\mu$ s/Wort schneller:

$$t_{\text{BlockTransfer}}(N) = 18\,\mu\text{s} + N \cdot 0,33\,\mu\text{s} \tag{8.8}$$

Entsprechend lohnt sich der Blocktransfer erst, wenn ein Modul mehr als 14 Wörter übertragen muss.

Die gemessene Zeitzweig-Totzeit mit den 16 TDC-Modulen ist in Abbildung 8.26 gegen die Anzahl der ausgelesenen Zeitstempel aufgetragen. Die rote Linie im Bild zeigt die mit Gleichung 8.7 geschätzte Auslesezeit. Hierbei werden Daten im *A32D32*-Modus übertragen. Die grüne Linie repräsentiert die geschätzte, minimale Auslesezeit bei ausschließlicher Nutzung des VME-Blocktransfers. Dieser Verlauf stellt die untere Grenze der notwendigen Auslesezeit, weil hier angenommen wird, dass alle Datenwörter mit einem Transfer übertragen werden. Liegen jedoch beim ersten Zugriff noch nicht alle Daten zum Auslesen bereit, so wird mindestens eine weitere Transaktion notwendig. Diese muss erneut konfiguriert werden und die Übertragungszeit erhöht sich (nach Gleichung 8.8) um weitere 18 µs. Es ist ersichtlich, dass die ausschließliche Nutzung eines der beiden Modi nur dann sinnvoll ist, wenn die übertragene Datenmenge pro Modul konstant bleibt, oder zumindest immer sehr groß oder sehr klein ist. Im Fall des Crystal-Barrel-Detektors ist dies jedoch nicht gegeben und muss in jedem Ereignis für jedes Board einzeln entschieden werden. Der entwickelte LEVB mach genau das.

Kleine Datenpakete empfängt der LEVB im A32D32-Modus. Größere Datenmengen fordert er über den Blocktransfer an. Für die Entscheidung nutzt er das Header-Wort, welches immer im A32D32-Modus gelesen wird. Mit der dort enthaltenen Anzahl folgender Zeitstempel (vergleiche Abbildung 8.23) wird der Rest der Daten im optimalen Modus übertragen. Das Ergebnis dieser Optimierung zeigt Abbildung 8.26(b). Die Auslesezeit kleiner Ereignisse liegt in diesem Mix-Betrieb noch immer auf der roten Linie. Hier ist die Anzahl ausgelesener Wörter pro Modul gering, sodass sie fast ausschließlich im A32D32-Modus übertragen werden. Mit steigender Datenmenge steigt auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Modul mehr als 14 Wörter übertragen muss. Weil also Modul-weise kleine und größere Datenmengen im optimalem Modus übertragen werden, sinkt die insgesamt benötigte Zeit in diesem Mix-Betrieb unter die beiden abgeschätzten Verläufe, in denen exklusiv einer der beiden Modi genutzt wird.

Die Totzeit des Zeitzweiges sinkt durch diese Optimierung. Sie wird nach dem Umbau auf die SADC-Elektronik dennoch die Totzeit dominieren. Deshalb wurde das Diskriminator-Board im Rahmen einer Masterarbeit um eine Ethernet-Schnittstelle erweitert [Tau21]. Diese Erweiterung erlaubt einerseits ein paralleles Auslesen der Module. Andererseits eliminiert sie den VME-Flaschenhals. Erste Messungen zeigen, dass der Datentransfer dann etwa 6 to 15 µs [Tau21] in Anspruch nehmen wird und bereits während der TDC-Totzeit beginnen kann. Idealerweise reduziert dies die Totzeit des gesamten Zeitzweiges auf die 40,95 µs Totzeit eines einzelnen TDC-Moduls (siehe Gleichung 8.4). Entsprechend wird auch nach dem Wegfall der QDC-Elektronik der Zeitzweig die Datenakquisition nicht verlangsamen, weil dann die Elektronik anderer Detektoren die Totzeit dominieren wird.

## 8.5.3 Zeitauflösung

Mithilfe FPGA-interner Deserialisierer erreicht der TDC ein LSB von1,25 ns (Abschnitt 8.4.2) und somit eine Auflösung (Abschnitt 8.4.3) von:

$$\sigma_{t,\text{TDC}} = 0,54 \,\text{ns.}$$

Nach dem Einbau wird die SADC-Elektronik neben der Energie- auch eine Zeitinformation liefern. Damit wird auch eine Zeit für Ereignisse unterhalb der Diskriminatorschwelle zur Verfügung stehen. Dazu wurde in [Mül19] die Auflösung des SADC und des TDC verglichen (Abbildung 8.27). Bei einer eingestellten



(b) Auslesezeit in Abhängigkeit der Datenmenge nach Optimierung

Abbildung 8.26: Auslesezeit aufgetragen gegen die Datenmenge, wenn diese mittels A32D32 (a), oder einem optimierten Mix aus A32D32 und Blocktransfer (b) übertragen werden. In beiden Abbildungen ist die mittlere A32D32-Auslesezeit (Gleichung 8.7) in rot dargestellt. Die grüne Kurve zeigt die minimale Auslesezeit bei ausschließlicher Übertragung mittels des VME-Blocktransfers. Messungen am polarisierten Butanol-Target mit einem durchschnittlichen Strahlstrom vom 475 pA (Run-Nummer 205343 und 205345).



Abbildung 8.27: Vergleich der Zeitauflösung (Standardabweichung) des Crystal-Barrel-Detektors im Zeitzweig mit den entwickelten TDC-Modulen (blau) und im SADC-Energiezweig (rot). Aufgrund der Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle ist ein Ring des Detektors dargestellt. Das Energie-Binning beträgt 0,5 MeV QUELE: [Mül19].



Abbildung 8.28: Zeitauflösung im TDC-Zweig mit zwei Prototypen und dem finalen Aufbau. In allen Messungen ist eine Schwelle von  $\approx$  4 MeV eingestellt; in den Kalorimeter-Daten sind die äußeren Ringe nicht enthalten, weil dort während Strahlzeiten höhere Schwellen eingestellt werden. QUELLE: [HKM+22].

Diskriminatorschwelle von  $E_{\text{th}} = 5$  MeV liefert der SADC nur für Signale mit  $E \leq 7$  MeV eine bessere Zeitauflösung. Die TDC-Daten sind also auch nach dem SADC-Einbau nicht obsolet. Weiterhin liefert die aktuelle SADC-implementierung nur den Zeitstempel des ersten Treffers eines Ereignisses. Die aktuelle Firmware besitzt keine Multihit-Fähigkeit. Jedoch sendet der SADC die komplette Pulsform, wenn das Verhältnis zwischen maximaler Amplitude und dem Integral außerhalb eines Toleranzbereiches liegt [Mül19].

Abbildung 8.28 vergleicht die Zeitauflösung der Kombination aus finaler Detektor-Elektronik und

entwickeltem TDC mit der Zeitauflösung zweier Prototypen. Die Zeitauflösung der Prototypen in diesem Bild wurde während einer Teststrahlzeit 2014 mit dem *CAEN Mod V1290A* TDC bestimmt [Urb18]. Dieser hat zwar eine deutlich bessere Auflösung von 35 ps (LSB), ab  $E \ge 60$  MeV sollten die Prototyp-Daten dennoch nicht zum Vergleich herangezogen werden. Während der Teststrahlzeit blieb ein Kabeldefekt des Referenzsignals unerkannt und limitierte die erreichbare Auflösung [Hon15]. Im gezeigten Bereich erreicht die Auflösung des finalen Aufbaus kein Plateau, sodass hier der entwickelte TDC nicht die Auflösung limitiert und sich entsprechend für den Einsatz eignet.

Im Gegensatz zur Abbildung 8.27 ist hier jedoch eine, von der Auflösung  $\sigma_{t,RMS}$  abgeleitete, Größe  $\tilde{\sigma}$  dargestellt. Die Zeitauflösung bei einer festen Energie hängt nämlich stark von der eingestellten Schwelle  $E_{\text{th}}$  ab. Während einer Strahlzeit, deren Daten hier betrachtet werden, sind aber ringweise unterschiedliche Schwellen notwendig. Deshalb zeigt Abbildung 8.28 die, auf eine Referenz-Schwelle  $E_{\text{ref}}$  skalierte Auflösung in Abhängigkeit von einer Energie, die ebenfalls auf  $E_{\text{ref}}$  skaliert ist. Die Methode ist in [Hon15] genauer beschrieben. Dabei wird die Energie E mit dem Faktor f multipliziert:

$$f = \frac{E_{\rm ref}}{E_{\rm th}}.$$

Eine auf die Diskriminatorschwelle  $E_{\text{th}}$  normierte Energie wird also mit der Referenz-Schwelle skaliert. Die dazugehörige Zeitauflösung wird mit dem Kehrwert  $f^{-1}$  des Skalierungsfaktors multipliziert. Wenn die Schwellen nicht zu weit auseinander liegen, erlaubt diese Methode einen direkten Vergleich der Elektronik-Revisionen untereinander.

#### 8.5.4 Schätzung der Energiedeposition aus der Schwellen-Zeitdifferenz

Aus der Zeitdifferenz der beiden Schwellen eines Kristalls  $\Delta t_{ba} = t_B - t_A$  kann die deponierte Energie geschätzt werden. Nachfolgend ist die Methode lediglich skizziert, weil ein umfangreicherer Algorithmus im Rahmen einer Dissertation [Sta23] entwickelt und in das ExPlORA-Framework implementiert wurde.

Die Zeitdifferenz hängt von den eingestellten Schwellen ab. Weil die Methode nachfolgend lediglich skizziert ist, werden nur Daten von Kristallen mit gleicher Schwelle verwendet. Genauer, handelt es sich um die Daten eines Detektor-Ringes. Es wurde zusätzlich verlangt, dass die TDC-Kanäle der Aund B-Schwelle jeweils genau einen Zeitstempel registriert haben. Dies stellt sicher, dass Pile-up das Ermitteln der Schätzwerte nicht verfälscht. Ein 200 ns Schnitt um den Triggerzeitpunkt auf die B-Zeit stellt weiterhin sicher, dass das Energie-Signal koinzident zum QDC-Gate ist. Beim anschließenden Schätzen fallen die beiden letzten Einschränkungen weg, die Schwellen-Abhängigkeit bleibt jedoch, sodass für jede Schwellenkombination auch ein eigener Schätzer notwendig ist. Wie in Kapitel 7 jedoch bereits beschrieben wurde, kann diese Abhängigkeit durch die Betrachtung eines normierten Signals eliminiert werden.

Um einen Schätzwert zu bestimmen ist in Abbildung 8.29(a) zunächst die Differenz  $\Delta t_{ba}$  gegen die gemessene Energie aufgetragen. Die Projektion auf die X-Achse ergibt die Energieverteilung bei einer festen Zeitdifferenz. Abbildung 8.29(b) zeigt dies beispielhaft für  $\Delta t_{ba} = 20$  ns. An die Daten dieses Histogramms wird nun eine Normalverteilung angepasst. Es ist zwar ein asymmetrischer Ausläufer zu höheren Energien sichtbar, eine Gaußverteilung soll aber an dieser Stelle zur Veranschaulichung des Schätz-Algorithmus ausreichend sein. Die Anpassung aus dem Beispiel liefert einen Schwerpunkt von  $\mu = 56$  MeV und eine Standardabweichung von 10 MeV. Abbildung 8.30 zeigt die Schwerpunkte und als Band die Standardabweichungen aller angepassten Normalverteilungen.

Weil der Schwerpunkt den wahrscheinlichsten Energieeintrag darstellt, kann damit die Energie aus einer gemessenen Zeitdifferenz geschätzt werden. Dazu zeigt Abbildung 8.31 die Differenz zwischen der gemessenen Energie und ihrem Schätzwert. Aufgetragen ist die Differenz gegen die geschätzte Energie.



(a) Zeitdifferenz der B und A Zeitstempel in einem Detektorring mit gleichen Schwellen, aufgetragen gegen die deponierte Energie. Die grüne Box markiert die in (b) gezeigte Projektion.



(b) Energieverteilung aus (a) für die Zeitdifferenz  $\Delta t_{ba} = 20$  ns.

Abbildung 8.29: Zusammenhang zwischen Zeitdifferenz und deponierter Energie. Die Breite der Energie-Bins beträgt 1 MeV; der Zeit-Bins 1,25 ns. Ereignisse bei einer Schwelle von  $E_{th,A} = 5$  MeV und  $E_{th,B} = 10$  MeV.



Abbildung 8.30: Schwerpunkte der angepassten Normalverteilungen an die Projektionen (vergleiche Abbildung 8.29). Die Schwerpunkte sind aufgetragen gegen die gemessene Zeitdifferenz. Das Band visualisiert die  $1\sigma$ -Umgebung der Verteilung.

Mit steigender deponierter Energie besitzt ein immer größeres Energieintervall die gleiche Zeitdifferenz. Dies verschlechtert die relative Energieauflösung der beschriebenen Methode. Hilfreich kann sie bei Pile-up dennoch sein, weil die QDC-Messung hier eine falsche Energie liefert. Von dieser Limitierung ist auch die nachfolgend beschriebene, verbesserte Methode aus [Sta23] betroffen, die in ExPIORA implementiert wurde.

Eine präzisere Schätzung ist zu erwarten, wenn statt der A-B-Differenz, die Zeit über der Schwelle  $t_{tot}$  (*Time-Over-Threshold*) betrachtet wird. Dies wurde jedoch nicht untersucht, weil hier auch Zeitstempel fallender Flanken zur Verfügung stehen müssen (vergleiche Abschnitt 8.4.6). Insbesondere kann aber die Schätzung mit  $t_{tot}$  den sonst beschränkten Energiebereich erweitern, in dem eine valide Schätzung möglich ist.

Die implementierte ExPlORA-Methode [Sta20] nutzt zum Erkennen nicht den einfachen, zuvor beschriebenen Schätz-Algorithmus. Sie passt vielmehr die Amplitude und Position mehrerer hypothetischer Signale an die ausgelesenen Zeitstempel an. Dazu ist in Abbildung 8.32 ein Beispiel mit zwei Treffern in einem Ereignis dargestellt. Hier ist auch der Vorteil dieser Methode zu sehen. Sie ist nicht nur in der Lage eine Energie abzuschätzen. Sie kann insbesondere auch einen Teil der Zeitstempel als nicht valide markieren. Solche Geistertreffer können kurz nach der fallenden Signalflanke registriert werden, wenn das Signal durch Rauschen erneut über die Schwelle steigt. Die Zeit nach welcher solche Geistertreffer auftreten, hängt also von  $t_{tot}$  ab.

Diese Zeit wiederum hängt von der Signalamplitude und damit von der Energie ab. Damit gibt es eine zeitliche Korrelation zwischen dem Zeitstempel der steigenden Flanke und nachfolgenden Geistertreffern. Dies ist auch in Abbildung 8.33 zu sehen. Dort ist die Zeitdifferenz

$$\Delta t = t_{\mathrm{B},1} - t_{\mathrm{B},0}$$

gegen die Kristallenergie aufgetragen. Eine Korrelation zwischen Energie und Zeit ist zu erkennen.



Abbildung 8.31: Differenz zwischen geschätzter und gemessener Energie. Die Methode nutzt für die Schätzung lediglich die A-B-Zeitdifferenz, sodass Energie-Lücken entstehen, zum Beispiel zwischen 118 MeV (13,75 ns) und dem nächsthöheren Schätzwert 145 MeV (12,5 ns).



ABBAABA for crystal with index 441 and energy E = 35.1 MeV

Abbildung 8.32: Das ausgelesene Ereignis enthält Zeitstempel steigender und fallender Signalflanken. Letztgenannte werden durch Signalrauschen verursacht und stellen somit nicht valide (Geister-)Treffer dar. Das ExPlORA-Plugin passt hypothetische Pulse an die Daten des Ereignisses an. Als Resultat kann einerseits die Energie der Einträge geschätzt werden. Andererseits können damit Geistertreffer erkannt werden. QUELLE: [Sta20].



Abbildung 8.33: Die Zeitdifferenz von zwei Zeitstempeln einer Schwelle ist gegen die Energiedeposition im zugehörigen Kristall aufgetragen. Gezeigt sind nur Ereignisse, in denen genau zwei Zeitstempel registriert wurden. Bei der betrachteten Messung (Daten-Run 206042) war dies in etwa 13 % der Ereignisse der Fall.

Um diesen Effekt in der Abbildung hervorzuheben, sind dort allerdings nur Ereignisse mit genau zwei Einträgen berücksichtigt. Umgekehrt kann also die Kombination aus Energie- und Zeitinformation genutzt werden, um Geistertreffer zu erkennen. Mit der Beschleunigung des Ausleseprozesses [Tau21] kann die Erkennung weiter verbessert werden, indem der TDC auch die fallenden Flanken registriert und an die DAQ weiterleitet, statt sie zu verwerfen. Statt die beschriebene Zeitdifferenz zu nutzen, können dann Treffer in einem Interval nach der letzten fallenden Flanke als Geistertreffer markiert werden.

# 8.6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein TDC entwickelt und in die Cluster-Finder-Firmware des Crystal-Barrel-Diskriminators integriert. Die Entwicklung war notwendig, damit die Zeitinformation der 184 Diskriminatorkanäle ohne externe Hardware digitalisiert werden kann.

Der TDC erreicht ein LSB von 1,25 ns. Dies ist auch gleichzeitig die Doppelpulsauflösung und die minimal erkennbare Pulslänge. Das TDC-Fenster beträgt 20,47 µs, wobei der Triggerzeitpunkt in der Mitte liegt. Das Fenster ist im Vergleich zu anderen TDC-Modulen, wie dem jTDC, sehr groß, aber genau für die Anwendung angemessen. In diesem Fenster erkennt und sendet der TDC eine beliebige Anzahl von Ereignissen. Er besitzt also keinen Ereignispuffer, welcher die Ereignisrate oder das Zeitfenster limitiert.

In der aktuellen Implementierung erkennt das Modul steigende Flanken im Datenstrom und sendet das Sample, dessen Position und eine dazugehörige Kanalinformation an die DAQ.

Abhängig von der Größe werden Datenpakete einzelner Module entweder im A32D32-Modus oder mit dem VME-Blocktransfer übertragen. So optimiert der LEVB die Auslesezeit für große und kleine Datenmengen. Bei der Energiemessung mit den QDC-Modulen hat diese optimierte Auslesegeschwindigkeit zwar keinen Einfluss auf die Ereignisrate der DAQ. Sie wird jedoch relevant, wenn die SADC-Elektronik vollständig eingebaut und die QDC-Auslesekette stillgelegt ist. Bei einem Test mit und ohne die QDC-Elektronik stieg die Ereignisrate um über 60 % auf  $\approx 2300 \text{ s}^{-1}$ .

In diesem Aufbau ohne QDC-Elektronik wird die Auslesegeschwindigkeit steigen. Dann begrenzt aber die TDC-Totzeit die erreichbare Ereignisrate. Damit die TDC-Module auch dann die Auslesegeschwindigkeit nicht limitieren, wurde im Rahmen einer Masterarbeit [Tau21] das parallele Auslesen der TDCs mithilfe einer Ethernet-Erweiterung der Diskriminatoren untersucht. Es ist davon auszugehen, dass das parallele Auslesen die Ereignisrate um weitere 35 % auf etwa  $2\,800\,s^{-1}$  steigern kann. Dann wird der TDC auch mit der doppelten Datenmenge die Totzeit des Experiments und somit auch die Ereignisrate nicht limitieren. Dies wird zusätzlich das Senden der Zeit fallender Signalflanken erlauben und damit das Filtern von Geistertreffern und die Energieschätzung verbessern. Im einfachsten Fall können hier Zeitstempel steigender Flanken in einem festen Zeitintervall nach der fallenden Flanke als nicht valide markiert werden. Die Energieschätzung wird helfen Pule-up in Ereignissen zu separieren.

# KAPITEL 9

# **Der Cluster-Finder**

Im Vergleich zu den untersuchten hadronischen Reaktionen, sind Wirkungsquerschnitte elektromagnetischer Reaktionen mehrere Größenordnungen höher. Weil die Akquisition der Daten eine Totzeit verursacht, ist es sinnvoll, unerwünschte Reaktionen auszufiltern, noch bevor sie aufgezeichnet werden (vergleiche Kapitel 3). Dazu wertet der Trigger die Treffer-Signatur aus. Er approximiert die Anzahl nachgewiesener Teilchen und löst die DAQ nur dann aus, wenn die Signatur auf ein relevantes Ereignis hindeutet.

Hierzu hat im vorherigen Aufbau der FAst Cluster Encoder (FACE) zusammenhängende Bereiche mit einer Energiedeposition (Cluster) im Crystal-Barrel-Detektor gezählt. Die Anzahl der Cluster approximiert hierbei die Teilchenzahl (siehe Abschnitt 3.2.3 und [Fle01]). Aufgrund des sequenziellen Algorithmus benötigt der FACE zum Zählen von *N* registrierten Clustern:

 $t_{\text{FACE}}(N) = 700 \,\text{ns} \cdot (N+1) \,.$ 

Die Elektronik des MiniTAPS-Detektors braucht jedoch eine positive Trigger-Entscheidung bevor diese Zahl der Cluster bekannt ist. Deshalb löst eine erste Trigger-Stufe das Auslesen vorzeitig aus, wenn die Signatur schneller Detektoren potenziell auf ein relevantes Ereignis hindeutet [Win06]. Liegt dann die FACE-Information vor und deutet die vollständige Signatur nicht mehr auf ein relevantes Ereignis hin, so wird es verworfen und und die Elektronik zurückgesetzt. Dieses Trigger-Schema hat eine hohe Akzeptanz für photoproduzierte Reaktionen am Proton. Jedoch ist die Trigger-Effizienz teilweise geringer für Reaktionen an Neutronen (Abschnitt 3.3). Außerdem limitiert dieses Schema die erreichbare Trigger-Rate, weil das Cluster-Zählen und Zurücksetzen der Elektronik Totzeit erzeugt.

Beide Limitierungen wurden durch die Integration des Crystal-Barrel in die erste Trigger-Stufe beseitigt. Die Entwicklung des Cluster-Finders in der vorliegenden Arbeit bildet den erfolgreichen Abschluss dieses Projekts.

Das neue System nutzt einen vollständig parallelisierten Algorithmus. Dies hat einerseits zur Folge, dass seine Latenz unabhängig von der Anzahl der registrierten Cluster ist:

$$t_{\rm CF}(N) = 240 \, {\rm ns}.$$

Andererseits erlaubt das parallele Verarbeiten es den Prozess in einer Pipeline auszuführen. Deshalb aktualisiert der neue Cluster-Finder die Clustersumme kontinuierlich alle 5 ns. Cluster erkennt das neue System hierbei anhand eines Eck-Musters, siehe Abschnitt 9.2.

Die Anforderung an den neuen Cluster-Finder sind nachfolgend in Abschnitt 9.1 zusammengefasst. Im Anschluss darauf ist in Abschnitt 9.2 die Implementierung des Cluster-Finders dargestellt. Abschnitt 9.5

beschreibt die Leistungsfähigkeit des entwickelten Trigger-Systems.

## 9.1 Anforderungen

Damit die Trefferinformation eines Detektors in der ersten Trigger-Stufe genutzt werden kann, müssen die Detektorsignale mehrere Kriterien erfüllen. Sie sollten möglichst zeitstabil sein und müssen in weniger als 400 ns nach dem Ereignis den Trigger erreichen. Der neue Cluster-Finder sollte außerdem keine Totzeit verursachen und natürlich die Anzahl nachgewiesener Teilchen möglichst genau approximieren.

#### Latenz

Eine hohe Trigger-Effizienz für Reaktionen am Neutron erfordert zwingend, dass die CB-Signatur bereits bekannt ist, wenn die erste Trigger-Stufe eine Entscheidung trifft (Kapitel 3.3). Dabei erwartet die MiniTAPS-Elektronik eine positive Entscheidung spätestens 750 ns nach dem Registrieren eines Treffers [Dre04]. Zusätzlich nutzt die MiniTAPS-Elektronik dieses Trigger-Signal auch als Referenzzeit. Es muss also hinreichend früh eintreffen, damit der gesamte Prompt-Peak im TDC-Fenster liegt. Hier wurde seitens der Analyse vorgegeben, dass Treffer 50 ns vor dem eigentlichen Ereignis noch registriert werden.

Weil weiterhin der Trigger nicht instantan eine Entscheidung treffen kann und auch das Verteilen des Trigger-Signals Zeit in Anspruch nimmt, stehen dem Cluster-Finder weitere 150 ns weniger zur Verfügung (Abschnitt 5.1). Die Cluster-Finder-Information muss also spätestens 550 ns nach einem Ereignis den Trigger erreichen.

Dem eigentlichen Cluster-Finder-Algorithmus stehen aber nicht die gesamten 550 ns zur Verfügung, denn das Anstiegszeit-kompensierte Signal der Crystal-Barrel-Kristalle wird etwa 210 ns nach dem Treffer generiert (Kapitel 7). Es verbleibenden also etwa 340 ns. In dieser Zeit muss der gesamte Prozess vom Finden einzelner Cluster, bis zum Bilden und Senden der Summe abgeschlossen sein.

Der Cluster-Finder ist außerdem auf insgesamt 16 Module aufgeteilt (siehe Abschnitt 5.2). Module müssen deshalb die Treffer am Rand ihres jeweiligen Zuständigkeitsbereichs untereinander austauschen (Abschnitt 9.3). Dies nimmt einen Teil der 340 ns in Anspruch, und ist notwendig, weil sonst die Anzahl der Cluster falsch geschätzt wird.

#### Approximation der Teilchenzahl

Der Trigger löst die Datenakquisition aus, wenn die vorliegende Signatur auf eine minimal geforderte Teilchenzahl hindeutet. Genau wie die FACE-Elektronik, soll auch der neue Cluster-Finder die Anzahl registrierter Teilchen im Detektor möglichst genau approximieren.

Der FACE-Algorithmus interpretiert dabei einen zusammenhängenden Bereich aus Kristallen mit Energiedeposition als ein Cluster und damit als die Signatur genau eines Teilchens (Abschnitt 3.2.3). Manchmal unterschätzt dieser Ansatz die Zahl der Teilchen, wenn zum Beispiel ein hochenergetisches Pion zerfällt ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) und die Energiedepositionen (PEDs<sup>1</sup>) beider Photonen zu einem Cluster überlappen. Dies ist jedoch eher im vorderen Winkelbereich relevant, in dem sich der MiniTAPS-Detektor befindet.

Weiterhin ist aus Analyse-Sicht ein Überschätzen der Teilchenzahl vorteilhafter im Vergleich zum Unterschätzen. Ein Ereignis mit überschätzter Teilchenzahl wird aufgenommen und bei der Rekonstruktion verworfen. Ein nicht aufgezeichnetes Ereignis, aufgrund einer unterschätzen Teilchenzahl, ist

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> PED: Particle Energy Deposit

aber unwiederbringlich verloren, reduziert also die Trigger-Effizienz in einem Teil des Phasenraumes, erschwert die Analyse und stellt damit potentiell eine Quelle von systematischen Fehlern dar.

Daraus lässt sich als Anforderung ableiten, dass ein effektiver Cluster-Finder die Teilchenzahl im Vergleich zum FACE nicht unterschätzen darf. Die neue Elektronik soll aber auch nicht zu stark die tatsächliche Anzahl der Teilchen überschätzen, weil dies die Effizienz der Datenakquisition reduziert.

#### Totzeit

Es wäre vorteilhaft, wenn die neue Elektronik keine Totzeit verursacht, während sie Cluster erkennt und zählt. Während die Latenz-Anforderung die Trigger-Effizienz für Reaktionen an Neutronen verbessert, steigert ein Trigger mit weniger, oder ohne Totzeit die Effizienz jeder Messzeit, unabhängig vom Messprogramm. Diese Anforderung an die neue Elektronik ist also wünschenswert, aber dennoch nicht zwingend erforderlich, weil sich der gleiche Effekt auch durch eine längere Messzeit erzielen lässt.

Wenn im alten Aufbau der Trigger nach Eintreffen der FACE-Information eine negative Entscheidung trifft, sind anschließend etwa 15  $\mu$ s für das Zurücksetzen der bereits ausgelösten Elektronik notwendig [Hof19c]. Erst danach kann die DAQ ein neues Ereignis aufzeichnen. Die Anzahl dieser sogenannten Fast-Reset Operationen pro Zeiteinheit hängt stark vom Messprogramm ab und verursacht zusätzliche, relative Totzeit  $\tilde{t}$ :

$$\tilde{t} = \frac{t_{\text{FastReset}}}{t_{\text{DeadTime,DAQ}} + t_{\text{LiveTime}} + t_{\text{FastReset}}}.$$

Anders ausgedrückt: durch das Eliminieren der Fast-Reset-Totzeit, steigt bei sonst identischen Messbedingungen die Anzahl ausgelesener Ereignisse um den Faktor *g*:

$$g = \frac{\tilde{t}}{1 - \tilde{t}}.$$

Geht also zum Beispiel 50 % der Zeit für das beschriebene Zurücksetzen der Elektronik verloren, so können ohne Fast-Resets doppelt so viele Ereignisse aufgezeichnet werden. Laut RunDB (einem Experiment-internen, digitalen Laborbuch) lag die tatsächliche relative Zeit jedoch unter diesem Beispielwert. Konkreter: bei einer Strahlzeit im Oktober 2010 mit einem Butanol-Target und linear-polarisierten Photonen mit einer Energie von 3,2 GeV lag die Fast-Reset-Rate bei etwa  $11 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ . Dies bedeutet, dass 16,5 % der Messzeit für das Zurücksetzen notwendig waren. Entsprechend wäre ohne Fast-Resets eine 20 % höhere Ereignisrate zu erwarten. Bei der letzten Strahlzeit vor dem Umbau wurde Niob als Target eingesetzt. Hier war die Fast-Reset-Rate besonders hoch und betrug etwa  $22 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ , sodass eine 50 % höhere Ereignisrate möglich ist.

#### 9.1.1 Gütekriterien des Triggers

Das Extrahieren der Teilchenzahl  $N_p$  aus der Crystal-Barrel-Matrix kann als Klassierung betrachtet werden, also ein Schritt der Mustererkennung, einem Feld in der Informatik. Zum Beispiel ordnet der Cluster-Finder dem vorliegendem Detektor-Muster mit zwei Clustern  $N_c = 2$  die extrahierte Teilchenzahl  $N_{CF} = 1,2,3$  zu. Darauf basierend, trifft der Trigger entweder eine positive Entscheidung und löst die DAQ aus, oder er unterdrückt das Ereignis durch eine negative Entscheidung.

Bei der Beurteilung dieser Klassierung kann einerseits ausschließlich der Cluster-Finder betrachtet werden, also wie präzise  $N_{CF}$  zu  $N_c$  zugeordnet wird. Andererseits kann das Gesamtsystem aus Cluster-Finder und Trigger bewertet werden.

Für das Experiment ist eher von Interesse: wie hoch ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein relevantes Muster die DAQ auslöst oder das Ereignis verloren geht. Deshalb sollte auch das Gesamtsystem und somit die binäre Entscheidung, *Aufzeichnen* oder *nicht Aufzeichnen*, beurteilt werden. Hier kann also ein Maß zur Beurteilung eines binärer Klassifikators herangezogen werden.

Mehrere Maße können dabei genutzt werden. Hier seien zum Beispiel die *Spezifität* und *Sensitivität* genannt und nachfolgend kurz erklärt.

Sowohl die positive, als auch die negative Entscheidung des Triggers kann jeweils richtig oder falsch sein. Wenn dies bekannt ist, kann die Entscheidung anschließend einer von vier Kategorien zugeordnet werden. Sie kann also positiv und richtig gewesen sein. Die Anzahl solcher Entscheidungen ist nachfolgend mit  $r_p$  bezeichnet. Weiterhin gibt es die richtigen, negativen Entscheidungen  $r_n$ . Hier hat der Trigger also ebenfalls richtig entschieden und das Ereignis verworfen. Analog dazu ist es auch möglich, dass eine Signatur fälschlicherweise für relevant gehalten wird (falsch positiv,  $f_p$ ) oder ein relevantes Ereignis verworfen wird (falsch negativ,  $f_n$ ).

Die Sensitivität  $P_{sens}$  beschreibt nun das Verhältnis aus der Zahl der korrekt erkannten Ereignisse  $r_p$  und der richtigen Ereignisse:

$$P_{\text{sens}} = \frac{r_p}{r_p + f_n}$$

Sie wird auch als Trefferquote oder Richtig-Positiv-Rate bezeichnet und beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein relevantes Muster auch als ein solches erkannt wird. Die zuvor betrachtete Trigger-Effizienz aus Abschnitt 3.3 entspricht also der Sensitivität.

Im besten Fall hat ein Trigger eine Sensitivität von  $P_{sens} = 1$ . Das bedeutet er klassiert alle relevanten Ereignisse auch als solche und löst die Akquisition aus. Jedoch hat der Trigger auch dann eine Sensitivität von  $P_{sens} = 1$ , wenn dieser bei jedem Ereignis auslöst und unabhängig von der Signatur jedes Ereignis aufzeichnen lässt.

Dieses Verhalten quantifiziert eine zweite Größe: die Spezifität  $P_{\text{spez}}$ . Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein falsches, beziehungsweise nicht relevantes Ereignis als ein solches klassifiziert wird:

$$P_{\text{spez}} = \frac{r_n}{r_n + f_p}$$

Ein idealer Trigger hat demnach eine Sensitivität von  $P_{\text{sens}} = 1$  und eine Spezifität von  $P_{\text{spez}} = 1$ . Ein realer Trigger erreicht diese Werte jedoch nicht, weil zum Beispiel ein Detektor-System nicht den gesamten Winkelbereich abdeckt, oder die deponierte Energie unter der Nachweisschwelle liegt. Deshalb markiert der Trigger zum Beispiel auch eine Signatur mit zwei Teilchen als relevant, um die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma \gamma p$ , also einem Endzuständ mit drei Teilchen aufzuzeichnen. Die gesteigerte Sensitivität wird aber mit einer kleineren Spezifität erkauft.

## 9.2 Implementierung des Cluster-Finders

Verschiedene Ansätze für eine neue Trigger-Elektronik sind denkbar. Eine Einschränkung besteht aber zum Beispiel darin, dass kommerziell erhältliche FPGA nicht genügend I/O-Pins besitzen, um alle 2640 Eingangssignale der A- und B-Schwellen in einem Modul zu verarbeiten. Dies muss bei der Implementierung berücksichtigt werden. Drei unterschiedliche Lösungsansätze zur Integration des Crystal-Barrel-Detektors in die erste Trigger-Stufe wurden bei der Planung des Umbaus untersucht. Diese sind nachfolgend skizziert, wobei die letztendlich gewählte Lösung, ein Cluster-Finder, im Detail beschrieben ist.

**ODER-Trigger** Ein sehr einfacher, zusätzlicher Aufbau kann die Trigger-Effizienz für Reaktionen am Neutron deutlich steigern. Hierbei wird die FACE-Elektronik weiterhin in der zweiten Trigger-Stufe genutzt. Zusätzlich verknüpft aber eine einfache und somit schnelle ODER-Logik die Ausgangssignale der 1 230 CB-Kristalle [Sei09]. Das Resultat der ODER-Verknüpfung wird dann in der ersten Stufe evaluiert und signalisiert, dass mindestens ein Energieeintrag über der erkiesenen Diskriminatorschwelle lag. Dieses neu erzeugte ODER-Signal soll also die zweite Stufe auslösen und so die Sensitivität erhöhen.

Die Approximationsgenauigkeit durch Weiternutzung des FACE wird erhalten. Allerdings erreicht die erste Trigger-Stufe lediglich die Information, dass mindestens ein Treffer im Crystal-Barrel vorhanden ist. Wie zuvor, zählt erst die zweite Stufe (FACE) die Cluster. Es bleibt damit auch die unerwünschte Totzeit erhalten. Sie wird sogar größer, weil nun auch ein einzelnes Cluster im Crystal-Barrel den Trigger auslöst und die Elektronik anschließend zurückgesetzt werden muss.

**Block-Trigger** In [Sei09] wurde auch eine einfache Methode zum schnellen Schätzen der Teilchenzahl vorgestellt und ihre Performanz evaluiert. Im Gegensatz zum einfachen ODER-Trigger, soll dieser Aufbau die ungefähre Teilchenzahl bereits der ersten Stufe zur Verfügung stellen.

Hierbei werden benachbarte Kristalle zunächst zu  $3 \times 3$  Blöcken zusammengefasst und mittels einer ODER-Operation verknüpft. Dies reduziert die Anzahl der Signale, die ein Trigger-Modul anschließend verarbeiten muss von 1 320 auf etwa 150.

Eine steigende Block-Größe reduziert dabei die Komplexität der Elektronik, weil damit weniger Signale anschließend addiert werden müssen. Außerdem steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photon die gesamte Energie in einem Block deponiert. Die Zahl der Blöcke mit Energieeintrag interpretiert ein nachfolgendes Modul dann als Teilchenzahl.

Mit der Blockgröße steigt aber auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass mehr als ein Cluster in einem Block vorhanden ist. Dann wird die Teilchenzahl unterschätzt. Ein Cluster an der Grenze zwischen zwei Blöcken führt hingegen zum Überschätzen der Teilchenzahl, weil die einfache Elektronik dieses Treffer-Muster als zwei Teilchen interpretiert.

Wie stark beide Effekte sich auf die Approximation auswirken, wurde in aufgezeichneten Daten untersucht [Sei09]. Um dabei einen möglichst geringen Preselection-Bias im Datensatz zu haben, wurden die analysierten Daten mit einem Innendetektor-Trigger aufgezeichnet.

Eine anschließende Analyse hat die Energiedeposition einzelner Teilchen (PED, für Particle Energy Deposit) mit der Anzahl registrierter FACE-Cluster und der ODER-Blöcke verglichen. Der Block-Trigger hatte hier eine höhere Sensitivität (Akzeptanz von 99,5 % [Sei09]) im Vergleich zum FACE (85,3 %). Der FACE unterschätzt also öfter die Zahl der PEDs. Dies ergibt sich aus seinem Design, weil Cluster und nicht Teilchen gezählt werden.

Der Block-Trigger hat aber auch eine höhere Fehltrigger-Rate im Vergleich zum FACE. Damit sind Untergrundreaktionen gemeint, die ebenfalls die DAQ auslösen. Die Fehltrigger-Rate des FACE wird hierbei mit 16 % (Block-Trigger: 25 %) angegeben [Sei09]. Die Spezifität der Block-Triggers ist also geringer, weil sich ein Cluster auf mehrere Blöcke ausdehnen kann und dann als zwei oder mehr Teilchen approximiert wird.

#### 9.2.1 Cluster-Finder

In [Hon09] wurde ein Algorithmus zum Erkennen von Clustern vorgeschlagen, der alle und nicht nur ein Cluster pro Taktzyklus erkennt und in einem FPGA implementierbar ist. Das anschließende Zählen der Cluster verläuft ebenfalls parallel, sodass (im Gegensatz zum FACE) ein Ergebnis nach einer festen Latenz zur Verfügung steht. Wie auch der FACE-Algorithmus, liefert diese nachfolgend beschriebene



Abbildung 9.1: Das geforderte Cluster-Finder-Muster besteht aus der Energiedeposition im betrachteten Kristall (gelb) und keiner Deposition (weiß) in vier seiner  $\Gamma$ -förmig angeordneten Nachbarkristalle. Dieses Muster (eine obere, linke Ecke) ist mindestens einmal in jedem Cluster vorhanden. Es kann in der Detektormatrix für jeden der 1 320 Kristalle und ihre Nachbarn parallel evaluiert werden. Dies ist mit FPGAs möglich.

Methode eine sehr gute Approximation der Teilchenzahl. Deshalb wird sie im neuen Cluster-Finder verwendet.

Der Algorithmus nutzt aus, dass in jedem Cluster mindestens ein Kristall in Kombination mit seinen Nachbarn ein Muster erfüllt, welches in Abbildung 9.1 gezeigt ist. Der Kristall und vier " $\Gamma$ "-förmig um diesen angeordnete Nachbarn werden betrachtet. Es wird gefordert, dass eine Energiedeposition im betrachteten Kristall und keine Deposition in den Nachbarkristallen registriert wurde. Die Einträge nicht gezeigter Kristalle werden ignoriert. Die einzige, mit diesem Muster nicht erkennbare Cluster-Form ist ein ganzer Ring von Kristallen mit Energieeintrag.

Es wurde gezeigt, dass dieser Algorithmus eine gute Approximation der Clusteranzahl und und PEDs liefert [Afz15]. Dazu wurde die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta' \rightarrow p\gamma\gamma$  simuliert und daraus die Anzahl der rekonstruierten PEDs, der FACE-Cluster und der gefundenen Clusterecken bestimmt.

Eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Simulation zeigt Abbildung 9.2. Dort ist die Anzahl der Ereignisse aufgeschlüsselt nach der Anzahl erkannter Cluster mit dem neuen Algorithmus und dem FACE in einem 2D-Histogramm dargestellt. In beiden Größen ist zwar auch die Anzahl der MiniTAPS-Cluster enthalten, sie stört jedoch nicht den Vergleich der beiden Algorithmen. Es ist zunächst zu sehen, dass die Clusterzahl mit der neuen Methode immer gleich oder größer ist. Es gehen also keine Ereignisse verloren, welche der vorherige Aufbau aufgezeichnet hätte, sodass die Sensitivität durch den neuen Algorithmus nicht sinkt. Beide Systeme liefern für etwa 96 % der Ereignisse sogar die gleiche Clusterzahl. In den verbleibenden Fällen findet der neue Algorithmus mehr Cluster. Das bedeutet jedoch nicht zwangsweise, dass hierbei die Teilchenzahl überschätzt wird, weil ein Cluster auch aus überlappenden PEDs bestehen kann. Abbildung 9.3 verdeutlicht dies. Dort ist der relative Anteil der Ereignisse gegen die Zahl rekonstruierter PEDs und gegen den Schätzwert beider Algorithmen in je einem 2D-Histogramm dargestellt. Für einen besseren Überblick zeigt Abbildung 9.3(c) die Differenz  $\frac{N_{\text{Muster}} - N_{FACE}}{N}$  und somit die Veränderung, wenn der FACE durch den Cluster-Finder ersetzt wird. Dort sind alle Einträge unterhalb der Diagonalen negativ. Der neue Algorithmus erkennt in diesen Fällen mehrere Ecken in Clustern mit überlappenden PEDs, sodass die Differenz zwischen PED- und Schätzung dann Null oder zumindest im Vergleich zum FACE kleiner wird. Auf der Diagonalen liegen mit dem neuen Algorithmus 0,6 % mehr Ereignisse. Ein weiteres Prozent der Ereignisse liegt über der Diagonalen. Hierbei wird die Teilchenzahl überschätzt. Es sind also keine 4 %, wie es der direkte Vergleich mit dem FACE (Abbildung 9.2) vermuten lässt.



Abbildung 9.2: Absolute Anzahl gefundener Cluster mit dem neuen Cluster-Finder-Algorithmus und dem vorherigen FACE-Aufbau. Beide enthalten die Zahl der gefundenen Cluster im MiniTAPS-Detektor. Simuliert wurden hier  $3 \cdot 10^5$  Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta' \rightarrow p\gamma\gamma$  QUELLE: [Afz15].



Abbildung 9.3: Relative Anzahl gefundener FACE-Cluster (a) und Clusterecken (b) im Vergleich zu den rekonstruierten PEDs. Zur Veranschaulichung der Veränderungen ist in (c) die Differenz der beiden Histogramme dargestellt. Simuliert wurden  $3 \cdot 10^5$  Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \eta' \rightarrow p \gamma \gamma$  QUELLE: [Afz15].

Mit dem vorgeschlagenen Algorithmus wird also eine sehr gute Approximation der Teilchenzahl erreicht. Eine Schätzung der Algorithmus-Latenz (inklusive der Summenbildung) wird in [Hon09] mit 50 to 65 ns angegeben. Die Information ist also präzise und schnell genug vorhanden, um eine Clustersumme der ersten Trigger-Stufe zur Verfügung zu stellen. Weiterhin ist das Erkennen und Summieren freilaufend. Damit verursacht die Methode keine zusätzliche Totzeit und beschleunigt so die Datenakquisition.

Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wurde entschieden im neuen Cluster-Finder den vorgeschlagenen Algorithmus zu verwenden. In Abschnitt 9.4 ist die Implementierung dargestellt. Die Leistungsfähigkeit des neuen Cluster-Finders wird in Abschnitt 9.5 präsentiert. Weil die Funktionalität auf mehrere Hardware-Module aufgeteilt werden muss, ist es notwendig die Trefferinformation zwischen diesen Modulen auszutauschen. Dies erfolgt über die sogenannte Backplane, welche nachfolgend beschrieben ist.

# 9.3 Backplane

Sowohl beim Konzept eines ODER-Triggers, als auch beim Block-Trigger (siehe Abschnitt 9.2) generiert die Elektronik Ausgangssignale, wenn ein Treffer im verarbeiteten Detektor-Bereich registriert wurde. Treffer in nicht betrachteten Bereichen haben keinen Einfluss auf das generierte Signal. Im Gegensatz dazu kann im FACE und dem neuen Cluster-Finder ein Treffer in einem Kristall das Ausgangssignal eines anderen Moduls unterdrücken. Deshalb müssen verarbeitende Instanzen die Trefferinformation benachbarter Kristalle untereinander austauschen.

Dieser Abschnitt beschäftigt sich damit, wie die Trefferinformation einzelner Kristalle von einem zum anderen Diskriminator-Board übertragen wird und wie der Algorithmus auf die verschiedenen Module aufgeteilt ist. Die Schwierigkeit dieser Aufgabe ergibt sich einerseits aus der großen Anzahl der Signale. Andererseits aus der Anforderung, dass die Informationsübermittlung sehr schnell erfolgen muss, weil sie zur Latenz des Trigger-Signals beiträgt.

Die einfachste Lösung (bei naiver Betrachtung) ist es den neuen Cluster-Finder in einem einzigen FPGA auf einem Modul zu implementieren. Im Vergleich zu mehreren Modulen ist zum Beispiel das Verteilen der Trefferinformation innerhalb eines einzigen FPGA ressourcenschonend, weil eine Synchronisation der Signale wegfällt. Außerdem sind hierbei keine der begrenzten I/O-Pins notwendig, um die Trefferinformation benachbarter Kristalle auszutauschen. Ein einziges Modul vereinfacht also den späteren Aufbau. Bei der Entwicklung ist dies jedoch mit einem erheblichen Zeit- und finanziellen Aufwand verbunden, weil hierbei keine kommerziell erhältlichen FPGAs genutzt werden können. Limitierender Faktor ist dabei die Anzahl vorhandener I/O-Pins. Selbst die größten und leistungsstärksten FPGAs in diesem Bereich bieten weniger als 1000 nutzbare I/O-Pins. Bei der Verarbeitung in nur einem Chip, kommt also statt eines FPGA nur eine ASIC-Eigenentwicklung in Frage. Aufgrund des geringeren Aufwandes im Vergleich zur ASIC-Entwicklung wurde eine FPGA-basierte Lösung erarbeitet, welche den neuen Cluster-Finder auf mehrere Diskriminatormodule (Abschnitt 4.3) aufteilt.

Mit dieser Lösung musste nur das FPGA-basierte Diskriminator-Board und nicht auch noch der Chip selbst entwickelt werden. Jedes Modul verarbeitet dabei die Trefferinformation von bis zu zwei Buffer-Timing-Filtern. Dies entspricht vier Detektor-Sicheln, beziehungsweise 92 Kristallen. Abbildung 9.4 zeigt zwei Ausschnitte der Detektormatrix, welche mit je einem von insgesamt 16 Modulen verarbeitet werden. Um zu veranschaulichen, welche Trefferinformation im Modul zur Verfügung stehen muss, ist dort in Blau das Cluster-Pattern und seine Orientierung im Detektor dargestellt. Damit ein Modul dieses Muster im gelb unterlegten Grenzbereich erkennen kann, ist die Information aus den grau eingefärbten Bereichen der Nachbarmodule notwendig. Die Trefferinformation grau-gelb eingefärbter Kristalle muss ebenfalls an die Nachbarmodule gesendet werden. Um das Cluster-Pattern jedoch in diesen Kristallen zu erkennen, ist auch die Trefferinformation aus benachbarten Modulen notwendig.



Abbildung 9.4: Die Cluster-Finder-Matrix in je einem Diskriminator aus der Downstream (Ring-Indizes 1 bis 13) und Upstream (Ring-Indizes 14 bis 24) Detektorhälfte. Zur Orientierung ist das geforderte Cluster-Pattern in Blau dargestellt. Es ist in beiden Hälften identisch ausgerichtet und somit im Gegensatz zur Detektormatrix nicht gespiegelt. Im Grenzbereich (gelb) braucht ein Modul die Information aus (bis zu) drei Nachbarmodulen (grau), um das Muster abzugleichen. Die Pfeile deuten die Richtung des Datenflusses an.

Es muss also die Trefferinformation bestimmter Kristalle an mehrere Module verteilt werden. In der erarbeiteten Lösung wird dies mit einer Aufsteckplatine realisiert, die hinten an das VME-Crate angeschlossen ist und 16 VME-Steckplätze untereinander verbindet [Hon17b]. Die Platine enthält weitere, passive und aktive Komponenten, die ebenfalls nachfolgend aufgelistet sind.

#### 9.3.1 Aufbau der Matrix und Verbindung zu den Nachbarn

Wie zuvor beschrieben, muss jedes Modul die digitalisierte und Anstiegszeit-kompensierte Trefferinformation der Randkristalle an seine Nachbarmodule weiterleiten. Je nach dem welchen Teil der Matrix ein Modul bearbeitet, muss es Signale unterschiedlicher Kristalle weiterleiten. Deshalb muss dem Modul bekannt sein, welchen Teil es verarbeitet. Die Länge der Signalpfade auf dem Board und der Backplane ist nicht exakt abgestimmt. Daher müssen die Sender in jedem Modul eine individuelle Verzögerung ihrer Ausgangssignale einstellen. Beides wird im vorliegenden Abschnitt skizziert.

#### Matrix-Aufbau mithilfe der GeoID

Je nach Detektorhälfte liegt die untere, beziehungsweise obere Kristallreihe im Grenzbereich. Außerdem verarbeitet in jeder Hälfte jeweils ein Modul nur zwei Detektor-Sicheln, sodass hier RTC-Signale anderer Kanäle weitergeleitet werden müssen. Die notwendige Funktionalität ist auf mehreren Wegen erreichbar.

Erarbeitet wurde eine Lösung, die mit nur einer Firmware-Version auskommt und keine Konfiguration durch die Datenakquisition erfordert. Jedes Modul wird also automatisch korrekt konfiguriert und benötigt keine abweichende Firmware-Version, obwohl unterschiedliche Teile der Matrix verarbeitet werden. Die Module müssen auch nicht vor dem DAQ-Start rekonfiguriert werden.

Für die automatische Konfiguration wird in der Firmware die GeoID genutzt, die auch zum eindeutigen identifizieren von Zeitstempeln einzelner TDCs verwendet wird (siehe Abschnitt 8.4.8). Die GeoID ist ein Modul-spezifisches 4 bit breites Wort, welches die Backplane an die Module verteilt. Es ist an die Position im VME-Crate und damit auch an den Backplane-Anschluss gebunden. Die Zuordnung zwischen Position der Diskriminatoren im Crate und der GeoID ist in Tabelle A.1 gelistet. Anhand der GeoID entscheidet der Cluster-Finder autonom welchem Teil der Cluster-Finder-Matrix eine empfangene Information entspricht und welche Kanäle aus der verarbeiteten Detektormatrix weitergeleitet werden sollen. Ein defektes Modul kann deshalb einfach ersetzt werden und Module können innerhalb des Crates getauscht werden, ohne dass anschließend Signale von falschen Kristallen ausgetauscht werden.

#### Verteilen der RTC-Signale

Für das Senden und Empfangen der Signale wurde ein Firmware-Modul entwickelt [Bie17], das einerseits die eigenen RTC-Signale entgegennimmt und an benachbarte Diskriminatoren weiterleitet. Andererseits empfängt es eingehende Signale der Nachbarn und gibt sie an den Cluster-Finder weiter. Dieser bindet die empfangenen Signale dann an der entsprechenden Stelle in der Matrix ein. Insgesamt muss ein Modul 24 Signale senden (13 horizontal, 1 diagonal, 10 vertikal) und genauso viele empfangen. Insgesamt sind also 48 Leitungen je Modul notwendig.

**Senderichtung** Die Verbindung zwischen den Modulen über die Backplane ist passiv. Deshalb ist auch die Senderichtung der Signale und damit auch die vertikale Ausrichtung des Musters arbiträr. Das in Abbildung 9.4 gezeigte und gewählte Muster ist also durch die Firmware und nicht die Hardware vorgegeben, sodass es auch vertikal gespiegelt werden kann.

**Datenrate** Der Systemtakt des RTC beträgt 200 MHz. Entsprechend sollen die übertragenen Signale ebenfalls alle 5 ns aktualisiert werden, damit sich die Zeitauflösung des Triggers in den Randbereichen nicht verschlechtert. Um Störungen zu minimieren, wird ein differenzieller Übertragungsstandard genutzt. Weil aber im VME-Slot nur 64 Leitungen frei nutzbar sind und somit zu wenige, um 48 Signale differenziell zu übertragen, sendet jedes Modul je zwei Signale abwechselnd über die differenziellen Leitungspaare. Im Vergleich zum Systemtakt erfolgt dies mit der doppelten Datenrate (DDR), sodass sich die Zeitauflösung nicht verschlechtert.

**Eliminieren der Phasendifferenz** Wie bereits beschrieben, ist die Anzahl der vorhandenen Signalleitungen limitiert. Deshalb kann mit den genannten Treffer-Signalen kein Takt mitgesendet werden, sodass der Empfänger die einlaufenden Signale mit dem eigenen Systemtakt abtasten muss.

Dabei darf sich ein Signal zum Zeitpunkt der steigenden Taktflanke am Empfangs-Flipflop nicht ändern, um korrekt registriert zu werden. Eine gegebenenfalls vorhandene Phasenverschiebung muss der Empfänger also kompensieren, damit eine fehlerfreie Übertragung gewährleistet ist. Dafür wurde eine automatisierte Methode entwickelt [Bie17], die nachfolgend skizziert ist und vor jedem Start der DAQ ausgeführt wird.

Die Module senden während der Kalibrierung ein bekanntes und eindeutiges Bitmuster über die Signalleitungen an ihre Nachbarn. Gleichzeitig erhöhen die Empfänger die einstellbare Verzögerung der FPGA-I/O-Blöcke. Wird auf einer Leitung zunächst permanent ein falsches Bitmuster empfangen, so ist die eingestellte Verzögerung zu klein. Durch weiteres Verzögern erreicht der Empfänger einen Bereich, in dem das Muster teilweise korrekt empfangen wird. Bei einer solchen Einstellung verändert sich das empfangene Bitmuster etwa zum Zeitpunkt der steigenden Flanke des abtastenden Systemtaktes. Für diesen Fall ist das Flipflop-Verhalten nicht spezifiziert, sodass am Ausgang entweder der vorherige, oder der neue Signal-Zustand ausgegeben wird. Wenn der Empfänger die Verzögerung weiter vergrößert, so folgt auf einen Bereich, in welchem das Muster korrekt ankommt, erneut die Bereiche in denen es zuerst stellenweise und dann immer falsch erkannt wird. Der optimale Zeitpunkt zum Abtasten des Signals liegt in der Mitte des Taktes und damit zwischen dem beiden Zeiten, bei denen das Muster teilweise korrekt erkannt wird. Vor dem DAQ-Start wird diese ideale Verzögerungszeit für jede Leitung ermittelt.

Die dynamische Anpassung der Verzögerung ist notwendig, weil das Spartan 6 FPGA keine Temperaturoder Spannungsstabilisierung der Verzögerungszeit bietet [UG381]. Damit ist eine einmalige Kalibrierung nicht über den gesamten spezifizierten Temperatur- und Versorgungsspannungs-Bereich und insbesondere verschiedene FPGAs erreichbar. Eine Kalibrierung mit aktiver Crate-Kühlung aus dem Winter kann daher bei einer Messung ohne Kühlung im Sommer falsche Verzögerungen liefern. Die dynamische Anpassung erlaubt weiterhin einen einfachen Ersatz von defekten Modulen, weil die korrekte Verzögerung automatisch eingestellt wird.

#### 9.3.2 Verbindung zum Summen-Modul

Nachdem jedes Modul die nachgewiesenen Cluster im eigenen Matrix-Teilbereich summiert hat, muss zuletzt Gesamtsumme gebildet werden (vergleiche Abschnitt 9.4.3).

Die Backplane verbindet dazu die 16 Module mit einem weiteren, FPGA-basierten VME-Modul (VFB6, [ELB]). Jede Verbindung besteht dabei aus vier differenziellen Leitungen. Entsprechend kann jedes Modul bis zu 16 Zustände eindeutig übertragen. Solange also alle Teilsummen kleiner als 15 sind, kann ein korrektes Ergebnis ermittelt werden. Dies stellt praktisch keine Limitierung dar, weil der Trigger bereits bei einem oder zwei vorhandenen Clustern die DAQ auslöst (siehe Abschnitt 3.2).

#### 9.3.3 Takt- und Referenzzeit-Verteilung

Neben den Verbindungen zwischen den benachbarten Modulen sowie zum Summenmodul wird über die Backplane auch ein Taktsignal verteilt. Dies garantiert eine feste Phasenbeziehung der Taktsignale in allen Modulen und vereinfacht die Firmware, weil damit das beschriebene Abtasten der Trefferinformation benachbarter Module mittels DDR ohne eine sonst notwendige, kontinuierliche Synchronisation möglich wird. Durch den identischen Takt verbleiben nämlich die gesendeten RTC- und Summen-Signale in der selben Taktdomäne. In diesem Fall müssen sie zwar noch immer unterschiedlich verzögert werden (siehe Abschnitt 9.3.1). Die Verzögerungszeit ist aber stabil, verglichen mit der variablen Verzögerung im Fall von leicht unterschiedlichen Taktfrequenzen zweier Quellen.

Neben einer konstanten Phase durch Nutzung genau einer Quelle, ist die Backplane-Taktquelle präziser, als die der Diskriminatoren. Damit wird ein verschwindend kleiner systematischer Fehler bei der Zeitmessung erreicht (vergleiche Abschnitt 8.4.3). Den Takt auf der Backplane erzeugt dabei eine 10 MHz Quelle. Noch auf der Backplane wird dieser Takt mit einer PLL (ICS601–01,[IDT06]) auf 100 MHz erhöht und an die Diskriminatoren sowie das Summenmodul verteilt.

Es ist möglich über die Backplane zwei weitere Signale an die Diskriminatoren zu verteilen. Eines davon wird genutzt, um das Referenzzeit-Signal des Triggers zu senden (Reftime). Der TDC nutzt diese Referenzzeit um aus dem Schreib- in den Lese-Modus zu wechseln (siehe Abschnitt 8.4.5). Der Cluster-Finder nutzt es, um das Aufzeichnen des Trigger-Musters zu stoppen (siehe Abschnitt 9.4.4). Das zweite Signal wird im aktuellen Aufbau nicht genutzt. Möglich wäre hier zum Beispiel ein Livetime-Gate für Zähler-Module, welche in die Firmware integriert sind.

# 9.4 Details der implementierten Firmware

Bevor der Cluster-Finder-Algorithmus Ecken markieren kann, muss die Firmware zunächst die Kanäle so anordnen, dass benachbarte Kanäle auch in der intern aufgebauten Matrix nebeneinander liegen. Es wird also aus den eigenen 92 Kanälen und den RTC-Signalen der Nachbarmodule eine Cluster-Finder-Matrix aufgebaut. In dieser werden anschließend die Ecken gesucht, das Ergebnis addiert und weitergeleitet.

#### 9.4.1 Aufbau der Cluster-Finder-Matrix

Die Cluster-Finder-Matrix ist die Matrix, in welcher die Clusterecken gesucht werden. Bei deren Aufbau verzögert ein Diskriminator die eigenen RTC-Signale um vier Taktzyklen. Diese Zeit benötigen die Module für die Übertragung von Signalen untereinander. Durch das Verzögern der internen Signale wird also erreicht, dass sie synchron zu den RTC-Signalen der Nachbarmodule in der Cluster-Finder-Matrix erscheinen. Anschließend werden die Signale in der Matrix angeordnet. Auch hier nutzt der Cluster-Finder die GeoID und entscheidet damit an welcher Position welcher Diskriminatorkanal eingefügt wird. Der Prozess ist in Abbildung 9.5 grafisch zusammengefasst und nachfolgend erläutert.

Beim Aufbau der Cluster-Finder-Matrix aus den einzelnen RTC-Signalen müssen mehrere Geometrie-Sonderfälle des Detektors berücksichtigt werden. Zunächst wird jeder Kristall der äußeren Ringe, welche aus 30 Segmenten bestehen, auf jeweils zwei fiktive Kristalle abgebildet, sodass auch diese Ringe in der Cluster-Finder-Matrix aus 60 Kristallen bestehen. Damit ist auch in diesen äußeren Kristallen bei der Suche von Clusterecken das gleiche Muster nutzbar. Der Musterabgleich wird zwar in beiden Kristallen ausgeführt, findet jedoch in den Modulen mit geradem  $\Theta$  nie eine Clusterecke, weil diese immer durch den selben Eintrag im fiktiven Kristall mit ungeraden Index unterdrückt wird.

Im aktuellen Aufbau sind weiterhin keine Kristalle in den zwei äußeren Upstream-Ringen installiert ( $\Theta$ -Indizes 12 und 13 in Abbildung 9.5). Es kann jedoch vorkommen, dass die entsprechenden Diskriminatorkanäle Rausch-Treffer registrieren. Damit diese nicht den Trigger auslösen, werden an der Position dieser Kanäle statt der entsprechenden RTC-Signale in die Matrix fiktive Kristalle eingefügt, die keine Treffer registrieren. So bleibt mit 8 × 13 Kristallen die Cluster-Finder-Matrix in beiden Hälften gleich groß, sodass auch die nachfolgende Logik der Diskriminator-Firmware identisch bleiben kann.

Zuletzt haben Kristalle in der Downstream-Hälfte mit dem Ø-Index 1 und in der Upstream-Hälfte mit dem Ø-Index 13 keine Nachbarn über beziehungsweise unter ihnen. In der Cluster-Finder-Matrix wird deshalb über (unter) dieser Position je ein fiktiver Ring mit Detektormodulen hinzugefügt, die keine Treffer registrieren. Diese fiktiven Ringe dienen lediglich dazu, dass der Muster-Abgleich in den inneren und äußeren Ringen identisch bleibt.

Mit diesen Kniffen und den Signalen aus den benachbarten Modulen entsteht eine Matrix aus  $9 \times 15$ Kristallen, die in allen Modulen gleich groß ist. Im gesamten Detektor kann darin das zu erkennende Muster identisch bleiben. Weil dadurch keine Sonderfälle mehr behandelt werden müssen, erleichtert dies die Entwicklung des nachfolgenden Firmware-Moduls, welches den Musterabgleich vornimmt.



Abbildung 9.5: Aufbau der Cluster-Finder-Matrix aus der Detektormatrix. Die Geometrie der verarbeiteten 92 Detektormodule (rechts) wird auf die  $9 \times 15$  große Matrix (links) abgebildet. Die schraffierten Rand-Module enthalten entweder die Trefferinformation (blau) der Nachbarmodule oder fiktiver Kristalle, die keine Treffer registrieren.

## 9.4.2 Mustererkennung

In der Cluster-Finder-Matrix (Abbildung 9.5) kann nun die Clustererkennung stattfinden. Hierbei muss jedoch zunächst die Zeitauflösung berücksichtigt werden: Es kann passieren, dass ein Cluster in der Matrix nicht instantan erscheint, sondern sich im Verlauf mehrerer Cluster-Finder-Taktzyklen auf- und wieder abbaut. Beispielhaft ist dies in Abbildung 9.6 skizziert. Hier wird bei einem sich aufbauenden Cluster das Muster zum Beispiel zwischenzeitig zweimal erfüllt.

Zeitverhalten der Cluster-Finder-Instanzen Beim Suchen von Clusterecken muss das Zeitverhalten der Signale berücksichtigt werden, um die Anzahl der Cluster möglichst genau zu approximieren. Der Cluster-Finder nutzt dazu je einen Zustandsautomaten pro Kristall, welcher das vorliegende und das geforderte Muster erst nach einer Verzögerung miteinander vergleicht. Der Automat wartet also bis auch die Einträge in den Nachbarkristallen registriert wurden.

Eine grafische Darstellung des Automatenverhaltens bietet Abbildung 9.7. Abbildung 9.8 zeigt die internen Zustände der drei Automaten, während sich ein Cluster aufbaut, wie es in Abbildung 9.6 gezeigt wurde. In Abschnitt 9.5.2 wird der Vorteil dieser Implementierung gezeigt, indem die Clustersummen zweier Automaten mit und ohne ein Warten miteinander verglichen werden. Die insgesamt vier Zustände des Automaten sind nachfolgend beschrieben:

*auf Flanke warten:* In diesem Ausgangszustand wartet der Automat auf eine steigende Flanke des RTC-Signals des betrachteten Kristalls. Wird eine Flanke detektiert, wechselt der Automat in den nachfolgend beschriebenen *Musterprüfung verzögern*-Zustand.

*Musterprüfung verzögern:* Hiermit wird die Zeitauflösung der RTC-Signale berücksichtigt. Der Automat wartet in diesem Zustand eine Verzögerungszeit  $t_d$  von 60 ns (D = 12 Taktzyklen) ab und wechselt in den nächsten Zustand, in welchem das Muster überprüft wird. Die Verzögerungszeit wurde mit einer Messung während einer Teststrahlzeit bestimmt. Dazu wurde die Clustersumme, also das gesendete Trigger-Signal, betrachtet und die Verzögerung so lange erhöht, bis es auf dem Oszilloskop keine kurzfristigen Änderungen (Glitches) mehr zu sehen waren. Dass die gewählte Verzögerungszeit hinreichend lang ist, wird in Kapitel 9.5 gezeigt. Die RTC-Signale müssen mehr als doppelt so lang im Vergleich zu  $t_d$  sein. Damit wird sichergestellt, dass bei der Musterprüfung in Kristallen mit einem spät registrierten Energieeintrag die Nachbarkristalle mit frühen Einträgen noch sichtbar sind.

*Muster prüfen:* Hier verbleibt der Automat einen Taktzyklus lang und prüft, ob die Nachbarkristalle keine Treffer registriert haben (Abbildung 9.1). In diesem Fall ist das Muster erfüllt, der untersuchte "Zentralkristall" ist also die Ecke eines Clusters und der Automat wechselt in den *Signal ausgeben* Zustand. Hat aber in der Zwischenzeit mindestens ein RTC-Modul der Nachbarkristalle



Abbildung 9.6: Die Energiedeposition (orange) wird an den drei Positionen zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten registriert, sodass das Muster zunächst an der Position 3, dann an Positionen 1 sowie 3 und anschließend nur an der Position 1 erfüllt wird.



Abbildung 9.7: Zustandsautomat der Mustererkennung. Nach einer steigenden Flanke des RTC-Signals eines Detektormoduls wird die Mustererkennung um *D* Taktzyklen verzögert und erst danach die Trefferinformation der Nachbarkristalle überprüft. Stimmt dann das anliegende Muster mit dem geforderten Muster einer Ecke überein, wird der nachfolgenden Stufe signalisiert, dass ein Cluster gefunden wurde.

ebenfalls ein Signal generiert, so ist das geforderte Muster nicht erfüllt: der Automat springt in den Ausgangszustand zurück und wartet auf die nächste steigende Flanke.

Signal ausgeben: Der Automat gibt eine logische Eins aus und signalisiert, dass eine Ecke erkannt wurde. Analog zu einem sich langsam aufbauenden Cluster, können auch Signale anderer Cluster zeitlich versetzt in der Matrix erscheinen. Entsprechend müssen auch die generierten Pulse des Zustandsautomaten lang genug sein, um bei der Summenbildung koinzident mit den Signalen anderer Automaten zu sein. Genau wie die zuvor genannte Verzögerungszeit  $t_d$  von 60 ns, ist auch diese Pulsdauer  $t_p$  einstellbar und liegt bei 130 ns (P = 26 Taktzyklen). Nach Ablauf von  $t_p$  wechselt der Automat in den Ausgangszustand zurück und wartet auf die nächste steigende Flanke des beobachteten RTC-Kanals.

**Markierte Cluster in der Matrix** Eine Zustandsautomat-Instanz evaluiert das Muster in der Umgebung eines Kristalls. In allen Diskriminatoren wird beim Muster-Abgleich eine identische Matrix genutzt, indem die Detektormatrix zu einer Cluster-Finder-Matrix umsortiert wird. Wie bereits in Abschnitt 9.4.1 beschrieben, kann als Konsequenz einerseits die selbe Firmware in allen Modulen genutzt werden. Andererseits erfordert dies pro Diskriminator 104 Zustandsautomat-Instanzen und damit mehr, als die 92 Kristalle, die maximal an einen Diskriminator angeschlossen werden können. Insgesamt sind also im gesamten Crystal-Barrel-Detektor 1560 Zustandsautomaten im Einsatz.

Alle Automaten agieren unabhängig voneinander und benötigen keine externen Trigger-Signale, sie sind also freilaufend. Entsprechend werden alle Cluster, im gesamten Detektor parallel erkannt. Im Vergleich zum vorherigen FACE-Trigger stellt dieser freilaufende, parallele Ablauf eine enorme Verbesserung dar, weil der alte Trigger pro Zyklus jeweils nur ein Cluster erkannt und gezählt hat (siehe Kapitel 3.2.3).

Die Matrix eines Moduls ist in Abbildung 9.9 dargestellt. Gelb umrandet sind dort die erkannten Cluster-Ecken. Das linke Cluster in diesem Bild wird im Nachbarmodul registriert und daher in der gezeigten Matrix nicht markiert. Im rechten Cluster wird das Muster an zwei Positionen erfüllt. Dies wurde in



Abbildung 9.8: In der Detektormatrix aus drei nebeneinander liegenden Kristallen (oben) baut sich sich ein Cluster so auf, dass der Treffer in den beiden Randkristallen zuerst registriert wird. Durch die verzögerte Mustererkennung der drei Zustandsautomaten wird in der Cluster-Finder-Matrix (unten) korrekterweise eine, statt der zunächst zwei vorhandenen Clusterecken markiert.



Abbildung 9.9: Die Cluster-Finder-Matrix eines Diskriminators mit den registrierten Treffern einzelner Kristalle (blau). In den gelb umrandeten Kristallen hat der Algorithmus eine Ecke markiert. Das rechte Cluster wird im Nachbarmodul erkannt und ist daher in der gezeigten Matrix nicht markiert.

Abschnitt 9.2 bereits diskutiert. Die generierten Signale, also die Markierungen aus Abbildung 9.9 der einzelnen Zustandsautomat-Instanzen werden anschließend ausgewertet und ihre Anzahl addiert. Diese ist nachfolgend beschrieben.

## 9.4.3 Summenbildung

Die 1560 Cluster-Finder-Instanzen generieren jeweils ein Signal, wenn das vorliegende Muster mit dem vorgegebenen übereinstimmt. Im nächsten Schritt muss die Anzahl der Signale bestimmt werden, die eine positive Entscheidung signalisieren. Die 1560 logischen Signale müssen also addiert und so zu einem Trigger-Signal zusammengefasst werden. Ein sequenzielles Addieren kommt hierbei nicht in Betracht, weil allein dieser Schritt mehr Zeit in Anspruch nähme, als dem gesamten Cluster-Finder zur Verfügung steht.



Abbildung 9.10: Balancierter Addierer-Baum; Die Summanden C,D,E werden in der ersten Stufe lediglich verzögert, damit alle Summanden den Baum mit der selben Latenz durchlaufen.

**Ein balancierter Addierer-Baum** wurde in [Hon09] zur Bildung der Summe vorgeschlagen. Bei *N* Summanden besteht ein solcher Baum aus N - 1 Addierern, die in *n* Ebenen angeordnet sind. Im einfachsten Fall von  $N = 2^n$  Summanden werden in der ersten Ebene jeweils zwei von ihnen addiert. Das Ergebnis von je zwei Addierern wird dann an einen Addierer in der nächsten Schicht weitergegeben. Dort werden wiederum je zwei Ergebnisse der vorherigen Ebene addiert und an die nächste weitergeleitet. Die letzte Ebene besteht dann nur noch aus einem Addierer, der eine Gesamtsumme ausgibt. Balanciert bedeutet dabei, dass alle Summanden einer Ebene die gleiche Anzahl von Addierern durchlaufen<sup>2</sup>.

Entspricht das *N* in einer Ebene keiner Zweierpotenz, so kann dort ein Teil der Eingänge addiert und der Rest lediglich verzögert werden, sodass in der nachfolgenden Ebene die Zahl der Summanden wieder einer Zweierpotenz entspricht.

Eine Verzögerung ist zwar nicht notwendig, damit werden aber in der zweiten Schicht Summanden aus unterschiedlichen Taktzyklen miteinander addiert.

Der Einsatz solcher balancierten Addierer ist eine übliche Methode, um eine große Anzahl von Summanden mit möglichst geringer Latenz zu summieren [RS20]. Abbildung 9.10 zeigt beispielhaft den Aufbau anhand von fünf Summanden. Die Zahl der Ebenen *n* und somit auch die Latenz wächst bei einem solchen Baum nur mit der Logarithmus von *N*:

$$n = \lceil \log_2(N) \rceil.$$

Der balancierte Addierer-Baum bringt einen weiteren Vorteil mit sich. Neben der geringen Latenz, wird das Ergebnis jeden Taktzyklus aktualisiert. Das bedeutet, dass mit seiner Nutzung alle 5 ns bekannt ist, wie viele Cluster vor *n* Taktzyklen im Detektor nachgewiesen wurden. Im Gegensatz zur vorherigen FACE-Elektronik verursacht dieser Schritt also keine Totzeit, sondern läuft permanent und unabhängig von der DAQ und deren Zustand.

**Optimierungen im FPGA** Im zuvor beschriebenen Baum, haben die Addierer jeweils zwei Eingänge, sodass die Summanden-Anzahl sich in jeder Schicht halbiert. Wenn also jeder Addierer zwei Summanden

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Genaugenommen darf der Unterschied höchstens eins betragen.

pro Taktzyklus verarbeitet, der Systemtakt bei 200 MHz liegt und insgesamt 1320 Signale addiert werden, so sind  $\lceil \log_2 (1320) \rceil = 11$  Schichten notwendig und es vergehen 55 ns, bis die Summe am Ausgang erscheint. Wie bereits beschrieben, ist die Summenbildung im Cluster-Finder ein zweistufiger Prozess. Die erste Stufe ist in die Diskriminatormodule integriert. Sie bilden die Summe der gefundenen Cluster im Teil der Matrix, den sie verarbeiten, und senden ihr Zwischenergebnis an die zweite Stufe. Die Latenz des Addierer-Baumes wird durch die Signallaufzeit dieser Zwischenergebnisse zur zweiten Cluster-Finder-Stufe erhöht. Die zweite Stufe ist ein weiteres VME-Modul, welches alle Zwischenergebnisse summiert und das Ergebnis an den Experiment-Trigger weitergibt. In beiden Stufen wurden Optimierungen vorgenommen, sodass die Addition weniger als die zuvor genannten 11 Taktzyklen in Anspruch nimmt. Dies erlaubte wiederum eine höhere Latenz der Anstiegszeitkompensation und damit eine kleinere Trigger-Schwelle (vergleiche Kapitel 7.2).

Im FPGA erfolgt eine Addition nicht mithilfe einer dedizierten Komponente, sondern: Die Synthese-Software konvertiert sie automatisch in eine logische Verknüpfung und legt diese in Lookup-Tabellen ab (siehe auch Abschnitt 4.3.3). Das Ergebnis wird dann in Flipflops registriert und im folgenden Taktzyklus weiterverarbeitet. Mit der Nutzung von LUTs ist es also möglich, auch mehr als zwei Summanden in einer Operation zu addieren. Weil aber die Signale eine endliche Laufzeit besitzen, ist es nicht möglich beliebig viele Summanden zu addieren.

In der ersten Ebene der ersten Cluster-Finder-Stufe werden zunächst je fünf Signale als Adresse einer LUT genutzt, welche die Summe der Bits ausgibt. Diese Ebene addiert also nicht je zwei, sondern fünf Signale zusammen und reduziert damit die Anzahl der Summanden von 104 auf nur 21. In der zweiten Schicht werden zehn dieser Summanden paarweise addiert und die verbleibenden 11 mittels Flipflops verzögert. Die zweite Schicht leitet entsprechend  $11_{verzögert} + \left(\frac{10}{2}\right)_{summiert} = 16$  Zwischenergebnisse an die dritte weiter. Bei allen nachfolgenden Additionsoperationen werden, wie zuvor beschrieben, jeweils zwei Summanden zusammengefasst. Mithilfe der LUT in der ersten Schicht wird eine Ebene eingespart, sodass sich die Anzahl der Schichten und damit auch der Taktzyklen von  $\lceil \log_2 (104) \rceil = 7$  auf sechs reduziert. Dies senkt die Latenz der ersten Stufe um 5 ns von 35 ns auf 30 ns. Insgesamt sind somit statt der zuvor genannten  $\lceil \log_2 (1320) \rceil = 11$  Ebenen nur noch 10 notwendig, um die Summe zu bilden. Weitere Taktzyklen lassen sich auf diese Weise nur dann einsparen, wenn drei statt zwei Summanden in einer Ebene addiert werden. Ein Versuch dies in der zweiten Schicht zu realisieren war jedoch nicht erfolgreich, weil dabei eine Firmware ohne einer Verletzung der Timing-Constraints nicht erstellt werden konnte. Es wurde aber zum Beispiel nicht versucht, in der ersten LUT 13 statt der aktuell fünf Eingangssignale zusammenzufassen. Wie nachfolgend beschrieben, wurde die Latenz dennoch mit einem zweiten Ansatz weiter gesenkt.

Wie bereits beschrieben, durchlaufen die Ausgangssignale der Zustandsautomaten jeweils 10 Addierer: sechs in der ersten und vier in der zweiten Stufe. In beiden Stufen ist es dabei gelungen, jeden zweiten Taktzyklus bei der Addition einzusparen. Dabei bilden zunächst die Addierer einer Stufe die Summe zweier Eingänge. Das Ergebnis wird dann im gleichen Taktzyklus in der nachfolgenden Stufe weiter verarbeitet. Damit werden die 10 Addierer-Ebenen in insgesamt 5 Taktzyklen durchlaufen. Aktualisiert wird die Summe auch mit dieser Lösung jede 5 ns. Die Gesamtlatenz des Addierer-Baumes liegt also bei  $t_{Addierer} = 25$  ns. Hierbei ist jedoch die Übertragungszeit über die Backplane nicht eingerechnet. Diese liegt bei zwei zusätzlichen Taktzyklen. Außerdem werden aktuell zwei weitere Taktzyklen für die Überlaufprüfung (siehe folgenden Text) genutzt. Entsprechend liegt die tatsächliche Durchlaufzeit bei

$$t_{\text{Addierer}} = 45 \, \text{ns}.$$

**Überlauf der Summe** Bis auf die beschriebene erste Ebene sind die Instanzen der restlichen Stufen identisch aufgebaut. Sie summieren je zwei Eingänge *a* und *b*. Beide sind ihrerseits Ergebnisse eines

Addierers aus der vorherigen Schicht. Am Ausgang *o* geben die Addierer jeweils ein 5 bit breites Wort aus. Die ersten vier Bit enthalten dabei die Summe. Die Diskriminatoren senden sie an die zweite Cluster-Finder-Stufe (vergleiche Abschnitt 9.3). Das fünfte Bit nutzen die Addierer intern um sicherzustellen, dass die verarbeiteten Summanden valide sind und bei der Addition keine Ereignisse verloren gehen. Am Ausgang geben sie deshalb stets Folgendes aus:

$$o = \begin{cases} 0x1F & a \ge 15, \text{ oder } b \ge 15\\ a+b & \text{ sonst.} \end{cases}$$

Ein Addierer gibt also entweder die Summe aus, oder er setzt alle fünf Bits am Ausgang auf Eins, wenn einer der Summanden nicht mehr valide ist und ein Überlauf droht. Ein einmal registrierter Überlauf propagiert so durch den Addierer-Baum.

In der zweiten Stufe treffen die Ergebnisse der 16 Module ein und werden zu einer Gesamtsumme verarbeitet. Auch hier halbiert der Addierer-Baum in jeder seiner vier Schichten jeweils die Zahl der Summanden. Eine Prüfung auf das Überlaufen der Summe findet ebenfalls statt.

Das Gesamtsystem aus beiden Stufen kann damit im Detektor bis zu 14 Cluster eindeutig erkennen und dies dem Trigger signalisieren. Ein Fall, in dem mehr Cluster gezählt werden, wird als "mehr Cluster erkannt" signalisiert.

**Verbindung zum Trigger** Bezogen auf das aktuelle Messprogramm ist das eindeutige Registrieren von bis zu 14 Clustern im Crystal-Barrel mehr als ausreichend. Bei den zurückliegenden Messprogrammen wurden nämlich Ereignisse aufgenommen, wenn bereits zwei oder mehr Cluster in den beiden Kalorimetern MiniTAPS und Crystal-Barrel nachgewiesen wurden (vergleiche Kapitel 3).

Dies spiegelt sich auch in der aktuellen Verbindung zwischen der zweiten Cluster-Finder-Stufe und dem Trigger-Modul. Hierbei wird nicht die Summe übertragen, sondern lediglich mit drei dedizierten Leitungen signalisiert, dass ein (oder mehr, *CF1*), zwei (oder mehr, *CF2*), beziehungsweise drei (oder mehr, *CF3*) Cluster im Detektor nachgewiesen wurden. Wird also ein Cluster nachgewiesen, so aktiviert der Cluster-Finder nur das CF1-Signal. Bei drei Clustern werden hingegen alle drei Leitungen aktiviert.

Dieses Verhalten ist der FACE-Elektronik nachempfunden, sodass die Integration des neuen Cluster-Finders nur minimale Änderungen an der ersten Trigger-Stufe erforderte [Hof16]. Das Senden der CF1/CF2/CF3 Signale schließt den Cluster-Finder-Prozess ab. Die Latenz dieser Signale ist dabei so gering, dass sie in der ersten Trigger-Stufe des Experiments verarbeiten werden können. In einem der erstens Tests des neuen Aufbaus wurde untersucht, ob Treffer in der Detektormatrix zu einer korrekten Anzahl an registrierten Clustern führen. Dazu wurde ein zusätzliches Firmware-Modul entwickelt und integriert, welches interne Signale um ein Trigger-Fenster aufzeichnet und an die DAQ weitergibt. Weil es seit dem auch in anderen Modulen des Experiments Verwendung gefunden hat, ist es nachfolgend kurz beschrieben.

#### 9.4.4 Pattern-Sampler

Der entwickelte Cluster-Finder wurde auf korrektes Verhalten getestet. Dazu wurden Zeitstempel der beiden Schwellen, der internen RTC-Ausgangssignale sowie die ermittelte Summe aufgezeichnet und ausgewertet. Mit diesen Daten wurde die Detektormatrix nachträglich rekonstruiert und die Zahl der gefundenen Cluster mit der ausgelesenen Cluster-Finder-Summe verglichen [Har18].

Die Zeitstempel der Schwellen lieferte der entwickelte TDC, welcher 185 der insgesamt 268 vorhandenen BlockRAM Instanzen belegt (Kapitel 8 und [DS160]). Entsprechend war es nicht mehr möglich mit den verbleibenden 83 Instanzen die Zeiten der RTC- und Summen-Signale ebenfalls mit je einem eigenen TDC zu digitalisieren.

Deshalb wurde ein weiteres Firmware-Modul entwickelt, das bis zu 30-Signale abtastet und dabei nur eine BlockRAM Instanz nutzt. Als Abtastfrequenz nutzt der sogenannte Pattern-Sampler den Systemtakt von 200 MHz. Im Vergleich zum TDC ist die Abtastrate niedriger. Weil aber der RTC und Cluster-Finder ebenfalls mit 200 MHz betrieben werden, ist ein feineres Abtasten nicht notwendig.

Analog zum TDC wird im Pattern-Sampler der BlockRAM als Ringspeicher genutzt. Es wurde auch ein Nachlaufen implementiert, sodass ein symmetrisches Zeitfenster um den Triggerzeitpunkt möglich ist (vergleiche Kapitel 8). Der BlockRAM kann als  $512 \times 32$  bit Speicher konfiguriert werden und erlaubt somit den Zustand der Signale in einem Fenster von 2,56 µs aufzuzeichnen.

Genau wie beim TDC wird die Zeitinformation aus der Postion des ausgelesenen Wortes im BlockRAM bestimmt. Eine eingebaute Nullunterdrückung beschleunigt dabei die Übertragung über den VMEbus. Deshalb muss auch hier die BlockRAM-Position übertragen werden. Im Gegensatz zum TDC, werden aber Position und dessen Inhalt in zwei separaten Wörtern übertragen. Dadurch kann der BlockRAM-Inhalt im übertragenen Wort mehr Platz einnehmen und erlaubt einer Instanz das Abtasten von mehr Signalen. Weil der Datenwort-Typ und der Sampler-Zustand ebenfalls übermittelt werden müssen, erlaubt diese Konstruktion das Abtasten von bis zu 30 Signalen mit einer Instanz.

Beide Stufen nutzen jeweils mehrere Instanzen und zeichnen damit die RTC-Signale und die Addiererbaum-Ergebnisse auf.

# 9.5 Leistungsfähigkeit

Die korrekte Funktions- und die Leistungsfähigkeit des entwickelten Cluster-Finders wurde mit mehreren Messungen untersucht und bestätigt. Diese sind nachfolgend gezeigt und beschrieben.

#### Validierung der Detektormatrix

Bevor Cluster im Detektor gezählt werden können, muss sichergestellt sein, dass die Nachbarschaftsbeziehung der Detektormodule im Cluster-Finder korrekt implementiert ist. Dies wurde mit zwei unabhängigen Methoden überprüft.

Zunächst wurde eine automatisierte Validierung entwickelt und durchgeführt, die keinen betriebsbereiten Detektor erfordert. Dazu wurde eine modifizierte Firmware genutzt, welche ausgewählte RTC-Signale einzelner Kanäle dauerhaft aktivieren kann. Außerdem signalisieren die Cluster-Finder-Zustandsautomaten in dieser Firmware ein erkanntes Muster solange, wie das entsprechende RTC-Signal aktiv ist. Durch Verstellen der Diskriminatorschwelle wurden bei diesem Test je zwei Kanäle in allen möglichen Kombinationen aktiviert und anschließend die Clusteranzahl ausgelesen. Hierbei wurde geprüft, dass ein Cluster-Finder-Modul zwei benachbarte Kristalle auch tatsächlich als ein Cluster und nicht benachbarte Kristalle entsprechend als zwei Cluster erkennt. Diese Methode validiert die Zuordnung zwischen Diskriminator- und RTC-Kanal. Sie hat jedoch den Nachteil, dass eine modifizierte Firmware notwendig ist. Außerdem setzt sie eine korrekte Verkabelung voraus, sodass vertauschte Kabel zwischen Detektor und Diskriminatoren nicht erkannt werden. Deshalb wurde die Zuordnung mit einer weiteren, nachfolgend beschriebenen Methode überprüft.

Für den zweiten Test wurden Daten aus der ersten Strahlzeit ausgewertet. Es wurde eine nichtmodifizierte Firmware genutzt. Zunächst wurde überprüft, dass die Kristalle korrekt angeschlossen sind. Dazu wird die Korrelation zwischen den Indizes der Energieeinträge und den Treffern in der Cluster-Finder-Matrix betrachtet. Bei einem Eintrag in der Cluster-Finder-Matrix eines Diskriminators wird



Abbildung 9.11: Aus der Cluster-Finder-Matrix rekonstruierte Index<sub>CF</sub> ist aufgetragen gegen den Index<sub>QDC</sub> des QDC-Energiezweiges. Für jeden Index<sub>QDC</sub> ist nur der Index<sub>CF</sub> mit den höchsten Korrelation (Maximum der Projektion auf die Y-Achse) dargestellt. Das Histogramm mit allen Einträgen ist in Abbildung A.7 zu sehen.

der globale Index<sub>CF</sub> aus der GeoID (siehe Abschnitt 9.3) und dem Diskriminatorkanal rekonstruiert. Anschließend wird dieser Index in einem 2D-Histogramm gegen alle Index<sub>QDC</sub> der Kristalle aufgetragen, die eine Energiedeposition registriert haben. Weil vertauschte Indizes der Energieeinträge bei der Ereignis-Rekonstruktion schnell auffallen, wird hier angenommen, dass sie richtig zu den entsprechen Detektormodulen zugeordnet sind. Abbildung A.7 zeigt ein Histogramm mit allen Einträgen. In Abbildung 9.11 ist hingegen nur der Index<sub>CF</sub> mit der maximalen Koinzidenz eingetragen. Der lineare Verlauf und damit auch die korrekte Zuordnung von GeoID zum verarbeiteten Teil der Detektormatrix kann damit bereits validiert werden. Um eine korrekte Zuordnung der Diskriminatorkanäle zu prüfen, wurde anschließend die Differenz zwischen Index<sub>CF</sub> und Index<sub>QDC</sub> gebildet. Diese beträgt für alle Indizes Null (Abbildung A.8), sodass hiermit gezeigt ist, dass auch der Detektor im Zeitzweig richtig verkabelt wurde.

### 9.5.1 Validierung des Cluster-Finders

Mit dieser Vorarbeit kann nun im Weiteren gezeigt werden, dass der Cluster-Finder erwartungsgemäß Ecken erkennt. Die Schwierigkeit besteht allerdings darin, dass die Information über die Position, an welcher das Muster erkannt wurde, nicht aufgezeichnet wird. Deshalb kann dies nur indirekt untersucht werden, indem die aufgezeichneten RTC-Signale ausgewertet werden.

Hierzu eignen sich Ereignisse, in denen genau zwei Kristalle in der Detektormatrix aktiv sind und gleichzeitig der Cluster-Finder zwei Cluster markiert hat. Wenn der Algorithmus korrekt implementiert ist, dürfen die beiden Kristalle keine direkten Nachbarn sein. Abbildung 9.12 zeigt das erwartete Muster. Wird, wie dort gezeigt, ein Kristall an der Postion A getroffen, so unterdrückt ein Treffer an den Positionen B das Markieren des A Kristalls als Clusterecke. Damit wird aber die Bedingung verletzt, sodass solche Ereignisse im ausgewählten Datensatz nicht vorkommen dürfen. An der B-Position darf der Cluster-Finder also keine Treffer registrieren, wenn dieser korrekt funktioniert. Analog dazu, unterdrückt der Treffer in A das Erkennen einer Ecke an den Positionen C. Entsprechend ist bei den selektierten Ereignissen zu erwarten, dass es keine Treffer in benachbarten Kristallen (B und C) gibt. Erst an der

| D | D | D | D | D |
|---|---|---|---|---|
| D | В | В | С | D |
| D | В | Α | С | D |
| D | В | С | С | D |
| D | D | D | D | D |

Abbildung 9.12: In Ereignissen mit zwei Kristallen und zwei markierten Clustern, sind bei einem Treffer im Kristall an der Position A keine Treffer an den Positionen B und C zu erwarten.



Abbildung 9.13: Detektormatrix (in relativen Koordinaten von einem Treffer aus), wenn zwei Cluster in zwei Kristallen registriert werden. Der aktuell betrachtete, getroffene Kristall wird jeweils in den Ursprung des Koordinatensystems gelegt und die Position des zweiten, getroffenen Kristalls relativ dazu eingetragen. Daten aus einer Strahlzeit im Mai 2018 (Run-Nr: 202017).

Position D darf ein zweiter Kristall in der Detektormatrix vorkommen.

Das Ergebnis ist in Abbildung 9.13 dargestellt. Dort werden relative Koordinaten genutzt. Die Koordinate  $(0_{\Delta\phi}, 0_{\Delta\theta})$  entspricht Position A aus Abbildung 9.12. Der Eintrag des zweiten Kristalls wird relativ dazu eingetragen. Zusätzlich zur Einschränkung auf zwei Cluster und zwei Kristalle wurde bei diesen Daten aus einer Strahlzeit lediglich vorausgesetzt, dass die Treffer zeitlich korreliert sind. Hierzu wurden nur Ereignisse ausgewählt, in denen sich das Muster in einem Fenster von ±30 ns um den Triggerzeitpunkt nicht ändert und somit statisch ist. Das Zeitverhalten wird im Abschnitt 9.5.4 analysiert. Die gezeigte Verteilung ist punktsymmetrisch, weil auch der zweite Kristall betrachtet wird, indem dieser in den Ursprung gelegt und anschließend die gespiegelte Position des ersten Kristalls ebenfalls eingetragen wird. Wie erwartet, haben in Abbildung 9.13 die unmittelbaren Nachbarn eines getroffenen Kristalls keine Treffer registriert. Zum Vergleich zeigt Abbildung A.13 die 2D-Verteilung ohne die Einschränkung der zeitlichen Stabilität, sodass dort auch in den Nachbarkristallen Treffer registriert werden.

Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, dass allein ein statischer Test nicht ausreicht, um die Performanz des Cluster-Finder zu beurteilen. Die Zeitauflösung der RTC-Signale muss ebenfalls berücksichtigt werden. Dazu wurde auch das zeitliche Verhalten des Cluster-Finder emuliert und das Resultat mit der ausgegebenen Summe verglichen. Dies ist im nachfolgenden Abschnitt dargestellt.

## 9.5.2 Emulation des Cluster-Finders

Im vorherigen Abschnitt wurde das Muster in einer statischen Detektormatrix aus RTC-Signalen evaluiert. Die Matrix wurde also zu einem festen Zeitpunkt aufgezeichnet. Dort wurde die Anzahl der Ecken gezählt und mit dem Ergebnis aus der Firmware verglichen. Wegen der Zeitauflösung (siehe Kapitel 7.3) erscheinen und verschwinden Kristalle in der Matrix jedoch nicht gleichzeitig. Cluster bauen sich also über mehrere Taktzyklen auf und wieder ab, sodass auch die Anzahl gefundener Ecken mit der Zeit variiert. Nachfolgend wird das Zeitverhalten untersucht.

Dafür wurden in einer Testmessung die Zustände der Detektormatrix in jedem Taktzyklus in einem Fenster von  $\pm 1,28 \,\mu s$  um den Triggerzeitpunkt aufgezeichnet. Jeder dieser Zustände wird Nachfolgend als Frame bezeichnet. Im Gegensatz zum statischen Fall wird in diesem Test das Muster nicht unmittelbar im betrachteten Frame, sondern erst 12 Frames (60 ns) nach dem Auftreten eines Signals ausgewertet. Damit werden auch später eintreffende Signale berücksichtigt. Ist dann das Muster erfüllt, so markiert die Software in der internen Cluster-Finder-Matrix an dieser Kristall-Position in den 26 zeitlich aufeinander folgenden Frames (130 ns) die erkannte Ecke. Dies emuliert das Verhalten des Zustandsautomaten (vergleiche: Abschnitt 9.4.2). Anschließend wird die Anzahl der erkannten Ecken summiert.

Diese Summe kann nun zunächst genutzt werden, um zu validieren, dass die Implementierung im FPGA korrekt funktioniert und das gleiche Ergebnis liefert. Der Vergleich zwischen der Emulation und dem Ergebnis des Cluster-Finders ist in Abbildung 9.14 dargestellt. Aufgetragen ist dort die Summe der gefundenen Cluster in der emulierten Cluster-Finder-Matrix gegen die Summe, welche die Firmware ermittelt. Im Fall von einem und zwei Clustern liegen etwa 1,4 % der aufgezeichneten Ereignisse außerhalb der Diagonalen. Dies wurde nicht weiter untersucht. Eine naheliegende Erklärung dafür ist allerdings die variable Verzögerung der Backplane zwischen den einzelnen Diskriminatoren und dem Summen-Modul (siehe Abschnitt 9.3). Diese Verzögerung wird in Hardware kompensiert, bei der Emulation aber nicht berücksichtigt. Entsprechend vergleichen und summieren bei ungünstigem Timing Firmware und Emulation unterschiedliche Muster.

Der Cluster-Finder meldet dem Experiment-Trigger mit dem CF3-Signal wenn drei oder mehr Cluster gefundenen wurden (siehe Abschnitt 9.4.3). In der Emulation wurde dies nicht implementiert, sodass im vierten Bin der X-Achse von Abbildung 9.14 (drei Cluster) die Mehrdeutigkeit aufgehoben ist.



Abbildung 9.14: Anzahl der gefundenen Cluster mit dem emulierten Cluster-Finder aufgetragen gegen die ermittelte Summe in der Firmware. Weil der Cluster-Finder nur mit drei Leitungen an der Trigger angebunden ist, können Fälle von drei und mehr Clustern nicht voneinander unterschieden werden.

Trotz dieser Abweichungen kann zusammengefasst werden, dass der implementierte Zustandsautomat und die Summenbildung wie vorgegeben funktionieren. Nachfolgend bleibt zu zeigen, dass der Zustandsautomat im Vergleich zum sofortigen Musterabgleich eine bessere Abschätzung liefert. Außerdem wird im folgenden Abschnitt 9.5.4 die Auswirkung des Koinzidenzfensters auf die Abschätzung untersucht.

#### 9.5.3 Verbesserung der Schätzung durch Verzögerung des Musterabgleichs

Die Zeitauflösung der RTC-Signale erfordert ein Koinzidenzfenster von mehr als einem Taktzyklus (vergleiche Kapitel 7 und Abschnitt 9.4.2). Das bedeutet, dass nach der steigenden Flanke eines Treffers der Cluster-Finder auf Signale von Nachbarkristallen warten muss, bevor das Muster abgeglichen wird. Aus Abbildung 9.20 kann extrahiert werden, dass ein Fenster von etwa 200 ns notwendig ist, wenn 99,99 % der Einträge koinzident sein sollen.

Der Zustandsautomat eines sehr früh eingetroffenen Signals muss diese 200 ns abwarten, bevor das Muster abgeglichen wird. Weil aber auf dieser Ebene nicht bekannt ist, ob es sich hierbei um einen frühen oder späten Eintrag handelt, muss auch der Automat mit einem spät eingetroffenen Signal ebensolange warten.

Damit weiterhin ein spät registriertes Cluster mit einem frühen zeitlich koinzident sein kann, muss auch das Ausgangssignal der beiden Zustandsautomaten länger als 200 ns sein. Unter diesen Bedingungen benötigt der Cluster-Finder also eine Latenz von 400 ns, um in allen Fällen eine möglichst präzise Schätzung der Clusterzahl zu erhalten. Maximal ist jedoch eine Latenz von 340 ns erlaubt. Nach dieser Zeit muss sowohl das Finden und Zählen der Cluster, als auch das Senden der Summe abgeschlossen sein (siehe Abschnitt 9.1). Dies lässt sich mit einem kürzerem Koinzidenzfenster erreichen. Dadurch wird jedoch die Genauigkeit der Summe reduziert. Der Einfluss wird nachfolgend untersucht.

Ein kürzeres Koinzidenzfenster bei der Summenbildung lässt sich durch kürzere Ausgangssignale der Zustandsautomaten einstellen. Hierdurch wird jedoch ein frühes und ein spätes Cluster nicht mehr als koinzident erkannt, sodass der Trigger in diesem Fall die DAQ nicht auslöst. Die Anzahl an falschnegativen Trigger-Entscheidungen nimmt dadurch zu. Es sinkt also die Sensitivität der Triggers. Dies ist unerwünscht und entsprechend sollte eine erkannte Clusterecke möglichst lange als solche markiert werden.

Anders verhält es sich mit einer kürzeren Verzögerung zwischen dem Erscheinen eines Signals und dem Abgleichen des Musters. Aufgrund der Zeitauflösung führt nämlich eine kürzere Verzögerung zu einer Überschätzung der Clusterzahl, weil sich die Cluster in der Detektormatrix langsam auf- und wieder abbauen. Der Grund dafür wurde bereits in Abbildung 9.8 an einem hypothetischen Beispiel im Abschnitt 9.4.2 skizziert. Ein realer Verlauf der Clustersumme in den einzelnen RTC-Frames ist in Abbildung 9.15 dargestellt. Es wurde dort (analog zu Abschnitt 9.5.1) instantan in jedem Frame die Anzahl der Ecken gezählt. Berücksichtigt wurden jedoch nur solche Ereignisse, in denen genau zwei Clusterecken im Prompt-Peak vorhanden sind. Die Prompt-Peak-Matrix wurde hierbei durch eine logische ODER-Verknüpfung der aufgezeichneten Frames generiert. Anschließend wurde dort die Anzahl der Clusterecken bestimmt.

Obwohl also im Prompt-Peak lediglich zwei Cluster vorhanden sind, steigt in einigen Ereignissen die Clusterzahl zunächst auf bis zu acht an. Sie stabilisiert sich dann (um etwa 1 150 ns) bei zwei Clustern, um anschließend erneut auf bis zu acht anzusteigen. Das Ansteigen der Clusterzahl kann durch die Zeitauflösung und das zeitlich versetzte Erscheinen und Verschwinden der RTC-Signale erklärt werden. Die Symmetrie kommt dadurch zustande, dass ein Treffer, welcher ein Muster unterdrückt, zeitlich früher oder später registriert werden kann. Erscheint also zum Beispiel in Abbildung 9.8 der zweite Kristall, wie gezeigt, nach den Kristallen eins und drei, so wird die Summe beim Aufbau des Clusters überschätzt. Erscheint der mittlere Kristall jedoch zeitlich davor, passiert dies beim Verschwinden.



Abbildung 9.15: Anzahl der Cluster in aufgezeichneten Frames, aufgetragen gegen die Zeit. Dargestellt sind nur Ereignisse, in denen genau zwei Clusterecken im Prompt-Peak gefundenen wurden (siehe Text). Messung bei einem Strahlstrom von 0,31 nA, einer Energie von 3,2 GeV und transversal polarisiertem Butanol-Target; Run-Nummer: 202017

Durch eine kleinere Verzögerung zwischen einem registrierten Treffer im Kristall und dem Musterabgleich sinkt die Spezifität, weil die Anzahl der Cluster überschätzt wird und somit mehr falsch-positive Ereignisse aufgezeichnet werden. Um einen tieferen Einblick zu gewinnen, kann zunächst der Verlauf aus Abbildung 9.15 unabhängig von der Zahl der Ecken im Prompt-Peak dargestellt werden. Dazu wird in Abbildung 9.16(a) nicht die absolute Anzahl gefundener Ecken, sondern ihre relative Veränderung gegen die Zeit aufgetragen. Das Erscheinen und das Verschwinden gefundener Muster wird dabei separat betrachtet und damit beide Vorgänge sichtbar gemacht. Eine Projektion aus dieser Abbildung entlang der X-Achse zeigt Abbildung 9.16(b). Hier sind die folgenden drei Fälle gesondert aufgetragen:

- im Frame wurden neue Clusterecken registriert (> 0, grau),
- im Frame sind Ecken verschwunden (< 0, gelb),
- keine Veränderung zum vorherigen Frame (= 0, blau).

Die Doppel-Peak-Struktur im grauen (> 0) und gelben (< 0) Histogramm von Abbildung 9.16(b) zeigt noch einmal, dass die Anzahl der Ecken beim Auf- und Abbauen von Clustern sowohl steigen als auch sinken kann. Außerdem ist zu sehen, dass sich zwischen den beiden großen Peaks kein Plateau, sondern jeweils nur ein Minimum befindet. Dies bedeutet zwar, dass längere RTC-Signale und ein späteres Prüfen ein genaueres Ergebnis liefern. Zwischen 1 150 ns und 1 190 ns verändert sich allerdings pro Taktzyklus die Clusterzahl in weniger als einem Prozent der Frames.

Wird also die Verzögerung zwischen dem Erscheinen von Signalen und dem Musterabgleich reduziert, so steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass Treffer in Nachbarkristallen noch nicht registriert wurden. Das Muster wird dann an zu vielen Stellen gefunden. Es steigt also die Wahrscheinlichkeit für das Überschätzen der Clusterzahl und damit für das Aufzeichnen von Untergrundereignissen, welche der Trigger eigentlich herausfiltern soll. Entsprechend sinkt also die Spezifität, weil die Anzahl falschpositiver Ereignisse steigt. Dennoch ist dies im Vergleich zu einer sinkenden Sensitivität (relevante Ereignisse gehen verloren) eher akzeptabel.



Abbildung 9.16: (a): Anzahl neu registrierter und verschwundener Clusterecken in den aufgezeichneten Frames. (b): der akkumulierte Verlauf durch Projektion auf die X-Achse. Separat dargestellt sind die drei folgenden Fälle. Blau: Anzahl Frames ohne Veränderung zum vorherigen ( $C_i - C_{i-1} = 0$  Bereich in (a)); Grau: Anzahl Frames, in denen mindestens ein neues Muster registriert wurde (Bereich > 0 in (a)); Gelb: Anzahl Frames, in denen mindestens ein Muster verschwunden ist (Bereich < 0 in (a)). Messung bei einem Strahlstrom von 0,31 nA, einer Energie von 3,2 GeV und transversal polarisiertem Butanol-Target; Run-Nummer: 202017
Bei gleichbleibender Selektivität und sinkender Spezifität sinkt die Effizienz des Triggers, weil auch Untergrundereignisse aufgezeichnet werden. Der Einfluss der Fensterbreite wird im nachfolgenden Abschnitt 9.5.4 untersucht. Im vorliegenden Abschnitt wird zunächst die Effizienz für den Fall ohne Verzögerung vor dem Musterabgleich betrachtet. Dazu vergleicht Abbildung 9.17 die maximale Zahl gezählter Ecken in einem der Prompt-Peak-Frames mit der Anzahl aus der akkumulierten Prompt-Peak-Matrix. Dies ist gleichzeitig ein Vergleich zwischen einer minimalen Verzögerung: Muster wird ohne Warten abgeglichen; und dem optimalen Fall: der Zustandsautomat wartet so lange, bis alle Signale registriert wurden. In Abbildung 9.17 sollte jedoch beachtet werden, dass ein Großteil der Null- und der 1-Cluster-Ereignisse durch den Trigger unterdrückt werden, sodass dieser Bereich nur bedingt mit dem Rest vergleichbar ist.

Die Verteilung der maximalen Anzahl gefundener Ecken ist für den Fall von zwei Ecken im Prompt-Peak in Abbildung 9.18 dargestellt. Ohne Zustandsautomat werden in über 5 % der Fälle mehr Ecken gefunden. Solche Ereignisse würden wiederum den Trigger auslösen, wenn dieser drei oder mehr Cluster im Detektor erwartet. Die Trigger-Effizienz wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$p_{\rm Eff} = 1 - \frac{f_p}{r_p + f_p}.$$

Um  $p_{\text{Eff}}$  zu bestimmen, sind die Zahlen aus Abbildung 9.17 nur bedingt geeignet, weil ein Teil der 0- und 1-Cluster-Ereignisse durch den Trigger bereits unterdrückt wurde. Deshalb wurde hierfür auf eine Messung ohne Selection Bias zurückgegriffen, in welcher der Innendetektor die DAQ ausgelöst hat (Abbildung A.9). Der Nachteil dieser Messung ist eine geringere Anzahl aufgezeichneter Ereignisse und somit eine geringere statistische Signifikanz.

In Abbildung 9.19 ist die ermittelte Effizienz  $p_{\text{Eff}}$  dargestellt. Der genaue Verlauf hängt stark von den eingestellten Schwellen ab, weil mit kleineren Schwellen die Clustergröße in der Detektormatrix



Abbildung 9.17: Maximale Zahl der Cluster in einem Frame aufgetragen gegen die Anzahl der Cluster im Prompt-Peak (Cluster<sub>PP</sub>). Messung bei einem Strahlstrom von 0,31 nA, einer Energie von 3,2 GeV und transversal polarisiertem Butanol-Target; Run-Nummer: 202017, Trigger-Bedingung: 2 Cluster (Trig42). Weil hierbei der Trigger nur dann auslöst, wenn mindestens zwei Cluster in den beiden Kalorimetern registriert wurden, ist ein großer Teil der 0- und 1-Cluster-Ereignisse unterdrückt.



Abbildung 9.18: Verteilung der maximal gefundener Clusterecken für den Fall von zwei Clusterecken im Prompt-Peak. Messung bei einem Strahlstrom von 0,31 nA, einer Energie von 3,2 GeV und transversal polarisiertem Butanol-Target; Run-Nummer: 202017



Abbildung 9.19: Effizienz des Cluster-Finders, wenn das Muster sofort, ohne Warten auf Treffer in Nachbarkristallen, ausgewertet wird. (Messung bei einem Strahlstrom von 25 pA, einer Energie von 2,3 GeV und einem Target aus Polyethylen; Run-Nummer: 201367)

wächst und somit auch die Wahrscheinlichkeit, dass das Muster an mehreren Positionen erfüllt wird. Mit sinkenden Schwellen ist also auch zu erwarten, dass die Effizienz sinkt, weil dabei in größeren Clustern mehr Ecken gefunden werden und somit zum Beispiel ein großes Cluster die Bedingung CF2<sup>3</sup> erfüllt. Die gezeigten Daten wurden mit, für eine Strahlzeit typischen, Schwellen aufgezeichnet. Sie lagen zwischen etwa 37 MeV in den inneren und 15 MeV in den äußeren Ringen.

Abbildung 9.19 zeigt, dass im Fall von einem Cluster die Effizienz bei 100 % liegt. Dies liegt daran, dass die Effizienz des Cluster-Finders untersucht wird und daher nur Einträge über der Trigger-Schwelle betrachtet werden. Entsprechend gibt es in diesem Fall keine falsch-positiven Entscheidungen  $f_p$ . Mit steigender Clusterzahl und somit auch mit der Anzahl aktiver Kristalle steigt auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass Einträge zeitlich versetzt auftreten. Damit steigt auch die Anzahl der erkannten Cluster, wenn der Musterabgleich ohne eine Verzögerung stattfindet. In Abbildung 9.19 äußert sich dies durch eine

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> CF2: mindestens zwei Cluster im Detektor registriert

sinkende Effizienz im Vergleich zum Musterabgleich nach einer hinreichend langen Verzögerung. Der abflachende Verlauf ab 6 Clustern ist ein Artefakt der geringen Statistik und einer daraus folgenden kleinen Anzahl  $f_p$  (je < 100).

Als Fazit kann hier zusammengefasst werden, dass eine hinreichend lange Verzögerung die Effizienz verbessert. Was genau hinreichend bedeutet, also die Auswirkung des Koinzidenzfensters auf die Clusterzahl wird nachfolgend untersucht.

Wird zum Beispiel der Trigger durch zwei Cluster ausgelöst, so lösen ohne verzögertem Musterabgleich in diesem besonders relevanten Fall auch etwa  $(0.87 \pm 0.05)$  % der 1-Cluster-Ereignisse den Trigger aus. Entsprechend verbessert das Verzögern in diesem Fall die Effizienz um etwa zwei Prozent.

### 9.5.4 Effizienz der Summenbildung

Im vorherigen Abschnitt wurde die Auswirkung eines minimalen und maximalen Koinzidenzfensters im Zustandsautomaten miteinander verglichen. Damit wurde gezeigt, dass eine möglichst lange Verzögerung die Abschätzungsgenauigkeit verbessert. Hierbei wurde jedoch einerseits das Koinzidenzfenster der Summenbildung nicht betrachtet. Andererseits kann die maximale Verzögerung im Zustandsautomaten nicht genutzt werden, weil sie größer als die maximal erlaubte Latenz ist. Außerdem sind dort auch Cluster berücksichtigt, die aus einem einzigen Kristall bestehen und damit unabhängig von der Verzögerung als ein Cluster erkannt werden.

Im Gegensatz dazu wird nachfolgend der Fall simuliert, in dem ein Cluster aus zwei Kristallen besteht. Hiermit kann abgeschätzt werden, wie viele der 1-Cluster-Untergrundereignisse die DAQ auslösen, weil dort die benachbarten Kristalle zeitlich zu weit auseinander liegen. Hiermit wird auch der Fall von zwei Clustern betrachtet und eine Aussage darüber gemacht, wie viele Ereignisse bei der Summenbildung verloren gehen, wenn ein Koinzidenzfenster gegebener Breite eingestellt ist.

Dazu wird nachfolgend aus dem Prompt-Peak der RTC-Signale zunächst eine Wahrscheinlichkeitsverteilung extrahiert. Anschließend wird diese Verteilung genutzt, je zwei Zeiten zufällig generiert und die Differenz dieser Zeiten mit dem Koinzidenzfenster verglichen. So kann anschließend der relative Anteil koinzidenter Ereignisse abgeschätzt werden.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung wird aus der Zeitverteilung der RTC-Signale extrahiert. Dazu zeigt Abbildung 9.20 zunächst den Prompt-Peak der Anstiegszeit-kompensierten Signale. Dieser kann nicht durch eine einzelne Normalverteilung angenähert werden, weil sich hier die Verteilungen der hoch- und niederenergetischen RTC-Signale überlagern (vergleiche Abbildung 7.8(a)). Neben dem Prompt-Peak selbst (zwischen 1 000 ns und 1 200 ns) sind auch die zufälligen, nicht koinzidenten Ereignisse ab etwa 1 200 ns sichtbar. Um die Wahrscheinlichkeitsverteilung zu erhalten, muss zunächst dieser Untergrund vom Prompt-Peak abgezogen werden. Dazu ist eine konstante Funktion an den Untergrund angepasst (grüner Verlauf in Abbildung 9.20). Anschließend wird die Verteilung auf den Zeitpunkt Null translatiert und der angepasste Untergrund von den Werten der Verteilung abgezogen. Zuletzt werden jeweils im negativen und positiven Bereich die Einträge ab dem ersten Bin mit negativen Inhalt verworfen und die resultierende Verteilung auf den Wert 1 normiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.21 dargestellt.

Im nächsten Schritt erzeugt ein Zufallszahlengenerator Zeiten von jeweils zwei Einträgen. Hierbei wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung aus Abbildung 9.21 genutzt. So wurden  $1 \cdot 10^8$  Zufallszahlen generiert und paarweise die Differenz zwischen ihnen gebildet. Dann wird die Anzahl der Paare bestimmt, deren Differenz größer als ein betrachtetes Koinzidenzfenster ist. Der relative Anteil wird anschließend in Abbildung 9.22 gegen die Fensterbreite aufgetragen.



Abbildung 9.20: Zeitverteilung der RTC-Signale. Eingetragen sind die Zeiten aller Kristalle und aller Ereignisse unabhängig von der Anzahl und Größe der Cluster. Die Messung wurde bei einem Strahlstrom von 0,31 nA, einer Energie von 3,2 GeV und einem transversal polarisiertem Butanol-Target durchgeführt (Run-Nummer: 202017).



Abbildung 9.21: Wahrscheinlichkeitsverteilung der RTC-Zeit. Erzeugt aus der Verteilung in Abbildung 9.20. Es wurde der Untergrund abgezogen, die Verteilung normiert und auf der wahrscheinlichste Wert auf den Zeitpunkt 0 ns verschoben. Die genaue Position ist jedoch nicht relevant, weil lediglich Differenzen von (mit dieser Verteilung) zufällig generierten Zeiten betrachtet werden.



Abbildung 9.22: Geschätzter Anteil nicht-Koinzidenter Ereignisse im Prompt-Peak, in Abhängigkeit vom Koinzidenz-Fenster.

Aus diesem Plot kann der Anteil nicht-koinzidenter Ereignisse für verschiedene Fensterbreiten extrahiert werden. Die genutzte Zustandsautomat-Verzögerung von 60 ns hat demnach zur Konsequenz, dass lediglich  $(1,18 \pm 0,01)$  % der Zwei-Kristall-Cluster zeitlich nicht koinzident sind. Die Unsicherheit ist eine Standardabweichung, die nach mehreren Durchläufen der Simulation ermittelt wurde (siehe Abbildung A.10).

Liegen die Zeiten zweier Kristalle also weiter als 60 ns auseinander, so kann der Zustandsautomat den zweiten Kristall nicht unterdrücken. Beide erscheinen dann in der Cluster-Finder-Matrix und werden bei der Summenbildung als zwei Cluster gezählt. Hier sei jedoch noch einmal darauf hingewiesen, dass etwa 86 % der Cluster in der Detektormatrix aus nur einem Kristall bestehen (vergleiche Abbildung A.12). Entsprechend ist die tatsächliche Anzahl falsch-positiver Ereignisse deutlich kleiner.

Nachdem eine Clusterecke erkannt wurde, generieren die Zustandsautomaten jeweils 120 ns lange Signale. Diese werden anschließend summiert (Kapitel 9.4.3). Entsprechend beträgt auch die Breite des Koinzidenzfensters 120 ns. Weil auch die Einträge verschiedener Cluster zeitlich zufällig mit der Verteilung aus Abbildung 9.21 in der Matrix erscheinen, kann mit dem selben Verfahren auch die Wahrscheinlichkeit dafür bestimmt werden, dass zwei Cluster eines Ereignisses als nicht koinzident erkannt werden. Ein Ereignis mit zwei Clustern, die zeitlich weiter auseinander liegen, wird also dem Trigger als zwei Ereignisse mit je einem Cluster signalisiert. Abbildung 9.22 zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit hierfür bei vernachlässigbaren  $3 \cdot 10^{-3} \%$  liegt.

### 9.6 Zusammenfassung

Der entwickelte Cluster-Finder approximiert die Anzahl der registrierten Teilchen, indem Clusterecken anhand eines vorgegebenen Musters erkannt werden. Die Summe dieser Ecken stellt die Elektronik dem First-Level-Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments zur Verfügung.

Dass dieses System und insbesondere der Algorithmus eine gute Approximation liefert, wurde bereits vor dem Umbau der Elektronik anhand simulierter Reaktionen bestätigt [Afz15]. Es wurde gezeigt, dass der neue Algorithmus im Vergleich zur vorherigen FACE-Elektronik (bei gleichen Schwellen) keine Ereignisse verliert. Ein Vergleich mit der Anzahl rekonstruierter PEDs zeigt weiterhin, dass der neue Cluster-Finder zum Teil sogar eine bessere Approximation liefert. Dies entspricht der Erwartung, weil

die alte FACE-Elektronik ein Cluster mit mehr als einem PED immer als ein Teilchen approximiert. Erfüllt aber ein solches Cluster an mehr als einer Position das Muster, so liefert der neue Algorithmus eine bessere Approximation.

Der neue Cluster-Finder verarbeitet die Trefferinformation der 1 320 Crystal-Barrel-Kristalle parallel und extrahiert aus der Kristall-Matrix die Anzahl der Cluster nach einer konstanten Latenz von 240 ns. Der Prozess ist freilaufend. Er benötigt also keine externen Referenz-, oder Start-Signale und aktualisiert das Ergebnis alle 5 ns.

Während dieser 240 ns tauschen benachbarte Module zunächst die Trefferinformation untereinander aus, um den Algorithmus auch in den Randbereichen anwenden zu können. Sie verzögern den Musterabgleich um 60 ns und berücksichtigen so die Zeitauflösung der RTC-Signale. Besteht ein Cluster aus zwei Kristallen, so liegt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass beide nicht koinzident sind, bei 1,8 %. In diesem Fall erkennt die Elektronik zwei Cluster.

Anschließend summieren die Module intern die Anzahl erkannter Clusterecken. Das Resultat senden sie an ein weiteres Modul, welches die Zwischenergebnisse addiert und das Endresultat an den Experiment-Trigger sendet. Weil diese Signale 120 ns breit sind, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass zwei Cluster eines Ereignisses zeitlich zu weit auseinander liegen und damit nicht als koinzident erkannt werden, bei vernachlässigbaren  $3 \cdot 10^{-3} \%$ .

Der neue Cluster-Finder wird seit dem abgeschlossenen Umbau der Front- und Backend-Elektronik 2017 erfolgreich eingesetzt. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden außerdem zwei Master-Arbeiten betreut, welche das Konzept des beschriebenen Cluster-Finders auf den MiniTAPS-Detektor übertragen haben [Hof19a; Ric21]. Als Ergebnis verarbeitet ein FPGA-basiertes Modul die Diskriminatorsignale des Detektors. In einer internen Detektormatrix kann das Modul ebenfalls Clusterecken erkennen und deren Anzahl an der Experiment-Trigger weiterleiten.

## KAPITEL 10

## Zusammenfassung

Die Baryon-Spektroskopie liefert einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Quantenchromodynamik im Energiebereich gebundener Quark-Zustände. Allgemein werden in der Spektroskopie theoretische Vorhersagen mit dem beobachteten Spektrum verglichen und daraus auf die Eigenschaften des gebundenen Systems geschlossen. Eine Herausforderung in der Baryon-Spektroskopie ist das stark überlappende Spektrum der Baryon-Resonanzen. Erst mithilfe der Messung von Polarisationsobservablen und einer anschließenden Partialwellenanalyse können aus den Daten auch Beiträge von Resonanzen mit kleiner Amplitude extrahiert werden.

Zu diesem Forschungsfeld liefert das CBELSA/TAPS-Experiment seit vielen Jahren einen wichtigen Beitrag. Der Schwerpunkt des Messprogramms lag zuletzt auf der Messung von Polarisationsobservablen aus der Photoproduktion von neutralen Mesonen am Proton. Für solche Reaktionen besitzt der Aufbau eine hohe Nachweiseffizienz, so dass die Kollaboration zur Erweiterung der weltweiten Datenbasis signifikant beitragen konnte. Die Datenbasis von Reaktionen am Neutron und insbesondere von Doppelpolarisationsobservablen ist im Vergleich dazu noch immer verhältnismäßig klein. Messungen mit dem alten Aufbau waren hier zwar teilweise möglich, die Akzeptanz des Experiments für die Photoproduktion am Neutron und damit für vollständig neutrale Reaktionen war jedoch im Vergleich zum Proton gering.

Durch einen Umbau der Crystal-Barrel-Ausleseelektronik und die Erweiterung um einen Zeitzweig wurde das Experiment befähigt, auch Observablen der Photoproduktion am Neutron mit hoher Effizienz nachzuweisen und aufzuzeichnen. Im Zeitzweig digitalisiert ein neu entwickelter Zwei-Schwellen-Diskriminator die analogen Zeitsignale. Als Teil des Umbauprojektes wurde mit der vorliegenden Arbeit der digitale Pfad des Zeitzweiges aufgebaut, in Betrieb genommen und eine Trigger-Firmware für die neuen Crystal-Barrel-Diskriminatormodule entwickelt. Bevor das Crystal-Barrel-Kalorimeter in die erste Trigger-Stufe integriert werden konnte, wurden zunächst Arbeiten zur Erhöhung der erlaubten Latenz der Trigger-Signale durchgeführt. Erst diese höhere Latenz erlaubte den Einsatz eines neuen Cluster-Finders, welcher die Anzahl der Cluster im Kalorimeter bestimmt und an die erste Trigger-Stufe sendet.

Der erste Schritt der Signalverarbeitungskette im FPGA ist die Anstiegszeit-Kompensation mit dem Rise-Time-Compensator (RTC). Der Algorithmus ist unabhängig von der absoluten Höhe der eingestellten Schwellen. Die Zeit-kompensierten, digitalen RTC-Signale nutzt die nächste Komponente, der eigentliche Cluster-Finder zum Erkennen von Clusterecken in der Detektormatrix. Dieser Abgleich findet für jeden Kristall parallel statt. Die Summe der gefundenen Ecken erreicht nach insgesamt 450 ns die erste Trigger-Stufe und wird kontinuierlich aktualisiert. Im Gegensatz zur alten FACE-Elektronik benötigt der neue Cluster-Finder also kein externes Startsignal, so dass die Nachweiseffizienz für vollständig neutrale Reaktionen deutlich erhöht wird. Damit steigt jedoch auch die Performanz der Datenakquisition für Messungen am Proton, weil die Totzeit, die zuvor zum Zurücksetzen der Elektronik bei negativer

Trigger-Entscheidung notwendig war, entfällt.

Mit dem gewählten Muster ist einerseits sichergestellt, dass die Anzahl der Ecken gleich (oder größer) der Anzahl der FACE-Cluster ist. Dies ist wichtig, weil sonst ein Teil der zuvor aufgezeichneten Ereignisse verloren gehen würde. Andererseits ist die Zahl der Ereignisse, in denen die Clustersumme überschätzt wird, gering. Mit dem neuen Cluster-Finder wird also die Messzeit effizient genutzt.

Neben dem Cluster-Finder wurde auch ein neu entwickelter TDC (Time to Digital Converter) in die Firmware integriert. Dieser zeichnet sich durch eine hohe Kanaldichte aus und kann somit die Zeitinformation aller 184 Eingangskanäle digitalisieren (92 Kanäle mit je zwei Schwellen). Das TDC-Binning von 1,25 ns führt zu einer Zeitauflösung von  $\sigma_{TDC} = 0,54$  ns. Ein feineres Binning führt dabei nicht zu einer höheren Gesamtauflösung, weil diese durch die Auflösung der analogen Signale dominiert wird. Der TDC hat außerdem ein breites, symmetrisches Zeitfenster von 20 µs um den Triggerzeitpunkt. Damit ist es möglich, Pile-up-Treffer zu erkennen, die außerhalb des SADC-Fensters liegen.

Die erste Testmessung mit dem gesamten Aufbau, der neuen CB-Ausleseelektronik und dem neuen Cluster-Finder fand im Dezember 2017 statt. Nach dieser Inbetriebnahme fanden mehrere erfolgreiche Messungen statt. Erste Ergebnisse daraus wurden für die Doppelpolarisationsobservablen T, P und H aus der  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Photoproduktion bereits publiziert [Jer23]. Dies war die erste Messung aus Bonn, mit der auch Doppelpolarisationsobservablen der Reaktion  $\gamma n \to \pi^0 n$  gemessen werden konnten. Weitere Publikationen befinden sich in Vorbereitung.

#### Ausblick

Aufgrund des gewählten Diskriminator-Designs mit einem FPGA als Kernkomponente des Moduls sind weiterhin Verbesserungen und Erweiterungen der Funktionalität möglich. Eine interessante Entwicklung wird zum Beispiel in den kommenden Messungen die Datenrate deutlich beschleunigen. Dabei wurden die Diskriminatormodule um eine Ethernet-Schnittstelle erweitert und somit die Übertragungsgeschwindigkeit deutlich erhöht. Neben einer höheren Ereignisrate kann damit in Zukunft die Qualität der TDC-Daten verbessert werden, indem auch die fallende Signal-Flanke aufgezeichnet werden wird. Dies wird ein genaueres Schätzen der deponierten Energie erlauben.

Die Ethernet-Erweiterungskarte enthält weiterhin eine Schaltung, mit welcher die Diskriminatoren als eigenständige Teilnehmer in das Sync-System des Experiments eingebunden werden können. Dies wird einerseits die Datenakquisition weiter beschleunigen, weil die Synchronisation der Module nicht mehr über den LEVB ablaufen wird. Erste Tests wurden bereits erfolgreich abgeschlossen. Von der Entwicklungen werden andererseits auch andere Detektoren profitieren, weil dadurch eine fehleranfällige Datenleitung zwischen dem SyncMaster und den Clients entfernt werden kann.

Eine weitere mögliche Verbesserung der Firmware ist ein verbesserter RTC, welcher Verhältnisse von mehr als 2 : 1 zwischen den beiden Schwellen ermöglicht. In den vorderen Kalorimeter-Ringen wäre damit eine Zeitinformation von Einträgen mit niedrigerer Energie vorhanden. Dies wird außerdem einen positiven Einfluss auf die Auflösung des RTC-Signals haben.

Arbeiten an den genannten und anderen Verbesserungen finden bereits statt. Damit wird das Experiment auch weiterhin einen wesentlichen Beitrag zur weltweiten Datenbasis von Doppelpolarisationsobservablen leisten.

# Literatur

| [Afz+20] | F. Afzal u. a.<br>"Observation of the $p\eta$ ' Cusp in the New Precise Beam Asymmetry $\Sigma$ Data for $\gamma p \rightarrow p\eta$ ".<br>In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 125.15 (2020), S. 152002.<br>DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.152002. arXiv: 2009.06248 [nucl-ex]<br>(siehe S. 3).  |
|----------|---|
| [Afz13]  | F. Afzal. private Kommunikation. 2013 (siehe S. 51).  |
| [Afz15]  | F. Afzal. private Kommunikation. 2015 (siehe S. 152, 153, 177).   |
| [Afz16]  | F. Afzal. "Measurement of the double polarization observables E and G at the Crystal Ball experiment at MAMI". In: <i>PoS</i> PSTP2015 (2016), S. 036. DOI: 10.22323/1.243.0036 (siehe S. 22).  |
| [Afz21]  | F. Afzal. private Kommunikation. 2021 (siehe S. 44-48).   |
| [AG78]   | A. Abragam und M. Goldman. "Principles of dynamic nuclear polarisation".<br>In: <i>Reports on Progress in Physics</i> 41.3 (1978), S. 395.<br>URL: http://stacks.iop.org/0034-4885/41/i=3/a=002 (siehe S. 18).  |
| [Ake+92] | E. Aker u. a. "The crystal barrel spectrometer at LEAR".<br>In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,<br>Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 321.1 (1992), S. 69–108.<br>ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(92)90379-I. URL:<br>http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029290379I<br>(siehe S. 23). |
| [Alt+68] | K. H. Althoff u. a. "The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn".<br>In: <i>Nuclear Instruments and Methods</i> 61 (1968), S. 1–30.<br>DOI: 10.1016/0029-554X(68)90443-6 (siehe S. 13).   |
| [Ani+15] | A. V. Anisovich u. a.<br>"Interference phenomena in the $J^P = 1/2^-$ wave in $\eta$ photoproduction".<br>In: <i>Eur. Phys. J. A</i> 51.6 (2015), S. 72. DOI: 10.1140/epja/i2015-15072-5.<br>arXiv: 1501.02093 [nucl-ex] (siehe S. 9).  |
| [Ani+16] | A. V. Anisovich u. a. "The impact of new polarization data from Bonn, Mainz and Jefferson Laboratory on $\gamma p \rightarrow \pi N$ multipoles". In: <i>Eur. Phys. J. A</i> 52.9 (2016), S. 284. DOI: 10.1140/epja/i2016-16284-9. arXiv: 1604.05704 [nucl-th] (siehe S. 7, 8).   |
| [Bel14]  | A. Bella. "First results from the commissioning of the BGO-OD experiment at ELSA".<br>In: <i>EPJ Web Conf.</i> 81 (2014), S. 06002. DOI: 10.1051/epjconf/20148106002<br>(siehe S. 14).  |

| [Ber+10]  | M. J. Berger u. a. "XCOM: Photon Cross Sections Database".<br>In: <i>NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)</i> (2010).<br>URL: https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database<br>(siehe S. 25, 35).   |
|-----------|---|
| [Ber10]   | A. Berlin. "Spindiffusionsmessungen in polarisierten Festkörpermaterialien".<br>Masterarbeit. 2010 (siehe S. 18).   |
| [BH34]    | H. Bethe und W. Heitler.<br>"On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons".<br>In: <i>Proc. Roy. Soc. Lond.</i> A146 (1934), S. 83–112. DOI: 10.1098/rspa.1934.0140<br>(siehe S. 14).  |
| [Bie]     | J. Bieling. FPGA based 30ps RMS TDCs.<br>URL: https://github.com/jobisoft/jTDC (besucht am 23.01.2020)<br>(siehe S. 69, 107–111).   |
| [Bie17]   | J. Bieling. private Kommunikation. 2017 (siehe S. 156, 157).  |
| [BK69]    | V. N. Baier und V. A. Khoze.<br>"Determination of the transverse polarization of high-energy electrons".<br>In: <i>Sov. J. Nucl. Phys.</i> 9 (1969). [Yad. Fiz.9,409(1969)], S. 238–240 (siehe S. 16).  |
| [Blo12]   | J. Bloemer. "Verbesserung der Online-Zeitauflösung für die neue APD-Auslese".<br>Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012 (siehe S. 55).  |
| [Blu+86]  | E. Blucher u. a. "Tests of Cesium Iodide Crystals for an Electromagnetic Calorimeter".<br>In: <i>Nucl. Instrum. Meth.</i> A249 (1986), S. 201. DOI: 10.1016/0168-9002(86)90669-8 (siehe S. 24).   |
| [Bra+99a] | C. Bradtke u. a. "A new frozen-spin target for 4pi particle detection".<br>In: <i>Nucl. Instrum. Meth.</i> A436 (1999), S. 430–442.<br>DOI: 10.1016/S0168-9002(99)00383-6 (siehe S. 18).  |
| [Bra+99b] | G. Braun u. a.<br>F1 - An Eight Channel Time-to-Digital Converter Chip for High Rate Experiments. 1999.<br>arXiv: hep-ex/9911009 [hep-ex] (siehe S. 110).   |
| [CAE]     | CAEN S.p.A., Via Vetraia 11, 55049 Viareggio (LU) – Italy. <i>CAEN TDC Models</i> .<br>URL: https://www.caen.it/subfamilies/tdcs/ (besucht am 08.03.2021)<br>(siehe S. 107, 108).   |
| [Ciu18]   | S. Ciupka. "Test and calibration of a module for the new Energy-sum trigger for the Crystal Barrel Calorimeter at ELSA".<br>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018 (siehe S. 51).   |
| [Com20]   | W. Commons. <i>File:Low-pressure sodium lamp 700-350nm.jpg</i> — <i>Wikimedia Commons, the free media repository</i> . [Online; accessed 29-November-2022]. 2020.<br>URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Low-pressure_sodium_lamp_700-350nm.jpg&oldid=452646596 (siehe S. 4).   |
| [Com21]   | <pre>W. Commons.<br/>File:Energy levels of sodium atom.png — Wikimedia Commons, the free media repository.<br/>[Online; accessed 29-November-2022]. 2021.<br/>URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:<br/>Energy_levels_of_sodium_atom.png&amp;oldid=607253582 (siehe S. 4).</pre> |

| [Dah08]  | T. Dahlke. "Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das<br>TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008 (siehe S. 22).             |
|----------|--|
| [Die+15] | S. Diehl u. a. "Readout concepts for the suppression of the slow component of BaF2 for the upgrade of the TAPS spectrometer at ELSA". In: 587 (Feb. 2015) (siehe S. 23).   |
| [Die08]  | J. Dielmann. "Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des<br>Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008 (siehe S. 21).                    |
| [Dre04]  | P. Drexler. "Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik".<br>Diss. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004 (siehe S. 23, 37, 65, 148).  |
| [DS160]  | Xilinx Inc. Spartan-6 Family Overview. Okt. 2011 (siehe S. 59, 110, 165).  |
| [DS162]  | Xilinx Inc. Spartan-6 FPGA Data Sheet: DC and Switching Characteristics. Jan. 2015 (siehe S. 59–61, 110, 115, 118, 119).   |
| [Ebe06]  | H. Eberhardt. "Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das<br>Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA."<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006 (siehe S. 15, 16).                        |
| [Edw+11] | R. G. Edwards u. a. "Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD".<br>In: <i>Phys. Rev. D</i> 84 (2011), S. 074508. doi: 10.1103/PhysRevD.84.074508.<br>arXiv: 1104.5152 [hep-ph] (siehe S. 5).   |
| [Ehm00]  | A. Ehmanns. "Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den<br>Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA ."<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000 (siehe S. 52, 120).       |
| [ELB]    | ELB-Elektroniklaboratorien Bonn UG (haftungsbeschränkt). <i>ELB-VME-VFB6 Modul.</i><br>URL:<br>https://www.elbonn.de/cms/item.php?theme=elb-vme-vfb6&language=de<br>(besucht am 23.01.2020) (siehe S. 62, 109, 157).                               |
| [Els07]  | D. Elsner. "Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender<br>Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007 (siehe S. 17).                  |
| [ELS22]  | K. D. ELSA Arbeitsgruppe. <i>ELSA - Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA</i> . 21. Sep. 2022.<br>URL: https://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html (siehe S. 13).  |
| [Fan69]  | U. Fano. "Spin Orientation of Photoelectrons Ejected by Circularly Polarized Light".<br>In: <i>Phys. Rev.</i> 178 (1 Feb. 1969), S. 131–136. DOI: 10.1103/PhysRev.178.131.<br>URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.178.131 (siehe S. 13). |
| [Fis+00] | H. Fischer u. a.<br>Implementation of the Dead-Time Free F1 TDC in the COMPASS Detector Readout. 2000.<br>arXiv: hep-ex/0010065 [hep-ex] (siehe S. 110, 112).  |
| [Fix15]  | E. Fix. "Ansteuerung und Kalibierung der neuen Diskriminatoren für das<br>CBELSA/TAPS-Experiment".<br>Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015<br>(siehe S. 56, 73, 75).   |

| [Fle01]  | H. Flemming. "Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das<br>Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA."<br>Diss. Ruhr-Universität Bochum, 2001 (siehe S. 38, 42–44, 59, 147).  |
|----------|---|
| [For09]  | K. Fornet-Ponse.<br>"Die Photonenmarkierungsanlage fuer das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009 (siehe S. 20).   |
| [Fös01]  | A. Fösel. "Entwicklung und Bau des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment an ELSA/Bonn". Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 2001 (siehe S. 25).  |
| [Fun08]  | C. Funke. "Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und<br>Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des<br>Crystal-Barrel-Detektors". Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008<br>(siehe S. 41, 42). |
| [Geh15]  | S. Gehring. "Test des Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im<br>Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor".<br>Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015 (siehe S. 27).   |
| [Got+21] | M. Gottschall u. a. "Measurement of the helicity asymmetry <i>E</i> for the reaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p^{"}$ .<br>In: <i>Eur. Phys. J. A</i> 57.1 (2021), S. 40. DOI: 10.1140/epja/s10050-020-00334-2.<br>arXiv: 1904.12560 [nucl-ex] (siehe S. 7, 8).               |
| [Got13]  | M. Gottschall. "Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E fuer die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi_0$ am CBELSA/TAPS-Experiment". Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013 (siehe S. 19).   |
| [Gro+22] | F. Gross u. a. "50 Years of Quantum Chromodynamics". In: (Dez. 2022). arXiv: 2212.11107 [hep-ph] (siehe S. 2).  |
| [Grü06]  | M. Grüner.<br>"Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment ."<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006 (siehe S. 25).   |
| [Gru16]  | G. Grutzeck.<br>"Implementierung eines Carry-Chain TDCs auf dem neuen CBDiskriminator Modul".<br>Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016 (siehe S. 110).   |
| [Gut+14] | E. Gutz u. a. "High statistics study of the reaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \eta^{\prime\prime}$ .<br>In: <i>Eur. Phys. J.</i> A50 (2014), S. 74. doi: 10.1140/epja/i2014-14074-1.<br>arXiv: 1402.4125 [nucl-ex] (siehe S. 3).  |
| [Ham09]  | C. Hammann. "Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von<br>Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel Experiment an ELSA".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009 (siehe S. 18).   |
| [Ham11]  | Hamamatsu Photonics K.K. <i>Delivery Specification Sheet Proto Type: Silicon Avalanche Photodoide Type No. S11048(X3)</i> . K30-B70082. März 2011 (siehe S. 50).  |
| [Har08]  | J. Hartmann. "Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das<br>Crystal-Barrel-Experiment an ELSA".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008<br>(siehe S. 22, 26, 27, 101, 112).   |
| [Har16]  | J. Hartmann. "Tagger Tests: Comparison of old and planned / new trigger, scaler and TDC electronics for the tagger". Vortrag, Hardware-Meeting. Nov. 2016 (siehe S. 113).   |

| [Har17]  | J. 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".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017.<br>URL: http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hbz:5n-48336 (siehe S. 17, 19). |
|----------|--|
| [Har18]  | J. Hartmann. private Kommunikation. 2018 (siehe S. 165).   |
| [Har19]  | J. Hartmann. private Kommunikation. 2019 (siehe S. 75).  |
| [Hes03]  | C. H. Hesse. Angewandte Wahrscheinlichkeitstheorie: Eine fundierte Einführung mit über 500 realitätsnahen Beispielen und Aufgaben. Wiesbaden, 2003.<br>URL: https://doi.org/10.1007/978-3-663-01244-3 (siehe S. 115).  |
| [Heu17]  | N. Heurich. "Die externe Strahlführung für Detektortests X3ED an der<br>Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA".<br>Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017 (siehe S. 14).  |
| [Hil+17] | Hillert, Wolfgang u. a. "Beam and spin dynamics in the fast ramping storage ring ELSA:<br>Concepts and measures to increase beam energy, current and polarization".<br>In: <i>EPJ Web Conf.</i> 134 (2017), S. 05002. DOI: 10.1051/epjconf/201713405002<br>(siehe S. 12).  |
| [Hil00]  | <ul> <li>W. Hillert. "Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der<br/>Beschleunigeranlage ELSA".</li> <li>Habilitation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000 (siehe S. 13).</li> </ul>   |
| [Hil06]  | W. Hillert. "The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future".<br>In: <i>The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei</i> 28.1 (Mai 2006), S. 139–148.<br>ISSN: 1434-601X. DOI: 10.1140/epja/i2006-09-015-4.<br>URL: https://doi.org/10.1140/epja/i2006-09-015-4 (siehe S. 12–14).                                   |
| [HKM+22] | C. Honisch, P. Klassen, J. Müllers u. a.<br>"The new APD-Based Readout of the Crystal Barrel Calorimeter - An Overview".<br>In: (Dez. 2022). arXiv: 2212.12364 [physics.ins-det]<br>(siehe S. 68, 73, 85, 99, 105, 139).   |
| [HLH16]  | P. Hoffmeister, M. Lang und J. Hartmann. private Kommunikation. 2016 (siehe S. 108).   |
| [Hof16]  | P. Hoffmeister. private Kommunikation. 2016 (siehe S. 37, 69, 70, 125, 165).   |
| [Hof18]  | P. Hoffmeister.<br>"Das Datenerfassungssystem für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018<br>(siehe S. 9, 30–32, 36, 52, 107, 110, 136).  |
| [Hof19a] | <ul> <li>J. Hoff. "Development of a MiniTAPS Trigger Board for the Crystal Barrel/TAPS<br/>Experiment at ELSA".</li> <li>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2019<br/>(siehe S. 39, 40, 178).</li> </ul>   |
| [Hof19b] | J. Hoff. "Development of a MiniTAPS Trigger Board for the Crystal Barrel/TAPS<br>Experiment at ELSA".<br>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2019 (siehe S. 39, 41).   |
| [Hof19c] | P. Hoffmeister. private Kommunikation. 2019 (siehe S. 44, 149).  |

| [Hon09]  | <ul> <li>C. Honisch. "Untersuchungen zu einer neuen Avalanche-Photodioden-Auslese für das<br/>Crystal-Barrel-Kalorimeter".</li> <li>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009<br/>(siehe S. 47, 49, 54, 55, 68, 72, 92, 97, 99, 151, 154, 163).</li> </ul> |
|----------|---|
| [Hon15]  | C. Honisch. "Design, Aufbau und Test einer neuen Ausleseelektronik für das<br>Crystal-Barrel-Kalorimeter".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015.<br>URL: http://hss.ulb.uni-bonn.de/2015/4111/4111.htm<br>(siehe S. 9, 48–51, 68, 85, 105, 106, 140).      |
| [Hon16]  | C. Honisch. private Kommunikation. 2016 (siehe S. 79, 133).   |
| [Hon17a] | C. Honisch. Determining the Trigger Threshold of the Walk Compensation Algorithm of the CB Trigger using Pulse Shape Analysis. CB-note. Sep. 2017 (siehe S. 72, 95).  |
| [Hon17b] | C. Honisch. private Kommunikation. 2017 (siehe S. 56, 62, 69, 72, 73, 75, 155).   |
| [Hon19]  | C. Honisch. private Kommunikation. 2019 (siehe S. 82).  |
| [IDT06]  | Integrated Device Technology, Inc.<br>ICS601-01. LOW PHASE NOISE CLOCK MULTIPLIER Rev M. Part: ICS601-01. 2006<br>(siehe S. 157).   |
| [Jae+08] | I. Jaegle u. a. "Quasi-free photoproduction of eta-mesons of the neutron".<br>In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 100 (2008), S. 252002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.252002.<br>arXiv: 0804.4841 [nucl-ex] (siehe S. 8).   |
| [Jan+00] | S. Janssen u. a.<br>"The new charged-particle veto detector for the photon spectrometer TAPS".<br>In: <i>IEEE Trans. Nucl. Sci.</i> 47 (2000), S. 798–801. DOI: 10.1109/23.856519<br>(siehe S. 27).   |
| [Jer23]  | N. Jermann. "Experimental study of polarisation observables $T$ , $T$ and $H$ in $\pi^0$ and $\eta$ photoproduction off quasifree nucleons with the Crystal Barrel/TAPS setup". Diss. Universität Basel, 2023 (siehe S. 180).   |
| [Jud+20] | T. C. Jude u. a. Strangeness Photoproduction at the BGO-OD experiment. 2020. arXiv: 2007.08896 [nucl-ex] (siehe S. 11, 13, 14, 108).  |
| [Jun00]  | J. Junkersfeld.<br>"Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi_0$ ."<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000 (siehe S. 23).  |
| [Jun02]  | J. Junkersfeld. "Photoproduction of baryon resonances: First results of the Crystal Barrel experiment at ELSA". In: <i>Acta Phys. Polon.</i> B33 (2002), S. 941–947 (siehe S. 23).  |
| [Kai07]  | D. Kaiser.<br>"Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007 (siehe S. 25, 26).  |
| [Kai14]  | D. Kaiser.<br>"Steuerung und Überwachung einer Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.<br>URL: http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hbz:5n-35303 (siehe S. 26).  |

| [Kal04]  | J. Kalisz.<br>"Review of methods for time interval measurements with picosecond resolution".<br>In: <i>METROLOGIA Metrologia</i> 41 (Feb. 2004), S. 17–32.<br>DOI: 10.1088/0026-1394/41/1/004 (siehe S. 108).  |
|----------|--|
| [Kam10]  | S. Kammer. "Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010 (siehe S. 15).  |
| [KHS16]  | <ul> <li>R. Koop, W. Hillert und M. Switka.</li> <li>"Compton Polarimetry at ELSA - Beamline and Detector Optimization".</li> <li>In: Proceedings, 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2016): Busan, Korea, May 8-13, 2016. 2016, MOPMB010.</li> <li>DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2016-MOPMB010.</li> <li>URL: https://inspirehep.net/record/1469525/files/mopmb010.pdf (siehe S. 16).</li> </ul> |
| [Kil07]  | S. Kilts. Advanced FPGA Design: Architecture, Implementation, and Optimization. IEEE Press. Wiley, 2007. ISBN: 9780470127889 (siehe S. 118).   |
| [Kla+09] | F. Klarner u. a. "THE NEW SINGLE BUNCH INJECTOR FOR ELSA".<br>In: <i>Proceedings of LINAC08</i> . Victoria, BC, Canada, Apr. 2009, S. 392 (siehe S. 12).   |
| [Kla+11] | <ul> <li>F. Klarner u. a.</li> <li>"Detailed Studies Regarding the New Injection System at the LINAC I at ELSA".</li> <li>In: Proceedings, 25th International Linear Accelerator Conference, LINAC2010: Tsukuba, Japan, September 12-17, 2010. 2011, MOP112. URL:<br/>http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/LINAC2010/papers/mop112.pdf (siehe S. 12).</li> </ul>   |
| [Kuz+07] | V. Kuznetsov u. a.<br>"Eta photoproduction on the proton revisited: Evidence for a narrow N(1685) resonance?"<br>In: (März 2007). arXiv: hep-ex/0703003 (siehe S. 8).  |
| [KW16]   | <ul> <li>H. Kolanoski und N. Wermes. <i>Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen</i>.</li> <li>Berlin u.a.: Springer Spektrum, 2016.</li> <li>ISBN: 3662453495, 3662453509, 9783662453490, 9783662453506.</li> <li>URL: http://deposit.d-nb.de/cgi-bin/dokserv?id=</li> <li>Øec6fde7868f48e484d8060430eecdbe&amp;prov=M&amp;dok_var=1&amp;dok_ext=htm (siehe S. 28, 49).</li> </ul>                        |
| [LeC97]  | LeCroy. Model 1882F and 1885F Fastbus Analog-to-Digital Converters. Juni 1997 (siehe S. 52).   |
| [Leo94]  | W. Leo. <i>Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments</i> .<br>Switzerland: Springer-Verlag, 1994 (siehe S. 28, 52, 54).  |
| [LMP01]  | <ul> <li>U. Löring, B. Metsch und H. Petry. "The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces".</li> <li>In: <i>The European Physical Journal A</i> 10.4 (Juni 2001), S. 395–446.</li> <li>DOI: 10.1007/s100500170105.</li> <li>URL: https://doi.org/10.1007%2Fs100500170105 (siehe S. 4, 5).</li> </ul>  |
| [LT1715] | L. T. Corporation. <i>LT1715 Datasheet</i> . <i>4ns</i> , <i>150MHz Dual Comparator with Independent Input/Output Supplies</i> . 2001. URL: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/1715fa.pdf (siehe S. 87).  |

| [Mak11]  | K. Makonyi. "Searching for omega-mesic state in Carbon".<br>Diss. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2011 (siehe S. 22).  |
|----------|--|
| [Mar+15] | M. Martemianov u. a.<br>"A new measurement of the neutron detection efficiency for the NaI Crystal Ball detector".<br>In: <i>JINST</i> 10.04 (2015), T04001. DOI: 10.1088/1748-0221/10/04/T04001.<br>arXiv: 1502.07317 [physics.ins-det] (siehe S. 22).  |
| [McG08]  | McGehee, William R. "The Gamma Intensity Monitor at the Crystal-Barrel-Experiment".<br>Bachelorarbeit. Massachusetts Institute of Technology, 2008.<br>URL: https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/44910 (siehe S. 21).  |
| [Mey11]  | M. Meyer. <i>Signalverarbeitung: Analoge und digitale Signale, Systeme und Filter</i> .<br>6., korrigierte und verbesserte Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2011.<br>ISBN: 9783834808974, 3834808970 (siehe S. 79).   |
| [Mit20]  | <ul> <li>B. Mitlasoczki.</li> <li>"Design and Test of a New Energy Sum Trigger for the CBELSA/TAPS Experiment".</li> <li>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2020 (siehe S. 51).</li> </ul>  |
| [Miy+07] | F. Miyahara u. a.<br>"Narrow resonance at E(gamma) = 1020-MeV in the d (gamma, eta) p n reaction".<br>In: <i>Prog. Theor. Phys. Suppl.</i> 168 (2007). Hrsg. von T. Kunihiro u. a., S. 90–96.<br>DOI: 10.1143/PTPS.168.90 (siehe S. 8).  |
| [Mül19]  | J. Müllers. "An FPGA-based Sampling ADC for the Crystal Barrel Calorimeter".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2019<br>(siehe S. 9, 52, 97, 105, 136, 137, 139).  |
| [Nan+10] | M. Nanova u. a. "In-medium $\omega$ mass from the $\gamma + Nb \rightarrow \pi^0 \gamma + X$ reaction".<br>In: <i>Phys. Rev.</i> C82 (2010), S. 035209. DOI: 10.1103/PhysRevC.82.035209.<br>arXiv: 1005.5694 [nucl-ex] (siehe S. 17).  |
| [Nan+12] | M. Nanova u. a. "Transparency ratio in $\gamma A \rightarrow \eta' A'$ and the in-medium $\eta'$ width".<br>In: <i>Phys. Lett.</i> B710 (2012), S. 600–606. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.03.039.<br>arXiv: 1204.2914 [nucl-ex] (siehe S. 17).  |
| [Nei15]  | A. Neiser. "Current Status and Performance of the Crystal Ball and TAPS Calorimeter".<br>In: <i>J. Phys. Conf. Ser.</i> 587.1 (2015), S. 012041.<br>DOI: 10.1088/1742-6596/587/1/012041 (siehe S. 22).   |
| [Nov+87] | R. Novotny u. a. "Detection of hard photons with BaF2 scintillators".<br>In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,<br>Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 262.2 (1987), S. 340–346.<br>ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(87)90871-0. URL:<br>http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900287908710<br>(siehe S. 22).  |
| [Nov05]  | R. Novotny. "Inorganic scintillators—a basic material for instrumentation in physics".<br>In: <i>Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment</i> 537.1 (2005). Proceedings of the 7th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific adn<br>Industrial Applications, S. 1–5. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2004.07.221.<br>URL: |

|          | <pre>http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204017723 (siehe S. 22).</pre>  |
|----------|---|
| [Nov98]  | R. Novotny. "Performance of the BaF2-calorimeter TAPS".<br>In: <i>Nuclear Physics B - Proceedings Supplements</i> 61.3 (1998). Proceedings of the Fifth<br>International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, S. 137–142.<br>ISSN: 0920-5632. DOI: 10.1016/S0920-5632(97)00552-5. URL:<br>http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563297005525<br>(siehe S. 22). |
| [OM59]   | <ul> <li>H. Olsen und L. C. Maximon. "Photon and Electron Polarization in High-Energy<br/>Bremsstrahlung and Pair Production with Screening".</li> <li>In: <i>Phys. Rev.</i> 114 (3 Mai 1959), S. 887–904. DOI: 10.1103/PhysRev.114.887.</li> <li>URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.114.887 (siehe S. 15).</li> </ul>   |
| [Pat+16] | C. Patrignani u. a. "Review of Particle Physics". In: <i>Chin. Phys.</i> C40.10 (2016), S. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001 (siehe S. 25, 35).   |
| [Pee+07] | H. van Pee u. a. "Photoproduction of pi0-mesons off protons from the Delta(1232) region to E(gamma) = 3-GeV". In: <i>Eur. Phys. J. A</i> 31 (2007), S. 61–77. DOI: 10.1140/epja/i2006-10160-3. arXiv: 0704.1776 [nucl-ex] (siehe S. 6).   |
| [Pee09]  | H. van Pee. private Kommunikation. 2009 (siehe S. 44).  |
| [PG065]  | Xilinx Inc. LogiCORE IP Clocking Wizard 3.6 (ISE) / 4.2 (Vivado). Product Guide PG065. Juli 2012 (siehe S. 119).  |
| [Pio07]  | D. Piontek.<br>"Entwicklung eines Online-Monitors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007 (siehe S. 33, 77).  |
| [Por73]  | D. I. Porat. "Review of Sub-Nanosecond Time-Interval Measurements".<br>In: <i>IEEE Transactions on Nuclear Science</i> 20.5 (Okt. 1973), S. 36–51. ISSN: 1558-1578.<br>DOI: 10.1109/TNS.1973.4327349 (siehe S. 108).  |
| [REC20]  | Renesas Electronics Corporatoin.<br>XL Family of Low Phase Noise Quartz-based PLL Oscillators. XL Datasheet.<br>Part: FXO-HC736R-100,0. Apr. 2020 (siehe S. 120).   |
| [Ren02]  | D. Renker. "Properties of avalanche photodiodes for applications in high energy physics, astrophysics and medical imaging". In: <i>Nucl. Instrum. Meth.</i> A486 (2002), S. 164–169. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)00696-4 (siehe S. 50).  |
| [Ric21]  | L. Richter. "Implementation and test of the new MiniTAPS Trigger Board for the Crystal<br>Barrel/TAPS Experiment at ELSA".<br>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2021<br>(siehe S. 39, 41, 178).   |
| [RS20]   | Reichardt, Jürgen und Schwarz, Bernd.<br>VHDL-Simulation und -Synthese: Entwurf digitaler Schaltungen und Systeme.<br>De Gruyter Studium. München; Wien: De Gruyter Oldenbourg, 2020.<br>URL: https://www.degruyter.com/cover/covers/9783110673463.jpg<br>(siehe S. 163).   |

| [Run18]  | S. Runkel. "A new continuous $4\pi$ -Frozen-Spin-Target for the Crystal Barrel Experiment". Diss. Bonn: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.<br>URL: http://d-nb.info/1153467143/34 (siehe S. 18).  |
|----------|--|
| [Sal19]  | B. Salisbury. private Kommunikation. 2019 (siehe S. 84).   |
| [San+11] | A. M. Sandorfi u. a. "Determining pseudoscalar meson photo-production amplitudes from complete experiments". In: J. Phys. G 38 (2011), S. 053001.<br>DOI: 10.1088/0954-3899/38/5/053001. arXiv: 1010.4555 [nucl-th] (siehe S. 7).  |
| [Sch+14] | M. Schedler u. a.<br>"A NEW HIGH CURRENT AND SINGLE BUNCH INJECTOR AT ELSA".<br>In: <i>Proceedings, 27th Linear Accelerator Conference, LINAC2014</i> .<br>Hrsg. von C. Carli und V. R. W. Schaa.<br>Geneva, Switzerland. JACoW: Geneva, Switzerland, 2014, S. 2014. ISBN: 9783954501427.<br>URL: http://jacow.org/LINAC2014/ (siehe S. 12). |
| [Sch04]  | C. Schmidt.<br>"Entwicklung eines neuen Datenakquisitionssystems für das CB-ELSA-Experiment ."<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004 (siehe S. 31).  |
| [Sch15]  | M. Schedler. "Intensitäts- und Energieerhöhung an ELSA".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2015 (siehe S. 14).  |
| [Sch16]  | J. Schultes. "Test and Improvement of Feature-Extraction Methods For the new SADC-Readout of the Crystal Barrel Calorimeter".<br>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016 (siehe S. 52).   |
| [Sch19]  | J. Schultes. private Kommunikation. 2019 (siehe S. 106).   |
| [Sei09]  | T. Seifen. "Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines<br>First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter".<br>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009 (siehe S. 151).   |
| [Sta11]  | E. Stavinov. 100 Power Tips for FPGA Designers. Evgeni Stavinov, 2011.<br>ISBN: 9781450775984 (siehe S. 127).  |
| [Sta20]  | N. Stausberg. private Kommunikation. 2020 (siehe S. 142, 143).   |
| [Sta23]  | N. Stausberg.<br>"Measurement of Double Polarization Observables in the Reaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \pi^0$ with the<br>Crystal Barrel/TAPS Experiment at ELSA (Dissertation in Vorbereitung)".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2023<br>(siehe S. 73, 86, 106, 140, 142).                                  |
| [Ste13]  | M. Steinacher.<br><i>Crystal Barrel APD Preamplifier Dual Starrflex SP 917E / REV 1.0 Datasheet</i> . Feb. 2013 (siehe S. 50).   |
| [TAIT20] | Taitien. <i>TW Type High Precision Voltage Controlled Temperature Compensated Crystal Oscillator. Model Numbering Guide VCTCXO / TCXO.</i> Part: TWETMCJANF-10.000000. Feb. 2020 (siehe S. 117, 120).  |
| [Tan+18] | M. Tanabashi u. a. "Review of Particle Physics".<br>In: <i>Phys. Rev. D</i> 98 (3 Aug. 2018), S. 030001. doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001.<br>URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001<br>(siehe S. 23, 38).  |

| [Tau21]  | F. Taubert. "A fast and parallel TDC readout for the CBELSA/TAPS experiment".<br>Masterarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2021<br>(siehe S. 115, 129, 137, 144, 145).   |
|----------|--|
| [TAW22]  | A. Thiel, F. Afzal und Y. Wunderlich. "Light Baryon Spectroscopy".<br>In: <i>Prog. Part. Nucl. Phys.</i> 125 (2022), S. 103949. doi: 10.1016/j.ppnp.2022.103949.<br>arXiv: 2202.05055 [nucl-ex] (siehe S. 5, 7, 8).  |
| [Thi+12] | A. Thiel u. a.<br>,,Well-established nucleon resonances revisited by double-polarization measurements".<br>In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 109 (2012), S. 102001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.102001.<br>arXiv: 1207.2686 [nucl-ex] (siehe S. 3).   |
| [Thi12]  | A. Thiel. "Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in $\pi_0$ -Photoproduktion".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.<br>URL: http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hbz:5n-29189 (siehe S. 5, 6, 19).   |
| [Tim69]  | U. Timm. "Coherent bremsstrahlung of electrons in crystals".<br>In: <i>Fortsch. Phys.</i> 17 (1969), S. 765–808 (siehe S. 17).   |
| [Trn+05] | D. Trnka u. a. "First observation of in-medium modifications of the $\omega$ meson".<br>In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 94 (2005), S. 192303. doi: 10.1103/PhysRevLett.94.192303.<br>arXiv: nucl-ex/0504010 [nucl-ex] (siehe S. 17).   |
| [UG25]   | <ul><li>G. E. Uhlenbeck und S. Goudsmit. "Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons".</li><li>In: <i>Die Naturwissenschaften</i> (1925) (siehe S. 3).</li></ul>   |
| [UG381]  | Xilinx Inc. Spartan-6 FPGA SelectIO Resources. User Guide 381. Okt. 2015 (siehe S. 61, 115, 122, 157).   |
| [UG382]  | Xilinx Inc. Spartan-6 Clocking Resources. User Guide 382. Juni 2015 (siehe S. 59, 117, 118, 127).  |
| [UG383]  | Xilinx Inc. Spartan-6 FPGA Block RAM Resources. User Guide 383. Juli 2011 (siehe S. 60).   |
| [UG384]  | Xilinx Inc. Spartan-6 FPGA Configurable Logic Block. User Guide 384. Feb. 2010 (siehe S. 59, 121).   |
| [UG385]  | Xilinx Inc. Spartan-6 FPGA Packaging and Pinouts. Product Specification UG385 (v2.4). Nov. 2019 (siehe S. 117).  |
| [UG632]  | Xilinx Inc. PlanAhead User Guide. UG632 (v14.6). Juni 2013 (siehe S. 62).  |
| [Urb16]  | M. Urban. private Kommunikation. 2016 (siehe S. 69).   |
| [Urb18]  | M. Urban. "Design eines neuen Lichtpulsersystems sowie Aufbau und Inbetriebnahme der<br>neuen APD Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter".<br>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.<br>URL: http://hss.ulb.uni-bonn.de/2018/4998/4998.htm<br>(siehe S. 9, 24, 42, 48-50, 84, 140). |
| [Wen08]  | <ul><li>C. Wendel. "Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener<br/>Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor".</li><li>Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008 (siehe S. 27).</li></ul>  |

| [Wer+13]  | <ul> <li>D. Werthmüller u. a.</li> <li>"Narrow Structure in the Excitation Function of η Photoproduction off the Neutron".</li> <li>In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 111.23 (2013), S. 232001.</li> <li>DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.232001. arXiv: 1311.2781 [nucl-ex] (siehe S. 8).</li> </ul> |
|-----------|---|
| [Wil74]   | K. G. Wilson. "Confinement of Quarks".<br>In: <i>Phys. Rev. D</i> 10 (1974). Hrsg. von J. C. Taylor, S. 2445–2459.<br>DOI: 10.1103/PhysRevD.10.2445 (siehe S. 5).   |
| [Win06]   | <ul> <li>A. Winnebeck. "Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten<br/>Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA".</li> <li>Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006<br/>(siehe S. 36, 37, 147).</li> </ul>                 |
| [Wit+16]  | L. Witthauer u. a. "Insight into the Narrow Structure in $\eta$ Photoproduction on the Neutron from Helicity-Dependent Cross Sections". In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 117.13 (2016), S. 132502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.132502. arXiv: 1702.01408 [nucl-ex] (siehe S. 8).                |
| [Wit+17]  | L. Witthauer u. a. "Photoproduction of $\eta$ mesons from the neutron: Cross sections and double polarization observable E". In: <i>Eur. Phys. J. A</i> 53.3 (2017), S. 58.<br>DOI: 10.1140/epja/i2017-12247-0. arXiv: 1704.00634 [nucl-ex] (siehe S. 9).                                   |
| [Wit15]   | L. Witthauer. "Measurement of Cross Sections and Polarisation Observables in $\eta$<br>Photoproduction from Neutrons and Protons Bound in Light Nuclei".<br>Diss. Basel U. (main), 2015. DOI: 10.5451/unibas-006466801 (siehe S. 9).  |
| [Wor+22]  | R. L. Workman u. a. "Review of Particle Physics". In: <i>PTEP</i> 2022 (2022), S. 083C01.<br>DOI: 10.1093/ptep/ptac097 (siehe S. 3, 85).  |
| [XAPP210] | M. George und P. Alfke.<br>Linear Feedback Shift Registers in Virtex Devices. XAPP210 (v1.3). Apr. 2007<br>(siehe S. 123, 124).   |

# Anhang

## ANHANG A

## Anhang

## A.1 Im Haupttext referenzierte Abbildungen



Abbildung A.1: Die ermittelten Schwellen für den DAC-Wert 7 750 sind hier jeweils gegen die ermittelte Schrittweite aus der Kalibrierung (Gleichung 6.3) eingetragen. Im Gegensatz zu Abbildung A.2 ist eindeutig eine Korrelation erkennbar, sodass der Schwankung der Schwellen-Energien für je einen DAC-Wert darauf zurückgeführt werden können.



Abbildung A.2: Die ermittelten Schwellen für den DAC-Wert 7 750 sind hier jeweils gegen den ermittelten Offset aus der Kalibrierung (Gleichung 6.3) eingetragen.

|            | Kristall-Φ    | 60-7 | 8-15 | 16-23 | 24-31 | 32-39 | 40-47 | 48-55 | 56-59 |
|------------|---------------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Downstream | GeoID         | 0    | 1    | 2     | 3     | 4     | 5     | 6     | 7     |
|            | Adress-Offset | 0    | 2    | 6     | А     | С     | D     | 8     | 4     |
|            | VME-Slot      | 3    | 5    | 9     | 14    | 16    | 17    | 12    | 7     |
| Upstream   | GeoID         | 8    | 9    | А     | В     | С     | D     | Е     | F     |
|            | Adress-Offset | 3    | 1    | 7     | В     | F     | Е     | 9     | 5     |
|            | VME-Slot      | 6    | 4    | 10    | 15    | 19    | 18    | 13    | 8     |

Tabelle A.1: Die GeoID, der Adress-Offset und die Position der einzelnen Diskriminatoren im VME-Crate. Das Kristall-Φ bezeichnet den Kristall-Index innerhalb eines Detektorrings der Kristalle, welche an das Modul angeschlossen sind. Die GeoID wird durch die Backplane vorgegeben. Die VME-Adressen wurden nach der Position (VME-Slot) im VME-Crate vergeben.



Abbildung A.3: Erwartungswert und Standardabweichung der Schwellen-Verteilung pro Detektorring. Eingestellt wurde der DAC-Wert 7750.



Abbildung A.4: Zählratenspektrum des gesamten Detektors als Resultat einer Schwellen-Scans. Kleinere DAC-Werte entsprechen höheren Energien. Der DAC-Wert 8192 entspricht einer Schwelle von 0 V.



Abbildung A.5: Aus der Simulation ermittelten Schwerpunkte der Nullinien-Verteilung als Funktion der simulierten Komparator-Hysterese.



Abbildung A.6: Aus der Simulation ermittelten Schwerpunkte der Nullinien-Verteilung als Funktion des simulierten Komparator-Offsets.



Abbildung A.7: Der aus der Cluster-Finder-Matrix rekonstruierte Index<sub>CF</sub> ist aufgetragen gegen den Index<sub>QDC</sub> des Energiezweiges. Zur besseren Übersicht sind nur Bins mit mehr als 200 Einträgen dargestellt.



Abbildung A.8: In Abbildung A.7 wird für jeden  $Index_{QDC}$  des Energiezweiges der  $Index_{CF}$  mit maximaler Korrelation bestimmt. Sind beide Indizes (un)gleich, wird ein Eintrag im vorliegenden Histogramm an entsprechender Position gegen  $Index_{QDC}$  eingetragen.



Abbildung A.9: Maximale Zahl der Cluster in einem Frame aufgetragen gegen die Anzahl der Cluster im Prompt-Peak (Cluster<sub>PP</sub>). Messung bei einem Strahlstrom von 0,25 nA, einer Energie von 2,3 GeV und Polyethylen-Target; Run-Nummer: 201367, getriggert auf den Innendetektor.



Abbildung A.10: Verteilung der relativen Anteile koinzidenter Energieeinträge bei einem Fenster von 60 ns nach 260 Iterationen. Der Erwartungswert der angepassten Verteilung liegt bei 98,821 % mit einer Standardabweichung von  $1 \cdot 10^{-3}$  %.



Abbildung A.11: Verteilung der relativen Anteile koinzidenter Energieeinträge bei einem Fenster von 6 120 ns nach 260 Iterationen. Der Erwartungswert der angepassten Verteilung liegt bei 99,9968 % mit einer Standardabweichung von  $6 \cdot 10^{-5}$  %.



Abbildung A.12: Anzahl der Kristalle in der Detektormatrix, also mit einer Energie über der Trigger-Schwelle, wenn ein Cluster registriert wurde. Messung bei einem Strahlstrom von 0,25 nA, einer Energie von 2,3 GeV und Polyethylen-Target; Run-Nummer: 201367



Abbildung A.13: Detektormatrix in relativen Koordinaten, wenn zwei Cluster und zwei Treffer registriert werden. Der aktuell betrachtete, getroffene Kristall wird jeweils in den Ursprung des Koordinatensystems gelegt und die Position des zweiten, getroffenen Kristalls relativ dazu eingetragen. Daten aus einer Strahlzeit im Mai 2018 (Run-Nr: 202017).



Abbildung A.14: Eigenschaften eines Komparators. Die Schaltung ist links dargestellt. Das rechte Diagramm visualisiert den Umschaltvorgang: Beim Erreichen der  $V_{trip+}$ -Spannung schaltet der Komparator die Ausgangsspannung ( $V_{out}$ ) vom *LOW*- auf den *HIGH*-Pegel. Erst beim Erreichen der  $V_{trip-}$ -Spannung wird der Ausgang zurück auf den *LOW*-Pegel gesetzt. Mit der Hysterese  $V_{hyst}$  wird der Spannungshub zwischen den Umschaltpunkten des Komparators beschrieben. Der Komparator-Offset  $V_{os}$  charakterisiert die Asymmetrie um  $\Delta V = 0$  V.

## A.2 Der Einfluss der Hysterese- und Offsetspannung auf das Zählratenspektrum

Hysterese und die Offsetspannung sind Eigenschaften von Komparatoren, welche das Umschalten des Ausgangs charakterisieren. Die Hysterese  $V_{hyst}$  beschreibt den notwendigen Spannungshub  $\Delta V$ zwischen den beiden Komparator-Eingängen  $V_+$  und  $V_-$ . Die Asymmetrie der beiden Umschaltpunkte wird Offsetspannung  $V_{os}$  genannt. In Abbildung A.14 sind beide Größen in einem Diagramm dargestellt. Weitere Details können zum Beispiel dem Datenblatt des genutzten Komparators [LT1715] entnommen werden. Nicht zu verwechseln ist der Komparator-Offset mit dem DAC-Offset, welcher der 0 MeV Schwelle entspricht. Aus einer eingestellten DAC-Spannung  $V_{th}$  können mit bekannter Hysterese und Offset die Umschaltpunkte  $V_{trip(+,-)}$  wie folgt berechnet werden:

$$V_{\text{trip+}} = V_{\text{th}} + V_{\text{os}} + \frac{V_{\text{hyst}}}{2}$$
(A.1)

$$V_{\text{trip-}} = V_{\text{th}} + V_{\text{os}} - \frac{V_{\text{hyst}}}{2}$$
(A.2)

Beim Diskriminator wird also der Komparatorausgang aktiviert, wenn das Eingangssignal den Umschaltpunkt  $V_{\text{trip+}}$  überschreitet (Abbildung A.14). Nach dem unterschreiten von  $V_{\text{trip-}}$  wird der Ausgang wieder deaktiviert.

Um den Einfluss des Komparators zu veranschaulichen, wurde dessen Verhalten nachfolgend simuliert. Dazu wurde zunächst eine Folge mit  $1 \cdot 10^6$  normalverteilten Zufallszahlen generiert. Aufeinanderfolgende Zahlen sollen hierbei den zeitlichen Verlauf der Signalamplitude repräsentieren. Abbildung A.15(a) zeigt beispielhaft die ersten 30 Glieder. Die absolute Häufigkeit der generierten Amplituden ist in Abbildung A.15(b) dargestellt. Weil nachfolgend nur der qualitative Einfluss untersucht wird, ist es ausreichend eine Verteilung in willkürlichen Einheiten mit  $\mu = 0$  und  $\sigma = 1$  zu betrachten. Die generierte Folge wird anschließend genutzt und für eine gegebene Schwelle, einen Komparator-Offset sowie Hysterese die Anzahl der Umschaltvorgänge gezählt. Nach mehreren Durchgängen mit verschiedenen Schwellen entsteht also eine zum Zählratenspektrum analoge Verteilung. Damit kann der Einfluss des Offsets und



Abbildung A.15: Simuliertes Signal (a) und dessen Amplitudenverteilung (b), die zur Untersuchung des Einflusses der Komparator-Hysterese und -Offsets auf das Zählratenspektrum genutzt wurden. Die Breite der Verteilung bleibt bei der Variation des Offsets (c) konstant, der Schwerpunkt der Verteilung hängt jedoch linear vom Offset ab (e). Das entgegengesetzte Verhalten ist bei der Variation der Hysterese (d) beobachtbar. Hier sinkt die Breite der Verteilung mit steigender Hysterese (f).

der Hysterese auf den Schwerpunkt und auf die Breite der resultierenden Zählratenverteilung untersucht werden. Hierbei wird pro Wertepaar aus  $V_{hyst}$  und  $V_{os}$  jeweils ein Schwellen-Scan simuliert.

Abbildung A.15 zeigt die resultierenden Verteilungen als Funktion des Offsets und der Hysterese. In A.15(d) ist zunächst die Verteilung als Funktion der Hysterese dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Breite der Verteilung bei steigender Hysterese sinkt. Dies ist einleuchtend, weil ein steigender Spannungshub die Anzahl der Umschaltvorgänge reduziert und damit die Zählrate reduziert. Mit diesem Effekt und dem bereits erwähnten leicht größeren Jitter des QDC-Gates während der Kalibrierung können die kleineren Effektivwerte der Rauschamplitude aus dem Schwellen-Scan in Abbildung 6.15(a) erklärt werden.

Im Gegensatz dazu kann der Unterschied zwischen den erhaltenen DAC-Offsets in Abschnitt 6.5 mit dem Einfluss des Komparators nicht erklärt werden. Abbildung A.15(c) zeigt zunächst die erhaltenen Verteilungen in Abhängigkeit vom Offset  $V_{os}$ . Dort wurde eine konstante Hysterese ( $V_{hyst} = 0$ ) genutzt. Entsprechend bleibt die Breite der Verteilungen konstant. Der ermittelte Schwerpunkt ist in Abbildung A.15(e) als Funktion des Offsets dargestellt und zeigt, dass der Erwartungswert  $\mu$  linear vom Offset abhängt. Die Position des Erwartungswertes verändert sich also beim Schwellen-Scan mit dem Komparator-Offset (Abbildung A.15(e)).  $V_{os}$  modifiziert jedoch auch die Schwelle bei der Kalibrierung und kann daher den Unterschied zwischen den erhaltenen DAC-Offsets nicht erklären. Auch die Komparator-Hysterese kann den Unterschied nicht erklären, wie nachfolgend dargestellt wird.

Die Kalibrierung liefert für den jeweils eingestellten DAC-Wert eine Energie, bei welcher das Signal mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % die Schwelle überschritten hat. Die Signalamplitude entspricht für diesen DAC-Wert dem Umschaltpunkt  $V_{trip+} = V_{th} + V_{os} + \frac{V_{hyst}}{2}$ . Die Kalibrierung ermittelt also einen effektiven DAC-Offset, welcher um den Komparator-Offset korrigiert ist. Bei Betrachtung von Abbildung A.14 folgt jedoch, dass eine kleinere und nicht wie gemessen eine größere Amplitude zu erwarten sind. Eine erwartete kleinere Amplitude würde einem größeren DAC-Wert und somit eine negative Differenz  $O_{scan} - O_{Kalibrierung}$  in Abbildung 6.15(b) ergeben.

Das Finden der Ursache für eine positive Differenz wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt. Eine mögliche Erklärung ist ein Drift einer Spannung zwischen den beiden Messungen. Weil für die Kalibrierung die QDC-Elektronik genutzt wurde, kann auch ein leichter Drift der Nulllinie im Energiezweig für die Abweichung sorgen.

## **Referenzen im Anhang**

[LT1715] L. T. Corporation. LT1715 Datasheet. 4ns, 150MHz Dual Comparator with Independent Input/Output Supplies. 2001. URL: https://www.analog.com/media/en/technicaldocumentation/data-sheets/1715fa.pdf (siehe S. 203).
## Abbildungsverzeichnis

| 1.5  | totaler Wirkungsquerschnitt und einzelne Beiträge   | 6  |
|------|---|----|
| 1.6  | Messung und Vorhersagen von $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$   | 8  |
| 2.1  | Experimentierbereich des CBELSA/TAPS-Experiments  | 12 |
| 2.2  | Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)  | 13 |
| 2.3  | Das Goniometer  | 15 |
| 2.4  | Wahrscheinlichkeit für den Helizitätsübertrag bei der Erzeugung zirkular polarisierter                                      |    |
|      | Photonen  | 16 |
| 2.5  | Lineare Polarisation: Intensität und maximaler Polarisationsgrad als Funktion der Energie                                   | 17 |
| 2.6  | Das Frozen-Spin-Target  | 18 |
| 2.7  | Die Photonenmarkierungsanlage (Tagger)  | 20 |
| 2.8  | CAD-Zeichnung FluMo und GIM   | 21 |
| 2.9  | Der MiniTAPS-Detektor   | 22 |
| 2.10 | Pulsformanalyse bei $BaF_2$   | 23 |
| 2.11 | CAD Zeichnung des Crystal-Barrel-Detektors  | 24 |
| 2.12 | Wirkungsquerschnitte hadronisch und elektromagnetisch   | 25 |
| 2.13 | Der Čerenkov-Detektor   | 26 |
| 2.14 | Der Innendetektor   | 26 |
| 2.15 | Bild des ForwardPlug-Vetodetektors  | 27 |
| 2.16 | Kenngrößen eines ADCs   | 28 |
| 2.17 | Verhalten eines Komparators   | 29 |
| 2.18 | Datenfluss des DAQ-Systems  | 31 |
| 2.19 | Zustandsautomat des DAQ Prozesses   | 33 |
| 2.20 | Wichtige Signale des Synchronisationssystems  | 34 |
| 3.1  | hadronische und elektromagnetische Wirkungsquerschnitte   | 35 |
| 3.2  | schematischer Aufbau des zweistufigen Triggers  | 36 |
| 3.3  | Flussdiagramm des zweistufigen Triggers   | 38 |
| 3.4  | Skizze eines Ereignisses mit mehreren Clustern im Crystal-Barrel-Detektor Quelle: [Fle01]                                   | •  |
|      |   | 38 |
| 3.5  | alter und neu vorgeschlagener Algorithmus für die MiniTAPS-Trigger-Elektronik   | 39 |
| 3.7  | Aufteilung des Vorwärtskonus auf Trigger-Ebene  | 41 |
| 3.8  | FACE Algorithmus zum Zählen der Cluster   | 43 |
| 3.9  | Simulierte Akzeptanz für die Reaktion $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$ mit vorherigem Trigger-Aufbau |    |
| -    | und Frozen-Spin-Target  | 45 |
| 3.10 | Trigger-Effizienz   | 46 |
| 3.11 | Simulierte Trigger-Akzeptanz für $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$ nach dem Umbau                     | 47 |
| 3.12 | Simulierte Trigger-Akzeptanz für $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$ vor und nach dem Umbau             | 48 |

| 4.1<br>4.2 | Skizze einer Avalanche-Photodiode     5       Vereinfachtes Schaltbild der neuen APD-basierten Ausleseelektronik     5   | 50<br>51 |
|------------|--|----------|
| 4.3        | Pulsform der Signale des Vorverstärkers und der pulsformenden Verstärker im Energie-   | 51       |
| 4.4        | Zeitzweig     Since Sinc | 53       |
| 4.6        | Reduzierter Time Walk mittel Zwei-Schwellen-Diskriminator  | ,5<br>56 |
| 4.7        | Diskriminator  | 57       |
| 4.8        | Blockdiagramm des CB-Diskriminators  | 58       |
| 4.9        | Blockdiagramm des Taktmanagers   | 58       |
| 4.10       | Blockdiagramm einer FPGA-Logikzelle  | 59       |
| 4.11       | Blockdiagramm einer Phasenregelschleife  | 50       |
| 4.12       |  | )]       |
| 5.1        | Latenz der Komponenten im Trigger-Zweig im Januar 2016   | 56       |
| 5.2        | Zeitspektrum zur Bestimmung der maximal möglichen Verzögerung 6  | 57       |
| 5.3        | Latenz eines Crystal-Barrel-Signals im Vergleich zu MiniTAPS 6   | 58       |
| 5.4        | Latenz der kritischen Komponenten im Trigger-Zweig im Juni 2019  | 70       |
| 5.5        | Notwendige Komponenten der Cluster-Finder-Firmware   | 71       |
| 6.1        | Zustandsautomat zur Schwellenkalibrierung im LEVB  | 76       |
| 6.2        | Anzahl aller Ereignisse (grau, H <sub>All</sub> ) und die Anzahl der Ereignisse mit vorhandener  |          |
|            | Zeitinformation (gelb, $H_T$ ) die in einem Diskriminatorkanal registriert wurden  | 78       |
| 6.3        | Effizienz-Histogramm eines Diskriminatorkanals   | 78       |
| 6.4<br>6.5 | Eingestellter DAC-Wert, aufgetragen gegen die ermittelte Schwelle  | 30       |
| 6.6        | Abschluss der Kalibrierung   | 31       |
| 6.7        | Funktion des Kristall-Indexes (a).     8       Standardabweichung der Schrittweite- ((a)) und der Offset-Verteilungen ((b)) aufgetragen     8  | 31       |
| 6.0        | gegen die Anzahl aufgezeichneter Ereignisse  | 32       |
| 6.8<br>6.9 | Schwellen für einen DAC-Wert aufgetragen gegen den Kristall-Index 8<br>Schwellen für einen DAC-Wert aufgetragen gegen die Position im Detektor. Genau wie  | \$3      |
|            | in Abbildung 6.8 ist jeder DAC hier auf den Wert 7750 eingestellt  | 33       |
| 6.10       | Ermittelte Auflösung der Diskriminator-DACs, aufgetragen gegen den Kristall-Index.   | 34       |
| 6.11       | Aus Kalibrierung ermitteltes Signalrauschen im Zeitzweig   | 35       |
| 6.12       | verteilung der ermittelten Rauschamplitude-Effektivwerte im Zeitzweig, aufgetragen gegen den eingestellten DAC-Wert. Die Einstellung 8000 entspricht etwa einer Energie von 6 MeV. Der Wert 7600 entspricht etwa 20.5 MeV.   | 36       |
| 6.13       | Zählratenspektrum am Beispiel des Kristalls mit dem Index 750. Kleinere DAC-Werte<br>entsprechen höheren Energien. Der Erwartungswert der angepassten Normalverteilung<br>(gelb) liefert den DAC-Offset und die Standardabweichung den Effektivwert des Rau-   |          |
| 6.14       | schens   | 37       |
|            | und Effektivwerte (d) dargestellt.   | 38       |

| 6.15 | Differenz aus Schwellen-Scan und der Kalibrierung für die Effektiv- (a) und Offset-Werte  |     |
|------|---|-----|
| (1)  | (b). $(1 - 1)$  | 88  |
| 6.16 | Verteilung der Trigger-Schwellen vor (gelb, Run: 206165) und nach (blau, Run: 206166)   |     |
|      | einer automatisierten Kalibrierung. Die Diskriminatorschweilen wurden jeweils auf die<br>Sell Werte $E_{i} = 2$ , $E_{i} = 6$ MeV (vergleiche Kenitel 7) eingestellt. | 00  |
|      | Soli-werte $E_b = 2 \cdot E_a = 0$ MeV (Vergieiche Kapiter /) eingesteht.   | 90  |
| 7.1  | Kompensation der Anstiegszeit durch Ausfiltern von Signalen mit niedriger Amplitude   |     |
|      | und damit einer hohen Anstiegszeit. Grün eingefärbte Signale benötigen weniger als die  |     |
|      | vorgegebenen 50 ns um nach der A-Schwelle auch die Schwelle B zu übersteigen. Rote  |     |
|      | Signale haben dafür eine zu geringe Anstiegsrate, sodass der Rise Time Filter (RTF) für   |     |
|      | diese Eingangssignale kein Ausgangssignal generiert.  | 92  |
| 7.2  | Zustandsautomat RTC   | 94  |
| 7.3  | Verteilungen der Diskriminator- und Trigger-Schwellen   | 96  |
| 7.4  | Relation zwischen $E_{\text{RTC}}$ und $E_{\text{B}}$   | 96  |
| 7.5  | Aufbau zur Messung des Time Walks und Jitters vom RTC   | 97  |
| 7.6  | Time Walk Kompensation mit dem Filter (RTF) und dem RTC   | 98  |
| 7.7  | Ursprung des Ausgang-Jitters.   | 99  |
| 7.8  | Zeitauflösung des RTC   | 100 |
| 7.9  | Veranschaulichung des Schwelleneffektes   | 101 |
| 7.10 | Ereignisrate pro Kristall   | 102 |
| 81   | Funktionsweise eines Tapped Delay Line TDCs   | 109 |
| 8.2  | Histogramm zur Kalibrierung des iTDC  | 111 |
| 8.3  | Histogramm zur Erstellung einer Nachschlagetabelle zwischen der Position <i>i</i> der Si-   |     |
| 0.0  | gnalflanke und der verstrichenen Zeit $t_{\rm f}$ nach der letzten Taktflanke (rechte v-Achse).   |     |
|      | Ermittelt wird die Zeit mithilfe der Summe aus Gleichung 8.3, welche auf der linken   |     |
|      | y-Achse dargestellt ist.  | 111 |
| 8.4  | Verteilung der Verzögerungen einzelner jTDC-Kettenglieder für 32 Kanäle. Die Mittel-  |     |
|      | wert der Verteilung und somit die mittlere Verzögerung liegt bei $\bar{t} = (39.9 \pm 0.4)$ ps. Das   |     |
|      | RMS beträgt 17,7 ps   | 112 |
| 8.5  | Ereignisgröße des Tagger-Kanals mit der höchsten Ereignisrate   | 112 |
| 8.6  | Vereinfachter, schematischer Aufbau des entwickelten TDC, beispielhaft für einen Kanal  | 114 |
| 8.7  | Deserialisierer   | 116 |
| 8.8  | Verhalten des Deserialisierers  | 116 |
| 8.9  | LX150 Pinbelegung und IO-Bänke  | 117 |
| 8.10 | Takt-Domänen und ihre Konfiguration im Diskriminator FPGA   | 118 |
| 8.11 | Einfluss des Taktes auf die TDC-Auflösung   | 119 |
| 8.12 | Funktionsweise Ringspeicher   | 121 |
| 8.13 | Zustandsautomaten des Ringspeichers.  | 123 |
| 8.14 | Beispielhafter Aufbau eines Rückgekoppelten Schieberegisters (LFSR)   | 124 |
| 8.15 | Vereinfachter Zustandsautomat der Trigger-Logik   | 126 |
| 8.16 | Vereinfachtes Pulsdiagramm der Trigger-Logik  | 126 |
| 8.17 | Trigger-Verteilung mit einem globalen Taktpuffer.   | 127 |
| 8.18 | Ersatzschaltung der Erkennung einer steigenden Flanke im Datenwort  | 128 |
| 8.19 | Verhalten des Nullunterdrückers   | 129 |
| 8.20 | Interner Aufbau des Switch-Baumes   | 130 |
| 8.21 | I/O-Ports einer Switch-Instanz  | 130 |

| 8.22 | Kommunikationsprotokoll einer einzelnen Switch-Instanz. Valide Daten werden dem Empfänger mit einem <i>LE</i> -Signal mitgeteilt. Dieser bestätigt den Empfang durch das      |       |
|------|---|-------|
|      | Deaktivieren des <i>pause</i> -Signals. Das <i>busy</i> -Signal propagiert ( <i>ODER</i> -Verknüpfung) durch  |       |
|      | den Switch-Baum und zeigt der DAQ, ob der TDC noch beschäftigt ist.   | 131   |
| 8.23 | Struktur der gesendeten Daten   | 133   |
| 8.24 | Anzahl ausgelesener Kanäle und Einträge pro Ereignis  | 135   |
| 8.25 | Auslesezeiten des Crystal-Barrel-Detektors  | 136   |
| 8.26 | Datenmenge aufgetragen gegen die Auslesezeit mit und ohne Blocktransfer   | 138   |
| 8.27 | Vergleich der Zeitauflösung (Standardabweichung) des Crystal-Barrel-Detektors im Zeitzweig mit den entwickelten TDC-Modulen (blau) und im SADC-Energiezweig (rot).            |       |
|      | dargestellt. Das Energie-Binning beträgt 0,5 MeV Quelle: [Mül19]  | 139   |
| 8.28 | Zeitauflösung im TDC-Zweig mit zwei Prototypen und dem finalen Aufbau. In allen   |       |
|      | Messungen ist eine Schwelle von $\approx 4$ MeV eingestellt; in den Kalorimeter-Daten sind die äußeren Ringe nicht enthalten, weil dort während Strahlzeiten höhere Schwellen |       |
|      | eingestellt werden. QUELLE: [HKM+22].   | 139   |
| 8.29 | Zusammenhang zwischen Zeitdifferenz und deponierter Energie. Die Breite der Energie-  |       |
|      | Bins beträgt 1 MeV; der Zeit-Bins 1,25 ns. Ereignisse bei einer Schwelle von $E_{\text{th},A}$ =  |       |
|      | 5 MeV und $E_{\text{th},\text{B}} = 10$ MeV.  | 141   |
| 8.30 | Schwerpunkte der angepassten Normalverteilungen an die Projektionen (vergleiche   |       |
|      | Abbildung 8.29). Die Schwerpunkte sind aufgetragen gegen die gemessene Zeitdifferenz.   | 1 4 0 |
| 0.21 | Das Band visualisiert die $1\sigma$ -Umgebung der Verteilung.   | 142   |
| 8.31 | Differenz zwischen geschatzter und gemessener Energie. Die Methode nutzt für die Schat-   |       |
|      | zung lediglich die A-B-Zehdniefenz, sodass Ehergie-Lucken entstehen, zum Beispier<br>zwischen 118 MeV (12.75 ne) und dem nächsthäheren Schötzwert 145 MeV (12.5 ne)           | 142   |
| 8 37 | Das ausgelesene Freignis enthält Zeitstempel steigender und fallender Signalflanken   | 143   |
| 0.52 | Letztgenannte werden durch Signalrauschen verursacht und stellen somit nicht valide   |       |
|      | (Geister-)Treffer dar Das ExPlORA-Plugin passt hypothetische Pulse an die Daten des   |       |
|      | Ereignisses an. Als Resultat kann einerseits die Energie der Einträge geschätzt werden.   |       |
|      | Andererseits können damit Geistertreffer erkannt werden. OUELLE: [Sta20].   | 143   |
| 8.33 | Die Zeitdifferenz von zwei Zeitstempeln einer Schwelle ist gegen die Energiedeposition  | -     |
|      | im zugehörigen Kristall aufgetragen. Gezeigt sind nur Ereignisse, in denen genau zwei   |       |
|      | Zeitstempel registriert wurden. Bei der betrachteten Messung (Daten-Run 206042) war   |       |
|      | dies in etwa 13 % der Ereignisse der Fall.  | 144   |
| 9.1  | Cluster-Finder-Muster   | 152   |
| 9.2  | Anzahl gefundener Cluster mit dem Cluster-Finder-Algorithmus und FACE   | 153   |
| 9.3  | Relative Anzahl gefundener FACE-Cluster (a) und Clusterecken ((b)) im Vergleich zu  |       |
|      | den rekonstruierten PEDs  | 153   |
| 9.4  | Cluster-Finder-Matrix eines Moduls mit Grenzregion  | 155   |
| 9.5  | Aufbau der Cluster-Finder-Matrix aus der Detektormatrix   | 159   |
| 9.6  | Aufbauen eines CLusters über die Zeit   | 160   |
| 9.7  | Zustandsautomat der Mustererkennung   | 161   |
| 9.9  | Erkannte Clusterecken   | 162   |
| 9.10 | balancierter Addierer-Baum  | 163   |
| 9.14 | Anzahl der gefundenen Cluster mit dem emulierten Cluster-Finder aufgetragen gegen   |       |
|      | die ermittelte Summe in der Firmware  | 169   |

| 9.15<br>9.16<br>9.17 | Anzahl der Cluster in aufgezeichneten Frames, aufgetragen gegen die Zeit Gradient der Clusterzahl in den aufgezeichneten Frames, aufgetragen gegen die Zeit Maximale Zahl der Cluster in einem Frame aufgetragen gegen die Anzahl der Cluster im                | 171<br>172        |
|----------------------|---|-------------------|
| 9.21<br>9.22         | Prompt-Peak   | 173<br>176<br>177 |
| A.1                  | Die ermittelten Schwellen für den DAC-Wert 7750 sind hier jeweils gegen die ermit-<br>telte Schrittweite aus der Kalibrierung (Gleichung 6.3) eingetragen. Im Gegensatz zu<br>Abbildung A.2 ist eindeutig eine Korrelation erkennbar, sodass der Schwankung der |                   |
| A.2                  | Schwellen-Energien für je einen DAC-Wert darauf zurückgeführt werden können<br>Die ermittelten Schwellen für den DAC-Wert 7 750 sind hier jeweils gegen den ermittelten   | 195               |
| A.3                  | Offset aus der Kalibrierung (Gleichung 6.3) eingetragen   | 196               |
| A.4                  | Zählratenspektrum des gesamten Detektors als Resultat einer Schwellen-Scans. Klei-<br>nere DAC-Werte entsprechen höheren Energien. Der DAC-Wert 8192 entspricht einer   | 197               |
| . 5                  | Schwelle von 0 V.   | 197               |
| A.3                  | simulierten Komparator-Hysterese.   | 198               |
| A.6                  | Aus der Simulation ermittelten Schwerpunkte der Nullinien-Verteilung als Funktion des simulierten Komparator-Offsets.   | 198               |
| A.9                  | Maximale Zahl der Cluster in einem Frame aufgetragen gegen die Anzahl der Cluster im Prompt-Peak  | 200               |
| A.10                 | Verteilung der relativen Anteile koinzidenter Energieeinträge bei einem Fenster von 60 ng   | s 200             |
| A.11                 | Verteilung der relativen Anteile koinzidenter Energieeinträge bei einem Fenster von 120 n   | s201              |
| A.12                 | Anzahl der Kristalle (relative Koordinaten), wenn zwei Treffer und zwei Cluster regis   | 201               |
| 11.15                | triert wurden   | 202               |
| A.14                 | Eigenschaften eines Komparators. Die Schaltung ist links dargestellt. Das rechte Dia-   | 202               |
|                      | gramm visualisiert den Umschaltvorgang: Beim Erreichen der V <sub>trip+</sub> -Spannung schaltet  |                   |
|                      | der Komparator die Ausgangsspannung $(V_{out})$ vom LOW- auf den HIGH-Pegel. Erst beim  |                   |
|                      | Erreichen der $V_{\text{trip}-}$ -Spannung wird der Ausgang zurück auf den <i>LOW</i> -Pegel gesetzt.   |                   |
|                      | Mit der Hysterese V <sub>hyst</sub> wird der Spannungshub zwischen den Umschaltpunkten des  |                   |
|                      | Komparators beschrieben. Der Komparator-Offset $V_{os}$ charakterisiert die Asymmetrie  | • • •             |
| A 17                 | $\operatorname{um} \Delta V = 0  \mathbb{V}  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  $   | 203               |
| A.15                 | EINTUSS der Komparator-Hysterese und des Offsets auf das gemessene Zahlratenspektrun  | 1204              |

## Tabellenverzeichnis

| 1.1        | Doppelpolarisationsobservablen  | 7   |
|------------|---|-----|
| 6.1        | Vergleich der Offset- und Effektivwerte aus der Kalibrierung und dem Schwellen-<br>Scan. Der gezeigte Effektivwert aus der Kalibrierung wurde bei einer DAC-Einstellung<br>von 7900 (etwa 9,4 MeV) ermittelt.   | 87  |
| 7.1        | Schwerpunkte $\mu$ und Standardabweichungen $\sigma$ der angepassten Normalverteilungen an die Daten aus Abbildung 7.3. Die rechte Spalte zeigt den Quotienten aus $\mu_{\text{RTC}}$ und $\mu$ .   | 96  |
| 7.2        | Die notwendige Breite des Fensters, wenn zur Koinzidenz-Bildung die gelisteten Aus-<br>gangssignale: B-Schwelle, Anstiegszeitfilter (RTF) aus [Hon09] oder der neu entwickelte<br>Anstiegszeitkompensator (RTC) genutzt werden. Die notwendige Breite wird durch den<br>Time Walk und den Litter der Signale bestimmt | 99  |
|            |   | "   |
| 8.1        | Vergleich zwischen einem kommerziell verfügbaren TDC mit ausreichend breitem TDC-<br>Fenster [CAE], dem in die FPGA integrierbaren jTDC [Bie] und einer Eigenentwicklung,   | 100 |
| 8.2        | Auswirkung des angenommen Jitters einer externen Taktquelle auf den Jitter der gene-  | 108 |
|            | rierten Frequenzen  | 120 |
| 8.3<br>8.4 | Notwendige Speichertiefe pro Zeitfenster und Anzahl der Kanäle  | 121 |
| 85         | pro Kanal (hypothetisch) nutzbare Speichertiefe sowie die erzielbare Fensterbreite<br>Freignisrate und Lifetime (Mittelwert über den gesamten Run) in Abhängigkeit der  | 122 |
| 0.5        | ausgelesenen Komponenten. Messung unter Produktionsbedingungen (Energie: 3,2 GeV,   |     |
|            | Strahlstrom: 0,47 nA, Kohlenstoff-Target)   | 136 |
| A.1        | Die GeoID, der Adress-Offset und die Position der einzelnen Diskriminatoren im VME-   |     |
|            | Crate   | 196 |

## Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei Allen bedanken, die mich auf dem langen Weg der Promotion begleitet und unterstützt haben. An erster Stelle danke ich Prof. Reinhard Beck und Junprof. Dr. Annika Thiel. Ich hatte das Privileg gleich zwei Betreuer zu haben, die mich beide jederzeit und in jeder Situation unterstützt haben. Ich bin für das Vertrauen und für das sehr interessante Thema der Arbeit dankbar. Vielen Dank auch für die Zeit, die ich in Euren Gruppen verbringen durfte! Auch den Gruppen Thoma und Ketzer danke ich für die Unterstützung.

Für die Teilnahme an der Prüfungskommission möchte ich PD Dr. B. Kubis und Prof. Dr. B. Krüger danken.

Mein Dank gilt auch den Gruppen Beck/Thiel/Thoma für ein motivierendes und freundschaftliches Arbeitsklima. Christian Honisch hat zum Erfolg der Arbeit wesentlich beigetragen mit unzähligen Gesprächen, Ideen, dem Korrekturlesen und Unterstützung, selbst nach seinem Abschied aus der Gruppe. Philipp Hoffmeister und Jan Hartmann haben durch ihre Expertise in der DAQ und Analyse mit Hinweisen und oft mit eigenem Einsatz Arbeiten von Tagen auf wenige Stunden, einen Nachmittag oder gar wenige Minuten verkürzt. Michael Lang stand mir immer hilfsbereit mit einem offenem Ohr, Rat und Tat koordinierend zur Seite. John Bieling hat in seiner kurzen Zeit in der Arbeitsgruppe immenses geleistet. Martin Urban, Johannes Müllers, Marcus Grüner und viele andere haben beim Aufbau des Zeitzweiges geholfen. Der Umbau und die vielen Messungen wären ohne den Beitrag der gesamten CBELSA/TAPS-Kollaboration nicht möglich gewesen. Auf der Analyse-Seite gilt mein Dank insbesondere Farah Afzal, die Analysen und Simulationen zur beigetragen und bei der Interpretation unterstützt hat. Farah und Yannick Wunderlich haben außerdem mit Korrekturen zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Last but not least möchte ich mich bei meiner Familie und meinem langjährigen und besten Freund Stephan bedanken. Ab dem ersten Semester hat Stephan mit mir die Übungszettel gelöst, alle Praktika durchlebt und immer zugehört und nachgefragt. Meiner Frau Annika und meiner Familie danke ich für die Geduld und die Unterstützung während der gesamten Zeit. Danke Euch und Ihnen allen, die hier genannt und nicht genannt sind dafür, dass Ihr mich und meinen Dickkopf in der gesamten Zeit mit Geduld ertragen habt!