

# Design, Aufbau und Test einer neuen Ausleseelektronik für das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

vorgelegt von

Christian Honisch

aus

Siegburg

Bonn, November 2014



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

1. Referent: Prof. Dr. R. Beck  
2. Referent: Prof. Dr. K. Desch  
Tag der Promotion: 16. Juni 2015  
Erscheinungsjahr: 2015



## Zusammenfassung

Die Baryonspektroskopie stellt eine gute Möglichkeit dar, Vorhersagen von Quarkmodellen und modernen Gitter-QCD-Rechnungen zu prüfen und so die Quantenchromodynamik (QCD) im nicht perturbativ löslichen Energiebereich zu testen. Die Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen bietet gegenüber der Streuung von Pionen am Nukleon den Vorteil, dass beide Teilchen im Eingangszustand polarisiert werden können. So ergibt sich eine größere Anzahl von Polarisationsobservablen, in denen die einzelnen Anregungszustände des Nukleons unterschiedlich interferieren, sodass es besser möglich ist, die energetisch überlappenden Anregungszustände zu trennen. Weiterhin könnten durch den Prozess der Photoproduktion auch Resonanzen erzeugt werden, die in der Pionstreuung nicht angeregt oder gefunden wurden. Dies ist relevant, da es zu einigen in Quarkmodellen und auch in Gitter-QCD-Rechnungen vorhergesagten Zuständen bisher keinen experimentellen Nachweis gibt.

In dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der Photoproduktion von Mesonen am Nukleon beschrieben und gezeigt, warum existierende Messdaten der Photoproduktion am Proton durch Messdaten am Neutron ergänzt werden müssen, um ein vollständiges Bild des Nukleonspektrums erhalten zu können. Anschließend wird das CBELSA/TAPS-Experiment im Detail vorgestellt, an welchem bereits viele Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion von Mesonen am Proton gemessen wurden. Für das Experiment sind verschiedene Erweiterungen geplant, die kurz vorgestellt werden. Der in dieser Arbeit vorbereitete Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters wird eingeführt, und die Randbedingungen, die sich aus den anderen Erweiterungen des Experiments ergeben werden diskutiert. Aktuell ist das Hauptkalorimeter, das Crystal-Barrel-Kalorimeter, in der zweiten Triggerstufe eingebunden, was eine schlechte Detektionseffizienz von vollständig neutralen Endzuständen verursacht, wie sie bei Messungen am Neutron auftreten (z. B.  $\gamma n \rightarrow n\pi^0 \rightarrow n\gamma\gamma$ ). Um Messungen am Neutron durchführen zu können, muss die Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters erneuert werden. Diese muss ein schnelles Triggersignal zur Verfügung stellen können, damit das Crystal-Barrel-Kalorimeter in die erste Triggerstufe des Experiments eingebunden werden kann.

Zunächst werden die Anforderungen aufgelistet, die für die neue Elektronik gelten, um das Kalorimeter in die erste Triggerstufe einbinden zu können und gleichzeitig dabei gegenüber der aktuellen Elektronik keine Einschränkung in der guten Energieauflösung zu bringen.

Dann wird die neue Ausleseelektronik ausführlich beschrieben, deren Frontend Avalanche Photodioden (APDs) enthält. Die APDs erfordern neben neuen Vorverstärkern auch eine Hochspannungsversorgung. Die verwendete Version enthält dabei zusätzlich eine Schaltung zur Kompensation des Temperaturkoeffizienten der APDs, um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten.

Zur Einbindung in die erste Triggerstufe ist eine Erweiterung der Signalverarbeitung nötig. Diese ist insbesondere ein optimierter Signalfilter zur Erzeugung schneller Zeitsignale, ein Diskriminator und ein neuer Clusterfinder, der schnell genug arbeitet, um in die erste Triggerstufe eingebunden werden zu können. Für diesen wird ein Konzept vorgeschlagen und zugehörige Simulationsergebnisse werden vorgestellt.

Um die Elektronik für den Umbau des Kalorimeters zu qualifizieren, wurden eine  $3 \times 3$ -Matrix aus Testdetektoren aufgebaut und verschiedene Messungen am energiemarkierten Photonenstrahl durchgeführt. Die Ergebnisse aus diesen Testmessungen für Energie- und Zeitauflösung im Energiebereich von 10 MeV bis 3 GeV werden vorgestellt. In Simulationen wurden verschiedene Einflüsse auf die Energieauflösung untersucht. Die Simulationsergebnisse werden mit den gemessenen Daten verglichen. In Zukunft wird der Elektronenbeschleuniger ELSA höhere Strahlströme für das CBELSA/TAPS-Experiment liefern können, daher wurde auch die Ratenabhängigkeit der neuen Ausleseelektronik getestet.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung - Hadronenphysik</b>	<b>1</b>
1.1. Bewegung von Planeten im Gravitationsfeld der Sonne . . . . .	1
1.2. Spektroskopie . . . . .	2
1.3. QCD im Energiebereich von Hadronen . . . . .	3
1.3.1. Nukleonmodelle . . . . .	6
1.3.2. Gittereichtheorie . . . . .	8
1.4. Hadronenspektroskopie . . . . .	10
1.5. Doppelpolarisationsmessungen . . . . .	12
1.6. Theoretische Beschreibung der Streuung . . . . .	18
1.7. Bestimmung der Resonanzen . . . . .	22
1.8. Vollständigkeit der Experimente . . . . .	26
1.9. Isospinamplituden . . . . .	29
1.10. Stand der Forschung . . . . .	33
1.10.1. Messung der Observablen $G$ im Energiebereich etablierter Nuklonresonanzen . . . . .	34
1.10.2. Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen am Neutron . . . . .	35
1.10.3. Photoproduktion von $\eta$ - und $\eta'$ -Mesonen am Nukleon . . . . .	38
1.11. Abschließende Bemerkung . . . . .	39
<b>2. Das CBELSA/TAPS-Experiment</b>	<b>41</b>
2.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA . . . . .	41
2.1.1. Singlebunch-Betriebsmodus . . . . .	43
2.2. Bremsstrahlradiator . . . . .	43
2.3. Photonenmarkierungsanlage . . . . .	46
2.4. Target . . . . .	48
2.5. Innendetektor . . . . .	50
2.6. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	51
2.7. Der Vorwärtskonus . . . . .	51
2.8. $\text{CO}_2$ -Čerenkov-Vetodetektor . . . . .	52
2.9. MiniTAPS-Kalorimeter . . . . .	54
2.10. Flussmonitore FluMo und GIM . . . . .	55
2.11. Triggerkonzept des CBELSA/TAPS-Experiments . . . . .	55
2.11.1. Fast Cluster Encoder . . . . .	57
<b>3. Geplante Erweiterungen</b>	<b>59</b>
3.1. Einbindung des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe . . . . .	59
3.2. Spurdetektor - Zeitprojektionskammer . . . . .	60
3.2.1. Magnet . . . . .	62
3.3. Rückstoßpolarimeter . . . . .	62

3.4. Erhöhung des Strahlstroms . . . . .	63
<b>4. Definition der Anforderungen an die neue Ausleseelektronik</b>	<b>65</b>
4.1. Einbindung des Crystal-Barrel in die erste Triggerstufe . . . . .	65
4.1.1. Erhaltung der Energieauflösung . . . . .	65
4.1.2. Ratenfestigkeit . . . . .	68
4.2. Zusammenfassung . . . . .	68
<b>5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik</b>	<b>69</b>
5.1. Beschreibung der aktuellen Elektronik . . . . .	69
5.1.1. Das Szintillatormaterial CsI(Tl) . . . . .	69
5.1.2. Das vorhandene Frontend . . . . .	70
5.1.3. Das vorhandene Backend . . . . .	71
5.2. Konzept der dualen Backendelektronik . . . . .	73
5.3. Avalanche Photodioden . . . . .	75
5.4. Die neue Frontend-Elektronik . . . . .	76
5.4.1. APD S11048(X3) . . . . .	76
5.4.2. Vorverstärker . . . . .	84
5.4.3. Analyse des elektronischen Rauschens . . . . .	92
5.4.4. Hochspannungsversorgung . . . . .	104
5.4.5. Hauptplatine und Leitungstreiber . . . . .	110
5.5. Messung und Übertragung der Betriebsparameter . . . . .	118
5.6. Charakterisierung der APDs . . . . .	118
5.7. Einfluss einer zweiten APD . . . . .	119
5.8. Optimierung des Verstärkungsfaktors . . . . .	120
5.8.1. Energieauflösung im MeV-Bereich . . . . .	121
5.8.2. Zeitauflösung in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors . . . . .	123
5.8.3. Zeit- und Energieauflösung bei konstantem dynamischen Bereich . . . . .	124
5.8.4. Zusammenfassung - Optimierung des Verstärkungsfaktors . . . . .	127
5.9. Timingfilter . . . . .	127
5.10. Diskriminator . . . . .	130
5.10.1. Korrektur des Walks . . . . .	132
5.11. Verstärkungsüberwachung der APDs . . . . .	133
5.11.1. Messung des Verstärkungsfaktors von APDs mit einem Lichtpulser . . . . .	133
5.12. Erzeugung des Triggersignals . . . . .	135
5.12.1. Cluster Erkennung . . . . .	135
5.12.2. Schnelle Energiesumme als Antiveto . . . . .	140
5.13. Zusammenfassung - Entwicklung der neuen Ausleseelektronik . . . . .	141
<b>6. Testmessung mit dem Prototypen</b>	<b>145</b>
6.1. Der Teststand . . . . .	145
6.1.1. Detektorkristalle und Frontendelektronik . . . . .	145
6.1.2. Digitalisierung, Trigger und DAQ . . . . .	147
6.2. Energiekalibrierung mit radioaktiven Quellen . . . . .	148
6.2.1. Kalibrierung des Teststandes . . . . .	149
6.3. Testmessungen an energiemarkierten Photonenstrahlen . . . . .	150
6.3.1. Das Mainzer Mikrotron MAMI . . . . .	151



6.4.	Messungen zum Zeitsignal . . . . .	151
6.4.1.	Definitionen zur Zeitauflösung . . . . .	152
6.4.2.	Messdaten zur Zeitinformation . . . . .	154
6.4.3.	Analysemethode . . . . .	154
6.4.4.	Latenz des Zeitsignals . . . . .	157
6.4.5.	Zeitauflösung bei fester Energie . . . . .	160
6.4.6.	Erreichbare Performance . . . . .	169
6.4.7.	Constant-Fraction-Diskriminaor . . . . .	170
6.4.8.	Energiemessung mit dem Zeitsignal . . . . .	170
6.4.9.	Zusammenfassung - Messungen zum Zeitsignal . . . . .	173
6.5.	Messungen zum Energiesignal . . . . .	174
6.5.1.	Energieauflösung . . . . .	174
6.5.2.	Diskussion der Messgenauigkeit . . . . .	181
6.5.3.	Gemessene Auflösung . . . . .	199
6.5.4.	Linearität . . . . .	201
6.5.5.	Zeitmessung mit dem Energiesignal . . . . .	203
6.5.6.	Zusammenfassung - Messungen zum Energiesignal . . . . .	205
6.6.	Charakterisierung der Ratenabhängigkeit . . . . .	206
6.6.1.	Messaufbau . . . . .	206
6.6.2.	Pulsanalyse . . . . .	208
6.6.3.	Kalibrierung . . . . .	213
6.6.4.	Pulsanalyse der Messdaten . . . . .	215
6.6.5.	Bestimmung der Detektorrate bei Normalbedingungen . . . . .	217
6.6.6.	Auswertung der Messdaten . . . . .	218
6.6.7.	Zusammenfassung - Charakterisierung der Ratenabhängigkeit . . . . .	226
6.7.	Zusammenfassung - Testmessung mit dem Prototypen . . . . .	227
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>229</b>
<b>A.</b>	<b>Schaltpläne</b>	<b>231</b>
A.1.	APD Hochspannungsversorgung rev. D . . . . .	231
A.2.	APD Hochspannungsversorgung rev. F . . . . .	233
A.3.	Mainboard 1. Version . . . . .	235
A.4.	Mainboard finale Version (Massenproduktion) . . . . .	237
A.5.	Diskriminator . . . . .	240
<b>B.</b>	<b>Tabellen</b>	<b>245</b>
B.1.	Überblick über Elektronik Revisionen . . . . .	245
<b>C.</b>	<b>Glossar</b>	<b>251</b>



# Kapitel 1.

## Einleitung - Hadronenphysik

In fast allen Bereichen der Physik ergänzen sich zwei Disziplinen. Auf der einen Seite die theoretische Physik, in der versucht wird, Beobachtungen und gemessene Größen durch allgemeine Theorien oder Modelle zu erklären. Wenn möglich werden daraus überprüfbare Vorhersagen abgeleitet. So wurde beispielsweise das  $\Omega^-$ -Baryon zunächst im Rahmen des Quark-Modells unabhängig von Gell-Mann und Yuval Ne'eman als gebundener Zustand aus drei Strange-Quarks vorhergesagt und später experimentell bestätigt.

Auf der anderen Seite die experimentelle Physik, in welcher versucht wird, die Vorhersagen zu überprüfen. Dabei können die Theorien bestätigt werden oder Abweichungen von den Vorhersagen gefunden werden, wodurch aufgezeigt wird, an welchen Stellen Änderungen der Theorie notwendig sind.

Auch gemessene, nicht vorhergesagte Phänomene können wertvolle Informationen für die theoretische Physik liefern. Beispielsweise wurde 1974 das  $J/\psi$ -Meson unabhängig von zwei Gruppen entdeckt [ABB<sup>+</sup>74a, ABB<sup>+</sup>74b]. Es zeichnete sich durch eine Energieunschärfe aus, die Größenordnungen geringer war, als die von anderen Mesonen. Es konnte einem Zustand aus Charm- und Anticharmquark zugeordnet werden und hat entscheidend zum Durchbruch des Quarkmodells für Hadronen beigetragen.

In diesem Kapitel soll skizziert werden, wie aus der Quantenchromodynamik (QCD), der Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, Vorhersagen für das gebundene System Nukleon extrahiert werden können. Die Vorhersagen können verwendet werden, um die QCD und die darauf aufbauenden Theorien und Modelle im Energiebereich der Bindungsenergie der Nukleonen zu testen.

### 1.1. Bewegung von Planeten im Gravitationsfeld der Sonne

Als anschauliches Beispiel für die Untersuchung einer Wechselwirkung, soll zunächst die Bewegung der Planeten im Gravitationsfeld der Sonne angeführt werden. Tycho Brahe vermaß in bis dahin unerreichter Genauigkeit die Bahnen der Planeten unseres Sonnensystems. Mithilfe dieser Datenbasis erkannte Johannes Kepler Abweichungen von den in jener Zeit angenommenen Kreisbahnen der Planeten um die Sonne. Aus Brahes Messdaten konnte Kepler die drei nach ihm benannten Gesetze ableiten [GBS75, Dem04]. Aus diesen wiederum brachte Isaac Newton das Newtonsche Gravitationsgesetz hervor.

Insgesamt wurde aus der Beobachtung von Objekten, die untereinander wechselwirken, auf die Natur der Wechselwirkung geschlossen.

Neben der Gravitation kann man noch drei weitere fundamentale Wechselwirkungen benennen: die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Auch bei diesen bietet es sich an, ein System von Objekten zu untersuchen, die einer dieser Wechselwirkungen unterliegen.

## 1.2. Spektroskopie

Das Wasserstoffatom ist eines der einfachsten Systeme, bestehend aus zwei Objekten, in denen die elektromagnetische Wechselwirkung die wesentliche Wechselwirkung darstellt. Im Vergleich zum Planetensystem ergibt sich jedoch ein fundamentaler Unterschied. Die Ausdehnung des Wasserstoffatoms ist um viele Größenordnungen kleiner, als ein Planetensystem. Daher ist beim Wasserstoffatom die klassische Physik nicht mehr anwendbar. Man kann nicht wie bei Planeten von Bahnen um das Zentrum sprechen oder von Positionen der Objekte in Abhängigkeit der Zeit. Stattdessen spricht man beim Atom von einer Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen. Die Position ist nur für den Zeitpunkt der Messung definiert. Um ein Verständnis des Systems von Proton und Elektron zu gewinnen, ist ein anderer Ansatz nötig. Aus der Quantenmechanik ergibt sich, dass das Elektron nur in bestimmten diskreten Zuständen an das Proton gebunden sein kann. Die verschiedenen Zustände weisen charakteristische Energien auf. Fällt das Elektron von einem Zustand in einen anderen, energetisch niedrigeren Zustand, so kann die Energiedifferenz in Form eines Photons abgegeben werden. Aus der Energie des Photons kann man also die Energiedifferenz der Anregungszustände bestimmen. Beim Wasserstoffatom gibt es eine Vielzahl von möglichen Zuständen und Übergängen. Die Gesamtheit aller möglichen Photonenenergien wird als Spektrum bezeichnet. Im Laufe der Zeit wurden immer präzisere Experimente und genauere Rechnungen durchgeführt. Experimentell wurde im Spektrum eine sogenannte Feinstruktur gefunden, die auf eine Wechselwirkung zwischen Bahndrehimpuls und Eigendrehimpuls (Spin) des Elektrons zurückgeführt werden konnte. Später wurde die sogenannte Hyperfeinstruktur gefunden, welche erklärt werden kann, wenn die Wechselwirkung von Elektron- und Kernspin in die Rechnungen einbezogen wird, sowie die Mitbewegung des Atomkerns und dessen isoto- penabhängiges Volumen. [HW03]

Die Quantenelektrodynamik ist die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung. Da die Kopplungskonstante der Wechselwirkung  $\alpha_{EM} \ll 1$  ist, kann Störungsrechnung angewendet werden, um die Feldgleichungen näherungsweise zu lösen. Um die Quantenelektrodynamik zu testen, können berechnete und gemessene Emissionsspektren von Atomen verglichen werden. Eine andere Möglichkeit ist der Vergleich von Ergebnissen verschiedener Experimente, deren Ergebnisse über die QED verknüpft werden können. Als Beispiel sollen die Bestimmung des anomalen magnetischen Moments  $g$  des Elektrons und die Bestimmung der Rydberg-Konstanten angeführt werden.

Das anomale magnetische Moment wurde mit einem Ein-Elektron-Quantenzyklotron gemessen mit dem Ergebnis

$$g/2 = 1,001\,159\,652\,180\,85(76) \quad (1.1)$$

[OHDG06]. Die QED sagt einen Zusammenhang zwischen  $g$  und  $\alpha_{EM}$  vorher. Mit dem oben angegebenen Wert und einer QED-Rechnung, welche Feynmangraphen bis zur achten Ordnung berücksichtigt, ergibt sich ein Wert von

$$\alpha_{EM}^{-1} = 137,035\,999\,070(98) \quad (1.2)$$

[GHK<sup>+</sup>06, GHK<sup>+</sup>07]. In einer anderen indirekten Methode wurde  $\alpha_{EM}$  über die Messung des Verhältnisses  $\frac{h}{m_{Rb}}$  vom Planckschen Wirkungsquantum zur Masse des Rubidiumatoms bestimmt. Es gilt

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{A_r(X)}{A_r(e)} \frac{h}{m_X} \quad (1.3)$$

[CMC<sup>+</sup>06], wobei viele Terme mit hoher Genauigkeit bekannt sind. Die Rydberg-Konstante  $R_\infty$  ist mit einer relativen Genauigkeit von  $8 \cdot 10^{-12}$  bekannt [SJB<sup>+</sup>99, UHG<sup>+</sup>97].  $A_r(X)$  bezeichnet die relative atomare Masse, also die Masse in atomaren Masseneinheiten. Für das Rubidiumisotop  $^{87}\text{Rb}$  ist  $A_r(^{87}\text{Rb})$  mit einer Genauigkeit von  $2,0 \cdot 10^{-10}$  [BPR<sup>+</sup>99] bekannt, für das Elektron ist  $A_r(e^-)$  mit einer Genauigkeit von  $4,4 \cdot 10^{-10}$  [MT05]. Durch die Messung des Verhältnisses  $\frac{h}{m_{\text{Rb}}}$  konnte  $\alpha_{\text{EM}}$  bestimmt werden zu

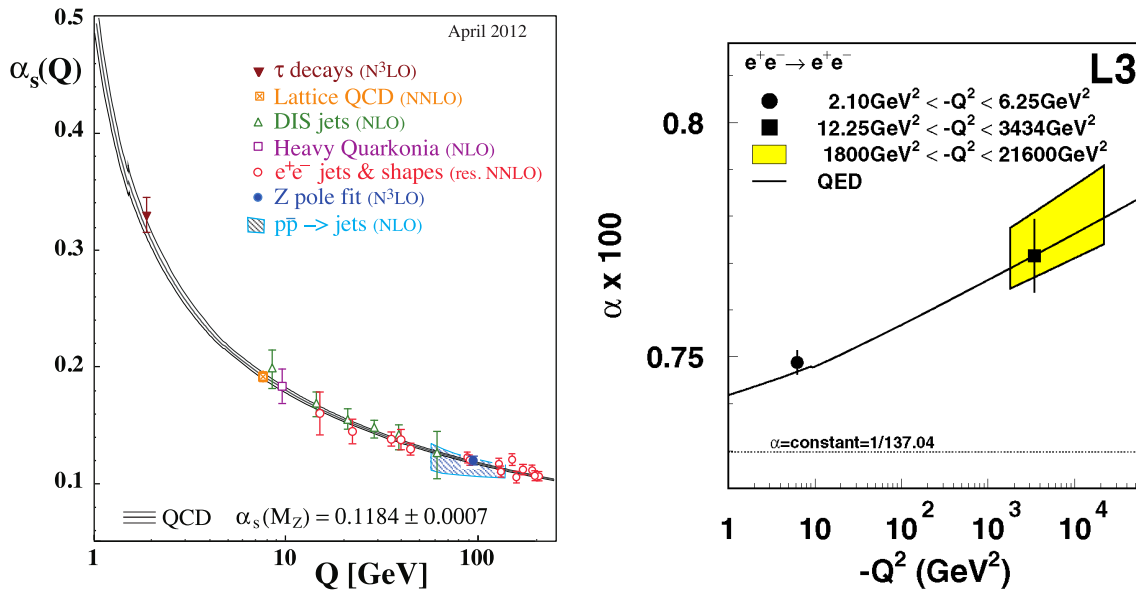
$$\alpha_{\text{EM}}^{-1} = 137,035\,998\,78(91) \quad (1.4)$$

[CMC<sup>+</sup>06].

Die Genauigkeit der QED wird also dadurch gezeigt, dass die Ergebnisse zweier verschiedener Experimente mittels einer QED-Rechnung verglichen werden können. Dabei wurde innerhalb einer Genauigkeit von  $10^{-8}$  keine Abweichung festgestellt.

### 1.3. QCD im Energiebereich von Hadronen

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_S$  ist im Gegensatz zur Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung sehr stark von Impulsübertrag  $Q^2$  abhängig. Die Abhängigkeiten  $\alpha_S(Q)$  und  $\alpha_{\text{EM}}(Q)$  sind in Abbildungen 1.1(a) und 1.1(b) darge-



(a) Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten  $\alpha_S$ . [B<sup>+</sup>12]

(b) Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten  $\alpha_{\text{EM}}$ . Die durchgezogene Linie ist eine Vorhersage der Theorie. [AAAB<sup>+</sup>05]

**Abbildung 1.1.:** Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Impulsübertrag  $Q$ .

stellt. Die elektromagnetische Kopplungskonstante beträgt etwa  $\alpha_{\text{EM}} \approx (137)^{-1} \approx 0,0073$  für  $Q \rightarrow 0$ . Zu größeren Impulsüberträgen vergrößert sich der Wert. Im dargestellten Bereich jedoch nur um rund 10%. Die Kopplungskonstante  $\alpha_S$  hingegen zeigt eine starke Abhängigkeit. Bei großen Impulsüberträgen ist  $\alpha_S \ll 1$ . Damit ist es möglich, klassische Störungstheorie anzuwenden. In diesem Bereich spricht man von asymptotischer Freiheit.

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

Als Beispiel wird im Folgenden ein Ergebnis der tiefinelastischen Streuung gezeigt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme in der tiefinelastischen Streuung ist mit den Strukturfunctionen  $F_2$ ,  $F_L$  und  $xF_3$  gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma(e^+p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[ Y_+ F_2^{ep}(x, Q^2) - y^2 F_L^{ep}(x, Q^2) - Y_- x F_3^{ep}(x, Q^2) \right]. \quad (1.5)$$

Für die Definition der Variablen sei auf [CKM<sup>+</sup>03] verwiesen. Hier soll lediglich betont werden, dass die Strukturfunctionen  $F_2$  im Wirkungsquerschnitt auftaucht und dass diese vom Impulsübertrag  $Q^2$  abhängt, sowie von der Bjorkenschen Skalenvariablen  $x$ , welche als Maß für die Inelastizität der Streuung verstanden werden kann. Die DGLAP-Gleichungen [GL72, Lip75, AP77, Dok77] ergeben sich aus Next-to-leading-order (NLO) Störungsrechnung der QCD. Mithilfe dieser Gleichungen können aus dem Formfaktor  $F_2$  Parton-Verteilungsfunktionen (PDF) und die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_S(M_Z)$  bestimmt werden.

Die Strukturfunction  $F_2$  [C<sup>+</sup>01] enthält Beiträge von virtuellem Photon und  $Z^0$ -Austausch sowie einen Term für die Interferenz beider Austauscharten.  $F_2^{em}$  bezeichnet den Beitrag, der durch Austausch eines virtuellen Photons entsteht. Abbildung 1.2 [CKM<sup>+</sup>03] zeigt Messergebnisse der Strukturfunction  $F_2^{em}$  verschiedener Experimente. Ebenfalls eingezeichnet ist ein Fit an die Daten. Bei diesem Fit wird eine Parametrisierung der Parton-Verteilungsfunktionen angenommen, die über die DGLAP-Gleichungen mit der Strukturfunction  $F_2$  verknüpft sind. Im gezeigten Fit wird die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S(M_Z)$  vorgegeben. In diesem Fit werden 11 freie Parameter an 1263 Datenpunkte angepasst. Dabei ergibt sich ein  $\chi^2/\text{NDF} = 0,95$ , sodass man von einer guten Beschreibung der Daten sprechen kann. In einem weiteren Fit wurde zusätzlich die Kopplungskonstante  $\alpha_S(M_Z)$  angepasst. Dabei ergibt sich ein Wert von

$$\alpha_s(M_Z) = 0,1166 \pm 0,0008(\text{uncorr.}) \pm 0,0032(\text{corr.}) \pm 0,0036(\text{norm.}) \pm 0,0018(\text{model}), \quad (1.6)$$

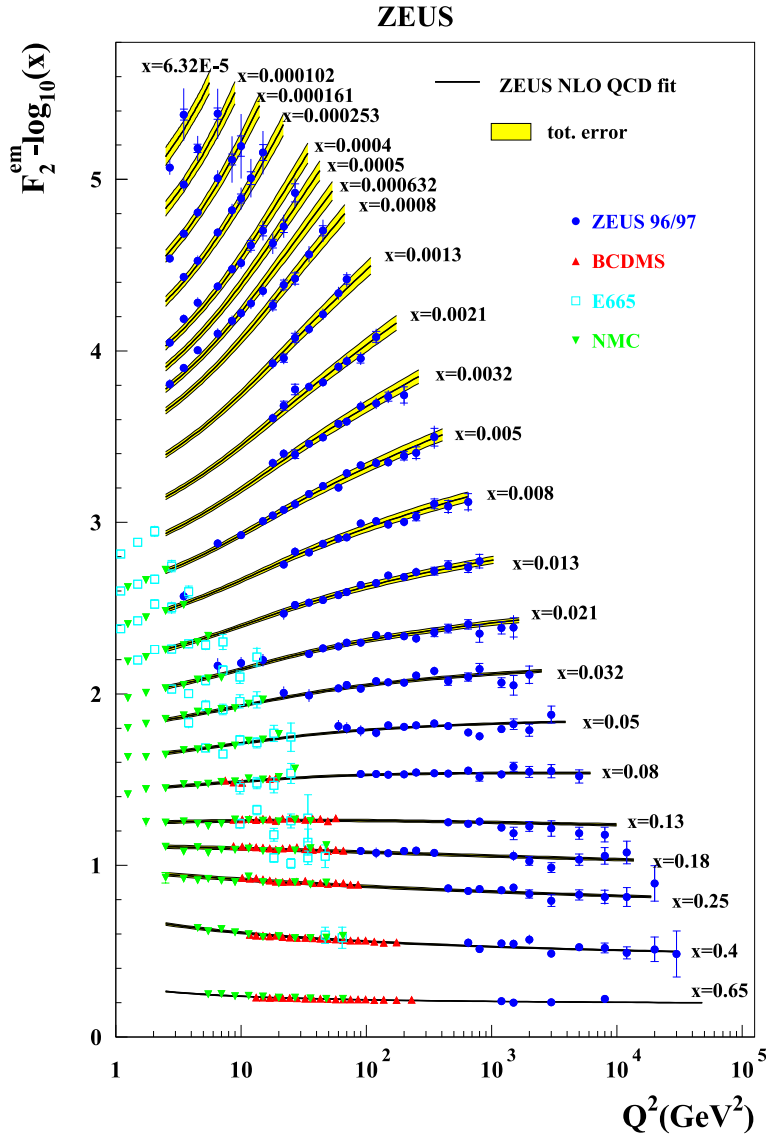
[CKM<sup>+</sup>03] was mit dem aktuellen, mittleren Wert verschiedener Experimente von  $\alpha_S(M_Z) = 0,1185(6)$  [B<sup>+</sup>12] übereinstimmt.

Die Abhängigkeit der Strukturfunction  $F_2$  vom Impulsübertrag  $Q^2$  wird als Skalenbrechung bezeichnet. Zwar sollte für punktförmige Konstituenten keine  $Q^2$ -Abhängigkeit vorhanden sein, jedoch ist dies kein Hinweis auf eine Ausdehnung der Quarks. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit kann im Rahmen der QCD auf fundamentale Prozesse zurückgeführt werden. Beispielsweise kann sich ein Gluon in ein  $q\bar{q}$ -Paar aufspalten, Quarks und Gluonen können Gluonen abstrahlen oder absorbieren. So findet permanent eine Umverteilung des Impulses innerhalb des Nukleons statt. Anschaulich gesprochen werden desto mehr dieser Subprozesse aufgelöst, je größer der Impulsübertrag  $Q^2$  ist. Die gemessenen Abhängigkeiten passen zu Überlegungen, die sich aus der QCD ergeben. [PRSZ95]

Im Bereich von hohen Impulsüberträgen passen also Theorie und Experiment zueinander. Bei kleineren Impulsüberträgen der Größenordnung 1 GeV ergibt sich jedoch eine Schwierigkeit, wenn überprüfbare Vorhersagen aus der QCD abgeleitet werden sollen. Die Kopplungskonstante  $\alpha_S$  ist in der Größenordnung von 1. In diesem Energiebereich spricht man vom Confinement<sup>1</sup> der Quarks. Entwickelt man die Wechselwirkung in Ordnungen der Kopplungskonstante tragen auch noch höhere Ordnungen signifikant bei. Die Entwicklung konvergiert

---

<sup>1</sup>confinement: engl. Einsperrung



**Abbildung 1.2.:** Messdaten verschiedener Experimente zu der Strukturfunktion  $F_2^{em}$ , sowie Fit an die Daten. [CKM<sup>+</sup>03].

nur sehr langsam oder gar nicht. Daher ist Störungstheorie mit Quarks und Gluonen als Freiheitsgrade bei diesem Energiebereich nicht anwendbar.

Um die Eigenschaften von Hadronen wie die Masse, den Radius oder das Anregungsspektrum zu berechnen, sind also andere Methoden notwendig. Als Beispiele können Quarkmodelle, Gittereichtheorie und chirale Störungstheorie genannt werden. In Abschnitt 1.3.1 werden die Grundlagen von Quarkmodellen und in Abschnitt 1.3.2 die von Gittereichtheorie kurz vorgestellt.

Die chirale Störungstheorie ist eine effektive Theorie, die so konstruiert ist, dass die gleichen Symmetrien wie in der QCD erfüllt sind. Es werden Mesonen und Hadronen als Freiheitsgrade betrachtet statt Quarks und Gluonen, wie es in der QCD der Fall ist. Es kann die Wechselwirkung von Mesonen und Baryonen bei kleinen Impulsen vorausgesagt werden, wie

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

zum Beispiel bei der  $\pi^0$ -Schwellenproduktion [BKGM91, BKM96]. Mithilfe der unitarisierten chiralen Störungstheorie können angeregte Zustände beschrieben werden [BMM11], jedoch ist die Vorhersage des gesamten Spektrums noch nicht möglich.

### 1.3.1. Nukleonmodelle

Ein Ansatz, um Berechnungen in einer komplexen Theorie durchführen zu können, ist das Aufstellen von Modellen. Dabei werden die Modelle so konstruiert, dass sie einzelne Aspekte der zu Grunde liegenden Theorie widerspiegeln. Zwar kann das Modell Aufgrund der Vereinfachung die Theorie nicht ersetzen, dafür sind aber Berechnungen einfacher möglich.

Beispiele für einfache Nukleonmodelle sind nichtrelativistische Quark-Modelle, Bag-Modelle und Soliton-Modelle [TW01].

Bei nichtrelativistischen Quarkmodellen werden Konstituentenquarks als Bausteine der Nukleonen angenommen, welche durch ein Potential gebunden sind. Anschaulich können die Konstituentenquarks verstanden werden als Stromquarks zusammen mit einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen.

Ein Erfolg von Quarkmodellen ist die Beschreibung des anomalen magnetischen Moments von Proton, Neutron und Hyperonen [TW01]. Das Potential, über welches die Konstituentenquarks gebunden sind, geht in den Hamilton-Operator ein, zusammen mit einer Wechselwirkung zwischen den Quarks. Mit dem Hamilton-Operator kann die Schrödinger-Gleichung aufgestellt und gelöst werden. Die Energie-Eigenzustände entsprechen den verschiedenen angeregten Zuständen.

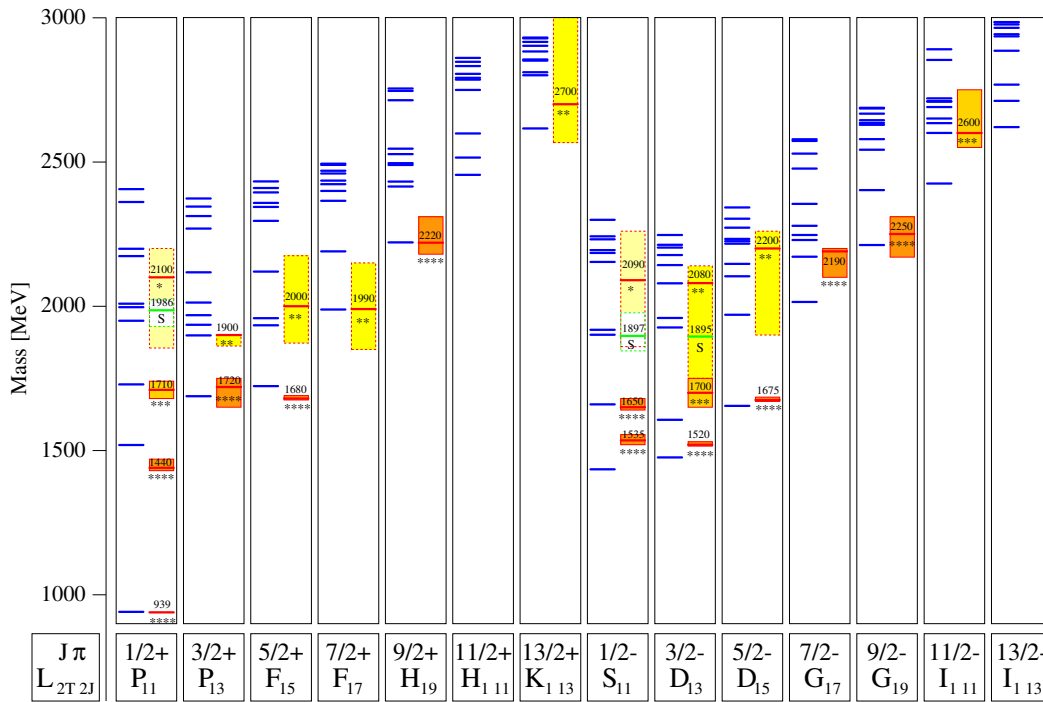
Es existieren verschiedene Modelle, in denen unterschiedliche Annahmen für Potential und Wechselwirkung verwendet wurden. Ein Beispiel ist das Modell von Isgur und Karl [IK78]. Es verwendet einen harmonischen Oszillator zusammen mit einer unharmonischen Störung und einer Hyperfeinwechselwirkung. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung wurde vernachlässigt. Mit diesem Modell war es möglich detaillierte Vorhersagen über das Baryon-Spektrum zu erhalten.

Ein aktuelleres Beispiel ist das relativistische Quarkmodell von Löring, Metsch und Petry, welches die drei-Fermion Bethe-Salpeter Gleichung mit instantoninduzierten zwei- und drei-Körper-Kräften verwendet [LKMP01]. Es werden detaillierte Vorhersagen über Anregungszustände des Nukleons für verschiedene Bahndrehimpulse und Paritäten gemacht. Abbildung 1.3 stellt gemessene Resonanz-Massen und Vorhersagen aus diesem Modell gegenüber. Die blauen Linien repräsentieren die vorhergesagten Resonanzmassen, die roten Linien die gemessenen Werte. Die Messunsicherheit ist durch farbige Balken dargestellt.

In der Abbildung werden die Resonanzen nach Gesamtdrehimpuls  $J$ , Isospin  $I$  (in der Abbildung  $T$ ) und Drehimpuls des Pion-Nukleon-Systems  $L$  kategorisiert, entsprechend der Notation für Resonanzen  $L_{2I,2J}(W)$ . Dabei bezeichnet  $W$  die Masse der Resonanz. Diese Notation stammt aus der Zeit, als in der Nukleonspektroskopie hauptsächlich Daten aus Pion-Nukleon-Streuung vorhanden waren. Im Folgenden wird die neuere Notation für Resonanzen  $N(W)J^P$ ,  $\Delta(W)J^P$  verwendet. Dabei wird  $N$  für Nukleonresonanzen (Isospin  $I = \frac{1}{2}$ ) und  $\Delta$  für  $\Delta$ -Resonanzen (Isospin  $I = \frac{3}{2}$ ) verwendet.  $W$  bezeichnet die Masse,  $J$  den Gesamtdrehimpuls und  $P$  die Parität der Resonanz.

Die Anzahl der Sterne ist ein Maß für die Signifikanz der Resonanz. Quelle [B<sup>+</sup>12] gibt für die Klassifizierung unter anderem folgende Kriterien an: Um mit drei oder vier Sternen klassifiziert zu werden, muss eine Resonanz verschiedene Bedingungen erfüllen. Beispielsweise muss sie von unabhängigen Analysen bestätigt worden sein. Wenn nur schwache Signale





**Abbildung 1.3.:** Angeregte Zustände des Nucleons, aufgelistet nach Drehimpuls und Parität. Auf der linken Seite jeder Spalte ist die im Modell von Löring, Metsch und Petry vorhergesagte Resonanzmasse aufgetragen, auf der rechten Seite die experimentellen Ergebnisse. Die farblich hervorgehobenen Bereiche stellen die Messunsicherheit dar [LMP01].

vorhanden sind, werden ein oder zwei Sterne vergeben.

Im Energiebereich bis ca. 1600 MeV passen Theorie und Experiment qualitativ gut zueinander. Zu jeder vorhergesagten Resonanz gibt es eine gemessene, wenn auch teilweise mit abweichenden Massen. Bei größeren Massen sieht man auf der Seite des Experiments große Messunsicherheiten, aber auch einige Resonanzen mit nur zwei oder nur einem Stern.

Auf der Seite der Theorie sieht man viele vorhergesagte Resonanzen, deutlich mehr als bisher gemessen wurden. Dies gilt auch für eine aktualisierte Version des Quark-Modells [RM11].

Dieses Phänomen ist auch bei anderen Quark-Modellen vorhanden und wird als „Missing-Resonances“ bezeichnet. Ursache könnte eine unvollständige Datenbasis aus den Experimenten sein. Zur Bestimmung der Resonanzparameter wurden hauptsächlich Messwerte aus der  $\pi N$ -Streuung verwendet. Prinzipiell besteht die Möglichkeit, dass manche Resonanzen nur schwach oder gar nicht an diesen Reaktionskanal koppeln. Daher ist es wichtig, auch Daten aus anderen Reaktionskanälen in der Analyse zu verwenden. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 1.4 weiter vertieft.

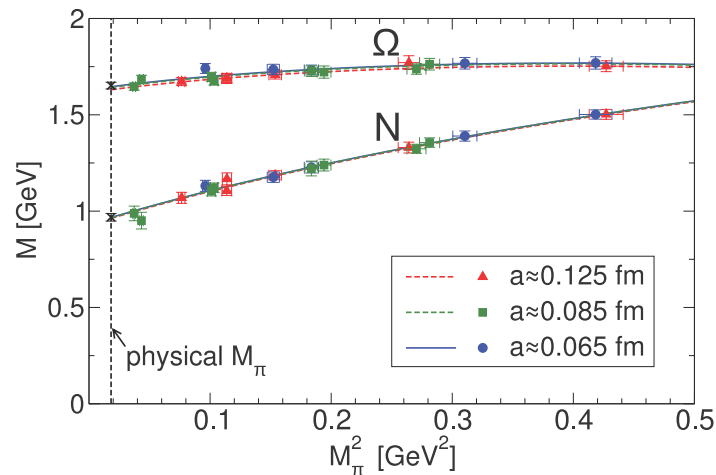
Andererseits besteht auch die Möglichkeit, dass das Modell die physikalische Realität nicht korrekt beschreibt. Beispielsweise könnte die Anzahl der inneren Freiheitsgrade falsch wiedergegeben sein. Daher wird zunächst im folgenden Abschnitt ein anderer theoretischer Ansatz vorgestellt, mit dem das Anregungsspektrum vom Nucleon vorhergesagt werden kann.

### 1.3.2. Gittereichtheorie

In den Modellen werden Annahmen getroffen und teilweise Einflüsse vernachlässigt. Daher können Modelle zu falschen Ergebnissen führen, auch wenn die zugrunde liegende Theorie korrekt ist. Die Gittereichtheorie stellt eine Möglichkeit dar, die QCD im nicht störungstheoretischen Bereich exakt lösen zu können. Daher haben die so erhaltenen Lösungen prinzipiell eine andere Qualität als die Ergebnisse von Modellen. Kehrseite an der Methode ist der enorme Rechenaufwand. Um die Gleichungen lösen zu können, wird eine Diskretisierung der Raumzeit vorgenommen, wodurch die unendlich dimensional Pfadintegrale mit endlichem Rechenaufwand angenähert werden können. In die Genauigkeit der Vorhersagen fließen verschiedene Parameter der Rechnung ein. Wichtig ist eine ausreichende Größe des Volumens, sodass keine *Finite-Volume*-Effekte auftreten. Quelle [D<sup>+</sup>08] gibt an, dass  $M_\pi L \gtrsim 4$  sein muss, damit die Fehler im Spektrum etwa bei oder unterhalb von 1% liegen. Dabei ist  $M_\pi$  die Masse des Pions und  $L$  die Größe des Gitters. Weiter muss der Gitterabstand hinreichend klein sein.

Die Quarkmassen sind weitere Parameter, welche in die Rechnung eingehen. Je nach Wahl ergeben sich daraus veränderte Ergebnisse der Rechnung. Als Bezugswert wird oft die Pion-Masse angegeben. Je weiter diese vom physikalischen Wert  $m_\pi = 140$  MeV entfernt liegt, desto größere Abweichungen der aus der Rechnung extrahierten Parameter sind möglich. Da der Rechenaufwand sinkt, wenn die Rechnungen bei höheren Pion-Massen durchgeführt werden, werden teilweise unphysikalisch hohe Pion-Massen in Kauf genommen, um in vertretbarer Zeit auf Hochleistungsrechnern zu Ergebnissen zu kommen.

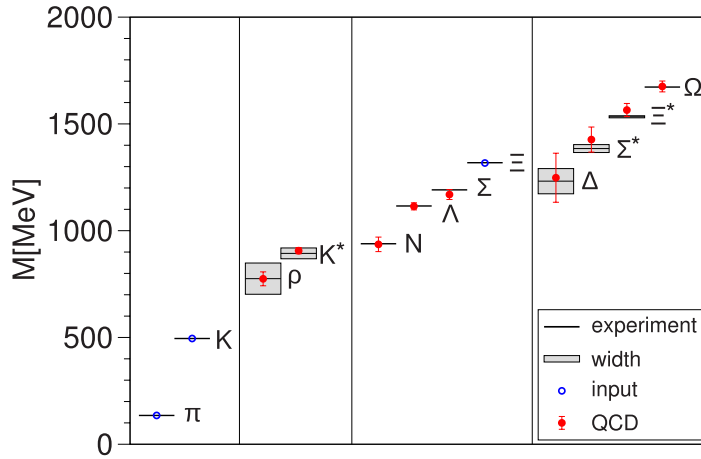
Ein Erfolg der Gitter-QCD ist die Berechnung der Massen der Grundzustände von leichten Hadronen. Abbildung 1.4 zeigt die Massen von Omega-Baryon und Nukleon, welche sich



**Abbildung 1.4.:** Massen der Baryonen Omega ( $\Omega$ ) und Nukleon (N) bei verschiedenen Pion-Massen in der Gitter-QCD-Rechnung. Bild aus [D<sup>+</sup>08].

aus Rechnungen bei unterschiedlichen Pion-Massen ergeben. Die Linien stellen Fits an die einzelnen Datensätze bei unterschiedlichen Gitterabständen dar, die schwarzen Kreuze die zur physikalischen Pion-Masse extrapolierten Werte.

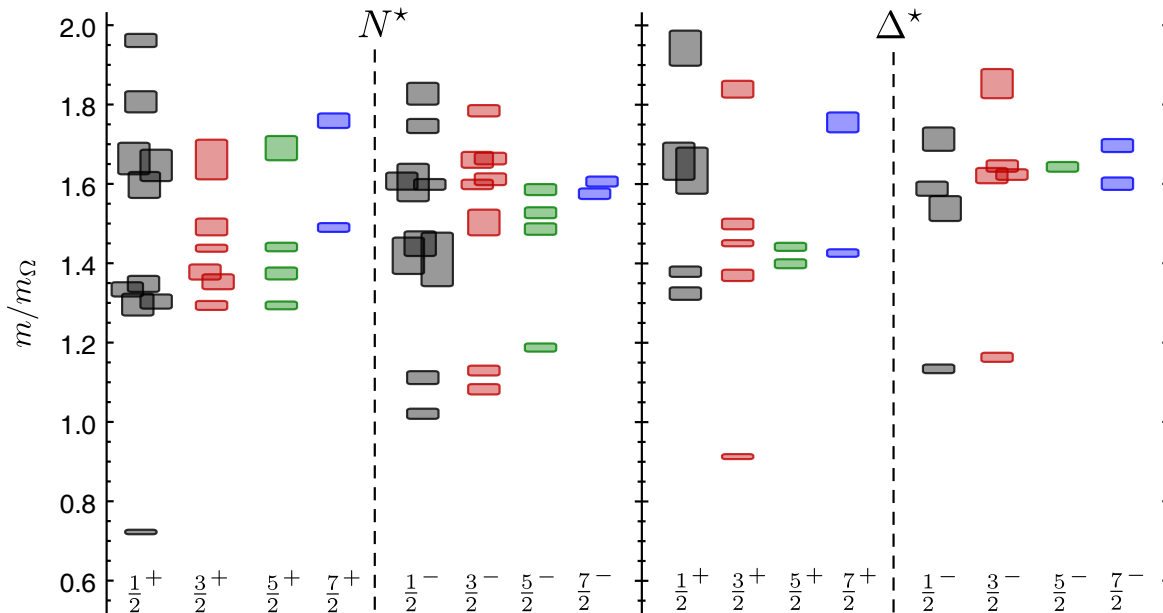
Um Aussagen zu physikalischen Pion-Massen zu erhalten, können die Ergebnisse von verschiedenen Rechnungen mit unterschiedlichen Pion-Massen extrapoliert werden. Dazu wird die Chirale Störungstheorie verwendet oder Taylor-Entwicklungen [D<sup>+</sup>08].



**Abbildung 1.5.:** Spektrum leichter Hadronen. Die Vorhersagen sind Extrapolationen aus Gitter-QCD-Rechnungen mit verschiedenen Pion-Massen. Die Rechnung mit der niedrigsten Pion-Masse hat  $m_\pi = 190$  MeV. Bild aus [D<sup>+</sup>08].

Abbildung 1.5 zeigt die extrapolierten und die experimentell bestimmten Massen im Vergleich [D<sup>+</sup>08]. Die Ergebnisse stimmen überein. Die QCD erlaubt keine Vorhersagen von Hadronen-Massen in physikalischen Einheiten. Es sind nur Vorhersagen über dimensionslose Kombinationen möglich, wie zum Beispiel Massenverhältnisse. Daher gehen im gezeigten Spektrum die Massen von  $\pi$ ,  $K$  und  $\Xi$  als Parameter in das Ergebnis ein. [D<sup>+</sup>08]

Auf Hochleistungsrechnern wurden erste Rechnungen durchgeführt, bei denen die Pion-



**Abbildung 1.6.:** Mit Gitter-QCD bestimmtes Baryonspektrum bei einer Pion-Masse von  $m_\pi = 396$  MeV. Die angegebenen Massen sind auf die Masse des Omega-Baryons skaliert ( $m_{\Omega, \text{phys.}} = 1672,45$  MeV). [EDRW11]

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

Masse den physikalischen Wert von 140 MeV hat.

Soll jedoch das Anregungsspektrum des Nukleons untersucht werden, sind die Rechnungen aufwändiger und müssen mit höheren Massen durchgeführt werden. Abbildung 1.6 zeigt das Ergebnis einer Rechnung mit  $m_\pi = 396$  MeV [EDRW11].

Die Vorhersagen der Gitterrechnungen zeigen viele qualitative Gemeinsamkeiten zu dem Spektrum des Modells von Lörig, Metsch und Petry. Auch hier zeigen sich einige angeregte Zustände, deren Energie mit dem Drehimpuls ansteigt. Außerdem sind bei hohen Energien deutlich mehr vorhergesagte Zustände als beobachtete vorhanden.

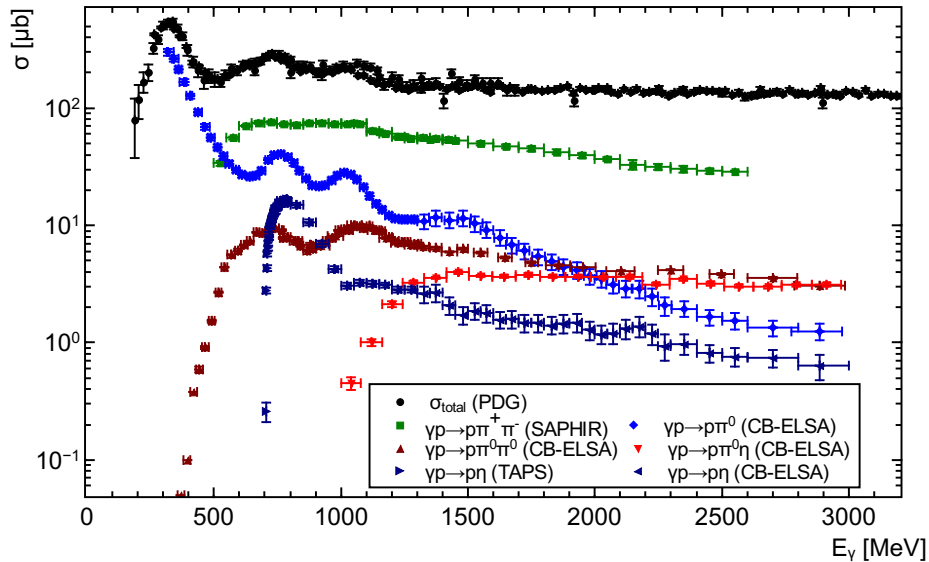
Allerdings ist auch dieses Spektrum noch nicht als Beweis für die Existenz der zusätzlichen Resonanzen zu werten. Neben der unphysikalischen Pion-Masse gibt es weitere Einschränkungen der Rechnung. Beispielsweise ist es in der Rechnung bisher nicht möglich, dass die Zustände zerfallen können.

### 1.4. Hadronenspektroskopie

Die letzten Abschnitte haben gezeigt, dass es im Anregungsspektrum von Hadronen Unstimmigkeiten zwischen Theorie und Experiment gibt. Es besteht die Möglichkeit, dass die Vorhersagen nicht korrekt sind, allerdings sind die experimentellen Daten in diesem Bereich lückenhaft. Der Großteil der Informationen der Resonanzparameter basiert auf der Pion-Nukleon Streuung. Von Vorteil sind hier große Wirkungsquerschnitte, was schnell zu einer guten Datenbasis führt. Der totale Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow X$  liegt bei einer Schwerpunktenenergie von  $W = 1232$  MeV bei  $\sigma \approx 500$   $\mu\text{b}$ . Für die Reaktion  $\pi^+ p \rightarrow X$  hingegen bei  $\sigma \approx 200$  mb (siehe Abb. 1.7 und 1.17). Es besteht allerdings die Möglichkeit, dass manche Resonanzen nur schwach oder gar nicht an diesen Produktionskanal koppeln. Eine andere Methode, die Anregungszustände des Nukleons zu untersuchen, ist die Photoproduktion von Mesonen am Nukleon mittels reeller Photonen. Dabei wird das Nukleon mit einem reellen Photon angeregt. Hier zeigt sich auch die Bedeutung unterschiedlicher Endzustände. In der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  liefert die  $\Delta(1232)3/2^+$  starke Beiträge. Bei höheren Energien liefern die Resonanzen  $N(1520)3/2^-$  und  $N(1680)5/2^+$  starke Beiträge, die  $N(1535)1/2^-$  trägt deutlich geringer bei. Bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  liefert letztere die stärksten Beiträge. Der Zerfall aller  $\Delta$ -Resonanzen in diesen Endzustand ist verboten, sodass diese keine Beiträge liefern. Es ist also wichtig verschiedene Endzustände zu messen, um die Eigenschaften aller Resonanzen möglichst genau zu bestimmen. Versucht man die Anregungszustände des Nukleons zu messen, ergibt sich zunächst ein Problem. Aus der Lebensdauer der Anregungszustände ergibt sich aus der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation die Ungenauigkeit der Energie dieser Zustände. Bei Nukleonresonanzen liegt die Breite der Zustände in der Größenordnung von 100 MeV und damit in der gleichen Größenordnung wie deren Abstände.

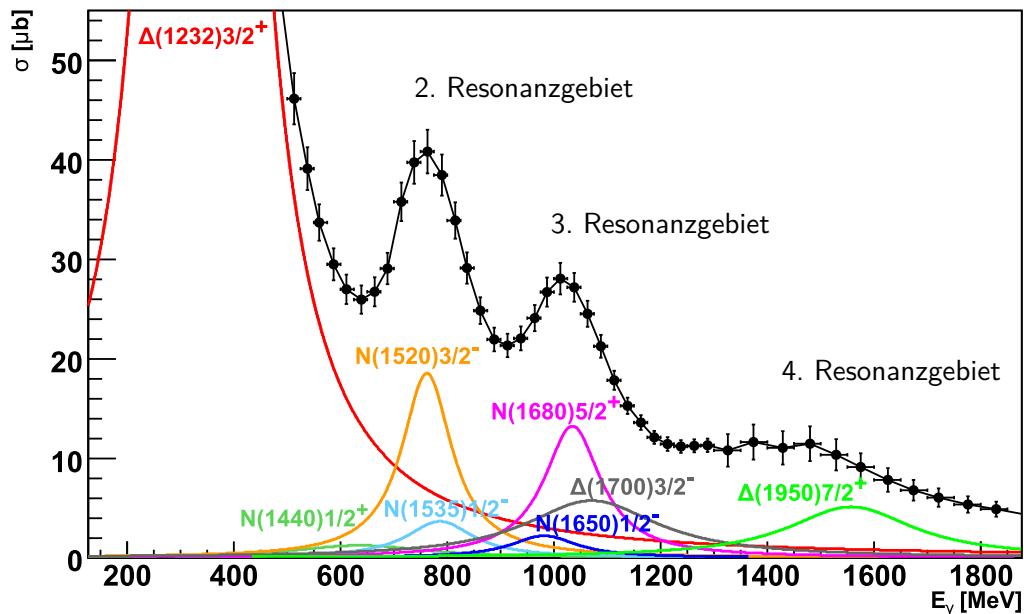
Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow X$  ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Ebenfalls dargestellt sind Wirkungsquerschnitte für einen gegebenen Endzustand. Diese zeigen detailliertere Strukturen, beispielsweise bei  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Eine genauere Analyse ergibt jedoch, dass die verschiedenen Maxima nicht einzelnen Resonanzen entsprechen, sondern mehreren übereinander liegenden Resonanzen. Daher spricht man bei den Überhöhungen auch nicht von Resonanzen sondern von Resonanzgebieten. Die zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0)$  dominant beitragenden Resonanzen sind in Abbildung 1.8 dargestellt.

Hier wird besonders deutlich, wie die Resonanzen durch das kleine Verhältnis von Abstand zu Breite überlappen. Schwach zum Wirkungsquerschnitt beitragende Resonanzen werden



**Abbildung 1.7.:** Totaler Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow X$ , sowie verschiedene Endzustände. Daten für  $\pi^0\pi^0$  aus [Fuc05],  $\pi^0$  aus [PBC<sup>+</sup>07], für  $\eta$  aus [KAA<sup>+</sup>95, BBC<sup>+</sup>07], für  $\pi^+\pi^-$  aus [WBB<sup>+</sup>05], für  $\pi^0\eta$  aus [HAA<sup>+</sup>08] und  $\sigma_{\text{total}}$  aus [B<sup>+</sup>12].

durch stärker beitragende praktisch völlig überdeckt. Das erste Resonanzgebiet wird klar von der  $\Delta(1232)3/2^+$ -Resonanz dominiert. Im zweiten Resonanzgebiet ist die  $N(1502)3/2^-$ -Resonanz dominant. Nicht-dominante Resonanzen tragen hier relativ betrachtet mehr bei als im ersten Resonanzgebiet. Im dritten Resonanzgebiet ist dies noch stärker ausgeprägt, trotzdem kann die  $N(1680)5/2^+$  als dominant bezeichnet werden. Das vierte Resonanzgebiet



**Abbildung 1.8.:** Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ , mit den Beiträgen der dominierenden Resonanzen in einem einfachen Breit-Wigner-Modell. Bild aus [Got13].

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

ist im totalen Wirkungsquerschnitt nur schwach zu erkennen. In diesem Bereich liefert die  $\Delta(1950)7/2^+$ -Resonanz die stärksten Beiträge.

Daher ist anschaulich klar, dass ein anderer experimenteller Zugang zu den Resonanzen nötig ist als nur die Messung von totalen Wirkungsquerschnitten.

In den folgenden Abschnitten wird dargestellt, wie die Brücke zwischen vorhergesagten Resonanzen und messbaren Größen geschlagen wird.

### 1.5. Doppelpolarisationsmessungen

Bevor die zugrundeliegende Physik mathematisch knapp dargestellt wird, erfolgt eine kurze Einführung, bei der das Gewicht auf Anschaulichkeit gelegt wird. Dies soll auf Grundlage der Reaktion

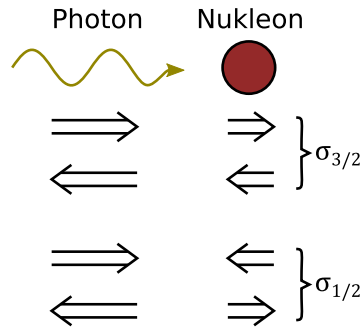
$$\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^0 \quad (1.7)$$

erfolgen. Die Vektorpfeile signalisieren, dass das entsprechende Teilchen polarisiert ist. Gegenüber der Pionstreuung  $\pi^\pm p \rightarrow p X$  gibt es einen wesentlichen Unterschied. Das zur Streuung verwendete Photon hat einen Spin von 1 im Gegensatz zum  $\pi^\pm$ , das einen Spin von 0 hat. Dies bedeutet, dass bei der Messung ein weiterer Freiheitsgrad vorhanden ist, der im Experiment vorgegeben werden kann. Also kann auch die Abhängigkeit von diesen Freiheitsgraden untersucht werden.

Da das reelle Photon ein masseloses Teilchen ist, kann sein Spin entweder parallel oder antiparallel zur Bewegungsrichtung zeigen. In diesen Fällen ist das Photon zirkular polarisiert (rechts- bzw. linksdrehend). Weiter sind quantenmechanische Überlagerungen beider Fälle für den Zustand des Photons möglich. Ein möglicher Fall ist dabei die lineare Polarisation. Diese ist dadurch gekennzeichnet, dass der elektrische bzw. magnetische Feldvektor nur in einer Ebene schwingt. Um zu der zirkularen Polarisation eine äquivalente Basis zu erhalten, werden zwei linear unabhängige Zustände benötigt, beispielsweise horizontale und vertikale Polarisation. Also ergeben sich für das Photon zwei Polarisationsarten (zirkular und linear) die je zwei mögliche Zustände haben können (rechtsdrehend und linksdrehend beziehungsweise vertikal und horizontal).

Im CBELSA/TAPS-Experiment (siehe Abschnitt 2) kann der Spin des Nukleons sowohl in Strahlrichtung als auch senkrecht zum Strahl ausgerichtet werden.

Als Beispiel für eine mögliche Messung soll der Fall dienen, dass das Photon zirkular polarisiert ist und der Spin des Protons parallel oder antiparallel zum Spin des Photons steht. Der Gesamtdrehimpuls  $L_\gamma$  des Photons ergibt sich aus seinem Spin  $S_\gamma = 1$  und dem Bahndrehimpuls des Photon-Nukleon-Systems  $l_\gamma$ , wobei der resultierende Drehimpuls mindestens 1 ist. Zum Gesamtdrehimpuls des Systems kommt der Spin des Nukleons. Aus den Additionsregeln für Drehimpulse ergibt sich, dass der Gesamtspin des Systems mindestens  $3/2$  betragen muss, wenn die Spins von Photon und Nukleon in die gleiche Richtung zeigen. Sind die Spins antiparallel ausgerichtet, so sind durch den zusätzlichen ganzzahligen Bahndrehimpuls alle halbzahligen Gesamtspins möglich. Den Wirkungsquerschnitt des ersten Falls bezeichnet man als  $\sigma_{3/2}$ , den zweiten als  $\sigma_{1/2}$ . Der Bahndrehimpuls des Photons hat keine Auswirkung auf die Helizität. Diese ist daher in beiden Fällen eindeutig definiert; man spricht auch von Helizitätszuständen. Der Zusammenhang ist in Abbildung 1.9 veranschaulicht. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss die Resonanz den gleichen Drehimpuls aufweisen wie der Eingangszustand. Resonanzen mit Spin  $1/2$  treten also nur bei  $\sigma_{1/2}$  auf, nicht



**Abbildung 1.9.:** Addition der Spins von Photon und Nukleon für die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$ .

jedoch bei  $\sigma_{3/2}$ . Beide Wirkungsquerschnitte wurden abhängig von der Energie am CBELSA/TAPS-Experiment bestimmt [Got13]. Abbildung 1.10(b) zeigt  $\sigma_{1/2}$  (schwarz) und  $\sigma_{3/2}$  (rot), in Abhängigkeit der Photonenenergie  $E_\gamma$ . Sind die Spins von Photon und Nukleon zufällig ausgerichtet, ergibt sich der unpolarisierte totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Es gilt der Zusammenhang

$$\sigma = \frac{1}{2} (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}). \quad (1.8)$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist in Abbildung 1.10(a) in Abhängigkeit der Photonenenergie  $E_\gamma$  gezeigt. Man erkennt drei Überhöhungen bei rund  $E_\gamma = 750$  MeV,  $E_\gamma = 1000$  MeV und  $E_\gamma = 1400$  MeV. Diese werden zweites, drittes und viertes Resonanzgebiet genannt. Das erste Resonanzgebiet liegt im niedrigeren Energiebereich, der nicht dargestellt ist. Beim Betrachten der polarisierten Wirkungsquerschnitte fallen deutliche Unterschiede auf. Das erste Resonanzgebiet ist als Maximum leicht in beiden Wirkungsquerschnitten zu erkennen. Das dritte und vierte Resonanzgebiet ist in  $\sigma_{3/2}$  direkt zu erkennen, in  $\sigma_{1/2}$  hingegen nicht. Die dominant beitragenden Resonanzen im dritten und vierten Resonanzgebiet müssen also einen Spin  $J \geq 3/2$  haben.

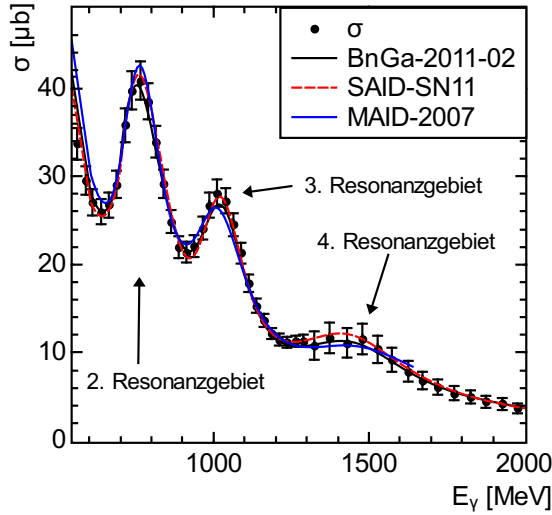
Totale Wirkungsquerschnitte zu messen, ist experimentell anspruchsvoll, da viele Größen absolut und mit genügender Genauigkeit bekannt sein müssen. Dies sind beispielsweise Flächenbelegung des Targets, Detektionseffizienzen und Intensität des Photonenstrahls. Werden hingegen Asymmetrien gemessen, so fallen viele Absolutnormierungen weg. Eine Asymmetrie, die betrachtet werden kann, ist der Unterschied zwischen den beiden Helizitätszuständen. Im Folgenden wird  $\tilde{E}$  definiert über

$$\tilde{E} = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}. \quad (1.9)$$

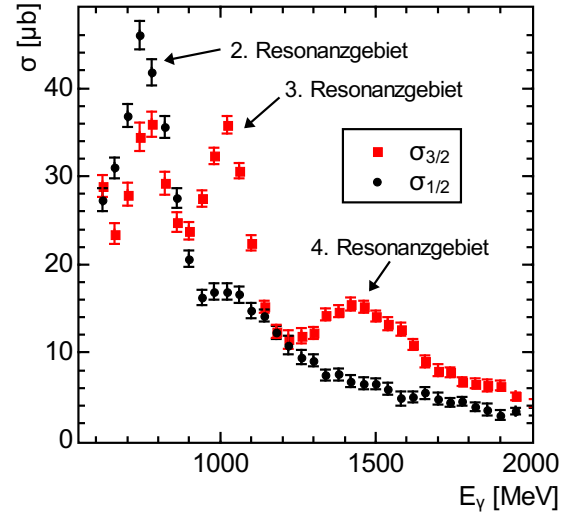
Größen, die konstant sind, für den totalen Wirkungsquerschnitt aber bekannt sein müssen, kürzen sich heraus (z. B. Flächenbelegung des Targets). Veränderliche Größen müssen teilweise nicht absolut bekannt sein, sondern nur deren relativer Verlauf (z. B. Intensität des Photonenstrahls). Da dies experimentell leichter zu realisieren ist, ist mit gleichem Aufwand eine höhere Präzision der Messung erreichbar.

Abbildung 1.10(c) zeigt die Asymmetrie  $\tilde{E}$  in Abhängigkeit der Energie. Außerdem sind Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen (siehe Abschnitt 1.8) eingezeichnet. Schon im 2. Resonanzgebiet (um 750 MeV) passen die Vorhersagen nicht zu den Daten. Auch weichen die Vorhersagen voneinander ab.

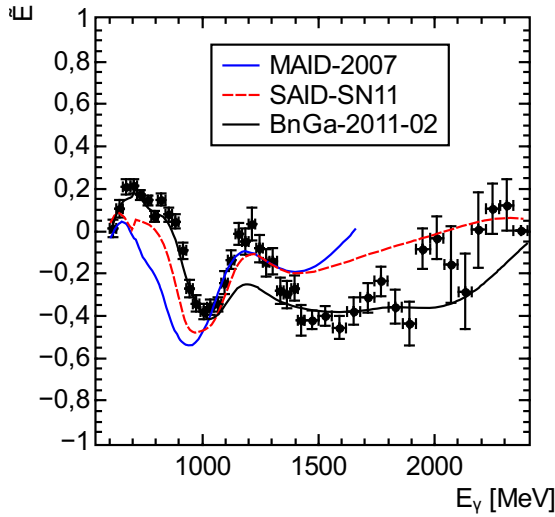
## 1. Einleitung - Hadronenphysik



(a) Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , eingezeichnet sind PWA-Vorhersagen.



(b) Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$ . Spins von Photon und Proton antiparallel bzw. parallel.



(c) Asymmetrie  $\tilde{E}$ , eingezeichnet sind PWA-Vorhersagen.

**Abbildung 1.10.:** Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$  in Abhängigkeit der Photonenergie  $E_\gamma$ . Daten für  $\sigma_{1/2}$ ,  $\sigma_{3/2}$  aus [GAB<sup>+</sup>14], für  $E$  aus [Got13], für  $\sigma$  aus [PBC<sup>+</sup>07], BnGa-2011-02 aus [ABK<sup>+</sup>12], MAID-2007 aus [DKT07], SAID-SN11 aus [WBPS12].

Bisher wurde nur die Empfindlichkeit des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  und der helizitätsabhängigen, totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  auf die verschiedenen Resonanzen betrachtet. Es zeigt sich, dass die größte Empfindlichkeit in den Winkelverteilungen vorhanden ist. In  $\sigma$  tragen ausschließlich Absolutbeträge der Resonanzen bei. In  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  sind zusätzlich Interferenzterme vorhanden, bei denen die beitragenden Resonanzen gleichen Drehimpuls haben. In der Winkelverteilung sind zusätzlich Interferenzterme vorhanden, bei denen die beitragenden Resonanzen unterschiedliche Drehimpulse haben.

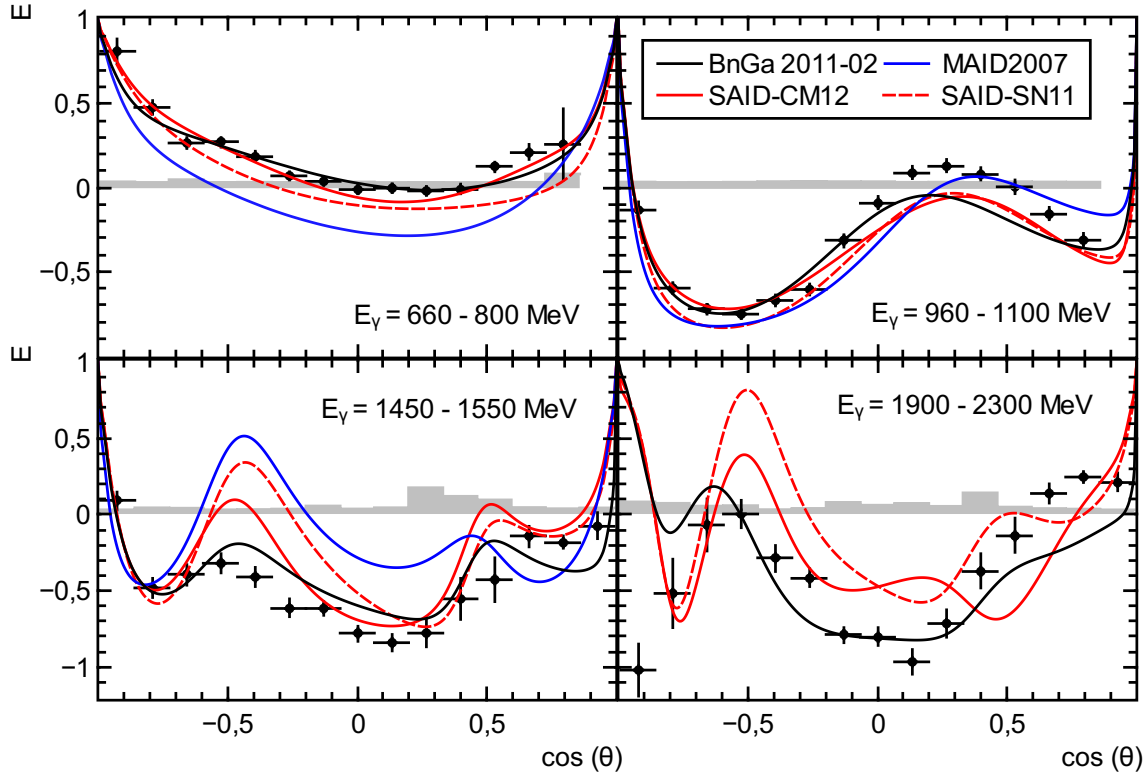
Bei der betrachteten Asymmetrie  $\tilde{E}$  sind die experimentellen Bedingungen rotationssymmetrisch zur Bewegungsrichtung des Photons. Eine Winkelabhängigkeit vom Azimutwinkel  $\phi$  ist daher nicht vorhanden (Definition der Winkel: siehe Abbildung 1.12). Anders sieht es beim Polarwinkel  $\theta$  aus. Daher kann die Asymmetrie zwischen den beiden Polarisierungsein-



stellungen in Abhängigkeit des Polarwinkels  $\theta$  betrachtet werden. Dieser Fall entspricht der Doppelpolarisationsobservablen  $E$ . Diese ist definiert über

$$E(W, \theta) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(1/2)} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(3/2)}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(1/2)} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(3/2)}}. \quad (1.10)$$

In [Got13] wurde die Observable  $E$  für den Energiebereich  $E_\gamma = 600 - 2400$  MeV und nahezu den kompletten Winkelbereich bestimmt. Vier Beispiele sind in Abbildung 1.11 darge-



**Abbildung 1.11.:** Winkelabhängigkeit der Observablen  $E$  für vier unterschiedliche Photonenenergiebereiche. Die schwarzen Punkte stellen Messpunkte dar, die Linien zeigen Vorhersagen von Partialwellenanalysen. Die grauen Balken stellen den systematischen Fehler der Messwerte dar. Daten für  $E$  aus [GAB<sup>+</sup>14], BnGa-2011-02 aus [ABK<sup>+</sup>12], MAID-2007 aus [DKT07], SAID-SN11 aus [WPBS12], SAID-CM12 aus [WPBS12].

stellt. Wieder sind die Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen eingezeichnet. Teilweise sind signifikante Abweichungen vorhanden. Tendenziell werden die Abweichungen mit steigender Photonenenergie  $E_\gamma$  größer.

Durch andere Kombinationen von Polarisationen von Photon und Proton ergeben sich weitere Observablen. Insbesondere durch ein linear polarisiertes Photon ergibt sich ein deutlicher Unterschied der zugehörigen Observablen. Durch die Polarisationsebene des Photons ist die Rotationssymmetrie nicht länger gegeben. Die zugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnitte weisen eine  $\sin(2\phi)$ - oder  $\cos(2\phi)$ -Modulation auf. Die Polarisationsobservablen selbst sind jedoch nicht vom Azimutwinkel  $\phi$  abhängig.

Neben der Möglichkeit, die Polarisation der einlaufenden Teilchen der Reaktion vorzugeben

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

und die Winkelverteilung der Produkte zu messen, besteht die Möglichkeit, die Polarisation des auslaufenden Protons zu messen und wiederum die Winkelabhängigkeit von dieser zu bestimmen.

Alle möglichen Polarisationsobservablen für die Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Sind die Mesonen aus Up-, Down- und Strange-Quarks

		Target				Rückstoß		
		unpol.	$x$	$y$	$z$	$x'$	$y'$	$z'$
Photon	unpol.	$d\sigma/d\Omega$		$T$			$P$	
	linear	$\Sigma$	$H$	$P$	$G$	$O_{x'}$	$T$	$O_{z'}$
	zirkular		$F$		$E$	$C_{x'}$		$C_{z'}$
Rückstoß	$x'$		$T_{x'}$		$L_{x'}$			
	$y'$	$P$		$\Sigma$				
	$z'$		$T_{z'}$		$L_{z'}$			

**Tabelle 1.1.:** Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen. Das Photon kann zirkular, linear oder unpolarisiert sein. Die Quantisierungsachsen für die Polarisation von Target- und Rückstoßnukleon ergeben sich aus den jeweiligen Koordinatensystemen (siehe Abbildung 1.12).

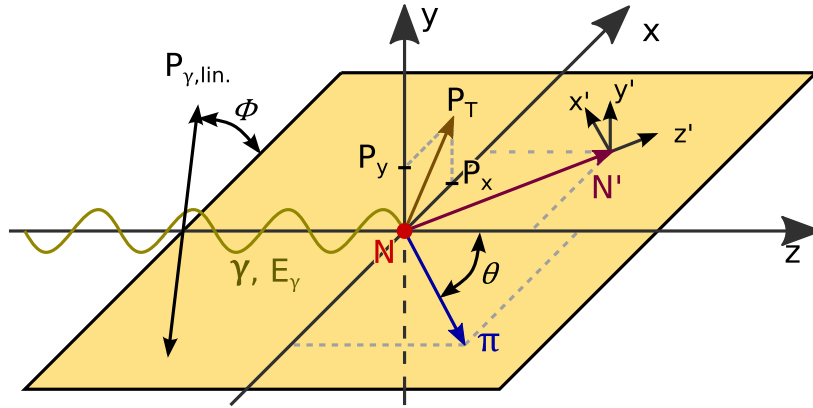
zusammengesetzt sind dies Pionen ( $\pi^0, \pi^+, \pi^-$ ) Kaonen ( $K^0, K^+, K^-$ ),  $\eta$ - und  $\eta'$ -Meson. Neben den Messungen, bei denen zwei Polarisationen vorgegeben sind, gibt es noch Observablen, bei denen nur die Polarisation eines Teilchens definiert ist, und den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ .

Insgesamt gibt es drei Einfachpolarisationsobservablen ( $\Sigma, P, T$ ) und zwölf Doppelpolarisationsobservablen. Diese werden in drei Gruppen aufgeteilt, je nachdem welche Teilchen polarisiert sind. Die Gruppen lauten Strahl-Target ( $E, F, G, H$ ), Strahl-Rückstoß ( $C_{x'}, C_{z'}, O_{x'}, O_{z'}$ ) und Target-Rückstoß ( $L_{x'}, L_{z'}, T_{x'}, T_{z'}$ ). Die Observablen hängen voneinander ab. Das bedeutet, dass schon eine Untermenge der Observablen alle Observablen eindeutig festlegen kann. In Abschnitt 1.8 wird näher auf diesen Punkt eingegangen. Außerdem können alle Einfachpolarisationsobservablen auch durch eine Doppelpolarisationsmessung der anderen beiden Polarisationsarten gemessen werden. Also kann die Rückstoßobservable  $P$  gemessen werden, wenn Photonenstrahl und Target polarisiert sind, ohne dass die Polarisation des Rückstoßnukleons bestimmt werden muss.

Dreifachpolarisationsmessungen sind auch denkbar, jedoch liefern diese keine zusätzlichen Informationen. Die Formel für den Wirkungsquerschnitt ohne Rückstoßpolarisation lautet [BDS75]

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) = & \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol}}(E_\gamma, \theta) \left[ 1 - P_\gamma^{\text{lin}} \Sigma(E_\gamma, \theta) \cdot \cos(2\phi) \right. \\
 & + P_x \cdot (-P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{H}(E_\gamma, \theta) \cdot \sin(2\phi) + P_\gamma^{\text{circ}} \mathbf{F}(E_\gamma, \theta)) \\
 & + P_y \cdot (+P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{P}(E_\gamma, \theta) \cdot \cos(2\phi) - \mathbf{T}(E_\gamma, \theta)) \\
 & \left. - P_z \cdot (-P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{G}(E_\gamma, \theta) \cdot \sin(2\phi) + P_\gamma^{\text{circ}} \mathbf{E}(E_\gamma, \theta)) \right]. \quad (1.11)
 \end{aligned}$$

Der Übersicht halber wurden die Polarisationsobservablen fett dargestellt. Alle Observablen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.  $P_x, P_y$  und  $P_z$  bezeichnen den Erwartungswert der Polarisation des Targets bei Quantisierung in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Dabei ist die Wahl



**Abbildung 1.12.:** Für Gleichung 1.11 verwendetes Koordinatensystem. In diesem Beispiel: Linear polarisierter Photonenstrahl und transversal polarisiertes Target.

des Koordinatensystems zu berücksichtigen. Abbildung 1.12 zeigt eine Skizze einer Reaktion mit eingezeichnetem Koordinatensystem. Für Gleichung 1.11 ist es so gewählt, dass die  $z$ -Achse in Richtung der Bewegungsrichtung des Photons (ocker) zeigt. Die  $x$ -Achse ist so gewählt, dass die Reaktionsprodukte (Rückstoßnucleon (violett) und Pion (blau)) sich in der  $xz$ -Ebene bewegen. Die  $y$ -Achse steht senkrecht auf dieser Ebene, sodass ein rechtshändiges Koordinatensystem gebildet wird.

Ein weiteres Koordinatensystem bestehend aus den Achsen  $x'$ ,  $y'$  und  $z'$  wird durch das Rückstoßnucleon definiert. Die  $z'$ -Achse zeigt in Bewegungsrichtung des Rückstoßnucleons. Die  $y'$ -Achse ist identisch mit der  $y$ -Achse des anderen Systems. Die  $x'$ -Achse ist so gewählt, dass sich ein rechtshändiges, orthogonales Koordinatensystem ergibt.

Die Polarisierung des Targets  $P_T$  (braun) spaltet sich auf in  $P_x$  und  $P_y$ . Die Polarisationssebene des Photons schließt mit der Reaktionsebene den Winkel  $\Phi$  ein. Der Impuls des Pions liegt unter dem Winkel  $\theta$  zur  $z$ -Achse. Dieses Koordinatensystem wird im Folgenden Reaktionssystem genannt.

Dies bedeutet insbesondere, dass bei einer realen Messung das Koordinatensystem bei jeder Reaktion anders ausgerichtet ist, da im Laborsystem der Winkel der Reaktionsebene zufällig verteilt ist. Es ist nur kinematisch vorgegeben, dass die Reaktionsebene die  $z$ -Achse enthält, die in beiden Koordinatensystemen gleich ist. Für das reale Experiment ergibt sich eine weitere Besonderheit. Die Polarisierung des Targets zeigt im Laborsystem in eine feste Richtung. Im Reaktionssystem muss also der Operator für die entsprechende Quantisierungsachse auf die Targetpolarisation angewendet werden, um den Wert für  $P_x$ ,  $P_y$  und  $P_z$  zu erhalten.

Experimentell unterscheidet man zwei Fälle. Einerseits kann im Laborsystem die Polarisierung des Targets in oder entgegen Strahlrichtung zeigen. Dann ist  $P_z$  identisch mit dem Polarisationsgrad des Targets. Dieser Fall wird als longitudinale Polarisierung bezeichnet. Andererseits kann die Polarisierung des Targets senkrecht zum Photonenstrahl stehen. Dann ergeben sich, je nach Lage der Reaktionsebene, verschiedene Werte für  $P_x$  und  $P_y$ . Hingegen ist  $P_z$  immer Null. Dieser Fall wird als transversale Target-Polarisation bezeichnet und ist in Abbildung 1.12 dargestellt.

$P_\gamma^{\text{lin}}$  bezeichnet den Grad mit dem der Photonenstrahl linear polarisiert ist,  $P_\gamma^{\text{circ}}$  bezeichnet den Grad mit dem der Photonenstrahl zirkular polarisiert ist.  $\phi$  ist der Winkel zwischen Reaktionsebene und Polarisationssebene des Photonenstrahls. Da letztere nur bei linearer

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

Polarisation definiert ist, ist naheliegend, dass Terme mit  $\phi$  nur bei Observablen auftauchen, die mit linear polarisierten Photonen gemessen werden.  $\theta$  ist der Winkel zwischen  $z$ -Achse und erzeugtem Pion im Schwerpunktsystem,  $E_\gamma$  die Energie des einlaufenden Photons. Neben der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons sind weitere Reaktionen möglich. Auch solche bei denen mehrere Mesonen erzeugt werden. Als Beispiel sei

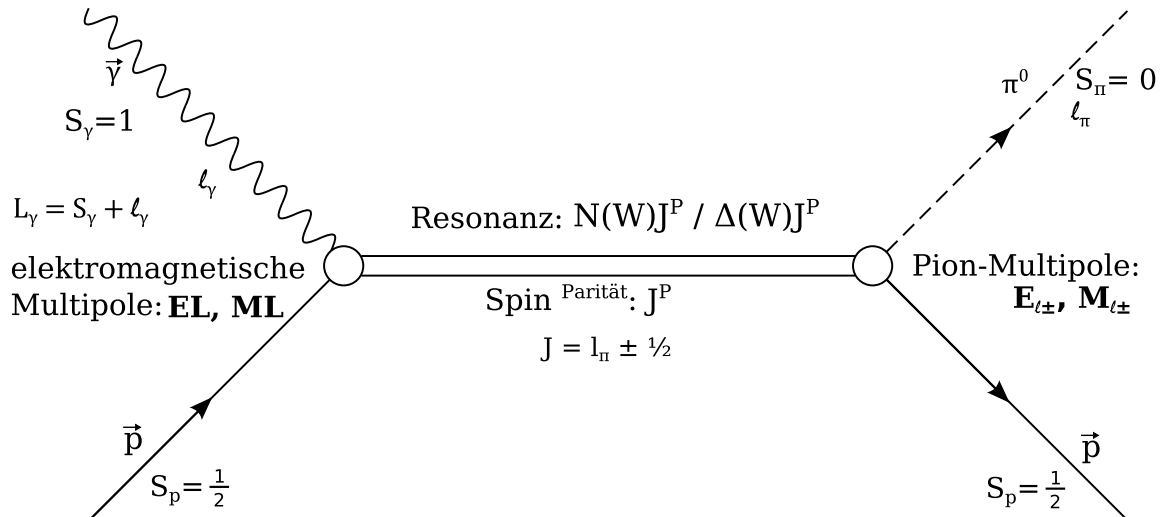
$$\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0 \quad (1.12)$$

genannt. In diesem Fall gibt es eine größere Anzahl von Observablen [RO05]. Jedoch soll dies hier nicht weiter vertieft werden.

### 1.6. Theoretische Beschreibung der Streuung

In diesem Abschnitt soll die Gewichtung weniger auf Anschaulichkeit gelegt werden, dafür stärker auf den theoretischen Formalismus. Jedoch soll nicht der Anspruch auf mathematische Präzision oder Vollständigkeit erhoben werden.

Es wird dabei wieder die Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$  betrachtet. Der Reaktionsprozess ist in Abbildung 1.13 schematisch dargestellt. Ein Photon und ein Proton sind die einlaufenden Teilchen.



**Abbildung 1.13.:** Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow N^*/\Delta^* \rightarrow p\pi^0$ . Der Eingangskanal kann über die elektromagnetischen Multipole  $EL, ML$  beschrieben werden, der Endzustand über die Pion-Multipole  $E_{l_{\pm}}, M_{l_{\pm}}$ .

Beide tragen einen Spin. Das Proton hat Spin  $\frac{1}{2}$ , das Photon Spin 1. Im System der beiden Teilchen hat das Photon relativ zum Proton einen Bahndrehimpuls  $l_\gamma$ . Das Photon hat einen Gesamtdrehimpuls  $L_\gamma$ , der sich aus der Addition von seinem Spin und Bahndrehimpuls ergibt. Es gilt

$$L_\gamma = S_\gamma + l_\gamma. \quad (1.13)$$

Der Endzustand lässt sich durch Pion-Multipole  $E_{l_{\pm}}, M_{l_{\pm}}$  beschreiben. Dabei wird die elektromagnetische Art des Photons (E, M) aus dem Eingangskanal beibehalten. Aus einem  $EL$ -Übergang wird immer ein  $E_{l_{\pm}}$ -Pion-Multipol und aus einem  $ML$ -Übergang immer ein

$M_{l\pm}$ -Pion-Multipol. Das im Ausgangskanal auftretende Pion hat relativ zum Proton einen Bahndrehimpuls  $l_{\pi 0}$ . Da das Pion einen Spin von  $S_{\pi 0} = 0$  hat, trägt es den Gesamtdrehimpuls  $L_{\pi 0} = l_{\pi 0}$ . Mit dem Spin des Protons ergibt sich ein Gesamtdrehimpuls des Endzustands von  $J = |l_{\pi 0} \pm \frac{1}{2}|$ . Durch das Vorzeichen im Index des Pionmultipols wird gekennzeichnet, ob der Spin des Protons addiert oder subtrahiert wurde. Da der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist, muss der angeregte Zustand  $N^*$  den gleichen Drehimpuls aufweisen, wie Anfangs- und Endzustand. Es gilt

$$\left| L_{\gamma} \pm \frac{1}{2} \right| = J_{N^*} = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|. \quad (1.14)$$

Eine weitere Erhaltungsgröße in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung ist die Parität. Daher gilt

$$P_{\gamma} = P_{N^*} = (-1)^{l_{\pi}+1}. \quad (1.15)$$

Dabei ist die Parität des Photons gegeben durch  $P_{\gamma} = (-1)^{L_{\gamma}}$  bei elektrischen Multipolen ( $EL$ ) sowie  $P_{\gamma} = (-1)^{L_{\gamma}+1}$  bei magnetischen Multipolen ( $ML$ ). Daraus ergeben sich Auswahlregeln für die Zusammenhänge zwischen Multipolen, Quantenzahlen der Resonanz und Partialwellen. Beispielsweise kann eine Resonanz mit  $J^P = \frac{1}{2}^-$  in der Photoproduktion nur über einen  $E1$  Multipol erzeugt werden. Zerfällt die Resonanz über einen Pion-Multipol ist nur  $E_{0+}$  möglich. Die beitragenden Partialwellen lauten  $l_{\pi(2I)(2S)} = S_{11}; S_{31}$ . In dieser Notation werden die Drehimpulse mit Buchstaben identifiziert.  $S, P, D, F$  entspricht  $l_{\pi} = 0, 1, 2, 3$ . Einen Überblick über erlaubte Kombinationen bis  $L_{\gamma} = 2$  zeigt Tabelle 1.2.

$\gamma N$ -System			$\pi N$ -System			$\gamma N$ -System			$\pi N$ -System					
$L_{\gamma}$	$ML$	$J$	$l$	$M_{l\pm}$	$P$	$L$	$ML$	$J$	$l$	$M_{l\pm}$	$P$			
1	E1	1/2	0	$E_{0+}$	-	2	E2	3/2	1	$E_{1+}$	+			
			$\cancel{1}$						$\cancel{2}$					
		3/2	$\cancel{1}$					5/2	$\cancel{2}$			3	$E_{3-}$	+
			2	$E_{2-}$	-				3	$E_{3-}$	+			
	M1	1/2	$\emptyset$				2	M2	3/2	$\cancel{1}$				
			1	$M_{1-}$	+					2	$M_{2-}$	-		
3/2	1	$M_{1+}$	+	5/2	2	$M_{2+}$			-					
	$\cancel{2}$				$\cancel{3}$									

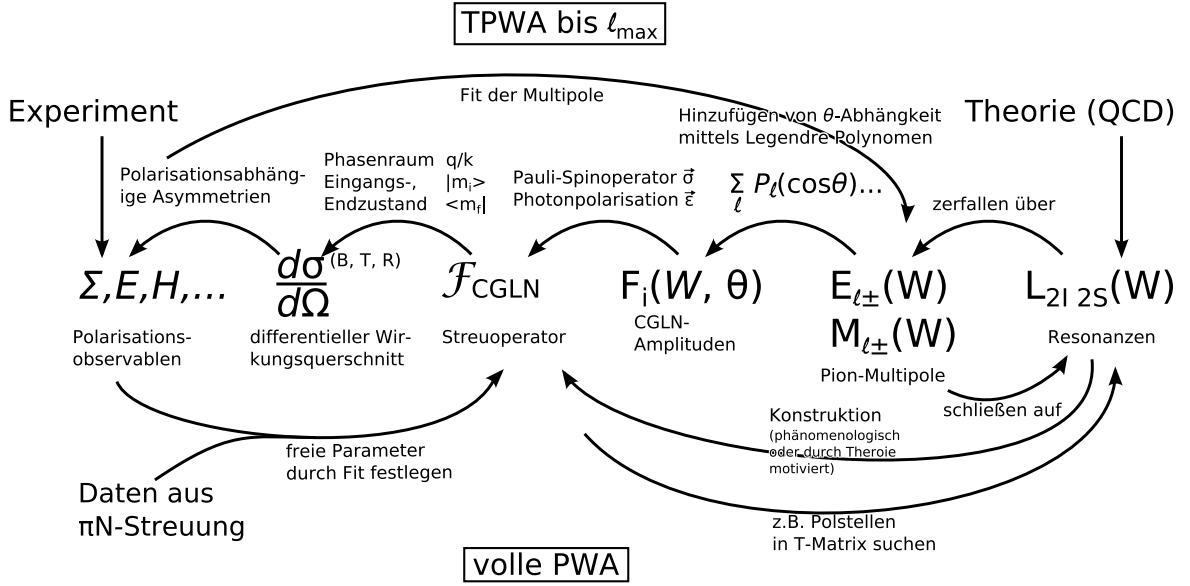
**Tabelle 1.2.:** Aufgrund von Drehimpuls- und Paritätserhaltung erlaubte Kombinationen von elektromagnetischen Multipolen  $ML$  und Pion-Multipolen  $M_{l\pm}$ . Tabelle Abgewandelt aus [Wun12].

Bevor die mathematischen Zusammenhänge erläutert werden, soll kurz ein Gesamtüberblick gegeben werden. Dieser ist in Abbildung 1.14 visualisiert. Die Polarisationsobservablen  $\Sigma, E, H, \dots$  ergeben sich aus polarisationsabhängigen Asymmetrien im differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(B,T,R)}$ . Quantenmechanisch ergibt sich dieser für einen gegebenen Eingangszustand  $|\hat{P}^T\rangle$ , einen Endzustand  $\langle \hat{P}^R|$  und den Operator  $\mathcal{F}_{\text{CGLN}}$  und den vorhandenen Phasenraum  $\frac{q}{k}$  über

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(B,T,R)} (\hat{\varepsilon}, \hat{P}^T, \hat{R}^T) = \frac{q}{k} \cdot \left| \langle \hat{P}^R | \mathcal{F}(\hat{\varepsilon}) | \hat{P}^T \rangle \right|^2. \quad (1.16)$$

Dabei sind  $k$  der Betrag des Impulses des einlaufenden Photons und  $q$  der Impuls des auslaufenden Pions im Schwerpunktsystem. Der Streuoperator  $\mathcal{F}$  enthält die gesamte Information

# 1. Einleitung - Hadronenphysik



**Abbildung 1.14.:** Überblick zu mathematischen Größen bei Doppelpolarisationsobservablen in Photoproduktion von Mesonen am Nukleon.

des Streuvorgangs. Für diesen Operator existieren verschiedene Darstellungen. Eine Möglichkeit sind die sogenannten CGLN-Amplituden. Mit diesen wird  $\mathcal{F}$  parametrisiert über

$$F_{CGLN} = i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}) \cdot F_1 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \left[ \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) \right] \cdot F_2 + i(\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) (\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) \cdot F_3 + i(\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) (\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) \cdot F_4 \quad (1.17)$$

[CGLN57], dabei sind  $\vec{\epsilon}$  die Polarisation des einlaufenden Photons und  $\vec{\sigma}$  der Pauli-Operator des Nukleonspins. Die Richtung des Impulses des einlaufenden Photons ist  $\hat{k}$ ;  $\hat{q}$  ist die des auslaufenden Pions.  $F_1$  bis  $F_4$  sind komplexe Koeffizienten, die als CGLN-Amplituden bezeichnet werden. Sie hängen von der Schwerpunktenergie  $W$  und dem Polarwinkel  $\theta$  ab. In der Parametrisierung treten als Koeffizienten der CGLN-Amplituden verschiedene Skalar- und Vektorprodukte auf von Photonpolarisation, Pauli-Operator des Nukleonspins und den Impulsen von Photon und Pion. Die CGLN-Amplituden können nach dem Drehimpuls des Pions  $l$  entwickelt werden. In dem Fall wird die Winkelabhängigkeit allein durch Legendre-Polynome  $P_l(x)$  und deren Ableitungen parametrisiert. Die Energieabhängigkeit ist durch die Pion-Multipole  $E_{l\pm}(W), M_{l\pm}(W)$  gegeben. Übersichtshalber wird im Folgenden die  $W$ -Abhängigkeit der Multipole nicht explizit aufgeführt.  $F_1$  bis  $F_4$  sind gegeben durch

$$F_1(W, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left[ l M_l^+ + E_l^+ \right] P'_{l+1}(x) + \left[ (l+1) M_l^- + E_l^- \right] P'_{l-1}(x), \quad (1.18)$$

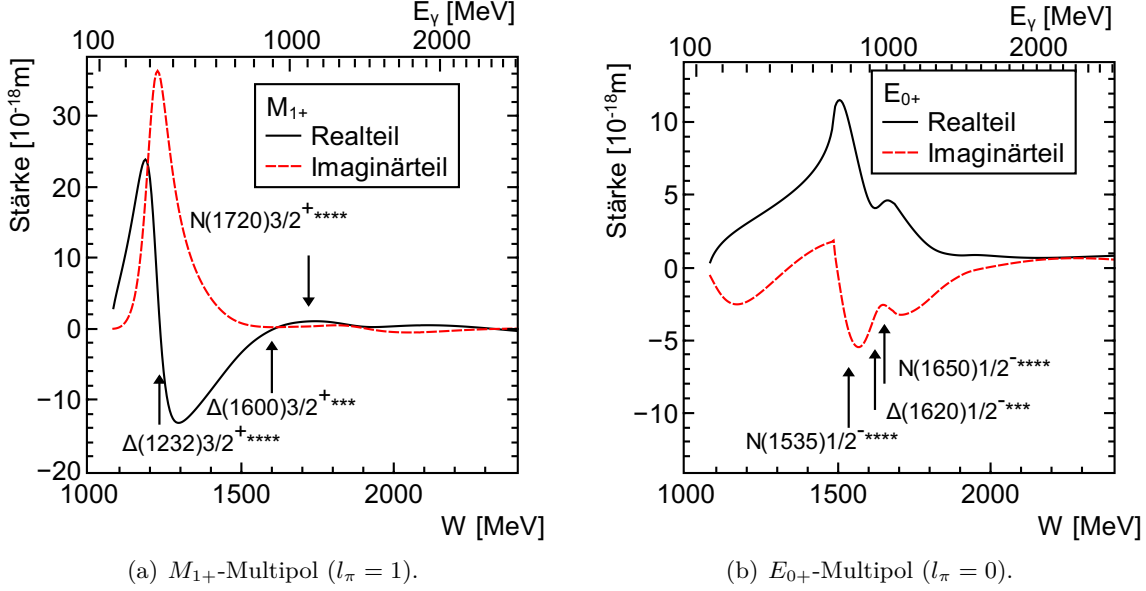
$$F_2(W, \theta) = \sum_{l=1}^{\infty} \left[ (l+1) M_l^+ + l M_l^- \right] P''_l(x), \quad (1.19)$$

$$F_3(W, \theta) = \sum_{l=1}^{\infty} \left[ E_l^+ - M_l^+ \right] P''_{l+1}(x) + \left[ E_l^- + M_l^- \right] P''_{l-1}(x), \quad (1.20)$$

$$F_4(W, \theta) = \sum_{l=2}^{\infty} \left[ M_l^+ - E_l^+ - M_l^- - E_l^- \right] P''_l(x), \quad (1.21)$$

wobei  $x := \cos \theta$  definiert ist.  $l$  ist der Bahndrehimpuls des auslaufenden Pions,  $\theta$  der Polarwinkel des Mesons im Schwerpunktsystem.

Der Zusammenhang zwischen Resonanzen und Pion-Multipolen ist dadurch gegeben, dass die Resonanzen über verschiedene Multipole zerfallen. Sind die Multipole bekannt, so kann aus deren Verlauf auf Existenz und Position von Resonanzen geschlossen werden. Dies soll



**Abbildung 1.15.:** Pion-Multipole  $M_{1+}$  und  $E_{0+}$  in Abhängigkeit der Energie für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Eingezeichnet sind bekannte beitragende Nukleon- und Delta-Resonanzen, welche mindestens mindestens zu 3 Sternen klassifiziert sind. Resonanz-Daten und Klassifizierung aus [B<sup>+</sup>12]. Multipoldaten aus [ABK<sup>+</sup>12].

mithilfe von Abbildung 1.15 veranschaulicht werden. Die Abbildung zeigt die Pion-Multipole  $M_{1+}$  und  $E_{0+}$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Aufgetragen ist der Energiebereich von der Produktionsschwelle von Pionen bis  $W = 2,4$  GeV. Die Realteile sind durchgezogen, die Imaginärteile gestrichelt dargestellt. Zusätzlich sind alle beitragenden Resonanzen eingetragen, die nach [B<sup>+</sup>12] mindestens mit drei Sternen klassifiziert sind. Bei der Energie der  $\Delta$ -Resonanz ( $\Delta(1232)3/2^+$ ) erkennt man deutlich den charakteristischen Nulldurchgang des Realteils und das Maximum des Imaginärteils des  $M_{1+}$ -Multipols.

Jedoch ergibt sich der Wirkungsquerschnitt nicht nur aus der resonanten Produktion von Pionen. Es ist auch Untergrund vorhanden, beispielsweise tragen Bornsterme zur nichtresonanten Produktion von Pionen bei. Neben der  $\Delta(1232)3/2^+$ -Resonanz sind nur wenige Resonanzen so stark ausgeprägt, dass diese leicht erkannt werden können. Allerdings muss auch hier der Untergrund berücksichtigt werden, wenn die Resonanzparameter genau bestimmt werden sollen. Beispielsweise liegt das Maximum des Imaginärteils der  $\Delta(1232)3/2^+$ -Resonanz bei 1220 MeV, der Nulldurchgang des Realteils bei 1233 MeV. Der beste Schätzwert für die Masse der Resonanz liegt hingegen bei 1232 MeV. Bei den meisten anderen Resonanzen ist der Einfluss des Untergrunds noch stärker. Da dieser mithilfe eines Modells bestimmt wird, ist auch der verbleibende Anteil modellabhängig und damit auch die extrahierten Resonanzparameter. In Partialwellenanalysen werden Resonanzparameter aus Messdaten extrahiert. Bei diesen werden Amplituden nach Drehimpuls entwickelt und an die Daten gefittet. Im

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

folgenden Abschnitt werden kurz einige aktuelle Partialwellenanalyse-Gruppen vorgestellt. In der Vergangenheit wurden üblicherweise Breit-Wigner-Funktionen verwendet, um die Resonanzen zu beschreiben. Statt Position und Breite der Breit-Wigner-Funktion anzugeben, können die Pol-Parameter der Resonanz in der komplexen Energieebene angegeben werden [KR10]. So soll eine möglichst geringe Modellabhängigkeit der extrahierten Resonanzparameter erreicht werden. Dabei entspricht der Realteil des Pols der Masse einer Resonanz, aus dem Imaginärteil ergibt sich die Resonanzbreite.

Daneben wurden weitere Ansätze verfolgt, um die Resonanzmassen zu bestimmen, wie beispielsweise das Argand-Diagramm oder den Speed-Plot [Pet06].

### 1.7. Bestimmung der Resonanzen

Zunächst werden im ersten Analyseschritt aus gemessenen Daten Observablen extrahiert. Ziel des nächsten Schritts ist es, aus verschiedenen Observablen die Resonanzparameter der Anregungszustände von Nukleon und  $\Delta$  zu bestimmen. Es ist ein klassischer Ansatz eine Partialwellenanalyse der gemessenen Daten durchzuführen. Einige aktuelle Analysemethoden stellen jedoch keine Partialwellenanalyse im engeren Sinne dar, bei der die Amplituden explizit nach Drehimpuls entwickelt werden.

Um die Streuung zu beschreiben, existieren verschiedene Ansätze, die zueinander äquivalent sind. Der Übergang vom Anfangszustand  $|i\rangle$  in den Endzustand  $|f\rangle$  ist durch die S-Matrix  $S$  gegeben. Es gilt [Bei12]

$$|f\rangle = S |i\rangle. \quad (1.22)$$

Die S-Matrix ist unitär ( $S^\dagger S = \mathbb{1}$ ). Die anschauliche Bedeutung der Unitarität der S-Matrix ist die Wahrscheinlichkeitserhaltung. Jeder Anfangszustand muss sich vollständig in Endzustände aufteilen, Endzustände müssen sich vollständig aus Anfangszuständen ergeben. Wahrscheinlichkeit wird weder vernichtet noch erzeugt.

Bei der Streuung ist die Wahrscheinlichkeit am höchsten, dass die Teilchen nicht interagieren ( $|f\rangle = |i\rangle$ ). Daher kann es sinnvoll sein, diese Möglichkeit zu subtrahieren. Der verbleibende Operator wird als T-Matrix bezeichnet. Es gilt [CBH<sup>+</sup>95]

$$S = \mathbb{1} + 2iT. \quad (1.23)$$

Der Vorfaktor  $2i$  ist eine mögliche Konvention, teilweise ist er anders gewählt. Eine weitere Möglichkeit, die Streuung zu beschreiben, ist die K-Matrix. Die K-Matrix ist reell, S- und T-Matrix sind komplex. Der Zusammenhang zur S-Matrix lautet [CBH<sup>+</sup>95]

$$S = \mathbb{1} + 2iT = \frac{\mathbb{1} + iK}{\mathbb{1} - iK}. \quad (1.24)$$

Weiter gilt [CBH<sup>+</sup>95]

$$2iT = (\mathbb{1} + iK)(\mathbb{1} - iK)^{-1} - \mathbb{1} \quad (1.25)$$

$$= (\mathbb{1} + iK)(\mathbb{1} - iK)^{-1} - (\mathbb{1} - iK)(\mathbb{1} - iK)^{-1} \quad (1.26)$$

$$= (\mathbb{1} + iK - \mathbb{1} + iK)(\mathbb{1} - iK)^{-1} \quad (1.27)$$

$$= 2iK(\mathbb{1} - iK)^{-1} \quad (1.28)$$

$$\Rightarrow T = K(\mathbb{1} - iK)^{-1} = (\mathbb{1} - iK)^{-1}K. \quad (1.29)$$



Hier sollen kurz vier aktuelle Analyse-Gruppen vorgestellt werden: Die SAID, MAID, Bonn-Gatchina und das Jülich-Modell. Das Jülich-Modell der Pion Nukleon Streuung wurde ursprünglich entwickelt, um elastische  $\pi N$ -Streuung im Schwellbereich zu beschreiben. Das Modell ist analytisch, sodass die Extraktion von Polparametern in der komplexen Energieebene möglich ist. In diesem Modell wird der Streuprozess über die Lippmann-Schwinger-Gleichung beschrieben. Es gilt

$$T_{\mu\nu} = V_{\mu\nu} + \sum_{\kappa} \int_0^{\infty} dp p^2 V_{\mu\kappa} G_{\kappa} T_{\kappa\nu} \quad (1.30)$$

wobei  $T_{\mu\nu}$  die Streumatrix,  $V_{\mu\nu}$  das Streupotential und  $G_{\kappa}$  der Propagator des Zwischenzustandes  $\kappa$  sind. Aus der Streumatrix  $T_{\mu\nu}$  können die Observablen berechnet werden. Die Indizes  $\mu$ ,  $\nu$  und  $\kappa$  stehen für auslaufenden, einlaufenden und Zwischenzustand. So werden alle physikalischen Kanäle gleichzeitig im Formalismus erfasst. Werden die freien Parameter der Gleichungen an gemessene Datensätze angepasst, so wirken sich beispielsweise die Datensätze eines Kanals auf die Vorhersagen eines anderen Kanals aus. Daher spricht man von einem coupled channel model (Modell mit gekoppelten Kanälen). Im Ausgangszustand sind die Ein-Meson-Kanäle  $\pi N$ ,  $\eta N$ ,  $K\Lambda$  und  $K\Sigma$  berücksichtigt.  $\pi\pi N$ -Kanäle werden effektiv durch  $\pi\Delta$ ,  $\sigma N$  und  $\rho N$  beschrieben. Das Streupotential teilt sich auf gemäß

$$V_{\mu\nu} = V_{\mu\nu}^{\text{NP}} + V_{\mu\nu}^{\text{P}}, \quad (1.31)$$

in einen Pol-Anteil  $V_{\mu\nu}^{\text{P}}$  und einen nicht-Pol-Anteil  $V_{\mu\nu}^{\text{NP}}$ . Der Pol-Anteil ergibt sich aus s-Kanal Wechselwirkungen. Dieser enthält die genuine Resonanzen, die explizit in den Formalismus eingebaut werden.  $V_{\mu\nu}^{\text{P}}$  ist gegeben durch

$$V_{\mu\nu}^{\text{P}} = \sum_{i=0}^n \frac{\gamma_{\mu,i}^a \gamma_{\nu,i}^c}{E - m_i^b}. \quad (1.32)$$

Dabei sind  $\gamma_{\mu,i}^a$  der Annihilations- und  $\gamma_{\nu,i}^c$  der Erzeugungsvertex (engl. creation vertex) der Resonanz  $i$  für den Eingangskanal  $\nu$  und den Ausgangskanal  $\mu$ .  $m_i^b$  ist die nackte (engl. bare) Masse der Resonanz  $i$ . Die Vertizes sind mithilfe von effektiven Lagrangedichten konstruiert.

Der nicht-Pol-Anteil beschreibt Untergrundreaktionen und ergibt sich aus t- und u-Kanal Termen. Hier sind keine echten Resonanzen enthalten, jedoch können sich indirekt sogenannte dynamisch generierte Resonanzen ergeben. Ein Beispiel dafür ist die Roper-Resonanz  $N(1440)1/2^+$ , die im Jülich-Modell dynamisch generiert werden kann [DHH<sup>+</sup>09]. Der nicht-pol Anteil  $V_{\mu\nu}^{\text{NP}}$  ist mithilfe von effektiven Lagrangedichten [Mei88, BM96] konstruiert. Aus der Streumatrix  $T_{\mu\nu}$  ergeben sich Gleichungen für Observablen. Werden diese an gemessene Daten angepasst, ergibt sich eine Lösung für die Streumatrix  $T_{\mu\nu}$ .

In deren analytischer Fortsetzung auf das zweite Riemann-Blatt der komplexen Energieebene treten Polstellen  $z_i$  auf, die Resonanzen entsprechen. Aus dem Realteil ergibt sich die Masse  $m_i$ , aus dem Imaginärteil die Breite  $\Gamma_i$  der Resonanz  $i$ . Es gilt

$$m_i = \text{Re}(z_i), \quad (1.33)$$

$$\Gamma_i = -2 \cdot \text{Im}(z_i). \quad (1.34)$$

Kann eine Polstelle einer explizit eingebauten Resonanz zugeordnet werden, so spricht man von einer echten Resonanz (engl.: genuine resonance). Bei den verbleibenden Resonanzen

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

spricht man von dynamisch generierten Resonanzen. Die aus der Analyse erhaltenen Partialwellen können auf <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/meson-baryon/main> abgerufen werden.

Das Jülich-Modell wurde auf Pion-Photoproduktion erweitert [HDH<sup>+</sup>12]. Die Multipolamplitude ist in dem erweiterten Modell gegeben durch

$$M_{\mu\gamma} = V_{\mu\gamma} + \sum_{\kappa} \int_0^{\infty} dp p^2 T_{\mu\kappa} G_{\kappa} V_{\kappa\gamma}. \quad (1.35)$$

Dabei ist  $M_{\mu\gamma}$  die Matrix der Multipole (siehe Gleichungen 1.18 bis 1.21, dort  $M_{l\pm}$ ),  $V_{\kappa\gamma}$  das Streupotential der Photoproduktion,  $G_{\kappa}$  der Propagator des Zwischenzustandes  $\kappa$  und  $T_{\mu\kappa}$  die Streumatrix der Pion-Nukleon-Streuung des Jülich-Modells (siehe Gleichung 1.30). Diese berücksichtigt die hadronische Endzustands-Wechselwirkung. Der Index  $\gamma$  kennzeichnet den Eingangszustand als elektromagnetisch. Die restlichen Indizes entsprechen denen in Gleichung 1.30.

Das Streupotential der Photoproduktion  $V_{\mu\gamma}$  ist gegeben durch

$$V_{\mu\gamma} = \alpha_{\mu\gamma}^{\text{NP}} + \sum_i \frac{\gamma_{\mu;i}^a \gamma_{\gamma;i}^c}{E - m_i^b}. \quad (1.36)$$

Wie bei dem Potential der  $\pi N$ -Streuung teilt es sich auf in einen nicht-Pol-Anteil ( $\alpha_{\mu\gamma}^{\text{NP}}$ ) und einen Pol-Anteil, in dem die echten Resonanzen explizit eingebaut sind (Summe über  $i$ ). Dort sind  $m_i^b$  wieder die nackten Massen der echten Resonanzen und  $\gamma_{\mu;i}^a$  der Resonanz-Annihilationsvertex, welcher identisch ist mit dem aus der  $\pi N$ -Streuung (siehe Gleichung 1.32). Der nicht-Pol-Anteil  $\alpha_{\mu\gamma}^{\text{NP}}$  und die Photonkopplung an die Resonanz  $\gamma_{\gamma;i}^c$  sind in einer aktuellen Analyse [Rö14] phänomenologisch durch Polynome angenähert.

Eine Erweiterung des Modells, bei der  $V_{\gamma}$  durch Lagrange-Operatoren aufgebaut wird, existiert bereits für Pion-Photoproduktion [HDH<sup>+</sup>12]. Diese ist jedoch numerisch aufwändig, weswegen diese nicht in [RDH<sup>+</sup>14, Rö14] verwendet wurde, um Messdaten zu analysieren.

Aus den Multipolen ergeben sich die CGLN-Amplituden (siehe Gleichungen 1.18 bis 1.21), daraus der Streuoperator  $\mathcal{F}$  (siehe Gleichung 1.17). Aus diesem wiederum können Gleichungen für die Observablen bestimmt werden, welche in der Analyse an die gemessenen Daten angepasst werden. Daraus ergibt sich eine Lösung für die Matrix der Multipole  $M_{\mu\gamma}$ .

In der Analyse [RDH<sup>+</sup>14] wurde die Streumatrix  $T_{\mu\nu}$  aus der Jülich2012-Lösung [RDH<sup>+</sup>13] verwendet, damit auch die Massen  $m_i$  in der Parametrisierung des Streupotentials der Photoproduktion  $V_{\mu\gamma}$ .

Daher ergibt die Analyse die gleichen Pol-Positionen. Weiterhin können keine neuen Zustände gefunden werden. Die Photokopplungen können hingegen bestimmt werden. Diese Analyse ist damit ein Zwischenschritt zu einer Version, in der Daten aus der Photoproduktion und aus der  $\pi N$ -Streuung gleichzeitig ausgewertet werden. Schon in der aktuellen Version werden Observablen in der Photoproduktion gut beschrieben oder vorhergesagt [RDH<sup>+</sup>14].

Die SAID Partialwellenanalyse wurde an der George Washington Universität entwickelt. Auf der Internetseite <http://gwdac.phys.gwu.edu/> können die Ergebnisse der Analyse abgerufen werden.

Ursprüngliches Ziel war die Analyse von Daten der  $\pi N$ -Streuung. Die aktuelle Version der Analyse der Photoproduktionsdaten [WPBS12] (Chew-Mandelstam, CM12) verwendet eine energieabhängige Parametrisierung der hadronischen T-Matrix. Diese wurde in einer gemeinsamen Analyse von Daten der Reaktionen  $\pi N \rightarrow \pi N$  und  $\pi N \rightarrow \eta N$  verwendet. Die

verwendete Parametrisierung lautet

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{\sigma} [1 - \bar{K}C]_{\alpha\sigma}^{-1} \bar{K}_{\sigma\beta}, \quad (1.37)$$

wobei  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\sigma$  den betrachteten Kanal repräsentieren ( $\pi N$ ,  $\pi\Delta$ ,  $\rho N$  und  $\eta N$ ).

Auf den elektromagnetischen Kanal angewendet ergibt sich

$$T_{\alpha\gamma} = \sum_{\sigma} [1 - \bar{K}C]_{\alpha\sigma}^{-1} \bar{K}_{\sigma\gamma}. \quad (1.38)$$

$\gamma$  bezeichnet den elektromagnetischen Kanal ( $\gamma N$ ),  $\sigma$  den hadronischen Kanal, der in der Endzustandswechselwirkung  $[1 - \bar{K}C]_{\alpha\sigma}^{-1}$  auftritt.

Die Parameter der hadronischen K-Matrix werden durch einen Fit an Daten der Reaktionen  $\pi N \rightarrow \pi N$  und  $\pi N \rightarrow \eta N$  bestimmt. Für die Beschreibung der Photoproduktion wird das Ergebnis des Fits an die Pion-Nukleon-Daten verwendet. Von den 13 Nukleon- und 9  $\Delta$ -Resonanzen, die in der Pion-Nukleon-Lösung vorhanden sind, werden jedoch nur 7 Nukleon- und 5  $\Delta$ -Resonanzen verwendet. Im Fit an die Daten der Pion-Photoproduktion werden nur die Elemente der K-Matrix angepasst, die zu elektromagnetischen Reaktionen gehören. Diese Elemente werden als Polynome parametrisiert.

Die MAID Partialwellenanalyse wurde an der Universität Mainz entwickelt [DKT07]. Die Ergebnisse der Analyse können auf der Internetseite <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID/> abgefragt werden. In MAID wird die Streuung über die T-Matrix  $t_{\gamma\pi}(W)$  beschrieben. Diese ist in der aktuellsten Version der Analyse (MAID2007) gegeben durch

$$t_{\gamma\pi}(W) = v_{\gamma\pi}(W) + v_{\gamma\pi}(W)g_0(W)t_{\pi N}(W). \quad (1.39)$$

Dabei steht  $v_{\gamma\pi}(W)$  für das Streupotential der Reaktion  $\gamma^* N \rightarrow N\pi$ . Die Endzustandswechselwirkung wird durch die  $\pi N$ -Streumatrix  $t_{\pi N}(W)$  beschrieben, welche über den Propagator  $g_0(W)$  mit dem elektromagnetischen Streupotential verknüpft wird.

Das Streupotential  $v_{\gamma\pi}(W)$  setzt sich aus zwei Teilen zusammen gemäß

$$v_{\gamma\pi}(W) = v_{\gamma\pi}^B(W) + v_{\gamma\pi}^R(W). \quad (1.40)$$

Dabei beschreibt  $v_{\gamma\pi}^B(W)$  den Untergrund und  $v_{\gamma\pi}^R(W)$  resonante Anregung. Der Untergrund wird durch komplexe Funktionen beschrieben, in denen einige Parameter aus der SAID-PWA übernommen sind. Die resonante Anregung wird durch Breit-Wigner-Terme beschrieben.

Im Fit wurde die Datenbasis der SAID2000-PWA verwendet, welche Messdaten aus den Jahren 1960 bis 2000 enthält. Ergänzend wurden Daten von aktuelleren Experimenten verwendet. Insgesamt fließen in die Analyse 19676 Datenpunkte ein. Der betrachtete Energiebereich reicht von  $E_{\gamma} = 140$  MeV bis  $E_{\gamma} = 1610$  MeV.

In der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [ABK<sup>+</sup>12, AKN<sup>+</sup>10] werden Amplituden  $\hat{\mathbf{A}}$  mithilfe der K-Matrix aufgestellt. Es gilt

$$\hat{\mathbf{A}}(s) = \hat{\mathbf{K}}(\hat{\mathbf{I}} - i\rho\hat{\mathbf{K}})^{-1}, \quad (1.41)$$

wobei  $\rho$  ein Phasenraumfaktor ist. Aus den Amplituden werden die Observablen berechnet. Die K-Matrix  $\hat{\mathbf{K}}$  ist parametrisiert durch

$$K_{ab} = \sum_{\alpha} \frac{g_a^{(\alpha)} g_b^{(\alpha)}}{M_{\alpha}^2 - s} + f_{ab} \quad (1.42)$$

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

Dabei sind  $M_\alpha$  die Massen der Resonanzen  $\alpha$  und  $g_a^{(\alpha)}$  deren Kopplungskonstante an den Kanal  $a$ .  $f_{ab}$  beschreibt den nichtresonanten Übergang von Eingangszustand  $a$  in Endzustand  $b$ . Dieser wird in den meisten Partialwellen als Konstante angenommen. Die Photoproduktion wird durch einen P-Vektor-Ansatz beschrieben, welcher mathematisch eine ähnliche Struktur hat. Die Resonanzparameter werden anhand der Polstellen in der komplexen Energieebene bestimmt.

Bei der Bonn-Gatchina-PWA handelt es sich um eine Multikanalanalyse, bei der Daten von vielen verschiedenen Reaktionskanälen gleichzeitig verwendet werden. In der elastischen  $\pi N$ -Streuung werden die Amplituden verwendet, die durch die SAID-PWA [ABSW06] bestimmt wurden. Weiterhin werden Daten der Reaktionen  $\pi^- p \rightarrow p\eta$  und  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0\pi^0$  verschiedener Experimente verwendet. Von Photoproduktionsexperimenten werden Daten der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ,  $n\pi^+$ ,  $p\eta$ ,  $\Lambda K^+$ ,  $\Sigma^0 K^+$  und  $\Sigma^+ K^0$  verwendet, sowie die zwei-Meson-Kanäle  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$  und  $p\pi^0\eta$ .

Die Ergebnisse der Bonn-Gatchina-PWA können über die Internetseite <http://pwa.hiskp.uni-bonn.de/> abgerufen werden.

### 1.8. Vollständigkeit der Experimente

In einem Experiment auftretende Größen können zueinander in einer Relation stehen. Als Beispiel sei das Torsionspendel genannt. Dieses hat die Eigenschaften Trägheitsmoment des schwingenden Körpers  $J$ , Frequenz der Schwingung  $f$  und Direktionsmoment  $D$ , welches versucht das Pendel zurück in die Ruheposition zu bringen. Alle drei Größen können gemessen werden, jedoch reicht es, zwei zu messen, um alle drei zu kennen.

Auch die Polarisationsobservablen stehen zueinander in einem Zusammenhang, der jedoch komplexer ist als beim oben genannten Beispiel. Eine wichtige Frage ist, wie viele Polarisationsobservablen gemessen werden müssen, um alle Observablen zu kennen.

Es wurde von [CT97] gezeigt, dass ein Satz von 8 der 16 Observablen ausreicht, um die *transversity* Amplituden bis auf eine globale Phase zu bestimmen. Diese sind äquivalent zu den CGLN-Amplituden (Gleichung 1.17). Aus diesen können die anderen Observablen berechnet werden. Diese Aussage gilt für ein idealisiertes Experiment, in dem die gemessenen Daten keinen Fehler aufweisen. Nicht jede Untermenge von acht Observablen kann alle anderen Observablen vorhersagen, sondern nur spezielle Gruppen. An dieser Stelle soll lediglich erwähnt werden, dass alle Gruppen den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und die drei Einfachpolarisationsobservablen enthalten. Die restlichen vier dürfen nicht alle aus der gleichen Sorte von Experiment stammen (Strahl-Target, Strahl-Rückstoß, Target-Rückstoß), sodass mindestens eine Doppelpolarisationsobservable der Rückstoßpolarisation bestimmt werden muss. Für die konkreten Gruppen sei auf die Literatur verwiesen: [CT97, Wun12].

Eine andere Möglichkeit ist die beschränkte Partialwellenanalyse (Truncated Partial Wave Analysis, TPWA). Bei dieser wird die unendliche Summe über den Drehimpuls in Gleichungen 1.18 bis 1.21 bei einem endlichen Drehimpuls  $l_{\max}$  abgebrochen. Unter Verwendung der Näherungen können die Doppelpolarisationsobservablen direkt durch die Pion-Multipole ausgedrückt werden. Die Parameter der so erhaltenen Gleichung können direkt an die gemessenen Daten angepasst werden. Dies soll am Beispiel der Observablen  $G$  erläutert werden (linear polarisierte Photonen, longitudinal polarisiertes Target). Diese Observable wurde bereits über einen großen Energiebereich gemessen [Thi12] (siehe Abschnitt 1.10.1).

Im Folgenden wird statt  $G$  die korrespondierende Profildfunktion  $\check{G}$  betrachtet. Diese ist definiert über

$$\check{G}(W, \theta) = G(W, \theta) \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol.}}(W, \theta) \quad (1.43)$$

Diese kann dargestellt werden über

$$\check{G} = -\sin^2(\theta) \Im [F_4^* F_1 + F_3^* F_2] \quad (1.44)$$

In der Näherung  $l_{\text{max}} = 0$  (nur S-Partialwellen) verschwinden die CGLN-Amplituden  $F_2$ ,  $F_3$  und  $F_4$  (Siehe Glgn. 1.18 bis 1.21). Daher ist  $\check{G}$  in diesem Fall identisch 0. In der Näherung  $l_{\text{max}} = 1$  (nur S- und P-Partialwellen) vereinfachen sich Gleichungen 1.18 bis 1.21 zu

$$F_1(W, \theta) = E_{0+} + 3 \cos(\theta)(E_{1+} + M_{1+}), \quad (1.45)$$

$$F_2(W, \theta) = M_{1-} + 2M_{1+}, \quad (1.46)$$

$$F_3(W, \theta) = 3(E_{1+} - M_{1+}), \quad (1.47)$$

$$F_4(W, \theta) = 0. \quad (1.48)$$

Es treten also nur vier Pion-Multipole ( $E_{0+}$ ,  $E_{1+}$ ,  $M_{1+}$ ,  $M_{1-}$ ) auf, deren Energieabhängigkeit bestimmt werden muss. Berechnet man hiermit die Observable  $\check{G}$  in Darstellung mit Pion-Multipolen ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\check{G}(W)}{\sin^2(\theta)} &= g_0(W) \\ &= -3 \Im [(E_{1+}^* - M_{1+}^*)(M_{1-} + 2M_{1+})] \end{aligned} \quad (1.49)$$

In der Näherung  $l_{\text{max}} = 1$  ergibt sich eine konstante Winkelabhängigkeit, die nur durch einen energieabhängigen Parameter bestimmt ist, der mit den Multipolen zusammenhängt. Außerdem zeigt sich hier ein Vorteil der Doppelpolarisationsobservablen. In  $\check{G}$  taucht kein Betragsquadrat eines Multipols auf. Im unpolarisierten totalen Wirkungsquerschnitt tauchen Multipole nur im Betragsquadrat auf, unter anderem der starke Multipol  $M_{1+}$ . Dadurch werden weniger starke Beiträge von anderen Multipolen überdeckt. In der Observablen  $\check{G}$  hingegen treten nur Interferenzterme zwischen verschiedenen Multipolen auf, sodass sich dadurch eine hohe Empfindlichkeit für schwache Multipole ergibt.

Nimmt man die D-Partialwellen zur Entwicklung hinzu ( $l_{\text{max}} = 2$ ), ergibt sich für Gleichungen 1.18 bis 1.21

$$\begin{aligned} F_1(W, \theta) &= E_{0+} + 3 \cos(\theta)(E_{1+} + M_{1+}) + E_{2-} + 3M_{2-} \\ &\quad + \frac{1}{2} (15 \cos^2(\theta) - 3) (E_{2+} + 2M_{2+}), \end{aligned} \quad (1.50)$$

$$F_2(W, \theta) = M_{1-} + 2M_{1+} + 3 \cos(\theta)(2M_{2-} + 3M_{2+}), \quad (1.51)$$

$$F_3(W, \theta) = 3(E_{1+} - M_{1+}) + 15 \cos(\theta)(E_{2+} - M_{2+}), \quad (1.52)$$

$$F_4(W, \theta) = 3(M_{2+} - E_{2+} - M_{2-} - E_{2-}). \quad (1.53)$$

Es treten insgesamt 8 Multipole auf ( $E_{0+}$ ,  $E_{1+}$ ,  $M_{1+}$ ,  $M_{1-}$ ,  $E_{2+}$ ,  $E_{2-}$ ,  $M_{2+}$ ,  $M_{2-}$ ), sodass in diesem Fall mehr unbekannte auftreten als bei  $l_{\text{max}} = 1$ . Weiterhin manifestiert sich die Winkelabhängigkeit in 1.50 nun in einem zusätzlichen  $\cos^2(\theta)$ -Term. In Gleichungen 1.51

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

und 1.52 taucht  $\cos \theta$  bei  $l_{\max} = 2$  in erster Potenz auf. Diese Abhängigkeiten pflanzen sich in die Observable  $\check{G}$  fort. Es ergibt sich

$$\frac{\check{G}(W)}{\sin^2(\theta)} = g_0(W) + g_1(W) \cdot \cos \theta + g_2(W) \cdot \cos^2 \theta, \quad (1.54)$$

wobei  $g_i(W)$  energieabhängige Funktionen sind, die sich aus Konstanten und Bilinearformen der Pion-Multipole ergeben. Durch bestimmen der Polarisationsobservablen  $\check{G}$  und ausnutzen der Winkelabhängigkeit können die Funktionen  $g_i(W)$  bestimmt werden.

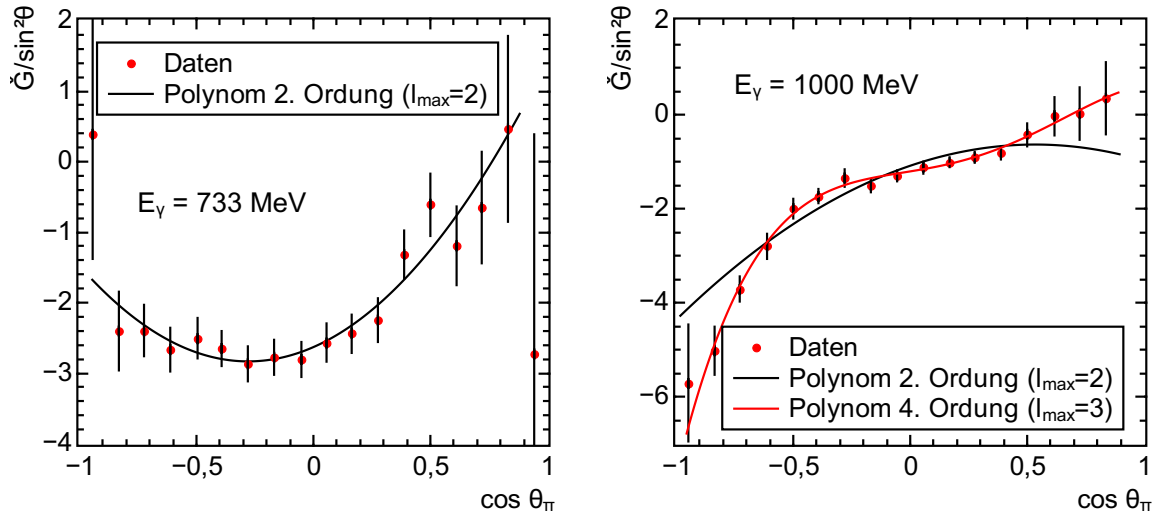
Für jede höhere Ordnung in  $l$  steigt also die Anzahl der beitragenden Multipole, andererseits ergibt sich eine komplexere Winkelabhängigkeit, da höhere Potenzen von  $\cos \theta$  auftauchen. Aus den Messwerten lassen sich also auch mehr Informationen extrahieren. Tabelle 1.3 zeigt die Entwicklung von  $\check{G}$  für  $l_{\max} = 0$  bis  $l_{\max} = 3$ .

$l_{\max}$	Partialwellen	$\check{G}/\sin^2 \theta$
0	S	0
1	S, P	$g_0(W)$
2	S, P, D	$g_0(W) + g_1(W) \cos \theta + g_2(W) \cos^2 \theta$
3	S, P, D, F	$g_0(W) + g_1(W) \cos \theta + g_2(W) \cos^2 \theta + g_3(W) \cos^3 \theta + g_4(W) \cos^4 \theta$

**Tabelle 1.3.:** Auflistung der Polynome, mit denen die Observable  $\check{G}$  beschrieben werden kann, in Abhängigkeit des maximalen Drehimpulses  $l_{\max}$ , der in der Entwicklung verwendet wird.

Allgemeiner gilt, dass alle Polarisationsobservablen als Produkt eines Polynoms in  $\cos \theta$  und einem globalen  $\sin^n \theta$ -Term ausgedrückt werden können. Mit jeder Ordnung kommen zwei Potenzen von  $\cos \theta$  hinzu. Die Ordnung des Polynoms zu einem gegebenen  $l_{\max}$  ist für verschiedene Observablen nicht unbedingt gleich. Beispielsweise ist  $\check{G}$  bei  $l_{\max} = 1$  eine Konstante,  $\check{C}_z$  in der gleichen Näherung ein Polynom 2. Ordnung. Die Koeffizienten setzen sich dabei für die verschiedenen Observablen unterschiedlich aus den Multipolen zusammen. Also erhält man ein Gleichungssystem mit mehreren Unbekannten. Es stellt sich die Frage, ob das Gleichungssystem eindeutig lösbar ist. Insgesamt gilt für  $l_{\max} \geq 1$ , dass  $4l_{\max}$  komplexe Multipole auftauchen, also  $8l_{\max}$  reelle Zahlen bestimmt werden müssen [Wun12]. Da die globale Phase mit diesem Experiment nicht allgemein bestimmt werden kann, verbleiben  $8l_{\max} - 1$  Größen, die bestimmt werden müssen. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und den Einfachpolarisationsobservablen ergeben sich  $8l_{\max}$  Gleichungen, aus den Doppelpolarisationsobservablen vom Typ Strahl-Target weitere  $8l_{\max}$ , sodass es mehr Gleichungen als Unbekannte gibt, wenn alle Einfachpolarisationsobservablen und alle Strahl-Target-Observablen gemessen sind. In [Ome81] und [WBT14] wurde gezeigt, dass für beliebige  $l_{\max}$  verschiedene Gruppen von 5 Observablen existieren, aus denen sich eindeutige Gleichungssysteme ergeben. Diese Aussage gilt dabei für einen mathematischen Datensatz, der keine Messfehler aufweist. Alle Multipole aus gemessenen Daten eindeutig zu bestimmen, ist aktuell Gegenstand einer Dissertation [Wun16].

Welches  $l_{\max}$  notwendig ist, um die Observablen in der Pion-Photoproduktion ( $p\gamma \rightarrow p\pi^0$ ) zu beschreiben, hängt von der Schwerpunktenenergie  $W$  ab und damit von den angeregten Resonanzen. Beim Fixed-Target-Experiment hängt die Schwerpunktenenergie  $W$  fest mit der einlaufenden Photonenenergie  $E_\gamma$  zusammen. Die Energieabhängigkeit der auftretenden Drehimpulse soll an einem Beispiel erläutert werden. Abbildung 1.16 zeigt die Observable  $\check{G}$  in



(a)  $E_\gamma = 733$  MeV, Polynom 2. Ordnung (schwarze Kurve) beschreibt die Daten innerhalb der Fehler.

(b)  $E_\gamma = 1000$  MeV, Polynom 2. Ordnung (schwarze Kurve) reicht nicht, Polynom 4. Ordnung (rote Kurve) ist notwendig um die Daten zu beschreiben.

**Abbildung 1.16.:** Winkelabhängigkeit der Observablen  $\check{G}$  bei zwei unterschiedlichen Photonenergien. Schwarz: Fit-Polynom 2. Ordnung, rot: Fit-Polynom 4. Ordnung. [Thi12]

Abhängigkeit des Winkels bei zwei unterschiedlichen Photonenergien. Bei  $E_\gamma = 733$  MeV (Abb. 1.16(a)) kann der Verlauf der Daten durch ein Polynom 2. Ordnung innerhalb der Fehler beschrieben werden, was  $l_{\max} = 2$  entspricht. Ein konstanter Verlauf kann klar ausgeschlossen werden, dieser würde  $l_{\max} = 1$  entsprechen. Bei  $E_\gamma = 1000$  MeV (Abb. 1.16(b)) verbleiben signifikante Abweichungen, wenn versucht wird, die Daten mit einem Polynom 2. Ordnung zu beschreiben. Also sind höhere Partialwellen als  $l_{\max} = 2$  vorhanden. F-Partialwellen ( $l_{\max} = 3$ ) führen zu einem Polynom 4. Ordnung. Mit diesem können die Daten beschrieben werden. Die Winkelverteilung der Observablen  $\check{G}$  zeigt signifikante  $l = 3$  Stärke, was auch durch die dominante  $N(1680)5/2^+$ -Resonanz in diesem Energiebereich zu erwarten ist (siehe Abbildung 1.8).

## 1.9. Isospinamplituden

Der Isospin ist ein Konzept aus der Teilchenphysik. Dabei wird der Beobachtung Rechnung getragen, dass sich up- und down-Quark zwar in der elektrischen Ladung unterscheiden, gegenüber der starken Wechselwirkung jedoch ein sehr ähnliches Verhalten zeigen. Daher wurde das Konzept aufgestellt, von einem Teilchen zu sprechen, das sich in zwei Zuständen befinden kann. Mathematisch wird der Formalismus von Drehimpulsen oder Spins verwendet, jedoch entspricht der Isospin keinem wirklichen Spin und trägt auch nicht die Einheit eines Drehimpulses. Wie bei der quantenmechanischen Behandlung von Drehimpulsen wird der Isospin  $I$  angegeben und dessen Projektion auf die dritte Koordinatenachse  $I_3$ . Das up- und down-Quark haben  $I = \frac{1}{2}$ , wobei das up-Quark  $I_3 = +\frac{1}{2}$  hat und das down-Quark  $I_3 = -\frac{1}{2}$ . Bei allen anderen Quarks ist  $I = I_3 = 0$ .  $I_3$  ist eine additive Quantenzahl. Für Systeme

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

bestehend aus Quarks gilt also

$$I_{3,\text{Gesamt}} = \frac{1}{2} \cdot [(n_u - n_{\bar{u}}) - (n_d - n_{\bar{d}})]. \quad (1.55)$$

$I$  hingegen addiert sich wie ein quantenmechanischer Drehimpulsvektor. In einem  $qqq$ -System aus up und down-Quarks ergeben sich damit zwei Multipletts. Die Isospins können sich zu  $I = \frac{1}{2}$  addieren, sodass es für  $I_3$  zwei mögliche Zustände gibt. Das Dublett wird als Nukleon bezeichnet und hat die Zustände Proton ( $p$ , uud,  $I_3 = +\frac{1}{2}$ ) und Neutron ( $n$ , udd,  $I_3 = -\frac{1}{2}$ ). Außerdem können sich die Isospins der Quarks zu  $I = \frac{3}{2}$  addieren. Das entstehende Quartett wird als Delta-Baryon bezeichnet mit den möglichen Zuständen  $\Delta^{++}$  (uuu,  $I_3 = +\frac{3}{2}$ ),  $\Delta^+$  (uud,  $I_3 = +\frac{1}{2}$ ),  $\Delta^0$  (udd,  $I_3 = -\frac{1}{2}$ ) und  $\Delta^-$  (ddd,  $I_3 = -\frac{3}{2}$ ). Die Ähnlichkeit von up und down-Quark gilt jedoch nicht exakt. Durch leicht unterschiedliche Massen der Quarks wird die Entartung der Multipletts aufgehoben.

**Pion-Nukleon-Streuung** Bevor auf die Photoproduktion eingegangen wird sollen die Isospinamplituden am Beispiel der elastischen Pionstreuung eingeführt werden. Es wird der totale Wirkungsquerschnitt von Pionstreuung am Nukleon betrachtet. Das Pion existiert in den drei Zuständen  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ , und  $\pi^-$ . Für das Nukleon  $N$  existieren die zwei Zustände Proton ( $p$ ) und Neutron ( $n$ ). Insgesamt sind also theoretisch sechs verschiedene Kombinationen und damit sechs Wirkungsquerschnitte möglich. Die Wellenfunktion  $|\pi N\rangle$  eines Pion-Nukleon-Systems ergibt sich aus dem Produkt der einzelnen Wellenfunktionen von Pion  $|\pi\rangle$  und Nukleon  $|N\rangle$

$$|\pi N\rangle = |\pi\rangle \otimes |N\rangle. \quad (1.56)$$

Das Pion ist der Isospin-Triplett-Zustand des  $qq$ -Systems aus Up- und Down-Quarks. Betrachtet man den Isospin, so ergeben sich für das Pion die Darstellungen  $|\pi^+\rangle = |1, +1\rangle$ ,  $|\pi^0\rangle = |1, 0\rangle$  und  $|\pi^-\rangle = |1, -1\rangle$ , sowie für das Nukleon  $|p\rangle = |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$ ,  $|n\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ . Dabei wird die Notation  $|I, I_3\rangle$  verwendet. Für das Pion-Nukleon-System müssen die Isospins wie Drehimpulse addiert werden. Es ergeben sich also manche Zustände, bei denen die Wellenfunktion aus verschiedenen Isospin-Komponenten besteht. Die Vorfaktoren der Komponenten ergeben sich dabei aus den Clebsh-Gordon-Koeffizienten. Insgesamt ergibt sich

$$|\pi^+ p\rangle = \left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle, \quad (1.57)$$

$$|\pi^+ n\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (1.58)$$

$$|\pi^0 p\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (1.59)$$

$$|\pi^0 n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (1.60)$$

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (1.61)$$

$$|\pi^- n\rangle = \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle. \quad (1.62)$$

Die zwei Fälle  $|\pi^+ p\rangle$  und  $|\pi^- n\rangle$  bilden reine Isospin-Zustände ( $I = \frac{3}{2}$ ). Alle anderen sind die Überlagerung von Isospin  $I = \frac{1}{2}$ - und  $I = \frac{3}{2}$ -Zuständen. Dies kann am totalen Wirkungsquerschnitt von  $\pi^+ p$  und  $\pi^- p$  anschaulich verstanden werden. Abbildung 1.17 zeigt



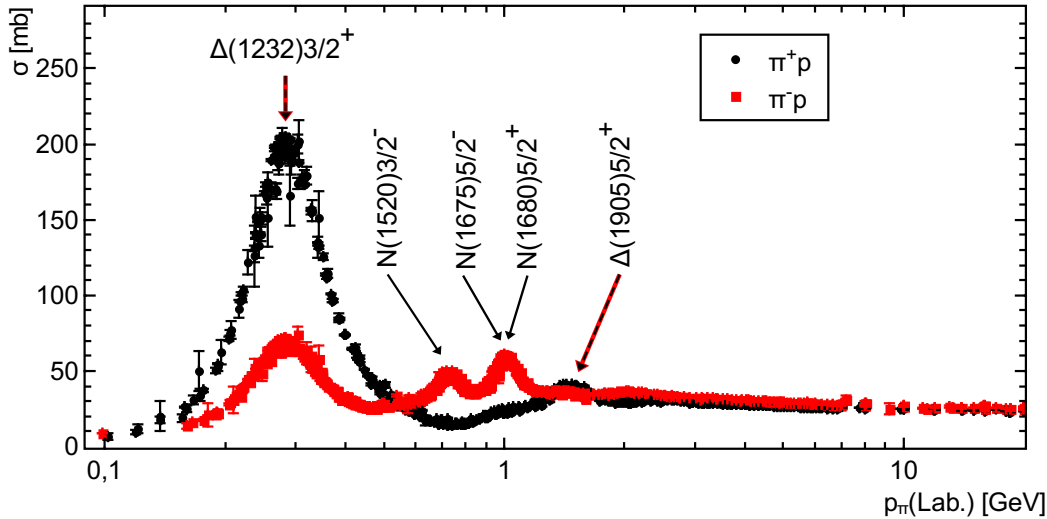


Abbildung 1.17.: Totaler Wirkungsquerschnitt der Pion-Streuung am Proton. Daten aus [B<sup>+</sup>12].

den totalen Wirkungsquerschnitt bei der Streuung von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  am Proton. Im Verlauf des Wirkungsquerschnitts sieht man verschiedene Überhöhungen, die Resonanzen zugeordnet werden können. Die nach [B<sup>+</sup>12] stärksten Resonanzen sind exemplarisch eingezeichnet. Da der Isospin in der starken Wechselwirkung erhalten ist, können bei  $\pi^+p$  nur Resonanzen angeregt werden, die einen Isospin von  $I = \frac{3}{2}$  haben, also nur das  $\Delta(1232)3/2^+$  und  $\Delta(1905)5/2^+$ .

Im Gegensatz dazu können in der  $\pi^-p$ -Streuung sowohl Nukleon-Resonanzen ( $I = \frac{1}{2}$ ) als auch Delta-Resonanzen ( $I = \frac{3}{2}$ ) beitragen. In der Abbildung ist deutlich das 2. und 3. Resonanzgebiet zu erkennen, welches dominiert ist durch Nukleonresonanzen. Diese fehlen komplett in der  $\pi^+p$ -Streuung. Insgesamt gibt es 6 mögliche Eingangszustände (Gleichungen 1.57 bis 1.62), jedoch ergibt sich aus den Wellenfunktionen, dass nur 2 Amplituden nötig sind, um die verschiedenen Kanäle zu beschreiben.

**Pion-Photoproduktion** Um den Isospinformalismus ebenfalls auf Photoproduktion anwenden zu können, kann dem Photon ein Isospin zugeordnet werden. Dazu wird dem Photon eine isoskalare ( $I = 0$ ) als auch eine isovektorielle ( $I = 1$ ) Komponente zugeordnet. Die dritte Komponente  $I_3$  hingegen ist immer 0. Wäre nur eine isoskalare Komponente vorhanden, so würde gelten [Pen02, Wat52]

$$\sigma(\gamma n \rightarrow n\pi^0) = \sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0), \quad (1.63)$$

$$\sigma(\gamma n \rightarrow p\pi^-) = \sigma(\gamma p \rightarrow n\pi^+). \quad (1.64)$$

Dies steht jedoch im Widerspruch zu experimentellen Daten.

Die isovektorielle Komponente des Photons kann mit dem Nukleon zu einem Gesamtisospin von  $I = \frac{1}{2}$  oder  $I = \frac{3}{2}$  koppeln. Dabei entspricht die Kopplung zu  $I = \frac{3}{2}$  einem Übergang vom Isospindoublett ins Isospinquartett. Es werden also in der Reaktion  $\gamma N$  immer Nukleon- ( $N^*$ ) als auch Delta-Resonanzen ( $\Delta^*$ ) angeregt.

Um Isospinkanäle in der Photoproduktion von Pionen trennen zu können, muss die ge-

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

samte Reaktion betrachtet werden. Insgesamt gibt es vier physikalische Kanäle

$$\gamma p \rightarrow n\pi^+, \quad (1.65)$$

$$\gamma p \rightarrow p\pi^0, \quad (1.66)$$

$$\gamma n \rightarrow p\pi^-, \quad (1.67)$$

$$\gamma n \rightarrow n\pi^0. \quad (1.68)$$

Da die Isospins von Nukleon und Pion im Endzustand zu  $I = \frac{1}{2}$  und  $I = \frac{3}{2}$  koppeln können, entspricht keiner der vier Kanäle einem reinen Isospinzustand. Stattdessen können die auftretenden Multipole in drei Kategorien aufgeschlüsselt werden. Es gilt [Wun12, Leu01]

$$\mathcal{M}_{l\pm}^{(\gamma p \rightarrow n\pi^+)} = \sqrt{2} \left( \mathcal{M}_{l\pm}^0 + \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{1/2} - \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{3/2} \right) = \sqrt{2} \left( M_{p,l}^{1/2} - \frac{1}{3}M_l^{3/2} \right), \quad (1.69)$$

$$\mathcal{M}_{l\pm}^{(\gamma n \rightarrow p\pi^-)} = \sqrt{2} \left( \mathcal{M}_{l\pm}^0 - \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{1/2} + \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{3/2} \right) = \sqrt{2} \left( M_{n,l}^{1/2} + \frac{1}{3}M_l^{3/2} \right), \quad (1.70)$$

$$\mathcal{M}_{l\pm}^{(\gamma p \rightarrow p\pi^0)} = \mathcal{M}_{l\pm}^0 + \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{1/2} + \frac{2}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{3/2} = M_{p,l}^{1/2} + \frac{2}{3}M_l^{3/2}, \quad (1.71)$$

$$\mathcal{M}_{l\pm}^{(\gamma n \rightarrow n\pi^0)} = -\mathcal{M}_{l\pm}^0 + \frac{1}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{1/2} + \frac{2}{3}\mathcal{M}_{l\pm}^{3/2} = -M_{n,l}^{1/2} + \frac{2}{3}M_l^{3/2}. \quad (1.72)$$

Insgesamt treten drei Fälle auf

- Index 0 entspricht einer isoskalaren Übergangsamplitude ( $I_\gamma = 0$ ). Eingangs- und Endzustand haben  $I = \frac{1}{2}$ .
- Index 1/2 entspricht einer isovektoriellen Übergangsamplitude ( $I_\gamma = 1$ ). Eingangs- und Endzustand haben  $I = \frac{1}{2}$ .
- Index 3/2 entspricht einer Isovektoriellen Übergangsamplitude ( $I_\gamma = 1$ ). Es findet ein Übergang vom Doublett ins Quartett statt. Das Nukleon im Eingangskanal hat  $I = \frac{1}{2}$ , der Ausgangszustand  $I = \frac{3}{2}$ .

Da sich aus vier messbaren Größen drei Amplituden ergeben, gibt es verschiedene Kombinationen, um die Amplituden zu bestimmen. Für eine eindeutige Bestimmung sind mindestens drei physikalische Kanäle nötig. Vorteil an der Zerlegung ist, dass die  $\Delta^*$ -Resonanzen ausschließlich in  $\mathcal{M}_{l\pm}^{3/2}$  auftreten, die  $N^*$  Resonanzen ausschließlich in  $\mathcal{M}_{l\pm}^0$  und  $\mathcal{M}_{l\pm}^{1/2}$ . Dies soll durch ein Beispiel veranschaulicht werden. Abbildung 1.18 zeigt die beiden Multipole  $E_{0+}$  und  $M_{1+}$  in der Isospinzerlegung. Die Daten stammen aus der Lösung der MAID-2007 PWA. Deutlich erkennt man, wie die  $\Delta(1232)3/2^+$ -Resonanz nur bei  $M_{1+}^{3/2}$  beiträgt, nicht jedoch bei  $M_{1+}^{1/2}$  und  $M_{1+}^0$ . In  $M_{1+}^{1/2}$  ist  $N(1720)3/2^+$  als Überhöhung im Imaginärteil zu erkennen. Im Multipol  $M_{1+}^{\gamma p \rightarrow p\pi^0}$  (siehe Abbildung 1.15(a)) ist die Resonanz anschaulich weniger gut erkennbar, da die  $\Delta(1232)3/2^+$  den Verlauf dominiert.

In der Aufspaltung von  $E_{0+}$  erkennt man bei  $E_{0+}^{3/2}$  die  $\Delta(1620)1/2^-$  ein Maximum im Imaginärteil. In  $E_{0+}^{1/2}$  ist ein Maximum bei der  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz deutlich sichtbar, in  $E_{0+}^0$  bei der  $N(1650)1/2^-$ -Resonanz.

Es zeigt sich auch, dass präzise Messungen notwendig sind. Die Amplituden der gezeigten Multipole haben sehr unterschiedliche Stärken. Die Messdaten müssen also hinreichend präzise sein, um aus einem Satz physikalischer Multipole die Isospinmultipole zu erhalten. Eine detailliertere Diskussion zur Anwendung des Isospinformalismus auf  $\gamma N$ - und  $\pi N$ -Streuung findet sich in Anhang F von [Pen02].

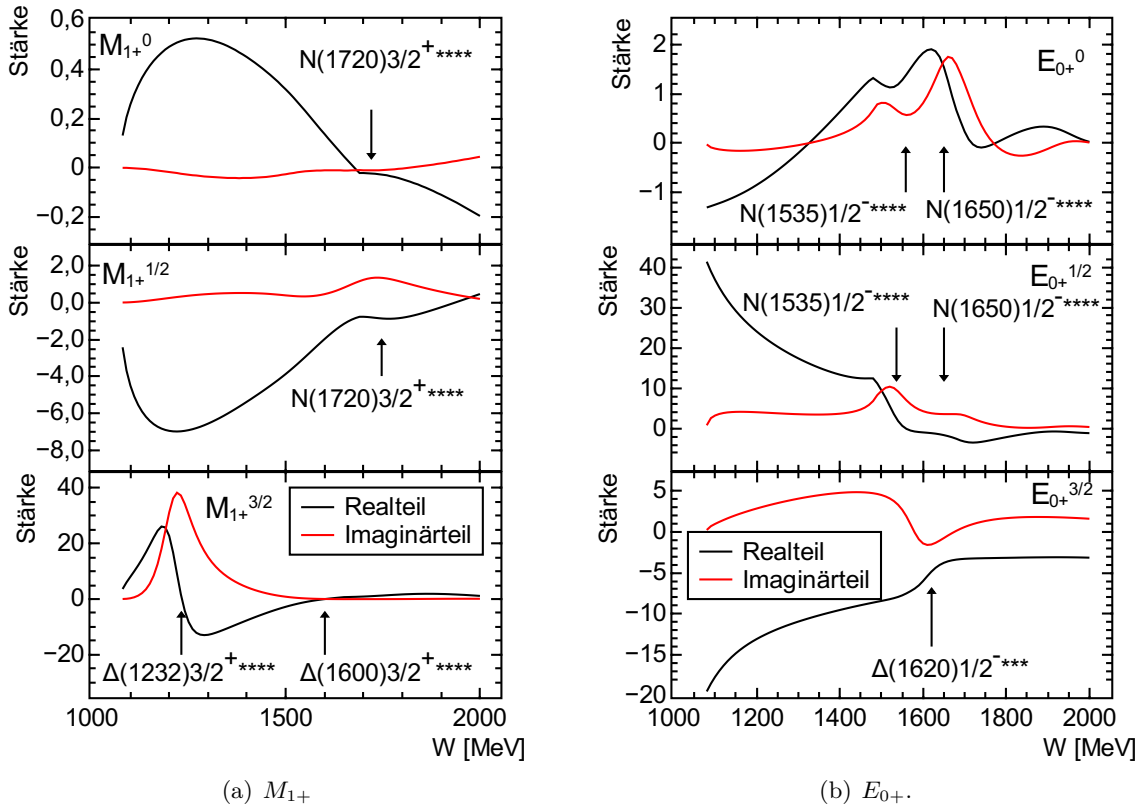


Abbildung 1.18.: Isospin-Zerlegung der Multipole  $E_{0+}$  und  $M_{1+}$  der MAID-2007 PWA.

## 1.10. Stand der Forschung

In diesem Abschnitt sollen kurz ausgewählte, aktuelle Ergebnisse des CBELSA/TAPS-Experiments vorgestellt werden, welche in den letzten Jahren mit polarisiertem Photonenstrahl und polarisiertem Target am Elektronenbeschleuniger ELSA erzielt wurden. Als Beispiele seien genannt

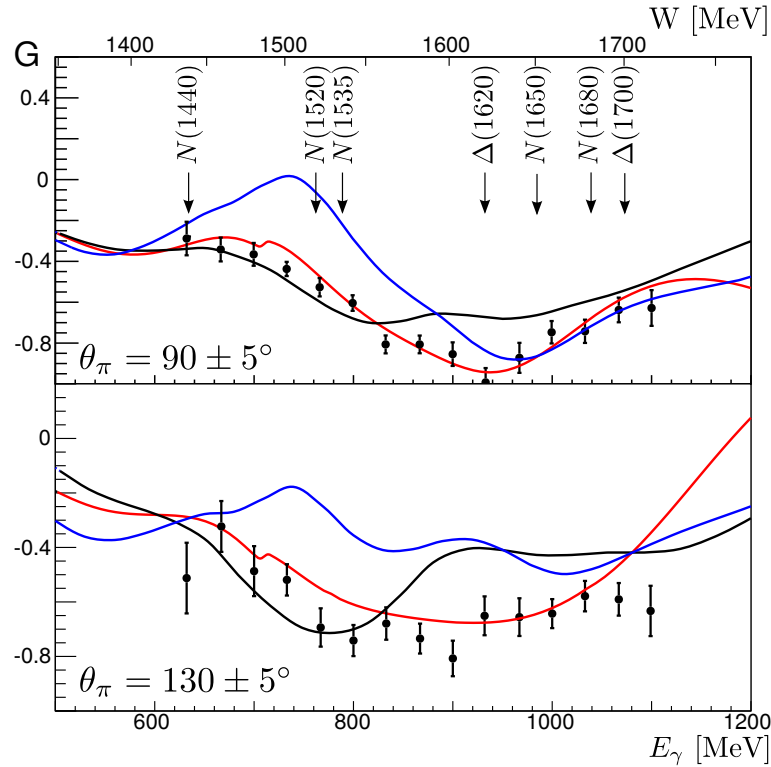
- Observable E (Photonen zirkular, Target longitudinal polarisiert) für die Reaktionen  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$  und  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  (Dissertationen M. Gottschall und J. Müller)
- Observable G (Photonen linear, Target longitudinal) für die Reaktionen  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$  und  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  (Dissertationen A. Thiel und M. Grüner)
- Observablen P, T, H (Photonen linear, Target transversal) für die Reaktionen  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$  und  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  (Dissertation J. Hartmann)
- Quasifreie Produktion von  $\eta$ -Mesonen an Protonen und Neutronen (Dissertation L. Witthauer)
- Quasifreie Produktion von zwei  $\pi^0$ -Mesonen an Deuterium (Dissertation M. Dieterle)

Im Folgenden wird exemplarisch die Bedeutung der Daten der Observablen G und der Messungen an Deuterium gezeigt.

### 1.10.1. Messung der Observablen G im Energiebereich etablierter Nuklonresonanzen

Am CBELSA/TAPS-Experiment wurde die Observable G für die Reaktion  $p\bar{\gamma} \rightarrow p\pi^0$  gemessen. Dabei wurde die Observable erstmalig über den annähernd gesamten Polarwinkelbereich  $\theta_\pi$  und über einen großen Energiebereich bestimmt. [TAB<sup>+</sup>12, Thi12]

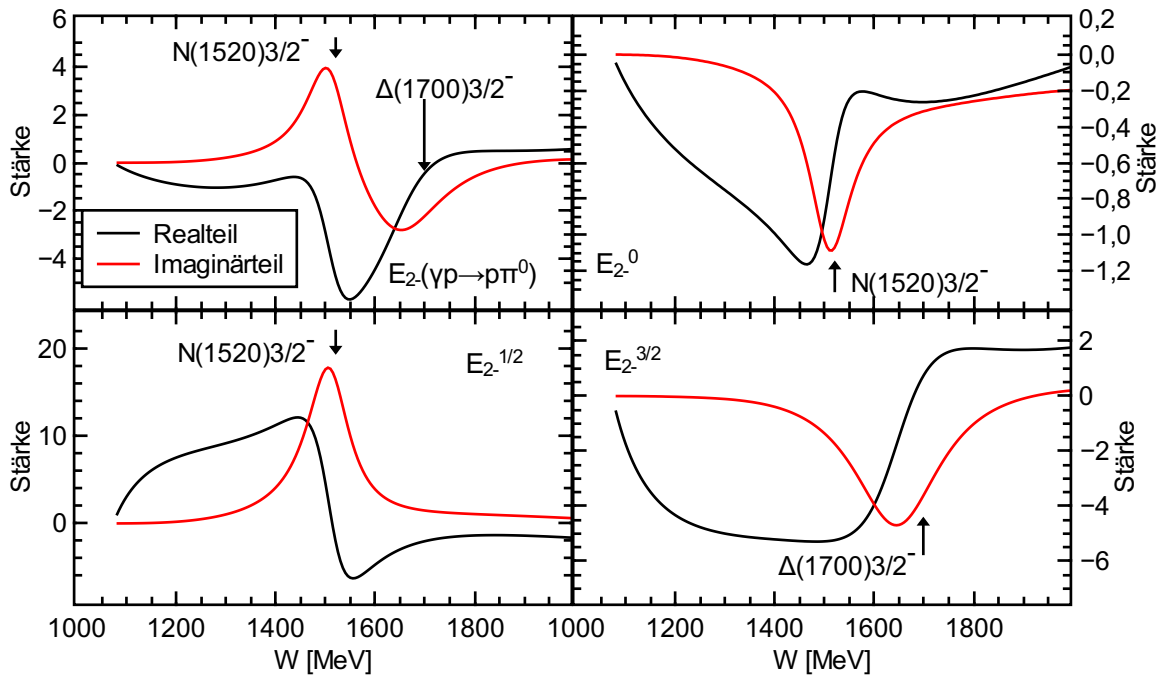
Abbildung 1.19 zeigt das Ergebnis für zwei repräsentative Winkel  $\theta_\pi$ . Zum Vergleich sind die Vorhersagen von 3 verschiedenen Partialwellenanalysen eingezeichnet. Schon in der 2.



**Abbildung 1.19.:** Observable G in zwei repräsentativen Winkeln  $\theta_\pi$ . Eingezeichnet sind neben den Daten die Vorhersagen der Partialwellenanalysen Bonn-Gatchina (rot), MAID (schwarz) und SAID (blau). [TAB<sup>+</sup>12]

Resonanzregion, ab  $E_\gamma = 700$  MeV, sind signifikante Unterschiede zwischen den Vorhersagen vorhanden. Die Daten bevorzugen die Vorhersage der Bonn-Gatchina-PWA, jedoch beschreibt auch diese die Daten nicht vollständig. In diesem Bereich liegen drei Resonanzen ( $N(1440)1/2^+$ ,  $N(1520)3/2^-$ ,  $N(1535)1/2^-$ ), die alle als Vier-Sterne-Resonanzen klassifiziert sind [B<sup>+</sup>12], also als gut bestimmt gelten. Die Observable G liefert also Informationen zur weiteren Präzisierung der Resonanzparameter und der Vorhersagen der PWAs. Das Ergebnis verdeutlicht das Entdeckungspotential bei Messungen an der doppelt polarisierten Photoproduktion von Mesonen.

Die Abweichungen unterhalb von  $E_\gamma = 1$  GeV konnten auf die Multipole  $E_{0+}$  und  $E_{2-}$  zurückgeführt werden [B<sup>+</sup>12]. Der Multipol  $E_{2-}$  ist in Abbildung 1.20 gezeigt. Die vier Diagramme zeigen den physikalischen Kanal  $\pi^0$  sowie die Isospinzerlegung des Multipols. Eingezeichnet sind die bekannten Resonanzen, die in diesem Energiebereich beitragen. Entsprechende Diagramme für den Multipol  $E_{0+}$  finden sich in Abbildungen 1.15(b) und 1.18(b).

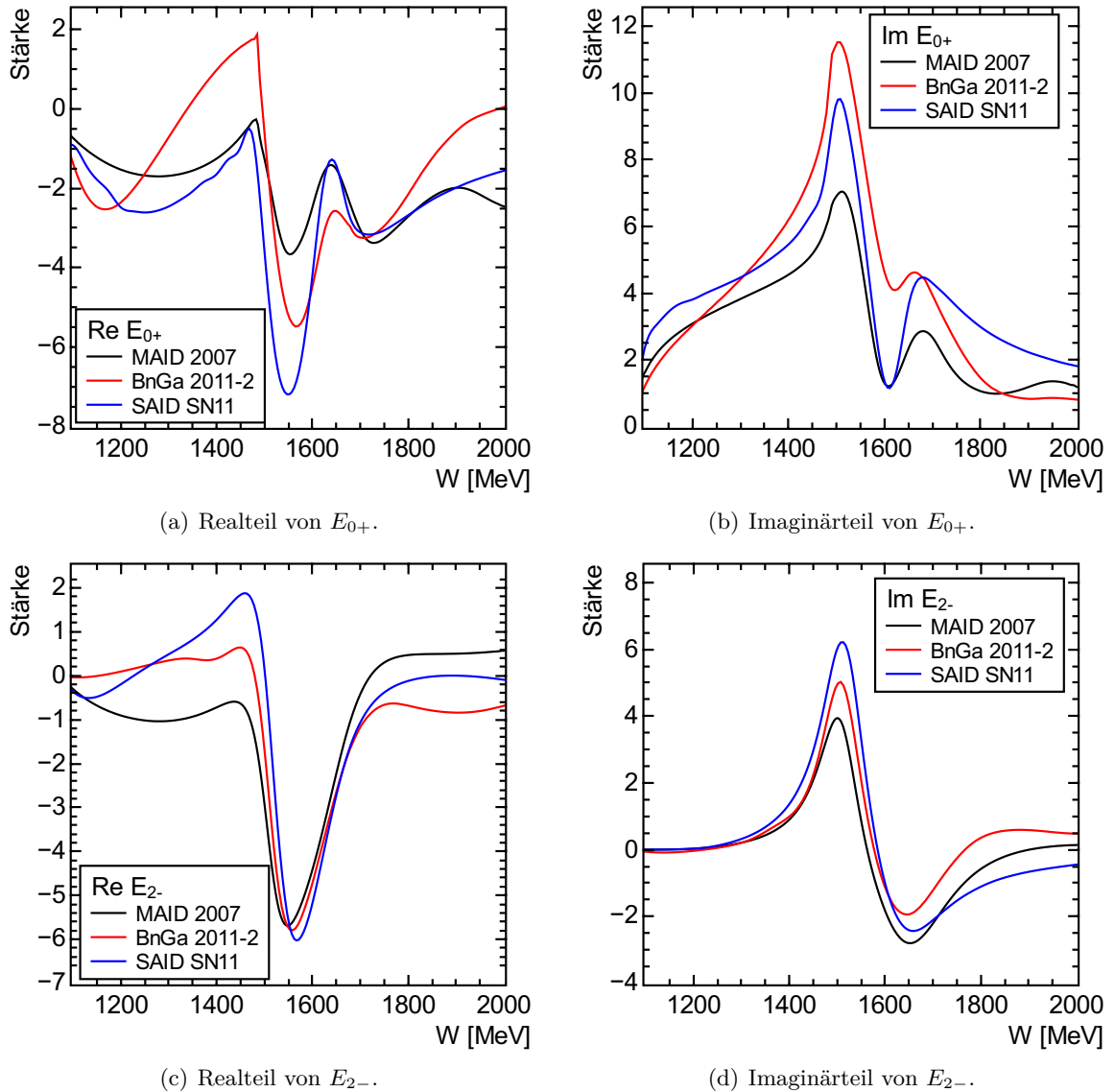


**Abbildung 1.20.:**  $E_{2-}$ -Multipol ( $l_\pi = 2$ ) aus der MAID-2007 PWA [DKT07] und die beitragenden Resonanzen.

Vergleicht man die Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen, so zeigen sich schon bei den niedrigsten Multipolen ( $l_\pi = 0, 1$  und  $2$ ) erhebliche Unterschiede. Real- und Imaginärteile sind in Abbildung 1.21 dargestellt. Da die Datenbasis in der Photoproduktion noch nicht vollständig ist, muss diese in den Partialwellenanalysen durch Annahmen ergänzt werden. Neue Daten werden dazu beitragen, dass die Lösungen der verschiedenen Partialwellenanalysen zu einer Lösung konvergieren.

### 1.10.2. Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen am Neutron

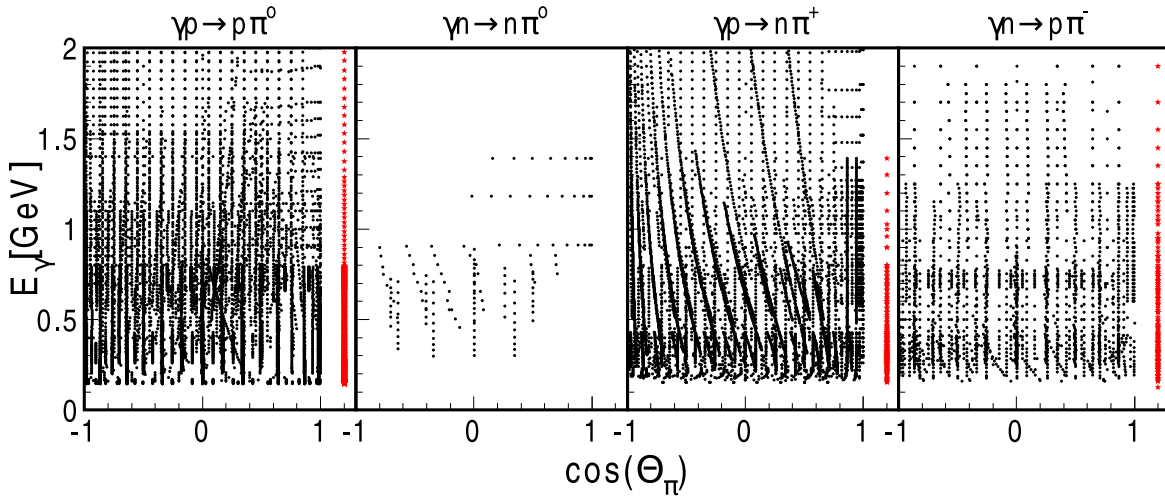
Um Resonanzen aus Daten eindeutig einen Isospin zuzuordnen, können verschiedene Ladungskanäle der Reaktion  $\gamma N \rightarrow N\pi$  gemessen und mit diesen eine Isospinzerlegung durchgeführt werden (Siehe Abschnitt 1.9). Abbildung 1.22 zeigt die vorhandenen Daten in der Photoproduktion von Pionen am Nukleon (Stand 2011, SAID-PWA). Zu den Reaktionen am freien Proton ( $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ ) sind viele Messergebnisse vorhanden. Zur Reaktion  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$  sind weniger Messwerte vorhanden jedoch ist auch hier eine annähernd vollständige Winkelabdeckung gegeben. Anders sieht es bei der Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  aus. Hier sind nur sehr wenige Daten vorhanden, in manchen Energie- und Winkelbereichen gar keine. Die gute Datenbasis in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  hat dazu geführt, dass die Beschreibung der Reaktion von verschiedenen Partialwellenanalysen übereinstimmt (siehe Abbildung 1.23(a)). Entsprechend Gleichungen 1.69 bis 1.72 sollten drei von vier Kanälen für eine Isospinzerlegung ausreichend sein, allerdings zeigen die Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen für den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  unterschiedliche Werte. Die Vorhersagen sind in Abbildung 1.23(b) dargestellt. Bisher ist eine eindeutige Partialwellen-



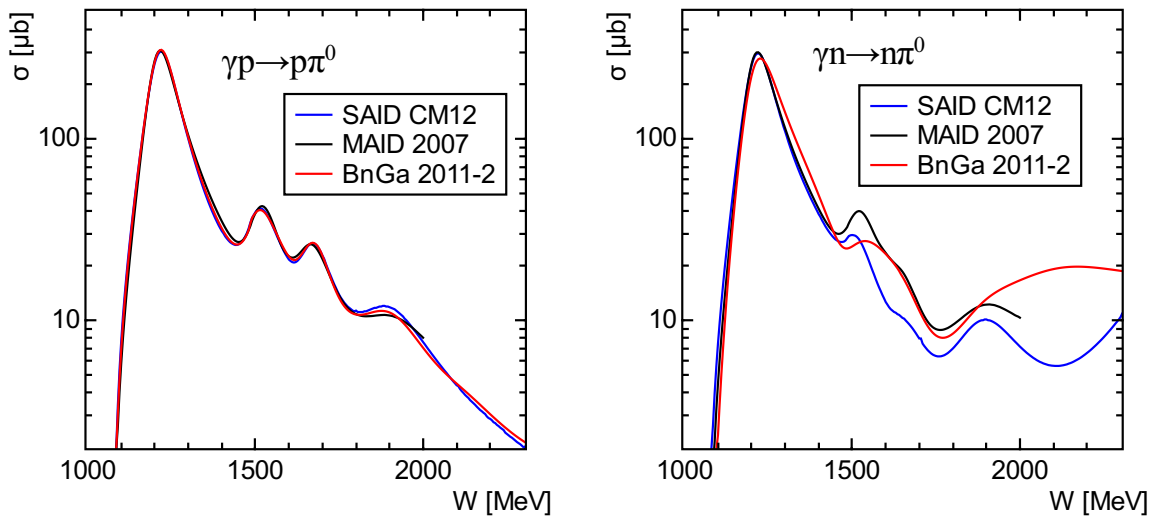
**Abbildung 1.21.:** Multipole  $E_{0+}$  und  $E_{2-}$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ , Vergleich der Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen. Schwarz: MAID 2007 [DKT07], rot: BnGa 2011-02 [ABK<sup>+</sup>12], blau: SAID SN11 [Bec14a]. Die Vorhersagen zeigen deutliche Abweichungen zueinander.

analyse nicht möglich, da in keinem der vier Isospinkanäle genügend Observablen für ein vollständiges Experiment (siehe Abschnitt 1.8) gemessen worden sind. Daher müssen die Ergebnisse und Vorhersagen der Partialwellen-Analysen modellabhängig sein und damit deren Vorhersagen. Weiter ist in Gleichungen 1.69 bis 1.72 nicht berücksichtigt, dass physikalische Messungen immer einen Messfehler aufweisen.

Mit den neuen Doppelpolarisationsdaten von ELSA, JLAB und MAMI wird eine eindeutige Partialwellenanalyse möglich sein. Damit ist dann eine zuverlässige Bestimmung der Resonanzparameter gewährleistet. Die präzise Bestimmung der Energieabhängigkeit ist Voraussetzung zur Trennung des reinen resonanten Anteils und des nichtresonanten Anteils in einer PWA. Der nichtresonante Anteil ist im wesentlichen durch die Born-Terme gegeben.



**Abbildung 1.22.:** Experimentelle Daten in der Photoproduktion von Pionen am Nukleon. Schwarze Punkte: Messdaten zur Winkelverteilung. Rote Sterne: Totaler Wirkungsquerschnitt. [Kru11]



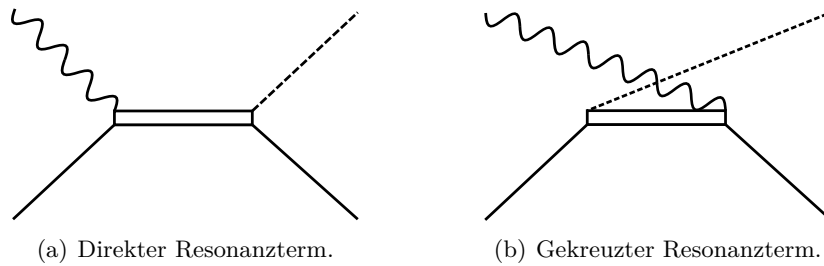
(a) Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Die Beschreibungen der Partialwellenanalysen stimmen überein.

(b) Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$ . Die Beschreibungen der Partialwellenanalysen weichen deutlich voneinander ab.

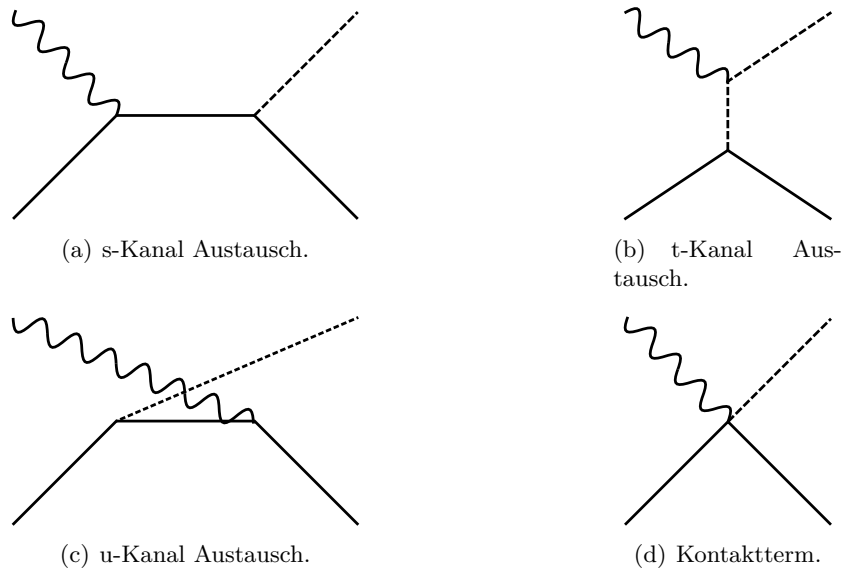
**Abbildung 1.23.:** Von Partialwellenanalysen vorhergesagter totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma N \rightarrow N\pi^0$ .

Es existieren vier Born-Terme, über die Pionen in Photoproduktion nichtresonant erzeugt werden können. Dies sind s-, t- und u-Kanal Austausch, sowie der Kontaktterm. Die Resonanzbeiträge sind in Abbildung 1.24 gezeigt, die Born-Terme in Abbildung 1.25. Das Photon koppelt im betrachteten Energiebereich vernachlässigbar an das  $\pi^0$ -Meson. Daher tragen der t-Kanal Austausch und der Kontaktterm praktisch nicht zum nichtresonanten Untergrund in der Photoproduktion von neutralen Pionen bei.

## 1. Einleitung - Hadronenphysik



**Abbildung 1.24.:** Resonante Beiträge in der Photoproduktion von Pionen. Das Nukleon wird als durchgezogene, gerade Linie dargestellt, das Photon als geschlängelte Linie und das Pion als gestrichelte Linie. Die beiden Terme auf der rechten Seite tragen nur bei der Produktion von geladenen Pionen bei.



**Abbildung 1.25.:** Nichtresonante Untergrundbeiträge in der Photoproduktion von Pionen. Darstellung der Teilchen wie in Abb. 1.24.

### 1.10.3. Photoproduktion von $\eta$ - und $\eta'$ -Mesonen am Nukleon

Das Pion hat einen Isospin von  $I = 1$ . Nukleon und Pion im Endzustand können also zu  $I = 1/2$  und zu  $I = 3/2$  koppeln, wodurch auch für den Anregungszustand beide Isospins möglich sind.

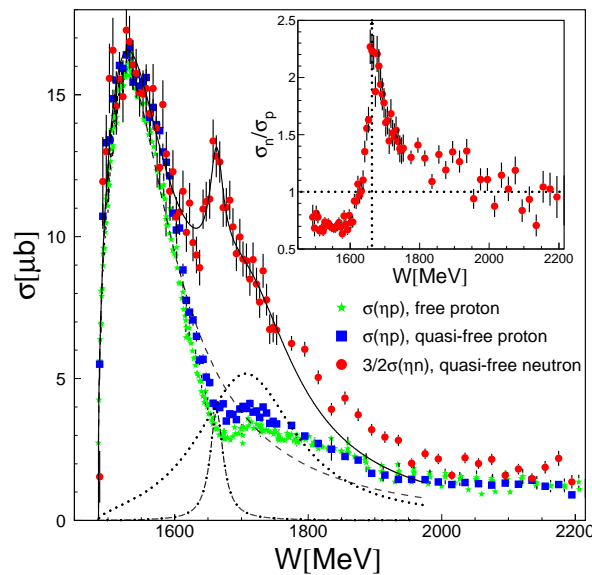
Im Gegensatz dazu bietet die Photoproduktion von  $\gamma N \rightarrow N\eta$  sowie  $\gamma N \rightarrow N\eta'$  die Möglichkeit einer direkten Trennung von Resonanzen nach ihrem Isospin. Da sowohl das  $\eta$ - als auch das  $\eta'$ -Meson einen Isospin von  $I = 0$  haben, können in diesen Reaktionen nur Resonanzen mit  $I = 1/2$  auftreten.

In einer Zerfallskaskade können auch Anregungszustände mit  $I = 3/2$  auftreten, beispielsweise  $\gamma N \rightarrow \Delta^* \rightarrow \Delta\eta \rightarrow (N\pi)\eta$ . Jedoch muss dabei in der Zerfallskaskade neben dem  $\eta$ -Meson immer ein weiteres Meson vorhanden sein, das den zusätzlichen Isospin trägt.

Betrachtet man also nur solche Ereignisse, in denen im Endzustand nur ein Nukleon ( $I = \frac{1}{2}$ ) und ein  $\eta$ -Meson vorhanden sind, so ist sichergestellt, dass die Resonanz ebenfalls  $I = \frac{1}{2}$



hat, also zu dem  $N^*$ -Spektrum gehört.



**Abbildung 1.26.:** Vergleich der am CBELSA/TAPS-Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen am Proton und am Neutron. Der Wirkungsquerschnitt am Neutron ist skaliert um  $3/2$ . Bild aus [JKA<sup>+</sup>11].

Neben vielen Messungen am Proton wurden am CBELSA/TAPS-Experiment auch erste Messungen am quasifreien Neutron durchgeführt. Als Beispiel soll die Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen am Neutron [JKA<sup>+</sup>11] gezeigt werden. Dem Vorteil, dass man in der Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen das reine Nukleonspektrum messen kann, steht gegenüber, dass die Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen deutlich geringer sind, als die von Pionen (siehe Abb. 1.7).

Ein erstes überraschendes Ergebnis zeigt die am CBELSA/TAPS-Experiment durchgeführte Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma N \rightarrow N\eta$ . Abbildung 1.26 zeigt Messergebnisse in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie  $W$ .

Aufgetragen ist der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen am Proton, am quasifreien Proton und am quasifreien Neutron.

Der Wirkungsquerschnitt am Neutron zeigt im Bereich 1600 MeV bis 1900 MeV einen Wirkungsquerschnitt, der deutlich vom Verlauf am Proton abweicht. Außerdem zeigt sich eine schmale Struktur bei 1700 MeV, für dessen Erklärung es unterschiedliche Ansätze gibt. Beispielsweise könnte es sich um eine außergewöhnlich schmale Resonanz handeln. Eine andere Möglichkeit ist das Auftreten einer Interferenz. Unabhängig von der genauen Ursache zeigt sich im Spektrum eine Struktur, die eine Eigenschaft des Nukleons ist, die nicht bei Messungen am Proton beobachtet wurde. Dies zeigt das Potential, das weitere Messungen am Neutron bergen.

## 1.11. Abschließende Bemerkung

Es wurde gezeigt, dass bisher nur wenige Messdaten in der doppelt polarisierten Photoproduktion von neutralen Mesonen am Neutron vorhanden sind. Diese Daten bieten jedoch ein

## 1. Einleitung - Hadronenphysik

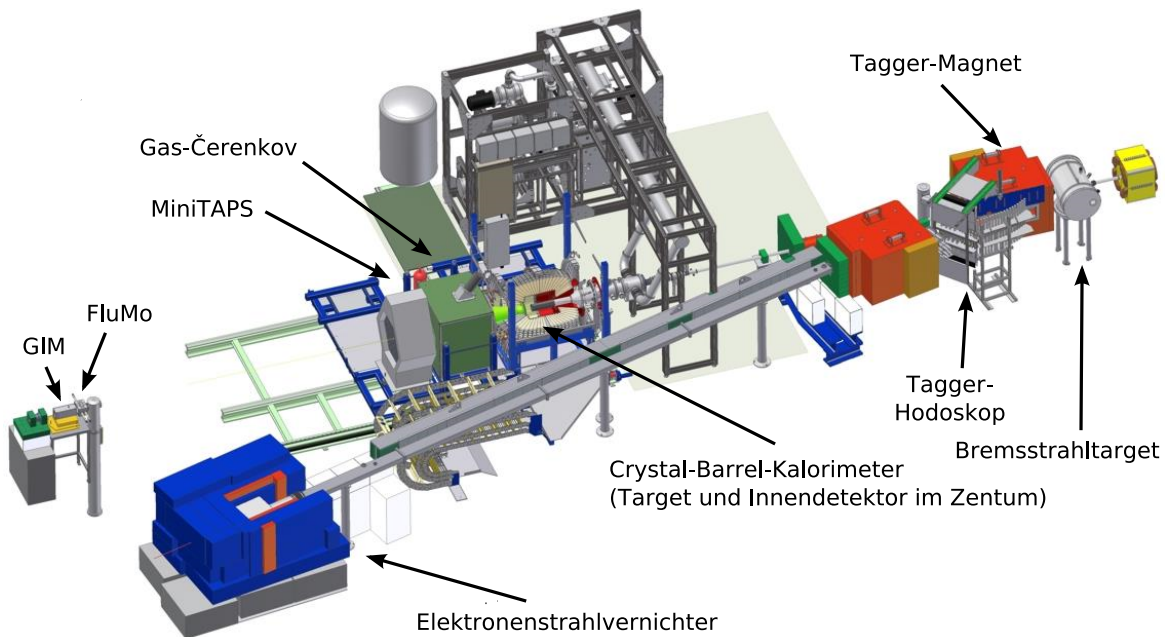
großes Entdeckungspotential, wie erste Messungen gezeigt haben. Eine systematische Untersuchung erfordert ein Experiment, das über eine möglichst vollständige Winkelabdeckung die Zerfallsprodukte nachweisen kann. Am CBELSA/TAPS-Experiment können Messungen mit reellen Photonen im Energiebereich  $E_\gamma = 400 \dots 3100$  MeV (unpolarisiert und zirkular polarisiert) sowie bis  $E_\gamma = 300 \dots 2000$  MeV (linear polarisiert) durchgeführt werden. Dies entspricht bei Photoproduktionsexperimenten am Nukleon Schwerpunktennergien von  $W = 1,3 \dots 2,6$  GeV beziehungsweise  $W = 1,2 \dots 2,2$  GeV. Es wird also der Energiebereich gut abgedeckt, in dem die von den Partialwellenanalysen vorhergesagten Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  die größten Abweichungen zeigen (siehe Abbildung 1.23(b)).

Im CBELSA/TAPS-Experiment wurden bereits erfolgreich Messungen am Proton durchgeführt. Die Nachweiseffizienz für Reaktionen mit ausschließlich neutralen Teilchen im Endzustand ist jedoch gering (siehe Abschnitt 3.1). Dieser Nachteil soll durch einen Umbau des zentralen Detektors (Crystal-Barrel-Kalorimeter) aufgehoben werden. Diese Arbeit beschäftigt sich mit einer Definition der Anforderungen an die neue Elektronik (Kapitel 4), deren Entwicklung (Kapitel 5) und einer ersten Testmessung im Photonenstrahl (Kapitel 6). Bei dieser stellte eine umgebaute Untereinheit des Detektors unter Beweis, dass die neue Elektronik die zentralen Aufgaben des Detektors ermöglicht: Die Messung der Energie der detektierten Photonen und die Bestimmung der Zeit deren Auftreffens.

## Kapitel 2.

### Das CBELSA/TAPS-Experiment

Das CBELSA/TAPS-Experiment bietet die Möglichkeit, durch Photoproduktion von Mesonen am Nukleon das Anregungsspektrum von Nukleonen zu untersuchen. Im Experiment können sowohl die Strahl-Photonen als auch die Target-Nukleonen polarisiert werden. Abbildung 2.1 zeigt den Hauptbereich des Experiments, in dem sich das Target und die Detektoren befinden. Vom Teilchenbeschleuniger ist nur der letzte Magnet dargestellt. In den kommenden Abschnitten werden der Elektronenbeschleuniger ELSA sowie die einzelnen Komponenten des Messaufbaus vorgestellt.



**Abbildung 2.1.:** Überblick über Detektoren und Target. Der Elektronenstrahl tritt von oben rechts aus der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in das Experiment ein. (3D CAD: [Wal])

#### 2.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Am CBELSA/TAPS-Experiment werden reelle Photonen im Energiebereich von einigen GeV durch Bremsstrahlung erzeugt. Auf die Produktionsprozesse wird genauer in Abschnitt 2.2 eingegangen.

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Die für den Bremsstrahlungsprozess benötigten Elektronen werden von der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA zur Verfügung gestellt (Abb. 2.2). In unterschiedlichen Betriebsmodi können die Elektronen unpolarisiert oder longitudinal polarisiert den Beschleuniger verlassen. Der Beschleunigungsprozess gliedert sich in mehrere Stufen. Zunächst werden freie Elektronen erzeugt. Im unpolarisierten Betriebsmodus geschieht dies durch eine thermische Elektronenquelle, im polarisierten Betriebsmodus wird zirkular polarisiertes Laserlicht auf eine GaAs/AlGaAs-Photokathode gerichtet. Die dabei ausgelösten, longitudinal polarisierten Elektronen erreichen einen Polarisationsgrad von bis zu 80%. [Hil00]

Die freien, polarisierten Elektronen werden mit einer Spannung von 50 kV vorbeschleunigt und in den Linearbeschleuniger LINAC2 injiziert. Dort werden die Elektronen auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt und in das Booster-Synchrotron injiziert, wo sie auf Energien im Bereich 0,5 GeV bis 1,6 GeV beschleunigt werden können.

Die aus dem Synchrotron extrahierten Elektronen werden dann in den Stretcherring injiziert, wo sie weiter auf bis zu 3,2 GeV beschleunigt werden können. Die Beschleunigung erfolgt durch die Grundmode zweier Hohlraumresonatoren, deren Frequenz etwa 500 MHz beträgt. Durch die Resonatoren entsteht im Strahl eine sogenannte Bunch-Struktur. Im Stretcherring formieren die Elektronen etwa 100 ps lange Pakete, die in Abständen von 2 ns aufeinander folgen [Hil00]. Die einzelnen Pakete werden Bunches genannt. Die Extraktion des

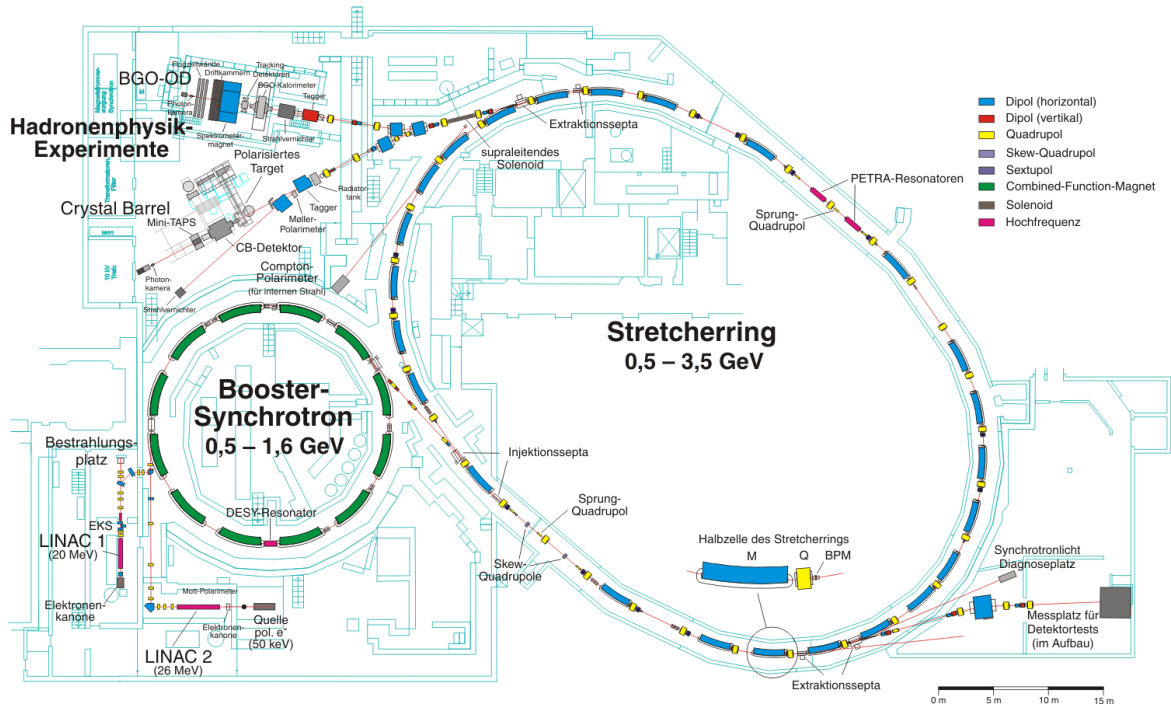


Abbildung 2.2.: Schema der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA [Fro14].

Elektronenstrahl in den Experimentierbereich erfolgt durch Resonanzextraktion, was einen gleichmäßigen Elektronenstrahl ermöglicht. Dabei liegt die Stromstärke im Bereich 1 pA bis 50 nA [Ebe87, Hil00]. Bei typischen Betriebsparametern beträgt die Extraktionsdauer etwa 6 Sekunden, während das Auffüllen des Stretcherrings und das Beschleunigen insgesamt 1,2 Sekunden benötigt.

Im polarisierten Betriebsmodus muss vor Einschuss in das Booster-Synchrotron der Spin

der Elektronen senkrecht zur Ringebene gestellt werden, da sich die Polarisation ansonsten durch die so genannte Thomas-Präzession abbauen würde [Hil00, Mon84]. Weiter treten in der Beschleunigungsphase bei bestimmten Energien depolarisierende Resonanzen auf, die den Polarisationsgrad reduzieren können. Ursache sind horizontale Komponenten der Magnetfelder des Beschleunigers. Nach Ursache der horizontalen Komponenten wird zwischen Imperfektionsresonanzen und intrinsischen Resonanzen unterschieden. Ursache der Imperfektionsresonanzen sind Feld- und Aufstellungsfehler der Magnete. Diese Art der Resonanz tritt auf, wenn die Präzessionsfrequenz des Elektronen-Spins ein Vielfaches der Umlauffrequenz beträgt. Intrinsische Resonanzen werden von den vertikalen Betatronschwingungen der Elektronen um die Sollbahn hervorgerufen. Den depolarisierenden Resonanzen muss mit technisch ausgeklügelten Maßnahmen begegnet werden [Hil00, Mon84].

Bevor der Elektronenstrahl das Experiment erreicht, muss der Spin der Elektronen wieder longitudinal ausgerichtet werden. Dazu wird eine Kombination aus einem supraleitenden Solenoiden und einem Dipolmagneten verwendet. Durch die technisch maximal erreichbare Feldstärke des Solenoiden ist eine vollständige Ausrichtung der Spins in Bewegungsrichtung bis zu einer Strahlenergie von 2,4 GeV möglich. Bei höheren Energien verbleibt eine transversale Komponente [Hil00].

### 2.1.1. Singlebunch-Betriebsmodus

Eine im Rahmen des SFB/TR16 geplante Erweiterung von ELSA ist die Erhöhung des im Stretcherring speicherbaren Stroms (siehe Abschnitt 3.4). Bei höherem Strahlstrom gewinnen zunehmend sogenannte Multibunch-Instabilitäten an Einfluss. Dabei führen die einzelnen Bunches eine Schwingung aus, was zu einer Verschlechterung der Strahlqualität bis hin zu Strahlverlust führen kann. Um bei erhöhtem Strom trotzdem die Stabilität des Elektronenstrahls gewährleisten zu können, wurde ein aktives System zur Dämpfung von longitudinalen und transversalen Multibunch-Instabilitäten aufgebaut [Heu11, Sch11, SRHH11, Zim10].

Das System besteht aus Komponenten zur Messung der Multibunch-Instabilitäten, einer Signalverarbeitung, einem Striplinekicker und einem Kicker-Cavity. Die Kicker können gezielt den Bewegungszustand einzelner Bunches ändern. Der Striplinekicker ähnelt einem Stück Strahlrohr, dessen Wand in 4 Bereiche segmentiert ist. Durch Anlegen von elektrischen Spannungen an diese Elektroden kann der Bewegungszustand des Elektronenstrahls zwischen den Elektroden durch die dabei auftretenden Felder beeinflusst werden. Die Kicker-Cavity wird verwendet, um den longitudinalen Bewegungszustand zu ändern.

Neben dem Dämpfen der Multibunch-Instabilitäten besteht auch die Möglichkeit gezielt einzelne Bunches aus dem Strahl zu entfernen. Im Extremfall verbleibt ein einziges umlaufendes Elektronenpaket im Stretcherring. Dies ermöglicht die Extraktion von vergleichsweise kleinen Strömen. Dieser Betriebsmodus wird auch Singlebunch-Betrieb genannt und wurde für Messungen im Rahmen dieser Arbeit genutzt (siehe Abschnitt 6.3).

## 2.2. Bremsstrahlradiator

Um reelle Photonen im Energiebereich von einigen GeV zu erzeugen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Eine Möglichkeit ist die inverse Comptonstreuung von Laserlicht an einem hoch energetischen Elektronenstrahl. Mit dieser Methode können linear und zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden. Der erreichbare Polarisationsgrad ist abhängig von der

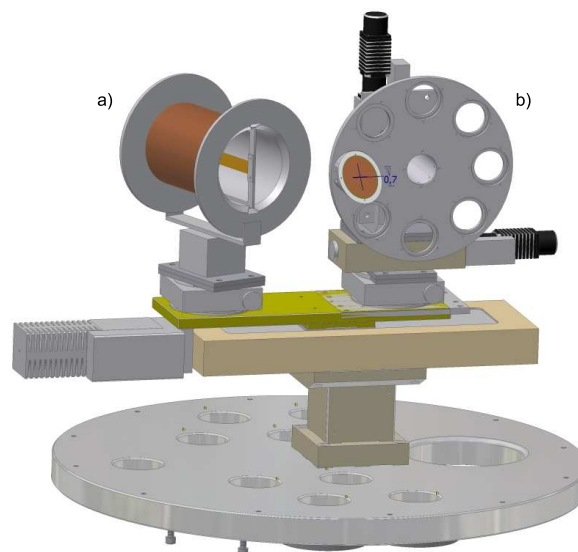
## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Polarisationsart und der Energie der erzeugten Photonen [DBB<sup>+</sup>00]. Dieses Verfahren findet Anwendung beim LEPS-Experiment am SPring-8-Beschleuniger [MKD<sup>+</sup>14] und wurde ebenfalls am GRAAL-Experiment [SAA<sup>+</sup>99] eingesetzt.

Eine weitere Möglichkeit ist der Bremsstrahlungsprozess, welcher im CBELSA/TAPS-Experiment verwendet wird. Trifft ein hochenergetischer Elektronenstrahl auf Materie, wird im Coulombfeld der Atomkerne Bremsstrahlung erzeugt.

Auch bei diesem Prozess können sowohl linear als auch zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden. Linear polarisierte Photonen können dabei durch kohärente Bremsstrahlung an einem Kristallgitter erzeugt werden. Um zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen, wird ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl benötigt. Dabei wird die Helizität der Elektronen auf die Photonen übertragen.

Für die Erzeugung von unpolarisierten sowie linear oder zirkular polarisierten Photonen verfügt das CBELSA/TAPS-Experiment über drei Sorten von Bremsstrahlradiatoren, welche sich auf einem Tisch befinden. Der Tisch sowie die Aufbauten können ferngesteuert bewegt



**Abbildung 2.3.:** Bremsstrahlradiatoren des CBELSA/TAPS-Experiments im Goniometer. Links (a): Møllerspule mit Folie, rechts: (b) alle anderen Radiatoren in den Löchern der Scheibe [Wal].

werden, sodass im laufenden Betrieb der Bremsstrahlradiator gewechselt werden kann. Der Aufbau ist in in Abbildung 2.3 dargestellt.

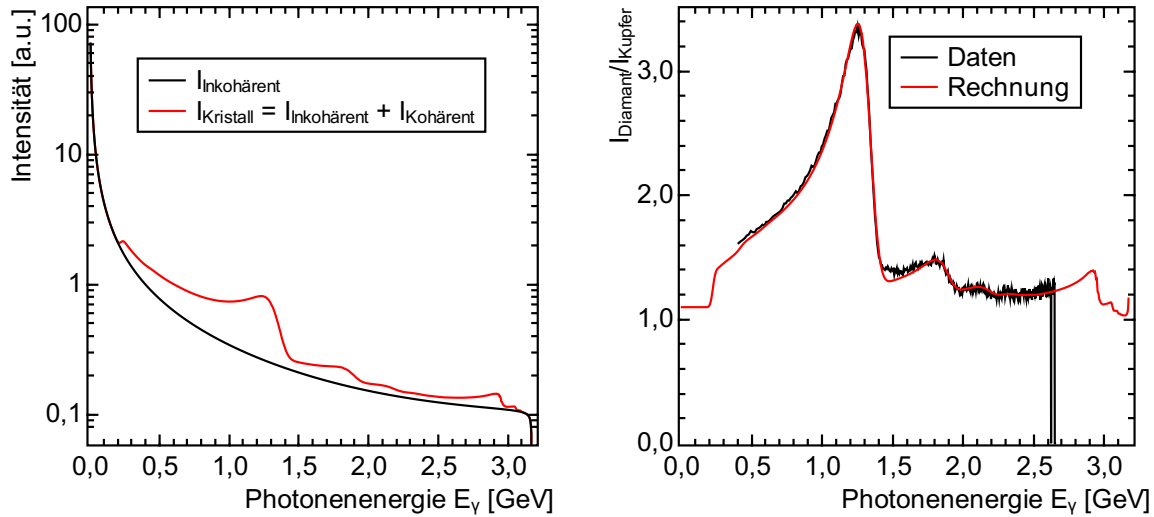
**Erzeugung unpolarisierter Photonen** An amorpher Kupferfolie werden unpolarisierte Photonen erzeugt, wenn sie von einem unpolarisierter Elektronenstrahl getroffen wird. Um verschiedene Photonenstrahlintensitäten erzeugen zu können, stehen Kupferfolien in den Dicken 12, 50, 150 und 300  $\mu\text{m}$  zur Verfügung. Dies entspricht Dicken von etwa  $1/1200$ ,  $1/300$ ,  $1/100$  und  $1/50$  Strahlungslängen ( $X_0$ ). [Els07]

**Erzeugung linear polarisierter Photonen** Ein künstlicher Diamantkristall steht zur Verfügung, um linear polarisierte Photonen zu erzeugen. Neben inkohärenter Bremsstrahlung kann an einem regelmäßigen Kristallgitter auch kohärente Bremsstrahlung entstehen. Der

Wirkungsquerschnitt setzt sich also aus zwei Teilen zusammen

$$\sigma_{\text{Kristall}} = \sigma_{\text{inkohärent}} + \sigma_{\text{kohärent}}. \quad (2.1)$$

Der inkohärente Anteil entspricht dem, der auch beim amorphen Target auftritt. In Kristallen besteht die Möglichkeit, dass der Rückstoßimpuls der Bremsstrahlung vom ganzen Gitter aufgenommen wird anstatt von einem einzelnen Atom. Dies ist dann möglich, wenn



(a) Berechnete Intensitäten für Bremsstrahlung am Diamanten.

(b) Intensitäten am Diamanten normiert auf inkohärenten Anteil.

**Abbildung 2.4.:** Intensitäten bei der Bremsstrahlung am Diamanten [Thi13].

der Impulsübertrag einem Vektor des reziproken Gitters entspricht.

Exemplarische Intensitäten, die am CBELSA/TAPS-Experiment gemessen wurden [Thi13], sind in Abbildung 2.4(a) gezeigt. Wird die Intensität am Diamanten auf den inkohärenten Anteil der Intensität normiert, ist die Überhöhung durch den kohärenten Anteil besonders gut sichtbar (Abb. 2.4(b)). Da die Position der Überhöhung von der Ausrichtung des Kristalls abhängig ist, können linear polarisierte Photonen im gesamten Energiebereich erzeugt werden. Der erreichbare Polarisationsgrad sinkt dabei mit der relativen Photonenergie  $x = \frac{E_\gamma}{E_0}$ . Außerdem hängt der erreichbare Polarisationsgrad von der Debye-Temperatur des Radiatortarget ab. Da Diamant eine vergleichsweise hohe Debye-Temperatur aufweist, ist es gut als Radiatortarget geeignet. Durch Kollimierung des Strahls kann der Polarisationsgrad erhöht werden, da der unpolarisierte Anteil des Photonenstrahls einen größeren Öffnungswinkel hat als der polarisierte. [Els07]

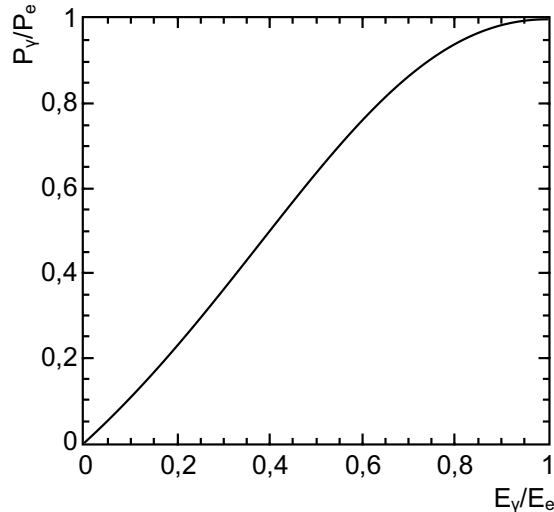
**Erzeugung zirkular polarisierter Photonen** Eine Folie wird genutzt, um zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen. Dazu muss diese mit longitudinal polarisierten Elektronen beschossen werden. Beim Bremsstrahlungsprozess wird die Helizität des Elektrons auf das Photon transferiert. Der Polarisationsgrad der Photonen ist vom Anteil der von Elektron zu Photon übertragenen Energie sowie vom Polarisationsgrad des Elektronenstrahls abhängig. Maximal wird der Polarisationsgrad des primären Elektronenstrahls erreicht, wenn die Energie des Elektrons vollständig auf das Photon übertragen wird. Die Energieabhängigkeit

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

der Polarisation ist gegeben durch

$$\frac{P_\gamma}{P_e} = \frac{3 + 1(1 - x)}{3 + 3(1 - x)^2 - 2(1 - x)} \cdot x, \quad (2.2)$$

wobei  $P_\gamma$  der Polarisationsgrad der erzeugten Photonen,  $P_e$  der Polarisationsgrad der einfallenden Elektronen und  $x = E_\gamma/E_0$  der Anteil der übertragenen Energie ist [OM59]. Abbildung 2.5 zeigt die berechnete Abhängigkeit.



**Abbildung 2.5.:** Polarisationsgrad der erzeugten Photonen bei Bremsstrahlung mit longitudinal polarisierten Elektronen.

Für die spätere Analyse der im Experiment gemessenen Daten ist es notwendig, den Polarisationsgrad der Photonen zu kennen. Da der Zusammenhang zwischen Polarisationsgrad von Elektronen und Photonen durch Gleichung 2.2 gegeben ist, reicht es, den Polarisationsgrad der Elektronen zu messen.

Diese Messung erfolgt am CBELSA/TAPS-Experiment durch ein Møller-Polarimeter. Dabei wird die Spinabhängigkeit der Winkelverteilung von Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung) verwendet. Das Polarimeter ist in Kombination mit dem Bremsstrahlungstarget aufgebaut. Die Folie zur Erzeugung der Bremsstrahlung wird gleichzeitig als Møller-Target verwendet. Um eine hohe Anzahl von polarisierten Target-Elektronen in der Folie zu erhalten, wird ein ferromagnetisches Material verwendet. Die Folie besteht aus einer Legierung von 49 % Eisen, 49 % Cobalt und 2 % Vanadium, welche sich durch eine hohe Sättigungsmagnetisierung auszeichnet. Die Asymmetrie der gestreuten Elektronen wird mit vier Bleiglasdetektoren bestimmt. Weitere Einzelheiten zu dem Aufbau finden sich in [Kam09]. Die Folie befindet sich in der Spule (linke Seite von Abb. 2.3), alle anderen Radiatoren sowie Elemente zur Strahldiagnose in den Löchern der Scheibe auf der rechten Seite (rechte Seite von Abb. 2.3).

### 2.3. Photonenmarkierungsanlage

Um die Energie der im Bremsstrahlungsprozess erzeugten Photonen zu bestimmen, wird in der Photonenmarkierungsanlage der Impuls der Elektronen nach dem Bremsstrahlungspro-



zess bestimmt. Diese wird auch als Tagger<sup>1</sup> bezeichnet. Mit der Masse des Elektrons ergibt sich die relativistische Gesamtenergie des Elektrons. Aus der Energieerhaltung folgt

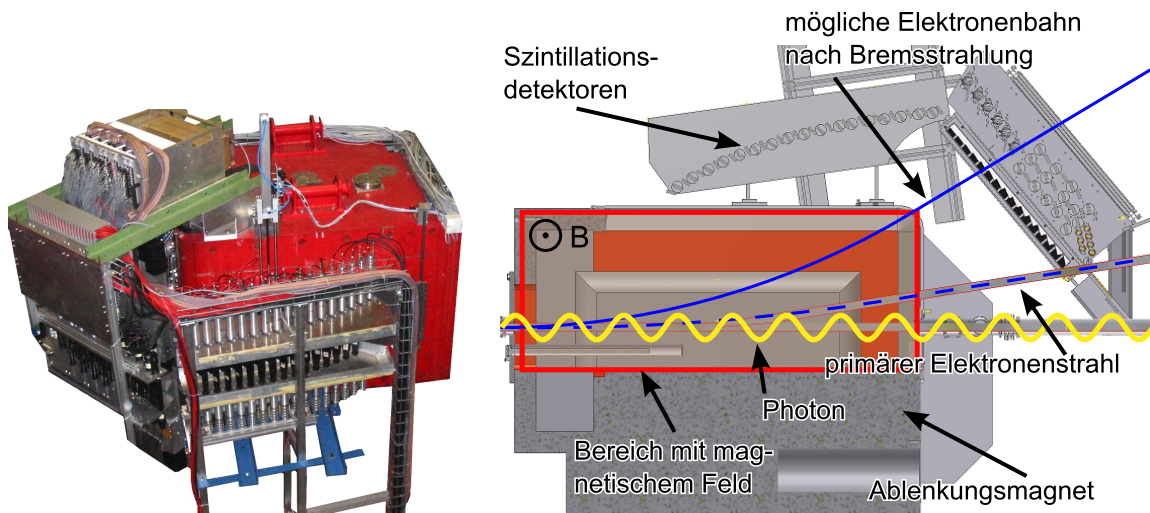
$$E_0 = E_\gamma + E_{e^-} + E_{\text{Atom}}, \quad (2.3)$$

wobei  $E_0$  die Primärenergie des Elektrons,  $E_\gamma$  die Energie des erzeugten Photons,  $E_{e^-}$  die Energie des Elektrons nach der Bremsstrahlung und  $E_{\text{Atom}}$  die Energie des rückgestoßenen Atomkerns ist.

$E_e$  ist durch die Beschleunigereinstellungen von ELSA bekannt. Die Energie kann durch depolarisierende Resonanzen mit einer prinzipiellen Genauigkeit von  $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-5}$  bestimmt werden [Hof01].  $E_{\text{Atom}}$  ist vernachlässigbar klein, da die Masse des Elektrons erheblich kleiner ist als die des Atomkerns. Energie und Impuls haben einen festen Zusammenhang, daher genügt es, den Impuls des Elektrons nach der Bremsstrahlung zu messen um die Energie des erzeugten Photons zu bestimmen.

Zur Messung des Impulses werden die Elektronen in einem Magnetfeld abgelenkt. Aus der Lorentzkraft ergibt sich der Zusammenhang zwischen Impuls und Krümmungsradius der Flugbahn. Ist Startpunkt und Richtung des Elektrons vor dem Magnetfeld sowie die Geometrie des Magnetfeldes hinreichend genau bekannt, genügt es, einen weiteren Punkt auf der Trajektorie des Elektrons nach Passieren des Magnetfeldes zu bestimmen.

Dies geschieht am Tagger mit Plastikszintillatoren, welche mit Photomultipliern ausgelesen werden. Abgedeckt ist der Elektronenenergiebereich von  $0,021 \cdot E_0$  bis  $0,825 \cdot E_0$  mit 96 über-



(a) Foto des Taggers [Kai14]. Ansicht von vorne; der Elektronenstrahl bewegt sich von rechts nach links.

(b) Zeichnung des Taggers [Wal]. Ansicht von oben; der Elektronenstrahl bewegt sich von links nach rechts. Eingezeichnet: Bremsstrahlphoton (gelb); mögliche Elektronenbahn nach Bremsstrahlung (blau); Bahn der Elektronen, die keine Bremsstrahlung erzeugt haben (blau gestrichelt).

**Abbildung 2.6.:** Tagger des CBELSA/TAPS-Experiments.

lappenden Szintillatoren.

Im Elektronenenergiebereich von  $0,166 \cdot E_0$  bis  $0,871 \cdot E_0$  befindet sich zusätzlich ein Detektor aus 480 szintillierenden Fasern, um die Ortsauflösung und dadurch die Energieauflösung

<sup>1</sup>to tag: engl. markieren

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

in diesem Bereich zu verbessern.

Um die Auswirkung der Divergenz des Elektronenstrahls auf die Auflösung zu reduzieren, sind die Szintillationsdetektoren in der Fokalebene des Magneten aufgestellt, soweit dies geometrisch möglich ist [FP09].

Ein Foto des Detektors ist in Abbildung 2.6(a) dargestellt, eine Skizze des Aufbaus in Abbildung 2.6(b).

### 2.4. Target

Im Target<sup>2</sup> befinden sich die Hadronen, die mit Photonen angeregt werden sollen. Für unterschiedliche physikalische Experimente stehen verschiedene Targetmaterialien zur Verfügung.

**Flüssig-Wasserstoff-Target** Ein Flüssig-Wasserstoff-Target [Ham09] erlaubt Messungen an einem reinen Protonen-Target. Das bedeutet, dass weder Neutronen vorhanden sind, an denen andere Reaktionen möglich sind, noch in Atomkernen gebundene Nukleonen.

Gebundene Nukleonen weisen eine Fermi-Bewegung mit zugehörigem Fermi-Impuls auf. Dadurch wird das gemessene Anregungsspektrum verschmiert, falls in der Rekonstruktion das Proton vor der Reaktion als im Laborsystem ruhend ( $\vec{p}_{\text{Proton}} = 0$ ) angenommen wird.

Die Target-Zelle kann auch mit flüssigem Deuterium gefüllt werden. Diese Konfiguration wird verwendet, um Messungen am Neutron durchzuführen (siehe Abschnitt 1.10.3).

**Frozen-Spin-Target** Ein Butanol-Target ermöglicht die Messung an polarisierten Protonen. Das Material wird verwendet, da es eine besonders gute Polarisierbarkeit aufweist.

Im Kryostaten des Frozen-Spin-Targets [BDP<sup>+</sup>99] wird das Butanol auf 150 mK gekühlt. Bei dieser Temperatur und einem anliegenden Magnetfeld von 2,5 T Stärke werden die Spins der Wasserstoffkerne durch dynamische Nukleonpolarisation ausgerichtet.

Da der 2,5 T-Magnet zu groß ist, um im Crystal-Barrel-Kalorimeter Platz zu finden, muss während der Aufpolarisationsphasen das Kalorimeter zur Seite gefahren werden.

Ist die gewünschte Polarisierung erreicht, wird das Target auf Temperaturen im Bereich 30 mK bis 50 mK weiter abgekühlt. Im Kryostaten ist eine supraleitende Spule eingebaut, die ein Haltefeld von 0,4 T erzeugt. Dabei ergeben sich Relaxationszeiten, die zwei bis vier Tage ununterbrochenen Messbetrieb erlauben.

Anstelle von Butanol kann auch D-Butanol als Target-Material verwendet werden. Hierbei handelt es sich um Butanol, das anstelle von Wasserstoffatomen Deuteriumatome besitzt.

Die Wellenfunktion des Deuterons ist gegeben durch [PRSZ95]

$$|\Psi_D\rangle = 0,98 \cdot |^3S_1\rangle + 0,20 \cdot |^3D_1\rangle. \quad (2.4)$$

Im Deuteron befinden sich also mit einer Wahrscheinlichkeit von 96 % Proton und Neutron im Zustand mit  $l = 0$  und den Spins parallel ausgerichtet. Damit steht der Spin des Neutrons überwiegend parallel zum Deuteron-Spin. Polarisiert man das Deuteron, sind damit Messungen am polarisierten Neutronentarget möglich.

Um genügend große Relaxationszeiten der Polarisierung zu erreichen, muss das Target-Material möglichst tief abgekühlt werden. Am CBELSA/TAPS-Experiment wird ein <sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He-

---

<sup>2</sup>target: engl. Ziel

Mischkryostat verwendet, mit dem die notwendigen Temperaturen von 50 mK erreicht werden können. Abbildung 2.7 zeigt ein Foto des Kryostaten.

Bei diesem Typ von Kryostat wird eine besondere Eigenschaft von Helium ausgenutzt. Unterhalb von 0,867 K kann  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  nicht in jedem beliebigen Mischungsverhältnis vorkom-

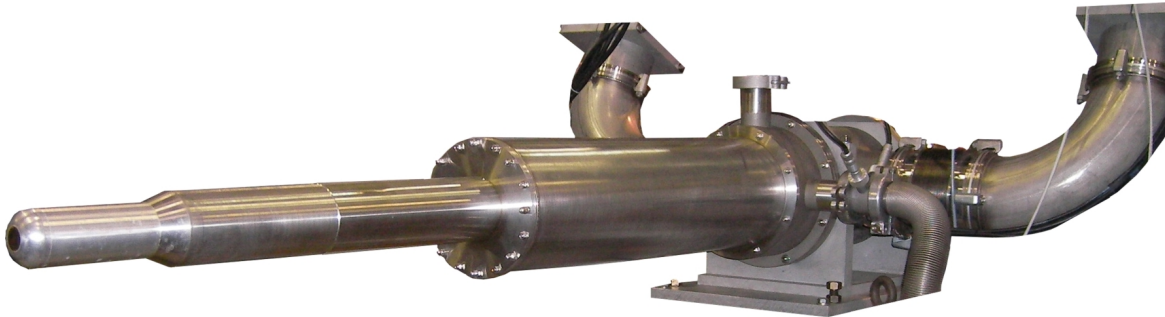


Abbildung 2.7.: Foto des Kryostaten des Targets [Kai14].

men. Unterhalb des sogenannten Separationspunkts bilden sich zwei Phasen. Die sogenannte c-Phase<sup>3</sup> besteht fast ausschließlich aus  $^3\text{He}$ , wobei der Anteil für kleine Temperaturen gegen 100 % geht. Die sogenannte d-Phase<sup>4</sup> hingegen kann auch bei niedrigsten Temperaturen noch zu 6,4 % aus  $^3\text{He}$  bestehen, wodurch  $^3\text{He}$  Atome von der c-Phase in die d-Phase wechseln können. Bei diesem Phasenübergang wird dem System ähnlich wie beim Verdampfen Wärme entzogen, wodurch die Temperatur sinkt. Die d-Phase ist mit einer Verdampfungskammer verbunden. In dieser wird das Gemisch auf eine Temperatur erhöht, bei der aufgrund der unterschiedlichen Dampfdruckkurven von  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  hauptsächlich  $^3\text{He}$  verdampft. So kann der Kühlungsprozess aufrechterhalten werden. Das verdampfte Helium wird außerhalb des Kryostaten wieder verflüssigt und der c-Phase wieder zugeführt. [Roh03]

Durch die polarisierten Nukleonen kann die Polarisationsobservable T (Targetasymmetrie) gemessen werden. In Kombination mit einem polarisierten Photonenstrahl oder einem Rückstoßpolarimeter können zusätzlich Doppelpolarisationsobservablen gemessen werden. Alle diese Observablen zeigen sich in Asymmetrien in der Winkelverteilung der erzeugten Teilchen oder in Zählratenasymmetrien zwischen verschiedenen Polarisationsstellungen.

Gleichung 1.11 ist zu entnehmen, dass die gemessene Asymmetrie umso kleiner ist, je kleiner der Polarisationsgrad des Targets ist. Experimentell ergibt sich eine weitere Abschwächung der Asymmetrie, da bei einem Target nicht alle Nukleonen polarisierbar sind. Am CBELSA/TAPS-Experiment wird Butanol als Targetmaterial verwendet, bei dem nur die Protonen der Wasserstoffatome polarisiert werden können. Daneben enthält es Kohlenstoff und Sauerstoff-Atome, welche zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt beitragen. Der Anteil polarisierbarer Nukleonen wird im sogenannten Dilution-Faktor erfasst. Bei der Selektion von einer Reaktion (z. B.  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ) werden Schnitte auf die Daten angewendet. Wird das Proton in der Analyse als fehlend betrachtet, geschieht eine Selektion der Daten durch den Schnitt auf die rekonstruierte fehlende Masse der Reaktion. Diese muss bis auf Messungenauigkeiten der Protonmasse entsprechen. Stammt das Targetproton einer Reaktion aus einem Atom, kann es zusätzlich einen Fermiimpuls haben. Dadurch ist die Verteilung der fehlenden Masse, gegenüber der Verteilung bei einer Reaktion am freien Proton verbreitert. Effektiv

<sup>3</sup>concentrated: engl. konzentriert

<sup>4</sup>diluted: engl. verdünnt

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

wird also ein Teil des Untergrunds durch diesen Schnitt entfernt. Der Dilution-Faktor ergibt sich also nicht nur aus dem Verhältnis der Anzahl von freien und gebundenen Nukleonen [Thi12, Jü12].

**Festkörper-Targets** Außerdem sind verschiedene Festkörper-Targets verfügbar. Eins besteht aus Kohlenstoff-Schaum. Dabei ist die Dichte so gewählt, dass sie der Dichte der Kohlenstoff-Atome im Butanol-Target entspricht. Mit diesem Target ist es möglich, den Beitrag der gebundenen Nukleonen im Kohlenstoff des Butanoltargets gezielt zu untersuchen [Jü12].

Neben Untergrundstudien können Festkörper-Targets genutzt werden, um die Modifikation der Eigenschaften von Mesonen in Kernmaterie zu untersuchen [T<sup>+</sup>05, NM<sup>+</sup>10, NMR<sup>+</sup>12]. Für solche Messungen sind Targets aus verschiedenen Elementen vorhanden (z. B. <sup>12</sup>C, <sup>40</sup>Ca, <sup>93</sup>Nb und <sup>208</sup>Pb).

### 2.5. Innendetektor

Um geladene Teilchen als solche identifizieren zu können, ist um die Target-Zelle ein Detektor aus 513 szintillierenden Fasern aufgebaut. Diese sind in 3 Schichten angeordnet. In der äußeren Schicht verlaufen die Fasern parallel zur Strahlrichtung, in der mittleren Schicht in einem Winkel von  $+25,7^\circ$ , in der inneren in einem Winkel von  $-24,5^\circ$  zur Strahlrichtung. Dadurch ist es möglich, den Durchstoßpunkt des geladenen Teilchens zu rekonstruieren, wenn es in mindestens 2 Schichten detektiert wurde. Die Winkel sind so gewählt, dass sich immer ein eindeutiger Durchstoßpunkt ergibt.

Der Innendetektor deckt in Azimut-Richtung den kompletten Winkelbereich ab, in polarer Richtung den Bereich von  $\theta = 24^\circ$  bis  $\theta = 166^\circ$  [Gru06, S<sup>+</sup>05]. Die Zeitaufösung des Detektors beträgt  $\Delta t = (2,093 \pm 0,013) \text{ ns}_{\text{FWHM}}$  [Har08]. Der Detektor ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

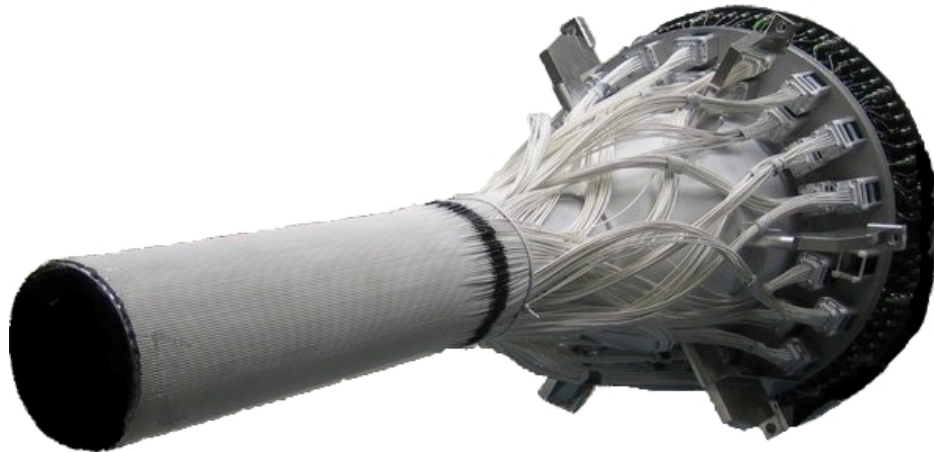


Abbildung 2.8.: Foto des Faserdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen [Kai14].

Die äußere Lage hat einen Durchmesser von 130 mm und 191 Fasern. Damit ergibt sich in azimuthaler Richtung eine Segmentierung von 2,1 mm. Die Kreuzungspunkte der Fasern aus je zwei Ebenen haben Abstände im Bereich 2,7 mm bis 4,4 mm parallel zur Strahlachse

gemessen. Gemäß  $\Delta x_{\text{RMS}} = d/\sqrt{12}$  ergeben sich für diese Werte Ortsauflösungen im Bereich von 0,6 mm<sub>RMS</sub> bis 1,3 mm<sub>RMS</sub>.

## 2.6. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter ist ein elektromagnetisches Kalorimeter und das Hauptkalorimeter des CBELSA/TAPS-Experiments [A<sup>+</sup>92]. Es besteht aus 1380 fassförmig angeordneten CsI(Tl)-Kristallen. Alle Kristalle zeigen zu einem gemeinsamen Mittelpunkt. Der Aufbau deckt 98 % des gesamten Raumwinkels ab.

Die einzelnen Kristalle haben die Formen von Pyramidenstümpfen. Insgesamt sind 13 unterschiedliche Kristallgeometrien vorhanden. Die Kristalle haben eine Länge von 30 cm, was etwa 16 Strahlungslängen  $X_0 = 1,86$  cm [A<sup>+</sup>08] entspricht. Auf der nach außen gerichteten Endfläche eines jeden Kristalls befindet sich die Ausleseelektronik die das Szintillationslicht in ein elektrisches Signal umwandelt. Die Elektronik und das Szintillationsmaterial werden genauer in Abschnitt 5.1 eingeführt. Die Endflächen der Kristalle sind trapezförmig und je nach Typ unterschiedlich groß. Die Höhe liegt zwischen 70 mm und 50 mm, die Breite der langen Seite zwischen 60 mm und 33 mm, die der kurzen zwischen 56 mm und 25 mm.

In der aktuellen Konfiguration sind 1230 Kristalle des Kalorimeters aufgebaut. In Vorwärtsrichtung sind weitere 90 Kristalle mit einer veränderten Auslese ausgestattet (siehe Abschnitt 2.7). In Rückwärtsrichtung wurden 60 Kristalle entfernt, um den nötigen Platz für das polarisierte Target bereitzustellen.

Ursprünglich wurde das Kalorimeter aufgebaut, um an LEAR<sup>5</sup> Proton-Antiproton-Anihilationen sowie Deuterium-Antiproton-Anihilationen zu untersuchen [AAA<sup>+</sup>98, AAB<sup>+</sup>95]. Dort wurde die Energieauflösung bestimmt. Das Ergebnis ist in [A<sup>+</sup>92] angegeben und beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,5\%}{\sqrt[4]{E}}. \quad (2.5)$$

Seit 2000 ist der Detektor an der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA in Bonn im Einsatz und wurde dort in verschiedenen Experimenten zur Baryonenspektroskopie verwendet.

Der Detektor ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Weitere Einzelheiten zum Szintillationsmaterial und zur Ausleseelektronik finden sich in Abschnitt 5.1.

## 2.7. Der Vorwärtskonus

Um vom Crystal-Barrel-Kalorimeter zumindest teilweise schnelle Zeitsignale zu erhalten und diese in die erste Trigger-Stufe (siehe Abschnitt 2.11) einbinden zu können, wurden im Vorwärtsbereich drei Ringe des Kalorimeters mit einer Photomultiplierauslese ausgerüstet [Sok06, Fun08].

Die Ringe decken den Polarwinkelbereich von 12,2° bis 27,5° ab. Durch die geänderte Ausleseelektronik steht für den umgebauten Teil ein Zeitsignal zur Verfügung, das eine Zeitauflösung  $\sigma_t \approx 0,8$  ns aufweist [Har08].

Außerdem wurde der Aufbau durch 180 Plastikszintillatoren auf der Target-Seite der Kristalle ergänzt [Wen08]. Mit diesen ist es möglich, geladene Teilchen mit einer Winkelauflösung von 6° in polarer und azimuthaler Richtung nachzuweisen. Position von Vorwärtskonus und Plastikszintillatoren sind in Abbildung 2.9 eingezeichnet.

<sup>5</sup>LEAR: Low Energy Antiproton Ring

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

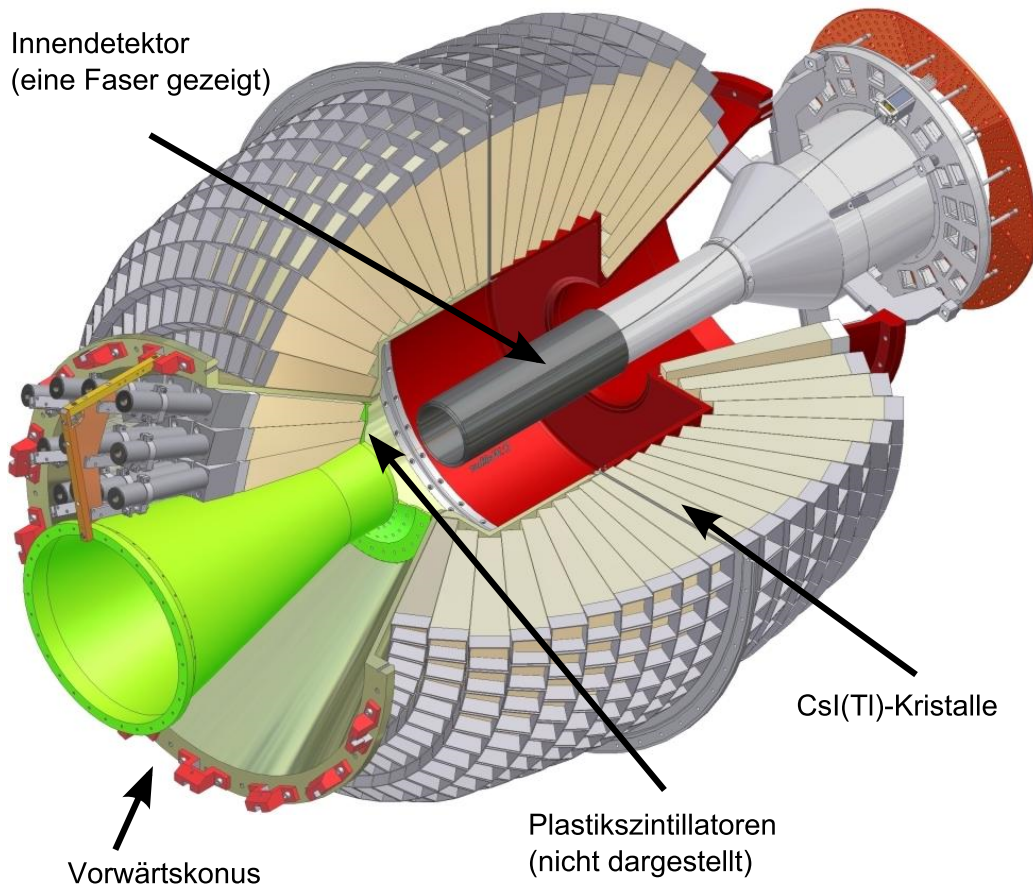


Abbildung 2.9.: CAD-Zeichnung [Wal] des Crystal-Barrel-Kalorimeters, Vorwärtskonus und Innendetektors.

### 2.8. CO<sub>2</sub>-Čerenkov-Vetodetektor

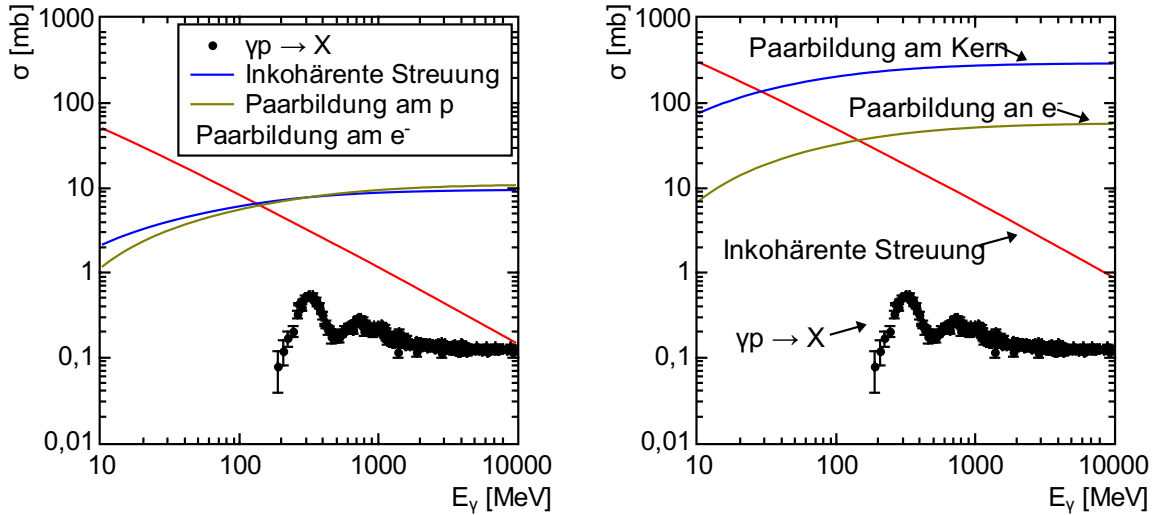
Hadronische Reaktionen haben einen totalen Wirkungsquerschnitt, der etwa um zwei Größenordnungen kleiner ist als der von elektromagnetischen Reaktionen. Die Wirkungsquerschnitte sind im Energiebereich von 10 MeV bis 10 GeV in Abbildung 2.10 dargestellt.

Am CBELSA/TAPS-Experiment sollen allerdings nur hadronische Reaktionen untersucht werden. Um die Digitalisierung nicht mit elektromagnetischen Ereignissen auszulasten wurde das Experiment um einen Čerenkov-Vetodetektor ergänzt [Kai07].

Als Medium wird CO<sub>2</sub> verwendet. Elektronen und Positronen erzeugen in diesem ab 17 MeV Čerenkov-Licht. Pionen als leichteste Hadronen erzeugen es erst ab 4,7 GeV. Myonen, die mit einer Ruhemasse von 105,6 MeV nächst schwereren, geladenen Leptonen erzeugen Čerenkov-Licht ab 3,6 GeV. Da von Beschleunigerseite höchstens 3,2 GeV zur Verfügung stehen, werden also nur Elektronen und Positronen im Čerenkov-Detektor nachgewiesen.

Abbildung 2.11(b) eine Skizze des Čerenkov-Detektors. Das Čerenkov-Licht wird am Hohlspiegel reflektiert. Der Aufbau ist so gestaltet, dass die Čerenkov-Photonen in einem Punkt fokussiert werden, in dem sich ein Photomultiplier befindet. Dieser wandelt die Photonen in ein elektrisches Signal um.

Der Čerenkov-Detektor wird als Vetodetektor verwendet. Wird sein Signal in der Trig-



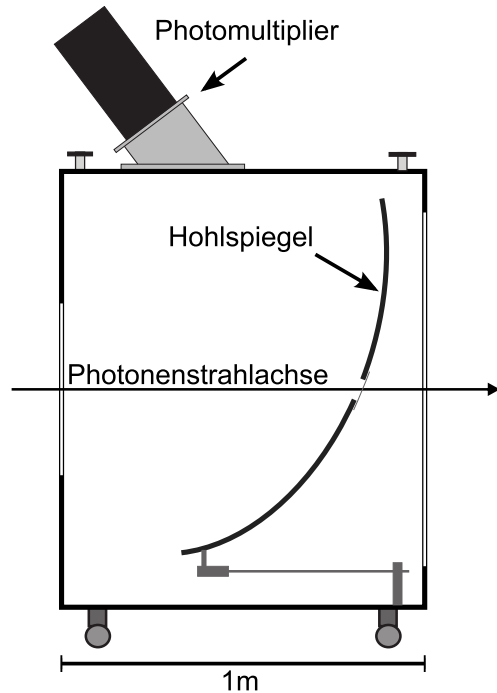
(a)  $\sigma_{\gamma p \rightarrow X}$  und elektromagnetische Wirkungsquerschnitte am Wasserstoffatom.

(b)  $\sigma_{\gamma p \rightarrow X}$  und elektromagnetische Wirkungsquerschnitte am Kohlenstoffatom.

**Abbildung 2.10.:** Hadronischer Wirkungsquerschnitt am Proton in Abhängigkeit der Energie für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow X$ , sowie elektromagnetische Wirkungsquerschnitte. Daten für hadronische Wirkungsquerschnitte aus [NG10], für elektromagnetische Wirkungsquerschnitte aus [BHS<sup>+</sup>].



(a) Foto des CO<sub>2</sub>-Čerenkov-Detektors [Kai].



(b) Skizze des CO<sub>2</sub>-Čerenkov-Detektors. [Kai07]

**Abbildung 2.11.:** CO<sub>2</sub>-Čerenkov-Detektors des CBELSA/TAPS-Experiments.

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

gerentscheidung eingebunden, werden die Informationen der restlichen Detektoren nur dann digitalisiert und abgespeichert, wenn der Čerenkov-Detektor kein Teilchen detektiert hat. Abbildung 2.11(a) zeigt ein Foto Čerenkov-Detektors.

### 2.9. MiniTAPS-Kalorimeter

Das MiniTAPS-Kalorimeter [Str96] vervollständigt die Winkelabdeckung des CBELSA/TAPS-Experiments in Vorwärtsrichtung und deckt den azimuthalen Bereich von  $1^\circ$  bis  $12,5^\circ$  relativ zur Strahlachse ab. Dieser Bereich ist besonders wichtig, da es sich bei dem Crystal-Barrel-Kalorimeter um ein Fixed-Target-Experiment handelt und die Reaktionsprodukte daher einen Lorentz-Boost in Vorwärtsrichtung aufweisen.

Das MiniTAPS-Kalorimeter ist wie das Crystal-Barrel-Kalorimeter ein elektromagnetisches Kalorimeter. Als Szintillator-Kristalle kommen 216 hexagonale  $\text{BaF}_2$ -Kristalle zum Einsatz. Das Szintillationslicht von  $\text{BaF}_2$  besitzt zwei Komponenten, eine schnelle mit einer Abklingzeitkonstante von 0,9 ns und eine langsamere mit 620 ns. Vor jedem Kristall befindet sich ein Plastikszintillator, mit dem es möglich ist, geladene Teilchen als solche zu identifizieren [Nov91].

Die Energieauflösung der MiniTAPS-Kristalle liegt bei

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1,91\% + \frac{0,59\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (2.6)$$

[GDF<sup>+</sup>94, Nov98].

Die Signale der Kristalle haben eine Zeitauflösung von  $\Delta t = (0,872 \pm 0,006) \text{ ns}_{\text{FWHM}}$  [Har08]. Abbildung 2.12 zeigt ein Foto des Detektors.

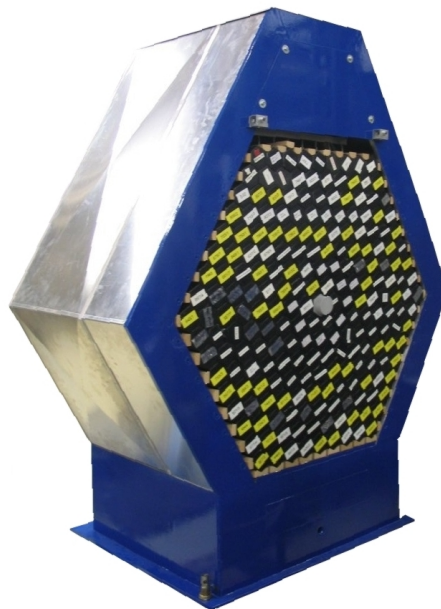


Abbildung 2.12.: Foto [Kai14] des MiniTAPS-Detektors.



## 2.10. Flussmonitore FluMo und GIM

Um den gemessenen Wirkungsquerschnitt zu normieren, muss der Photonenfluss durch das Target gemessen werden. Dafür stehen zwei Detektoren zur Verfügung.

Der Gamma-Intensitäts-Monitor (GIM) [McG08] besteht aus einer 4x4-Matrix aus  $\text{PbF}_2$ -Kristallen. In diesen erzeugen die zu messenden Photonen einen elektromagnetischen Schauer. Die dabei entstehenden Elektronen und Positronen erzeugen dann im Kristall Čerenkov-Licht, das von Photomultipliern detektiert wird. Um auch bei hohen Photonen-Raten messen zu können, bei denen der GIM Sättigungseffekte zeigt, wurde ergänzend der Flussmonitor (FluMo) aufgebaut [Die08].

Der FluMo misst die Rate von Elektron-Positron-Paaren, die an einem Kupfer-Konverter erzeugt werden. Da nur ein Bruchteil aller Photonen Elektron-Positron-Paare erzeugen, zeigt der FluMo erst bei höheren Raten Sättigungseffekte.

Die erzeugten Elektron-Positron-Paare werden mit zwei Plastik-Szintillatoren nachgewiesen. Ein dritter Plastik-Szintillator befindet sich vor dem Kupfer-Konverter und wird als Veto-Detektor verwendet. Abbildung 2.13 zeigt eine Skizze von beiden Detektoren.

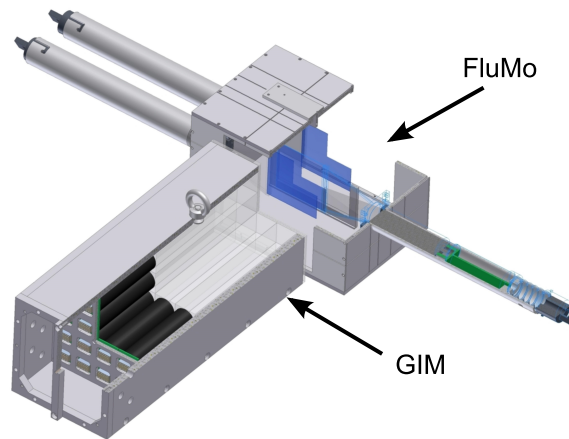


Abbildung 2.13.: Zeichnung der Flussmonitore FluMo und GIM [Wal].

## 2.11. Triggerkonzept des CBELSA/TAPS-Experiments

Die Auslese des Experiments wird über einen Trigger gesteuert. Wie bei einem Fotoapparat werden nur dann Daten aufgezeichnet, wenn der Auslöser betätigt wurde. Im Crystal-Barrel/TAPS-Experiment wird der Auslöser indirekt durch Signale der Subdetektoren und schneller Elektronik bedient.

Von den Detektoren sind logische Signale vorhanden, die einen Treffer im jeweiligen Detektor signalisieren. Für den Vorwärtskonus, MiniTAPS und den Innendetektor sind separate Signale für die Fälle vorhanden, dass ein oder zwei Treffer im jeweiligen Detektor gefunden wurden.

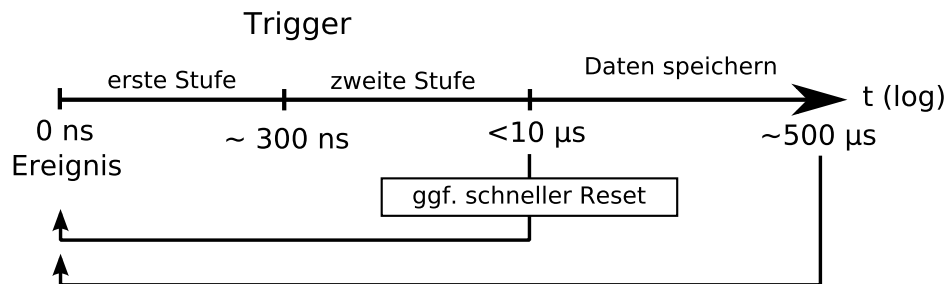
Vom Hauptbereich des Crystal-Barrel-Kalorimeters (siehe Abschnitt 2.6) steht ein Signal zur Verfügung, das die Anzahl der Treffer angibt. Die Einzelsignale aller Kristalle werden vom Fast Cluster Encoder (siehe Abschnitt 2.11.1) zu einem Multiplizitätssignal verarbeitet. Hier können auch höhere Multiplizitäten erkannt werden, jedoch steht das Ergebnis mit einer

## 2. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Latenz im Bereich von einigen  $\mu\text{s}$  deutlich später zur Verfügung als die Signale aller anderen Detektoren.

Die Signale aller Detektoren werden in einem FPGA-Modul verarbeitet [Win06]. Dieses wertet alle Signale in einer logischen Schaltung aus. Da die Auswertung in einer FPGA erfolgt, kann die logische Verknüpfung der Signale zur Laufzeit des Experiments geändert werden.

Da die Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters eine vergleichsweise hohe Latenz aufweisen, setzt sich der Trigger aus zwei Stufen zusammen. In der ersten Stufe (first level trigger) werden die Signale der schnellen Detektoren ausgewertet. Erfüllen diese erwünschte Bedingungen, wird die Aufnahme der Daten in der Elektronik gestartet. Diese Entscheidung muss in der aktuellen Konfiguration nach etwa 300 ns vorliegen. Wurde die Datenaufnahme gestartet, wird gegebenenfalls in der zweiten Stufe das Multiplizitätssignal des Fast Cluster Encoders abgefragt. Werden insgesamt nicht genügend Treffer gefunden, wird die Elektronik zurückgesetzt, um die Zeit zu sparen, die das Auslesen aller Daten brauchen würde. Ein Auslesezyklus des gesamten Experiments mit allen Detektoren dauert etwa 500  $\mu\text{s}$ . In dieser Zeit können keine weiteren Ereignisse registriert werden. Nach dem schnellen Reset ist die Elektronik schon nach 5  $\mu\text{s}$  wieder bereit, ein Ereignis zu registrieren. Es wird also fast 500  $\mu\text{s}$  Totzeit eingespart. Die aktuelle Version der Datenerfassung ist in [Hof14] beschrieben. Die



**Abbildung 2.14.:** Triggerkonzept des CBELSA/TAPS-Experiments. Gezeigt ist der zeitliche Verlauf nach einer Reaktion.

hohe Latenz des Multiplizitätssignals ist einerseits durch die lange Anstiegszeit der Detektorsignale begründet, andererseits arbeitet der Fast Cluster Encoder vergleichsweise langsam. Auf das Ergebnis wird maximal 10  $\mu\text{s}$  gewartet. Das Triggerkonzept ist in Abbildung 2.14 veranschaulicht. Tabelle 2.1 zeigt eine mögliche Triggerkonfiguration [CBE08].

erste Stufe	zweite Stufe (Treffer in FACE)
<b>ein</b> Treffer in MiniTAPS	$\geq 1$
<b>zwei</b> Treffer in MiniTAPS	-
<b>ein</b> Treffer im Vorwärtskonus	$\geq 1$
<b>zwei</b> Treffer im Vorwärtskonus	-
je ein Treffer in MiniTAPS und im Vorwärtskonus	-
ein Treffer im Innendetektor	$\geq 2$

**Tabelle 2.1.:** Bedingungen der Triggerkonfiguration *trig42c.st2*. Um den Trigger auszulösen, muss mindestens eine der Zeilen erfüllt sein. Zusätzlich muss auf jeden Fall ein Treffer im Trigger detektiert worden sein und kein Treffer im Čerenkov-Detektor.

### 2.11.1. Fast Cluster Encoder

Bevor die Signale des Crystal-Barrel-Kalorimeters im Trigger verarbeitet werden können, muss deren Information zunächst weiterverarbeitet werden.

Im zurzeit verwendeten Aufbau sucht der Fast Cluster Encoder (FACE)[Fle01] zusammenhängende Bereiche von Kristallen mit Energieeintrag. Diese Bereiche werden als Cluster bezeichnet. Als Endinformation steht dann die Gesamtzahl der gefundenen Cluster zur Verfügung.

In erster Näherung entspricht die Anzahl der Cluster der Anzahl der Teilchen, die im Crystal-Barrel-Kalorimeter detektiert wurden. Die Zahl der Cluster muss jedoch nicht der Zahl der Teilchen entsprechen. Beispielsweise können die Bereiche überlappen, in denen einzelne Teilchen Einträge im Kalorimeter erzeugen. In diesem Fall könnte nur ein Cluster erkannt werden, obwohl der entsprechende Detektorbereich von mehreren Teilchen getroffen wurde. Zur Auswertung der Signale wird ein Zellularlogik-Konzept verwendet. Dabei ist jedem Kristall des Detektors eine Logikzelle zugeordnet. Genau wie die Kristalle im Kalorimeter sind diese Zellen in einer Matrix angeordnet. Dabei sind die gleichen Nachbarschaftsbeziehungen vorhanden.

Der Clustering-Algorithmus identifiziert zunächst die Zelle mit niedrigstem Spaltenindex in dem ein Treffer registriert wurde. Bei mehreren Treffern in einer Spalte wird der Treffer mit niedrigstem Zeilenindex verwendet.

Von der so gefundenen Startposition aus werden die Trefferinformationen aller Zellen zurückgesetzt, die direkt benachbart sind oder über Zellen mit Treffer verbunden sind. Praktisch wird so der Cluster aus der Matrix gelöscht.

Weiter werden sukzessive eine Startposition identifiziert und die Einträge gelöscht, bis keine Einträge in der Matrix mehr vorhanden sind. Die Anzahl der Cluster entspricht dann der Anzahl der gefundenen Startpositionen.

Die Zellularlogik ist in Form von ASICs<sup>6</sup> realisiert, welche in 0,8  $\mu\text{m}$ -CMOS<sup>7</sup>-Technologie gefertigt sind. Insgesamt sind im Aufbau 105 dieser Chips vorhanden.

Die Latenz  $t$  der Cluster-Information beträgt

$$t = 0,8 \mu\text{s} + n \cdot 0,8 \mu\text{s}. \quad (2.7)$$

Sie ist also von der Anzahl  $n$  der Cluster abhängig. In der vorgegebenen Zeit von 10  $\mu\text{s}$  können also maximal 11 Cluster erkannt werden.

---

<sup>6</sup>ASIC: Application-specific integrated circuit. Anwendungsspezifischer integrierter Schaltkreis.

<sup>7</sup>Complementary metal-oxide-semiconductor, Prozess zur Herstellung von Halbleiterbauelementen.



# Kapitel 3.

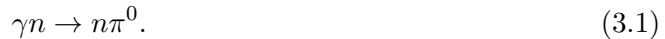
## Geplante Erweiterungen

In diesem Kapitel wird kurz vorgestellt, welche wesentlichen Umbauten und Erweiterungen am CBELSA/TAPS-Experiment geplant sind. Dabei wird aufgezeigt, welche Messungen dadurch vereinfacht, verbessert oder überhaupt erst möglich werden.

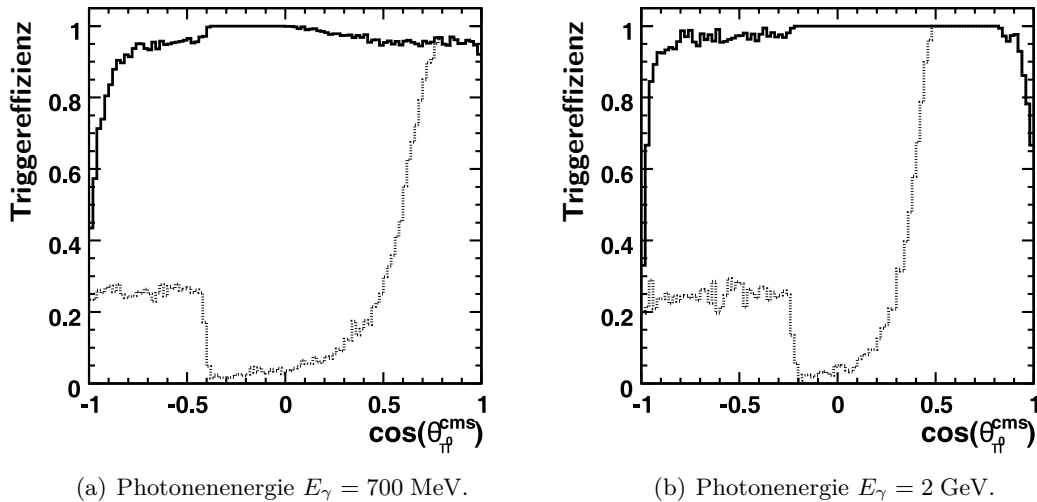
### 3.1. Einbindung des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe

Um die Triggereffizienz für Reaktionen mit vollständig neutralen Endzuständen zu verbessern, sollen alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe eingebunden werden. Dieser Umbau ist Bestandteil des Teilprojekts D.3 des Sonderforschungsbereichs TR16.

Ein Beispiel für eine solche Reaktion ist



Das Pion zerfällt zu 99% in zwei Photonen, sodass im Endzustand nur ungeladene Teilchen vorhanden sind.



**Abbildung 3.1.:** Triggereffizienz für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\pi_0$  für unterschiedliche Photonenergien. Gestrichelte Linie: Aktuelle Effizienz, durchgezogene Linie: Effizienz, wenn alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Triggerstufe eingebunden sind. [Pee09]

### 3. Geplante Erweiterungen

Die Triggereffizienz für diese Reaktion wurde simuliert für den aktuell vorhandenen Aufbau sowie für den Fall, dass alle Kristalle des CB-Kalorimeters in der ersten Triggerstufe ausgewertet werden können. Abbildung 3.1 [Pee09] zeigt die Triggereffizienz der aktuellen Konfiguration und die der neuen Triggerelektronik.

Die aktuelle Triggereffizienz zeigt eine Struktur bei  $\cos(\theta_{\pi^0}^{\text{cms}}) = -0,4$ . Bewegt sich das Pion im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung ( $\cos(\theta_{\pi^0}^{\text{cms}}) < 0$ ), so bewegt sich das Neutron im Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung. Dort befinden sich MiniTaps und Vorwärtskonus, die beide in die erste Triggerstufe eingebunden sind. Das Neutron wird dort jedoch nur mit einer Effizienz von rund 25% detektiert. Je nach Photonenenergie ergeben sich durch die Lorentz-Transformation ins Laborsystem unterschiedliche Winkel  $\theta_{\pi^0}^{\text{Lab}}$ , bis zu denen das Neutron in diesen Detektoren auftritt. Bewegt sich das Pion im Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung ( $\theta_{\pi^0}^{\text{cms}} > 0$ ) so ergibt sich ein zusätzlicher Lorentz-Boost in Vorwärtsrichtung für dessen Zerfallsphotonen. Trifft mindestens eins der Photonen auf MiniTAPS oder den Vorwärtskonus, wird der Trigger mit einer Effizienz von nahezu 100% ausgelöst. Zwischen diesen beiden Extrema gibt es den Fall, dass die Bewegungsrichtung des Pions im Schwerpunktsystem etwa senkrecht zur Strahlachse liegt. Nur in einem geringen Anteil aller Fälle von rund 5% trifft ein Photon mit genügend großer Energie in die Vorwärtsdetektoren, so dass der Trigger ausgelöst wird.

Die simulierte Triggereffizienz für den Fall, dass das gesamte Kalorimeter in die erste Triggerstufe eingebunden ist, liegt über nahezu dem gesamten Winkelbereich bei rund 100%. Lediglich wenn das Pion fast genau in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung fliegt ( $\theta_{\pi^0}^{\text{cms}} \approx 1$  oder  $\theta_{\pi^0}^{\text{cms}} \approx -1$ ), gibt es Einbußen.

Das einfachste Triggerkonzept verwendet nur die Information, ob der Energieeintrag in einem Kristall oberhalb einer gegebenen Schwelle liegt.

Zusätzlich könnte man alle Signale analog addieren. Diese Messgröße ließe dann auf die Energie schließen, die im gesamten Kalorimeter deponiert wurde. Es ist denkbar, diese Information zu nutzen, um auf Triggerebene hadronische Reaktionen von elektromagnetischen Reaktionen zu unterscheiden, da die elektromagnetischen Reaktionen im Mittel eine geringere Gesamtenergie haben. Dazu wurden in [Afz16] Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abschnitt 5.12.2 zusammengefasst dargestellt sind.

## 3.2. Spurdetektor - Zeitprojektionskammer

In einem weiteren Umbau soll der aktuell verwendete Innendetektor (Abschnitt 2.5) durch eine Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC) ersetzt werden. Dadurch könnten für geladene Teilchen Spuren gemessen werden, statt bisher nur Durchstoßpunkte durch eine zylindrische Ebene. Diese Erweiterung ist ebenfalls im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16, Teilprojekt D.3, geplant.

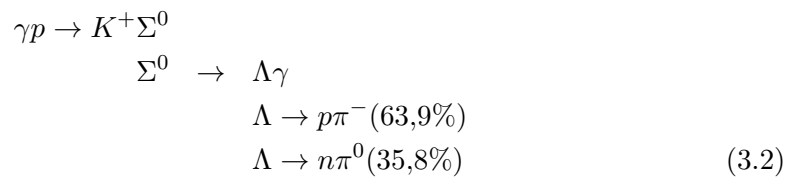
Die größten Vorteile gegenüber dem Innendetektor ergeben sich in Kombination mit einem Magneten, der TPC und Crystal-Barrel-Kalorimeter umschließt und ein homogenes Magnetfeld im Bereich der TPC erzeugt. Dort unterliegen die geladenen Teilchen der Lorentzkraft, wobei der Krümmungsradius der Trajektorie zur transversalen Komponente des Impulses proportional ist. Dies erlaubt die Messung des Impulses. Wird diese Information mit dem in der TPC gemessenen Energieverlust kombiniert, so ist eine Teilchenidentifikation möglich. Aus der Krümmungsrichtung ergibt sich das Vorzeichen der Ladung des Teilchens.

Im Vergleich zum Innendetektor stehen durch die TPC für geladene Teilchen genauere

Ortsinformationen zur Verfügung. Der in Abbildung 3.2 gezeigte Prototyp erreicht senkrecht zur Strahlachse eine Ortsauflösung im Bereich 0,2 mm bis 0,7 mm [Ket13]. Entlang der Strahlachse ergibt eine Simulation eine Auflösung im Bereich 0,2 mm bis 1 mm [Sch14]. Die schlechteren Auflösungswerte ergeben sich dabei für große Driftstrecken.

Für Messungen am CBELSA/TAPS-Experiment bedeutet dies insbesondere

- Das Auswerten von Reaktionen mit mehreren geladenen Teilchen im Endzustand ist möglich. Beispielsweise zerfällt das  $\eta'$ -Meson nur in 17,3% der Fälle ausschließlich in Photonen. Mit der TPC könnten auch Reaktionen mit geladenen Pionen im Endzustand rekonstruiert werden, sodass sich bei gleicher Messdauer eine bessere Statistik ergibt.
- Reaktionen mit Strange-Quarks können anhand sekundärer Vertizes erkannt werden. Als Beispiel sei folgende Kaskade genannt:



Das  $K^+$ -Meson entkommt aufgrund seiner Lebensdauer in den meisten Fällen dem Aufbau ( $c\tau = 3,7$  m [A<sup>+</sup>08]). Das  $\Sigma$ -Baryon hat eine so kurze Lebensdauer, dass es praktisch am Entstehungsort zerfällt ( $c\tau = 22$  pm [A<sup>+</sup>08]). Die Lebensdauer des  $\Lambda$ -Baryons ist hingegen derartig, dass es mit hoher Wahrscheinlichkeit in der TPC zerfällt ( $c\tau = 7,9$  cm [A<sup>+</sup>08]). Zerfällt es dann nach  $p\pi^-$ , entstehen Spuren, die in der TPC starten. Auch wenn das  $\Lambda$ -Baryon vor Eintritt in die TPC zerfällt, besteht die Möglichkeit, durch Extrapolation der gemessenen Spuren zu erkennen, dass diese nicht im Target starten können.

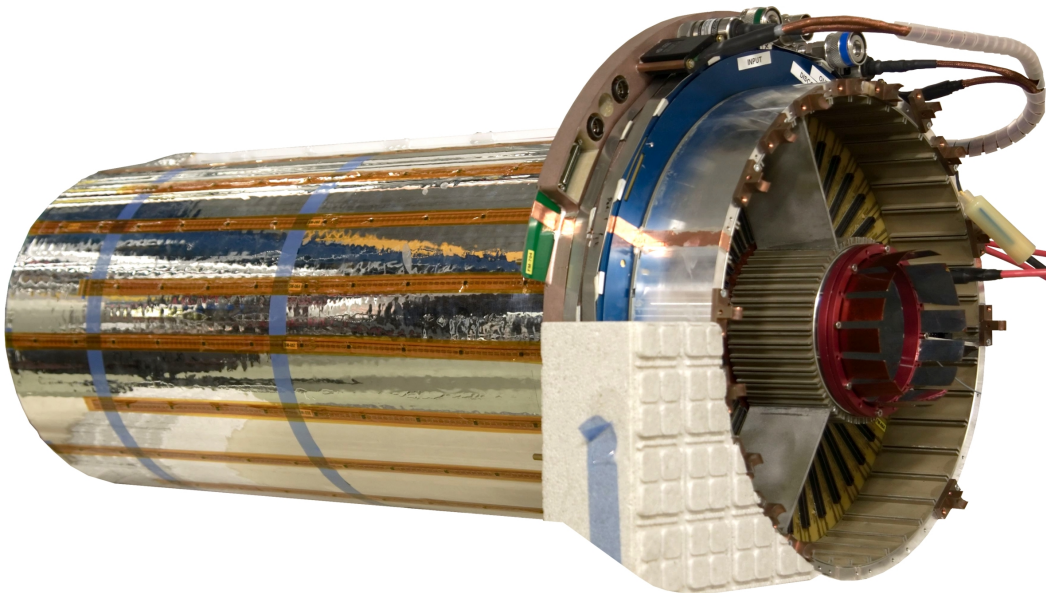


Abbildung 3.2.: Foto eines TPC-Prototypen [Sch].

### 3. Geplante Erweiterungen

Bisher wurde eine Testbench für einen kleinen Prototypen einer TPC aufgebaut [Wei08, Win09, Sch08, Kai14, Sch14], sowie eine TPC, die geeignet ist, um in das Crystal-Barrel-Kalorimeter eingebaut zu werden [F<sup>+</sup>11, BBD<sup>+</sup>12, Kai14, Sch14].

Es ist geplant, von dem in Abbildung 3.2 gezeigten Prototypen ein weiteres Exemplar aufzubauen, das in das CBELSA/TAPS-Experiment integriert wird.

#### 3.2.1. Magnet

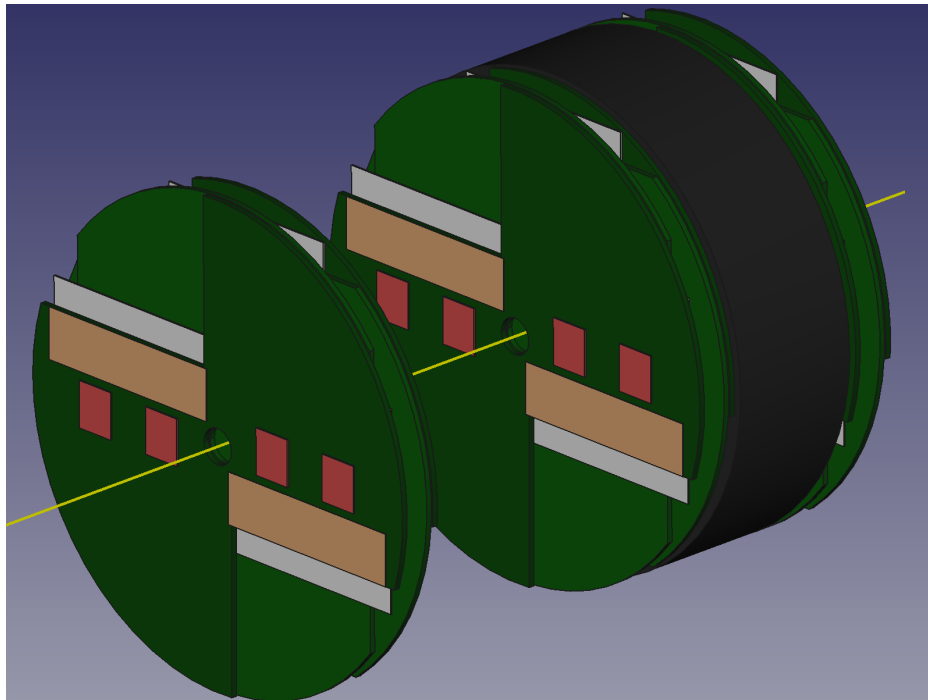
Es ist geplant, einen Magneten mit einer Feldstärke von 2 T einzubauen.

Dieser Magnet hat starke Auswirkungen auf die Einbindung des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Trigger-Stufe (siehe Abschnitt 3.1). Prinzipiell würden Photomultiplier als Detektoren für das Szintillationslicht in Frage kommen, allerdings sind diese empfindlich gegenüber Magnetfeldern und verlieren die Funktionalität völlig in derart starken Magnetfeldern, sodass diese nicht eingesetzt werden können.

### 3.3. Rückstoßpolarimeter

Um Zugang zu den Rückstoßpolarisationsobservablen (Typen BR, TR) zu erhalten, ist geplant, die Polarisation des rückgestoßenen Protons mit einem Polarimeter zu messen.

Das Polarimeter wird für das BGO-OD-Experiment aufgebaut [Bec14b, Koo14], jedoch kann es ein zweites Mal aufgebaut und in das CBELSA/TAPS-Experiment integriert werden. Abbildung 3.3 zeigt einen Entwurf des Rückstoßpolarimeters.



**Abbildung 3.3.:** CAD-Zeichnung des Rückstoßpolarimeters für das BGO-OD-Experiment [Koo14]. Grün: Platinen mit Frontendelektronik, rot: Frontend-Chips (APV), hellgrau: Silizium-Streifendetektoren, ocker: Pitch-Adapter, anthrazit: Sekundär-Target aus Kohlenstoff, gelb: primärer Photonenstrahl.



Im Polarimeter wird das Proton an einem Analysator-Target gestreut. Bei der Streuung eines Protons an einem Atomkern fließt in den Streuwinkel neben dem Kernpotential auch die Spin-Bahn-Kopplung zwischen Proton und Kern ein. Bei der starken Wechselwirkung liegen diese Beiträge in der gleichen Größenordnung. Da die Spin-Bahn-Kopplung abhängig vom Spin des gestreuten Protons ist, lässt sich so die mittlere Polarisation eines Teilchenensembles messen. [Pos00]

Diese ergibt sich aus einer Asymmetrie in der Winkelverteilung, welche nur für große Streuwinkel stark ausgeprägt ist. Da jedoch die Wahrscheinlichkeit für einen kleinen Streuwinkel groß ist, ergibt sich insgesamt eine geringe Asymmetrie. Um trotzdem aussagekräftige Messungen der Rückstreupolarisation zu erhalten, sind Datensätze mit vergleichsweise vielen Ereignissen nötig. [Koo14]

Als Analysator kann Kohlenstoff verwendet werden. Der Kernspin von  $^{12}\text{C}$  ist 0. Neben dem Analysator werden noch Detektoren benötigt, die die Spur des Protons vor und nach dem Analysator messen. [Pos00]

Ein Nachteil an dieser Methode ist, dass nur die transversale Spin-Komponente gemessen werden kann. Die neu zugänglichen Polarisationsobservablen durch diese Erweiterung wären also  $O_{x'}$ ,  $C_{x'}$ ,  $T_{x'}$  und  $L_{x'}$ .

### 3.4. Erhöhung des Strahlstroms

Es gibt Prozesse, die am CBELSA/TAPS-Experiment untersucht werden können, deren Auftreten jedoch eine vergleichsweise niedrige Wahrscheinlichkeit hat. Beispielsweise hat die Reaktion  $\gamma N \rightarrow N\eta'$  im Energiebereich um  $E_\gamma \approx 2 \text{ GeV}$  einen totalen Wirkungsquerschnitt von rund  $\sigma \approx 0,8 \mu\text{b}$  [CMA<sup>+</sup>09]. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma N \rightarrow N\pi^0$ ,  $\gamma N \rightarrow N\pi^0\pi^0$  und  $\gamma N \rightarrow N\eta\pi^0$  liegen im gleichen Energiebereich bei  $\sigma \approx 5 \mu\text{b}$  (siehe Abbildung 1.7). Der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von  $\eta'$ -Mesonen ist also etwa Faktor 6 kleiner, sodass bei gleichen Messbedingungen entsprechend weniger Mesonen erzeugt werden.

Auch bei der Messung der Polarisation des Rückstoßnukleons ergibt sich vergleichsweise langsam ein signifikanter Messwert, da die Asymmetrie in der Streuung am Sekundärtarget nur schwach ausgeprägt ist. In der aktuellen Konfiguration bedeutet dies für beide Fälle, dass entweder lange Messzeiten oder vergleichsweise große statistische Fehler in Kauf genommen werden müssen. Eine Möglichkeit, in kürzerer Zeit eine aussagekräftige Messung durchführen zu können, ist die Intensität des Photonenstrahls zu erhöhen. Dazu sind Umbaumaßnahmen an ELSA geplant. Durch die Modifikationen soll es möglich sein, einen höheren Strahlstrom zu speichern und bei gleichem Tastverhältnis einen höheren Strom in die Experimente zu extrahieren. Diese Verbesserung ist Bestandteil des Teilprojekts D.2 des Sonderforschungsbereichs TR16.

Für die Einbindung des Crystal-Barrel-Kalorimeters in die erste Trigger-Stufe (siehe Abschnitt 3.1) ergibt sich daraus die Anforderung, dass die Elektronik für die dann auftretenden Teilchenraten noch geeignet sein muss.



## Kapitel 4.

# Definition der Anforderungen an die neue Ausleseelektronik

Die neue Ausleseelektronik muss sich einerseits in das Gesamtkonzept des bestehenden Experimentes einfügen und andererseits alle Anforderungen erfüllen, die sich aus den geplanten physikalischen Messungen ergeben.

Diese Anforderungen werden in diesem Kapitel aufgeführt.

### 4.1. Einbindung des Crystal-Barrel in die erste Triggerstufe

Hauptziel ist, alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeter in die erste Triggerstufe einzubinden. Es wird also ein logisches Signal benötigt, das anzeigt, ob der Energieeintrag im Crystal-Barrel-Kalorimeter auf ein Ereignis schließen lässt.

Die Latenz darf daher nicht wesentlich mehr als 300 ns betragen, um in die vorhandene Elektronik des Experiments integriert werden zu können (vgl. Abschnitt 2.11).

Photonen mit einer Energie von 15 MeV müssen noch sicher detektiert werden. Werden erst Teilchen mit einer höheren Energie erkannt, so verschlechtert sich laut einer Geant-Simulation die Detektionseffizienz [Pee09].

#### 4.1.1. Erhaltung der Energieauflösung

Mit der neuen Elektronik sollen weiterhin Daten mit gleicher Qualität aufgenommen werden. Daher ist es erforderlich, dass das Kalorimeter weiterhin mit gleicher Genauigkeit seine eigentliche Hauptaufgabe erfüllen kann, nämlich die Messung der Energie von Photonen im Bereich von 10 MeV bis 2 GeV.

##### 4.1.1.1. Dynamischer Bereich bezogen auf das Detektorsignal

Der dynamische Bereich der Ausleseelektronik ist einerseits so zu wählen, dass auch Signale mit der maximal auftretenden Energie noch verarbeitet werden können. Andererseits ist der dynamische Bereich so klein wie möglich zu wählen. Einerseits gilt, je größer die Verstärkung in der ersten Stufe der Ausleseelektronik ist, desto kleiner ist der Beitrag von nachfolgenden Stufen zum Gesamttrauschen.

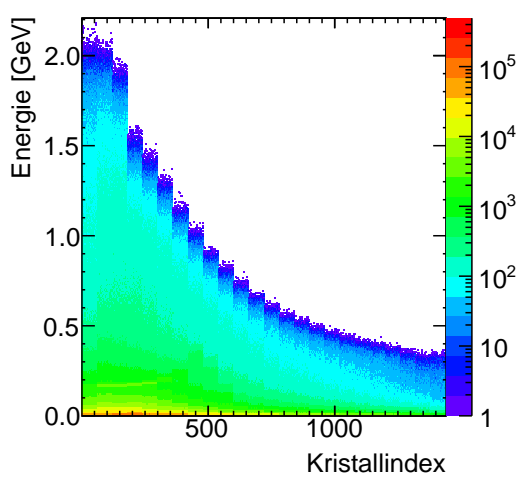
Andererseits ist zu beachten, dass je größer die Verstärkung der ersten Stufe ist, desto kleiner die Signale sind, die maximal verarbeitet werden können.

Um einen möglichst guten Kompromiss zwischen beiden Anforderungen zu treffen, ist erforderlich, die Energie zu kennen, die maximal in einem Kristall des Kalorimeters deponiert werden kann. Da die Digitalisierungselektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters aktuell nur Signale bis maximal 1 GeV messen kann, die des Vorwärtskonus maximal 2 GeV, ist es nicht

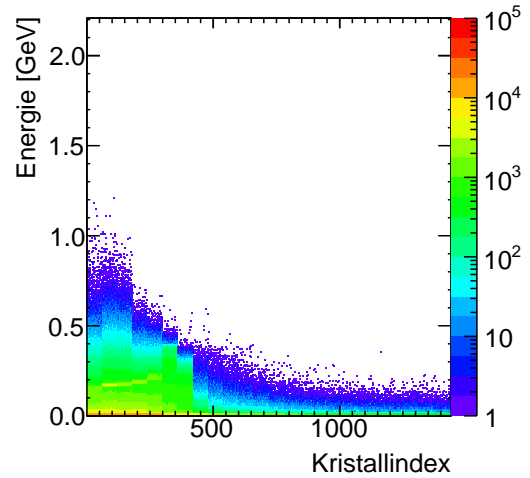
#### 4. Definition der Anforderungen an die neue Ausleseelektronik

möglich, aus den gemessenen Daten eine sichere Aussage zu erhalten.

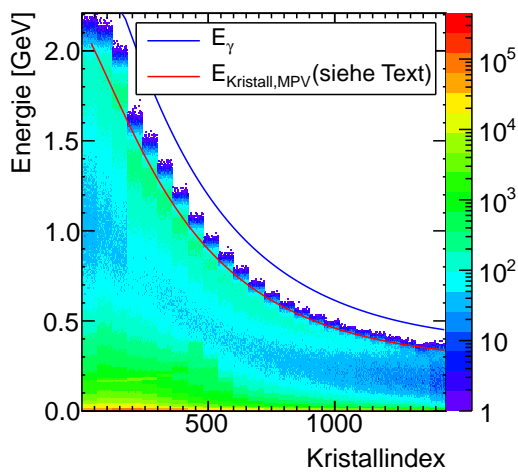
Stattdessen wurden Geant3-Simulationen erstellt, um in verschiedenen Reaktionen die maximal auftretenden Energien zu ermitteln. In Abbildung 4.1 sind Ergebnisse der Simulation



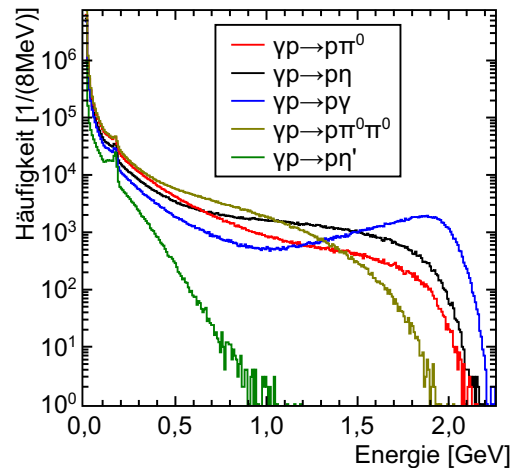
(a) Energieverteilung im Detektor für  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ .



(b) Energieverteilung im Detektor für  $\gamma p \rightarrow p\eta'$ .



(c) Energieverteilung im Detektor für  $\gamma p \rightarrow p\gamma$ .



(d) Energieverteilung im vordersten Ring des Kalorimeters ( $12^\circ < \theta < 18^\circ$ ) für unterschiedliche Reaktionen.

**Abbildung 4.1.:** Energieverteilung im Crystal-Barrel-Kalorimeter bei physikalischen Ereignissen. Niedrige Kristallindizes entsprechen der Vorwärtsrichtung.

dargestellt. Abbildung 4.1(a) zeigt ein zweidimensionales Histogramm der detektierten Energien. Auf der y-Achse ist die Energie aufgetragen, auf der x-Achse der Index des Kristalls im Kalorimeter. Die Nummerierung beginnt im Ring in Vorwärtsrichtung. Bei Index 61 beginnt der zweite Ring und so weiter. Da das Crystal-Barrel-Kalorimeter in den vordersten Ringen nur 30 Kristalle hat, werden in diesen Bereichen nur die geraden Indizes vergeben. In den Abbildungen 4.1(a) bis 4.1(c) ist deutlich eine Stufenstruktur zu erkennen. Eine neue Stufe beginnt immer bei einem Index, bei dem ein neuer Ring beginnt und die Kristalle sich damit an einem anderen Polarwinkel ( $\theta$ ) befinden.

#### 4.1. Einbindung des Crystal-Barrel in die erste Triggerstufe

Eine der simulierten Reaktionen ist die Photoproduktion von neutralen Pionen am Proton ( $p\gamma \rightarrow p\pi^0$ , Abb. 4.1(a)) Das einlaufende Photon hat eine Energie im Bereich  $E_\gamma = 3,15\dots 3,2$  GeV.

In Abbildung 4.1(b) ist ein vergleichbares Histogramm für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  dargestellt. Die maximale Energie pro Kristall beträgt ungefähr 1 GeV für den Endzustand  $p\eta'$  und ungefähr 2 GeV für den Endzustand  $p\pi^0$ .

Weiterhin wurde der Fall simuliert, dass das Photon elastisch am Proton gestreut wird. Für diese Reaktion (Compton-Streuung am Proton,  $\gamma p \rightarrow p\gamma$ ) muss sich die Energie im Endzustand auf nur ein Photon und das Rückstoßproton aufteilen, sodass hierfür die maximale Energiedeposition in das Kalorimeter zu erwarten ist. Der Prozess der elastischen Photonstreuung am Proton ist bisher nicht Bestandteil des Messprogramms des CBELSA/TAPS-Experiment, wird jedoch mit der neuen Triggerelektronik messbar sein. Die Kinematik in diesem Fall ist identisch mit der der klassischen Compton-Streuung am Elektron ( $\gamma e^- \rightarrow e^- \gamma$ ). Für beide Teilchen gilt im Endzustand ein fester Zusammenhang zwischen Polarwinkel  $\theta$  und Energie  $E$ . Für die Energie des Photons gilt

$$E_\gamma(\theta) = \frac{E_{\gamma,0}}{1 + \frac{E_{\gamma,0}}{mc^2}(1 - \cos \theta)}, \quad (4.1)$$

wobei  $E_{\gamma,0}$  die Energie des einlaufenden Photons und  $E_\gamma$  die Energie des gestreuten Photons ist. Bei der klassischen Compton-Streuung ist  $m$  die Masse des Elektrons. Da im betrachteten Fall die Photonen elastisch am Proton gestreut werden, muss hier die Masse des Protons verwendet werden.

Die Energie des gestreuten Photons ist im Histogramm als blaue Linie eingezeichnet. Dabei ist zu beachten, dass streng genommen kein kontinuierlicher Zusammenhang zwischen Polarwinkel  $\theta$  und Kristallindex besteht. Für je 60 Indizes liegen die Kristalle unter dem gleichen Polarwinkel  $\theta$ . Die Energie  $E_\gamma(\theta)$  müsste sich also alle 60 Indizes sprunghaft ändern. Die Umrechnung von Kristallindex zu Winkel wurde so gewählt, dass jeweils im Zentrum der Stufen der Winkel zum Index passt.

Da sich der elektromagnetische Schauer transversal ausbreitet, wird nicht die gesamte Energie des Photons in einem Kristall deponiert. In einer Geant3-Simulation des Testdetektors werden etwa 75% der Photonenenergie  $E_\gamma$  im Zentralkristall deponiert, wenn der Detektor mittig vom Photon getroffen wird (siehe Abschnitt 6.5.1.2). Die Photonenenergie, um diesen Faktor skaliert, ist rot eingezeichnet. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter hat unterschiedlich große Kristalle, sodass kristalltypabhängige Abweichungen von diesem Prozentsatz zu erwarten sind. Qualitativ wird der Verlauf der deponierten Energie gut durch die skalierte Funktion beschrieben. Bei Kristall Typ 13 (Index 1 bis 60) liegt die wahrscheinlichste Energiedeposition tiefer, als von der Funktion beschrieben, jedoch sind diese Kristalle auch deutlich kleiner als die Kristalle des Testdetektors (Typ 12). Es ist also schon aus geometrischen Gründen zu erwarten, dass ein kleinerer Anteil des Schauers in diesen Kristallen deponiert wird.

In allen drei gezeigten Fällen sind die höchsten Depositionen in Vorwärtsrichtung zu beobachten. In Rückwärtsrichtung (beginnend bei Index 781) wird maximal etwa 600 GeV deponiert.

Es wurden ebenfalls die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta$  in der Simulation untersucht. Die Verläufe der Energiedepositionen sind ähnlich zu dem der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . Daher werden diese nicht separat gezeigt.

Da die maximalen Energieeinträge im vordersten Ring des Kalorimeters beobachtet wurden,

#### 4. Definition der Anforderungen an die neue Ausleseelektronik

soll die Verteilung der Energiedeposition für diesen Ring separat gezeigt werden. Das entsprechende Histogramm ist in Abbildung 4.1(d) gezeigt. Alle simulierten Reaktionen sind separat eingezeichnet. Oberhalb von einer Energie von  $E_{\text{Kristall}} = 2 \text{ GeV}$  liegen nur noch

Reaktionsprodukte	$p\pi^0$	$p\eta$	$p\gamma$	$p\pi^0\pi^0$	$p\eta'$
Ereignisse mit $E_{\text{Kristall}} > 2 \text{ GeV}$	335	98	7685	1	0
Anteil aller Ereignisse	0,15 ‰	0,043 ‰	3,39 ‰	0,00044 ‰	0 ‰

**Tabelle 4.1.:** Anzahl der Ereignisse, bei denen ein Kristall einen höheren Energieeintrag als 2 GeV hat.

sehr wenige Einträge. Je Reaktion wurden rund  $2,2 \cdot 10^6$  Ereignisse simuliert. Der Anzahl der Ereignisse mit  $E_{\text{Kristall}} > 2 \text{ GeV}$  ist in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Damit ist klar, dass es keine Einschränkung für Messungen mit dem Crystal-Barrel-Kalorimeter darstellt, wenn das maximal digitalisierbare Signal 2 GeV beträgt. Pileup im Vorverstärkersignal ist ein weiterer Punkt, der betrachtet werden muss. Also der Fall, dass zwei Signale so dicht aufeinander folgen, dass sich die Amplituden addieren. In Abschnitt 6.6 wird gezeigt werden, dass hohe Energieeinträge so selten auftreten, dass dieser Effekt vernachlässigt werden kann.

#### 4.1.2. Ratenfestigkeit

Eine weitere geplante Verbesserung des CBELSA/TAPS-Experiments soll durch die Erhöhung des Strahlstroms von ELSA um einen Faktor 10 erreicht werden (vgl. Abschnitt 3.4). Dies wird eine höhere Extraktions- und damit eine höhere Ereignisrate ermöglichen. Alle gestellten Anforderungen müssen auch noch unter den Bedingungen erfüllt sein, die sich aus der Intensitätserhöhung ergeben.

## 4.2. Zusammenfassung

Zusammengefasst ergeben sich folgende technische Anforderungen:

- Es werden Zeitsignale benötigt, die in die erste Triggerstufe eingebunden werden können
- Die Latenz des Triggersignals darf nicht wesentlich mehr als 300 ns betragen
- Die Energieauflösung darf sich nicht verschlechtern
- Für jeden Kristall soll eine Zeitinformation zur Verfügung stehen
- Die Elektronik muss noch bei Faktor 10 höheren Raten zuverlässig funktionieren.
- Der dynamische Bereich des Energiezweigs bezogen auf das Detektorsignal muss mindestens 2 GeV betragen. Zusätzlich sollte eine Reserve vorgesehen werden.
- Wenn möglich soll ein Signal zur Verfügung stehen, das eine Aussage über die Gesamtenergie erlaubt, die im gesamten Kalorimeter deponiert wurde.

# Kapitel 5.

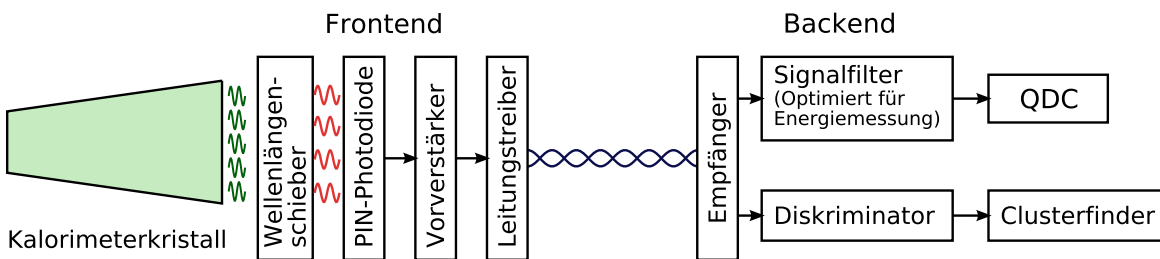
## Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Um das Crystal-Barrel-Kalorimeter in die erste Triggerstufe einzubinden, ist eine neue Ausleseelektronik notwendig. Diese kann in Frontend und Backend klassifiziert werden. Als Frontend wird die Elektronik bezeichnet, die sich direkt am Kristall befindet. Das Backend liegt weiter von den Detektoren entfernt. Hier werden die Signale weiterverarbeitet und digitalisiert.

In diesem Kapitel wird zunächst die vorhandene, dann die neue Elektronik vorgestellt.

### 5.1. Beschreibung der aktuellen Elektronik

Einen schematischen Überblick über die aktuelle Ausleseelektronik zeigt Abbildung 5.1. Das



**Abbildung 5.1.:** Überblick über die bestehende Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

grüne Licht der Szintillatorkristalle wird von einem Wellenlängenschieber absorbiert und im roten Bereich emittiert und dieses schließlich von einer PIN-Photodiode absorbiert. Deren Signal wird von einem ladungsempfindlichen Verstärker vorverstärkt und anschließend zur Übertragung von einem Leitungstreiber in ein differentielles Signal umgewandelt. Nach der Übertragungsstrecke von circa 60 m wird das differentielle Signal wieder in ein asymmetrisches Signal gewandelt. Das empfangene Signal ist einerseits an einen Diskriminator angeschlossen, dessen Ausgang wiederum an einen Clusterfinder angeschlossen ist. Andererseits wird es von einem Signalfilter weiterverarbeitet, bevor es von einem QDC digitalisiert wird. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.

#### 5.1.1. Das Szintillatormaterial CsI(Tl)

Cäsiumiodid ist ein anorganischer Szintillator. Oft wird es mit Natrium oder Thallium dotiert, um die Szintillationseigenschaften zu verändern. Reines CsI erzeugt 2 Photonen pro keV. Die Abklingzeitkonstante liegt bei 16 ns [Sai07a]. Durch Dotierung mit Thallium verbessert sich die Szintillationsintensität auf 54 Photonen pro keV [Sai07b]. Die genaue Lichtausbeute ist unter anderem von der Dotierungskonzentration abhängig. Es gibt Herstel-

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

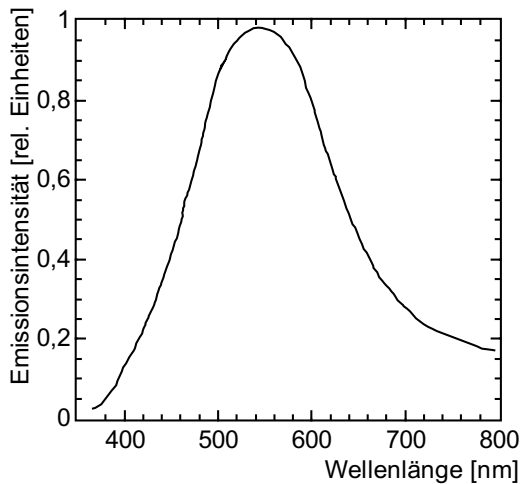
lungsprozesse, bei denen eine Positionsabhängigkeit der Dotierungskonzentration entlang des Kristalls verbleibt, sodass sich ebenfalls eine Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute ergibt. [RCL<sup>+</sup>06]

Neben der Steigerung der Lichtausbeute klingt das Lichtsignal durch die Dotierung deutlich langsamer ab. Das Abklingverhalten setzt sich aus verschiedenen Zeitkonstanten zusammen. Für deren Werte finden sich in der Literatur unterschiedliche Angaben. In [GMS<sup>+</sup>13] sind drei Zeitkonstanten angegeben mit  $\tau_1 = (770 \pm 30)$  ns,  $\tau_2 = (3,3 \pm 0,3)$   $\mu$ s und  $\tau_3 = (18 \pm 2)$   $\mu$ s. Im Datenblatt [Sai07b] eines Herstellers der Kristalle ist die Rede von verschiedenen Zeitkonstanten, wobei die kürzeste  $\tau_{\min} = 600$  ns und die längste  $\tau_{\max} = 3,5$   $\mu$ s beträgt. Andere Quellen geben  $\tau_1 = (760 \pm 20)$  ns,  $\tau_2 = (2,5 \pm 0,02)$   $\mu$ s [GLW<sup>+</sup>13] bzw  $\tau_1 = 400 - 700$  ns,  $\tau_2 = 7$   $\mu$ s [GBR<sup>+</sup>11, ADG<sup>+</sup>86] an. An anderen Stellen wird nur eine effektive mittlere Zeitkonstante  $\tau = 1,2$   $\mu$ s angegeben [Leo94b].

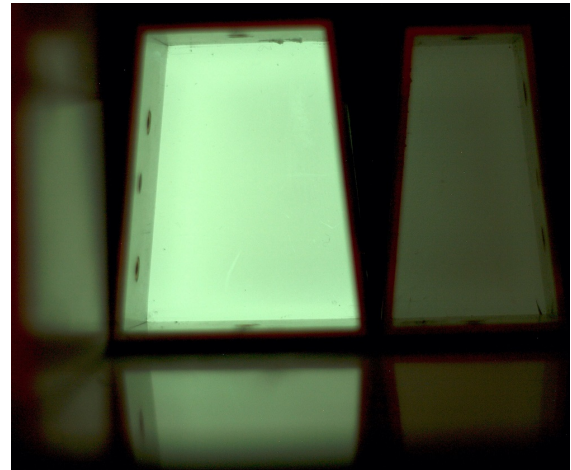
Die Gewichtung der unterschiedlichen Komponenten ist unter anderem von der Teilchensorte abhängig. Dadurch ist es in Grenzen möglich, die Kristalle zur Teilchenidentifikation zu verwenden. [SM01]

Die Dichte von CsI beträgt  $4,51$  g/cm<sup>3</sup> [Leo94b, Sai07b]. Minimalionisierende Teilchen haben also einen Energieverlust von  $5,6$  MeV/cm. Die spektrale Verteilung des Szintillationslichts von CsI(Tl) hat ein Maximum bei  $550$  nm. [Sai07a, Sai07b]

Das Spektrum des Kristalls ist in Abbildung 5.2(a) gezeigt. Abbildung 5.2(b) zeigt ein Foto zweier szintillierender Kristalle.



(a) Szintillationspektrum von CsI(Tl). Daten aus [BBC<sup>+</sup>00].



(b) Neben <sup>137</sup>Cs-Quelle szintillierende Kristalle. Das Präparat befindet sich links von den Kristallen. Die Szintillation des rechten Kristalls ist deutlich schwächer, da die meiste Strahlung vom linken Kristall absorbiert wird.

**Abbildung 5.2.:** Abbildungen zum anorganischen Szintillator CsI(Tl).

### 5.1.2. Das vorhandene Frontend

Das vorhandene Frontend des Crystal-Barrel-Kalorimeters besteht aus einem Wellenlängenschieber, einer PIN-Photodiode, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und einem differentiellen Leitungstreiber.

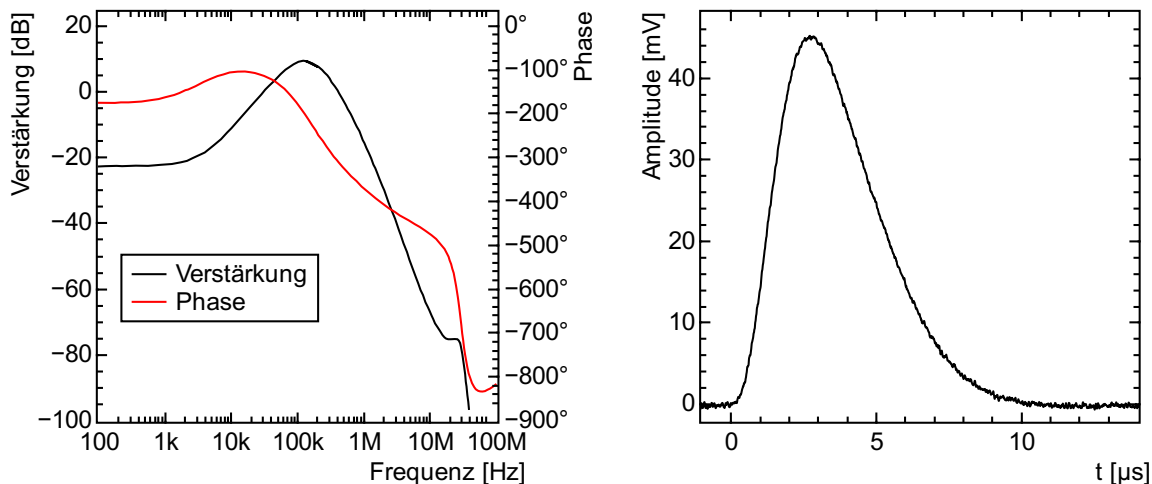


Die Photodiode des Frontends wurde auf einen Wellenlängenschieber geklebt. Der Wellenlängenschieber besteht aus 3 mm dickem Plexiglas, das mit einem optisch aktiven Pigment dotiert ist. Es absorbiert Licht bei etwa 520 nm und emittiert es bei größeren Wellenlängen. Die verwendete Photodiode ist das Modell S2575 des Herstellers Hamamatsu<sup>1</sup>. Diese hat eine aktive Fläche von 30,0 mm x 3,4 mm. Das Signal der Photodiode ist an einen ladungsempfindlichen Vorverstärker angeschlossen. Dieser hat eine Rückkopplungskapazität von 1 pF und einen Rückkopplungswiderstand von 240 M $\Omega$ , sodass sich eine Abklingzeitkonstante von 240  $\mu$ s ergibt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers ist an einen Leitungstreiber angeschlossen, der das Signal differentiell an die Backendelektronik überträgt.

### 5.1.3. Das vorhandene Backend

Das vorhandene Backend kann in drei Gruppen eingeteilt werden. Ein Signalfilter, der das Signal für die Digitalisierung vorbereitet, ein QDC, mit dem die Amplitudeninformation digitalisiert wird, und Modulen zur Clustererkennung.

**Signalfilter** Im Signalfilter [Ess89] wird das übertragene Signal von einem Operationsverstärker in Subtrahierer-Schaltung empfangen. Das so erhaltene Signal wird auf einen einstellbaren Verstärker gegeben und anschließend auf drei Differentiationsstufen. Die ersten beiden Stufen verfügen über eine einstellbare Pol-Nullstellen-Kompensation, die Kompensation der dritten Stufe ist fest. In allen Stufen ist ebenfalls eine Integration mit einer Zeitkonstante von 1  $\mu$ s enthalten. Der Frequenzgang des gesamten Filters von Verstärkung und Phase ist in Abbildung 5.3(a) gezeigt. Das Ausgangssignal des Filters ist in Abbildung 5.3(b) gezeigt.



(a) Bode-Diagramm des Signalfilters. Daten aus PSPICE-Simulation [Ste10].

(b) Szintillationssignal nach Signalfilter.

**Abbildung 5.3.:** Graphen zum Signalfilter des alten Backends des Crystal-Barrel-Kalorimeters.

Dies entspricht dem Fall, dass am Eingang ein Signal des Vorverstärkers vorhanden ist, dessen Form einem Szintillationssignal entspricht. Für andere Pulsformen am Eingang ergeben sich Abweichungen der Ausgangspulsform. Beispiele dafür sind Signale des Lichtpulsers und

<sup>1</sup>Hamamatsu Photonics K.K.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

das Deponieren einer hohen Energie in der Photodiode durch ein Teilchen.

Das Ausgangssignal ist über einen Verzögerungsbaustein von 500 ns an einen Ladungs-nach-Digitalwandler (QDC) angeschlossen.

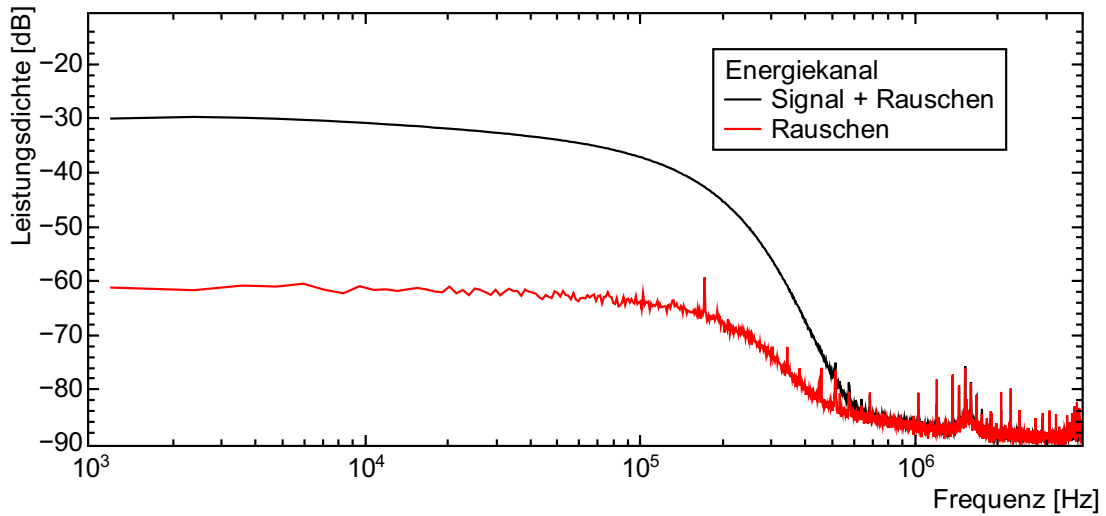


Abbildung 5.4.: Leistungsspektrum von Signal und Rauschen im Energiekanal.

Abbildung 5.4 zeigt das Leistungsspektrum von Signal und Rauschen im Energiezweig. Die Spektren wurden mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet, das auf den aufgezeichneten Signalverlauf eine schnelle Fourier-Transformation (FFT) anwendet. Für das Rauschspektrum wurde die Aufzeichnung zufällig gestartet, sodass keine Szintillatorsignale im aufgezeichneten Signalverlauf zu sehen sind. Für das Signalspektrum wurde auf Szintillatorsignale getriggert. Da das elektronische Rauschen weiterhin vorhanden ist, enthält das so gemessene Spektrum Signal- und Rauschbeiträge. Bei niedrigen Frequenzen ergibt sich durch das Signal ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Spektren. Ab einer Frequenz von  $f \approx 500$  kHz liegen beide Fälle fast deckungsgleich. Damit ergibt sich als grobe Abschätzung, dass für die Signale im Energiezweig hauptsächlich Frequenzen unterhalb  $f = 500$  kHz relevant sind.

**Ladungs-nach-Digitalwandler** Zur Digitalisierung der Amplitudeninformation wird der QDC 1885F des Herstellers LeCroy verwendet. Dieser verfügt über 96 Kanäle, die je zwei „integrate-and-store“-Schaltkreise haben. Das Eingangssignal wird mit unterschiedlicher Gewichtung auf die beiden Schaltkreise verteilt, sodass sich insgesamt eine Empfindlichkeit von 50 fC/count und 400 fC/count für die beiden Schaltungen ergibt [LeC97]. In den beiden Schaltungen wird für die Dauer eines extern angelegten Gates der fließende Strom integriert. Die so erhaltenen Spannungssignale werden über einen Multiplexer auf einen 12 Bit ADC geleitet, mit dem die Digitalisierung stattfindet.

**Clusterfinder** Neben den Signalfilterstufen ist am Ausgang des einstellbaren Verstärkers ein Signalabgriff vorhanden. Dieser wird verwendet, um die Signale an Diskriminatoren anzuschließen. In den Diskriminatoren wird ein Digitalsignal generiert, das anzeigt, ob ein Energieeintrag im zugehörigen Kristall detektiert wurde. Die Digitalsignale aller Diskriminatoren werden im Clusterfinder FACE [Fl01] verarbeitet. Dessen Funktionsweise ist in Abschnitt

2.11.1 beschrieben. Aktuell liegt die Detektionsschwelle der Hardware bei 15 MeV, in der Analyse wird anschließend noch eine Schwelle von 20 MeV angewendet [Mü14].

## 5.2. Konzept der dualen Backendelektronik

Die Backendelektronik soll sehr unterschiedlichartige Informationen aus den Detektorsignalen des Crystal-Barrel-Kalorimeters extrahieren. Einerseits soll eine Energieinformation für einen möglichst großen dynamischen Bereich der im Detektorkristall deponierten Energie abgeleitet werden. Da sich aus der deponierten Energie eine bestimmte Menge von Szintillationslicht und daraus eine bestimmte Signalamplitude ergibt, muss also die Signalamplitude genau bestimmt werden, um auf die Energie schließen zu können. Ein limitierender Faktor der Messgenauigkeit ist das elektronische Rauschen. Je stärker das Rauschen ist, desto mehr kann die Signalamplitude verfälscht werden. Um eine möglichst genaue Amplitudeninformation zu erhalten, sind im aktuellen Aufbau Bandpassfilter (Shaper) vorhanden, die das Analogsignal für die Digitalisierung vorbereiten.

Andererseits soll eine Zeitinformation extrahiert werden, und zwar der Zeitpunkt zu dem die Energiedeposition stattgefunden hat. Wird eine Zeitinformation aus einem Analogsignal extrahiert, so ist das Ergebnis um so genauer, je kleiner das elektronische Rauschen des Signals ist und je schneller das Signal ansteigt.

Für die Zeitauflösung  $\sigma_t$  eines Analogsignals gibt [Leo94a] allgemein an

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\left| \frac{dV}{dt} \right|}, \quad (5.1)$$

wobei  $\sigma_{\text{noise}}$  der Effektivwert des Rauschens ist und  $\left| \frac{dV}{dt} \right|$  die Anstiegsrate des Signals. Das Zeitsignal soll in die erste Triggerstufe des CBELSA/TAPS-Experiments eingebunden werden (siehe Abschnitt 3.1). Daraus ergibt sich als weitere Anforderung, dass das Zeitsignal mit einer hinreichend geringen Latenz auftreten muss ( $\Delta t \lesssim 300$  ns, siehe Abschnitt 2.11). Aus der Kombination dieser Anforderungen mit den Eigenschaften des Szintillators CsI(Tl) ergibt sich eine Schwierigkeit: Die auftretenden Zeitkonstanten im Szintillationslicht sind größer als die maximal erlaubte Latenz für das Zeitsignal. Im ladungsempfindlichen Vorverstärker wird das Szintillationssignal kumuliert. Aus den Zeitkonstanten ergibt sich, dass nur ein Bruchteil des gesamten Szintillationslichts emittiert wurde, wenn die Information für die erste Triggerstufe vorhanden sein muss. Dies veranschaulicht Abbildung 5.5. Gezeigt ist das rechnerische Ergebnis für die Emissionsstärke und das kumulierte Signal in Abhängigkeit der Zeit.

Dabei wird ein vereinfachtes Modell der Lichtemission verwendet; es geht von einem 50 ns dauernden Anstieg aus, gefolgt von einem anschließenden exponentiellen Abklingen mit einer Zeitkonstante von  $1,2 \mu\text{s}$ .

Eine zusätzliche Einschränkung ergibt sich, da für die Kumulierung des Signals nicht die gesamte mögliche Latenz der ersten Trigger-Stufe verwendet werden kann. Für die Erzeugung des Triggersignals aus den Einzelsignalen wird Verarbeitungszeit in der Elektronik benötigt. Weitere Zeit geht verloren, um die Signale über Kabel zu übertragen. Daher ist in der Abbildung das Maximum bei 150 ns eingezeichnet. Die Rechnung ergibt, dass zu diesem Zeitpunkt etwa 10% des Szintillationssignals kumuliert worden ist.

Dadurch wird klar, dass die geringe Latenz eine erhebliche Einschränkung darstellt. Wäre

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

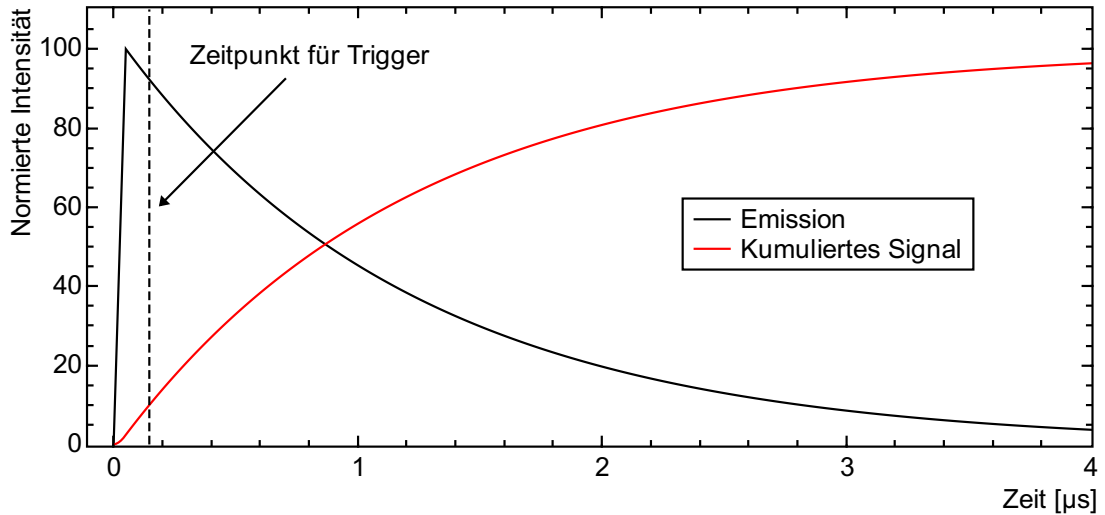


Abbildung 5.5.: Illustration zur Kumulierung des Szintillationssignals.

eine höhere Latenz möglich, so könnte ein größerer Anteil des Signals kumuliert werden, wodurch sich ein besseres SNR ergäbe. Mit einem verbesserten SNR ist eine niedrigere Schwelle und eine bessere Auflösung im Zeitkanal möglich. Daher sollte erneut geprüft werden, ob Änderungen im CBELSA/TAPS-Experiment eine höhere Latenz ermöglichen.

Ab einer Energie von 15 MeV müssen Photonen mit einer hohen Effizienz nachgewiesen werden, um eine hohe Detektionseffizienz von physikalischen Ereignissen im Trigger zu erreichen (z. B.  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ , Abschnitt 4.1).

Wird als Triggerbedingung eine Koinzidenz von mindestens zwei Kristallen gefordert, so ergibt sich eine Rate von zufälligen Koinzidenzen  $f_Z$  von

$$f_Z = \frac{N(N-1)}{2} f_0^2 T \quad (5.2)$$

[Hon09], wobei  $f_0$  die Rauschrate je Kristall,  $N$  die Anzahl von Kristallen und  $T$  das Koinzidenz-Zeitfenster sind. Bei einer Rauschrate von  $f_0 = 50 \text{ s}^{-1}$ , einem Koinzidenzintervall von  $T = 200 \text{ ns}$  und  $N = 1320$  Kristallen ergibt sich eine Zufallsrate von rund  $f_Z = 900 \text{ s}^{-1}$ . Da ein voller Auslesezyklus rund  $500 \text{ µs}$  benötigt (Abschnitt 2.11), wäre die Auslese durch die Zufallskoinzidenzen schon deutlich belastet.

Insgesamt stehen also drei Anforderungen in Konkurrenz: kurze Latenz, niedrige Schwelle, geringe Rauschrate. Für ein gegebenes Signal-zu-Rausch-Verhältnis gilt, dass die Rauschrate umso größer ist, je niedriger die Schwelle ist. In der relevanten Größenordnung der Latenz gilt, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis um so schlechter ist, je kürzer die Latenz gewählt ist.

Für die aktuelle Ausleseelektronik, die auf PIN-Photodioden basiert, wurde gezeigt, dass nicht alle drei Anforderungen gleichzeitig erfüllt werden können. Durch eine veränderte Ausleseelektronik könnte das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert werden, sodass alle Anforderungen gleichzeitig erfüllbar sind.

Unter anderem sind als Photodetektoren Photomultiplier (PM), Silizium-Photomultiplier (SiPM) oder Avalanche-Photodioden (APD) denkbar. Photomultiplier können nicht eingesetzt werden, da der Betrieb des Detektors in einem starken Magnetfeld ( $\approx 2 \text{ T}$ ) geplant ist und Photomultiplier in derart starken Magnetfeldern nicht funktionieren.

Die Verwendung von SiPMs im Crystal-Barrel-Kalorimeter wurde in [Weh08] untersucht. Mit den zu der Zeit verfügbaren SiPMs wurde bei einer Schwelle von 30 MeV Rauschraten bis zu  $50 \text{ s}^{-1}$  gemessen.

APDs bieten die Möglichkeit, durch den internen Verstärkungsmechanismus das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wodurch alle drei Anforderungen erfüllbar werden. APDs werden im folgenden Abschnitt genauer vorgestellt.

### 5.3. Avalanche Photodioden

Um das Szintillationslicht mit einer Ausleseelektronik quantitativ messen zu können, muss zunächst das Lichtsignal in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Eine Möglichkeit dafür ist die Verwendung von Photodioden. Bei diesen wird ausgenutzt, dass optische Photonen in der ladungsträgerfreien Sperrschicht Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Trifft also eine bestimmte Anzahl von Photonen auf eine Photodiode, kann eine dazu proportionale elektrische Ladung in Sperrrichtung durch die Diode fließen.

Eine spezielle Form der Photodiode ist die Lawinen-Photodiode (engl.: Avalanche Photodiode, APD). Diese besitzt ein spezialisiertes Dotierungsprofil. Legt man in Sperrrichtung an eine APD eine genügend hohe elektrische Spannung an, entstehen in der APD in der so genannten Avalanche-Region starke elektrische Felder. Die erreichte Feldstärke reicht aus, um Elektronen und Löcher so weit zu beschleunigen, dass sie durch inelastische Stöße sekundäre Elektron-Loch-Paare generieren können.

Dadurch hat die APD einen internen Mechanismus, der den Signalstrom verstärkt. Dieser Mechanismus ist in gewöhnlichen Photodioden nicht vorhanden.

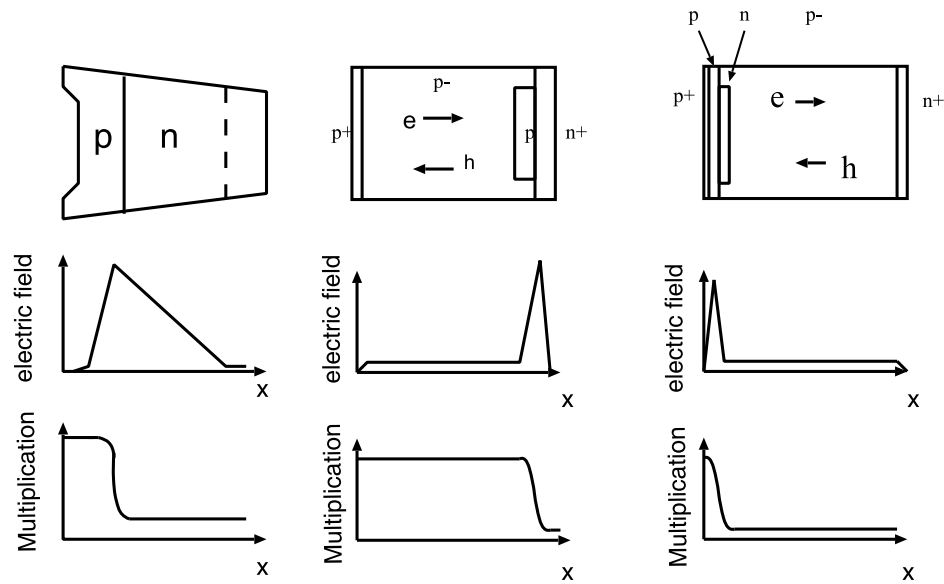
Die kommerziell erhältlichen APDs können in drei Gruppen eingeteilt werden [KSK<sup>+</sup>05]:

- „beveled-edge“ (wörtliche Übersetzung: Stechbeitel),
- „reach-through“ (deutsch: Durchgriff, reach-through voltage: Durchgreifspannung),
- „reverse-type“ (deutsch: umgedrehter Typ).

Diese Typen sind schematisch in Abbildung 5.6 dargestellt. Der „beveled-edge“-Typ hat einen traditionellen  $p^+n$ -Übergang, wobei die Resistivität des  $n$ -dotierten Bereichs so gewählt ist, dass sich eine hohe Durchbruchspannung der Größenordnung 2000 V ergibt [KSK<sup>+</sup>05]. Beim „reach-through“-Typ ist ein vergleichsweise großer Driftbereich mit Feldstärken von rund  $2 \text{ V}/\mu\text{m}$  vorhanden und eine vergleichsweise schmale Region mit Feldstärken von rund  $25 - 30 \text{ V}/\mu\text{m}$ , welche stark genug ist, dass der Multiplikationsprozess durch Stoßionisation stattfinden kann. Ein Vorteil dieses Typs ist, dass die notwendige Depletionsspannung deutlich niedriger ist als beim „beveled-edge“-Typ. Nachteilig ist jedoch, dass der Großteil des Dunkelstroms ebenfalls multipliziert wird. Deswegen tendieren „reach-through“-APDs mit großer Fläche dazu, stark zu rauschen [KSK<sup>+</sup>05].

Der Aufbau der „reverse-type“-APD ist speziell darauf ausgerichtet, um mit Szintillatoren verwendet zu werden. Der Aufbau ist ähnlich zu „reach-through“-APDs, jedoch befindet sich die Multiplikationszone am vorderen Ende des Chips. Das Licht vieler Szintillatoren liegt im Bereich von 500 nm oder weniger und wird daher in den ersten  $1 - 3 \mu\text{m}$  der Verarmungszone absorbiert. Die dort erzeugten freien Elektronen durchlaufen die volle Verstärkung in der Multiplikationszone. Vom Großteil des Dunkelstroms wird nur der Loch-Anteil multipliziert. Dadurch ergibt sich deutlich geringeres Rauschen [KSK<sup>+</sup>05].

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.6.:** Überblick über Sorten von APDs. Von links nach rechts: „beveled-edge“, „reach-through“, „reverse-type“. Bild aus [KSK<sup>+</sup>05]. Erste Zeile: Schema des Dotierungsprofils, zweite Zeile: Elektrisches Feld bei Betriebsbedingungen, dritte Zeile: Multiplikation, die Ladungsträger erfahren, welche an der Position  $x$  erzeugt wurden.

## 5.4. Die neue Frontend-Elektronik

Ähnlich wie die vorhandene Elektronik enthält das neue Frontend einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und einen Leitungstreiber. Statt einer PIN-Photodiode werden zwei Avalanche-Photodioden pro Kristall eingesetzt. Diese erfordern eine HV-Versorgung, die bei der PIN-Photodiode nicht erforderlich war. Alle Komponenten werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

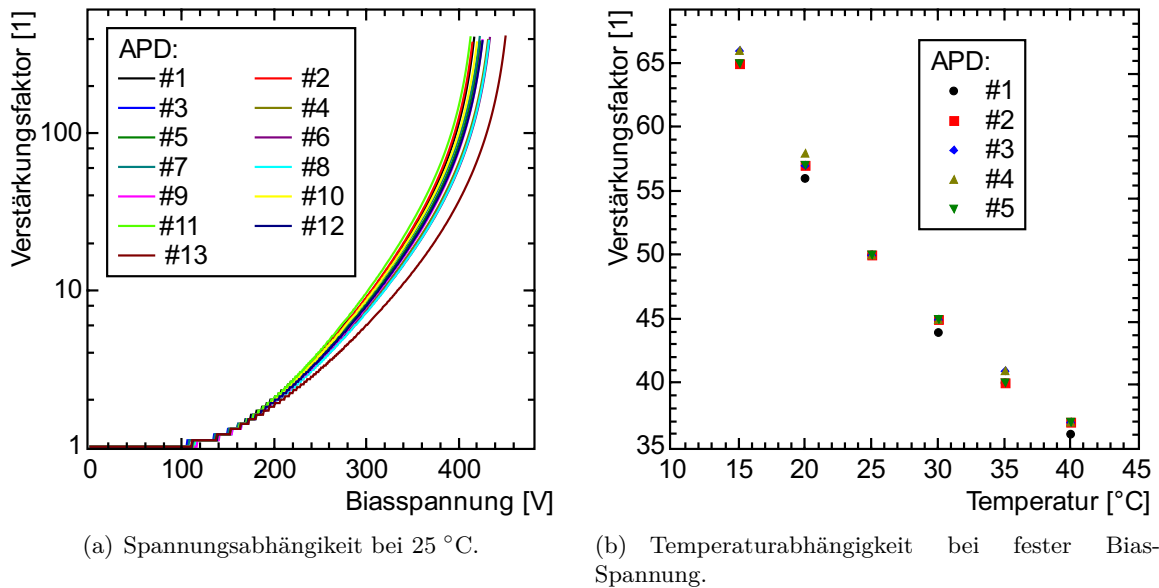
### 5.4.1. APD S11048(X3)

Als APD wird die S11048(X3) [Ham11b] des Herstellers Hamamatsu verwendet. Die APD S8664-1010 [Ham05] hat praktisch die gleiche Charakteristik. Der größte Unterschied ist die veränderte Dimensionierung ( $6,8 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$  statt  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ ). Zu dieser APD gab es viele Untersuchungen im Zusammenhang der Erzeugung von Signalen des Crystal-Barrel-Kalorimeters, die in die erste Triggerstufe eingebunden werden können [Urb11, Hon09, Dri12]. Die gleiche APD soll in Teilen des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments [PAN08] eingesetzt werden.

#### 5.4.1.1. Charakteristik der vorhandenen APDs

Auf den Verstärkungsfaktor einer APD haben sowohl die anliegende Biasspannung als auch die Temperatur der APD einen starken Einfluss. Die Spannungsabhängigkeit ist in Abbildung 5.7(a), die Temperaturabhängigkeit in Abbildung 5.7(b) gezeigt. Die Daten wurden vom Hersteller Hamamatsu zur Verfügung gestellt.

Der Verstärkungsfaktor geht direkt in den Proportionalitätsfaktor zwischen Signalamplitude und im Detektor deponierter Energie ein. Um die Genauigkeit der Energiemessung nicht zu



**Abbildung 5.7.:** Abhängigkeiten des Verstärkungsfaktors der 11048(X3)-APD. Daten der Spannungsabhängigkeit von 13 APDs und der Temperaturabhängigkeit von 5 APDs wurden vom Hersteller zur Verfügung gestellt [Ham12].

verschlechtern, muss der Verstärkungsfaktor während der Dauer einer Messung konstant sein oder deutlich genauer als die Energieauflösung gemessen werden. Eine Messperiode mit dem CBELSA/TAPS-Experiment erstreckt sich typischerweise über 8 Wochen.

Für das Detektor-Upgrade wurden 3500 APDs gekauft. Abbildungen 5.8(a) und 5.8(b) zeigen Histogramme der APDs, die für den Einbau in das Crystal-Barrel-Kalorimeter zur Verfügung stehen. Die Daten gelten für einen Verstärkungsfaktor von  $G = 50$  bei einer Temperatur von  $\vartheta = 25$  °C.

Die Verteilung des Dunkelstroms ist in Abbildung 5.8(a) dargestellt. Der Dunkelstrom liegt im Bereich von 5,6 nA bis 33,7 nA. Der Mittelwert beträgt 14,8 nA.

Abbildung 5.8(b) zeigt die Verteilung der Biasspannungen. Die Biasspannungen aller APDs liegen zwischen 335 V und 415,9 V. 90% der APDs liegen im Bereich 370 V bis 405 V. Der Mittelwert liegt bei 384 V. Temperatur- und Spannungskoeffizient wurden für alle APDs einzeln gemessen. Die mittleren Koeffizienten betragen  $\alpha_T = -2,28$  %/K und  $\alpha_U = 2,94$  %/V [Urb14].

#### 5.4.1.2. Statistik der Charakterisierungsdaten des Herstellers

Die Hochspannungsversorgung beinhaltet eine Kompensation der Temperaturabhängigkeit des APD-Gains. Diese nutzt die Spannungsabhängigkeit der Verstärkung aus (vgl. Abschnitt 5.4.4). Dies bedeutet, dass die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von Temperatur und Spannung bekannt sein muss, um die Kompensationsschaltung zu dimensionieren.

Um sicherzustellen, dass diese Kompensation für alle APDs funktioniert, müssen die Koeffizienten für alle APDs bekannt sein, oder zumindest der mittlere Wert und seine Streuung. Um nicht jede einzelne APD charakterisieren zu müssen, sind zwei Möglichkeiten denkbar:

1. Es kann ein Zusammenhang zwischen Temperatur- und Spannungsabhängigkeit ( $\alpha_T$ ,

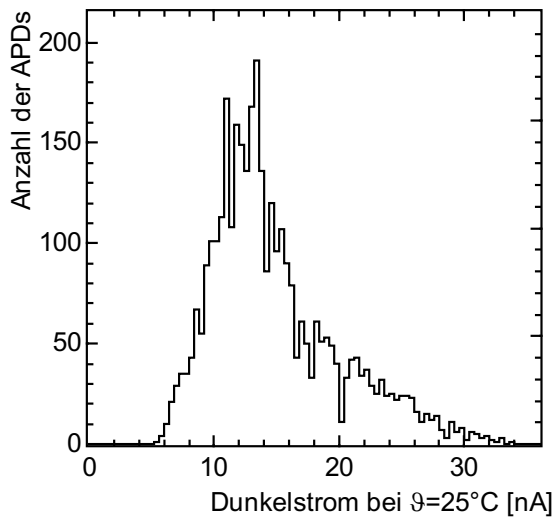
## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

$\alpha_U$ ) sowie den vom Hersteller bereits gemessenen Parametern (Biasspannung, Durchbruchspannung, Dunkelstrom) gefunden werden. In diesem Fall könnten die beiden gesuchten Parameter für alle APDs berechnet werden, wenn sie nur für einen kleinen Teil bestimmt worden sind.

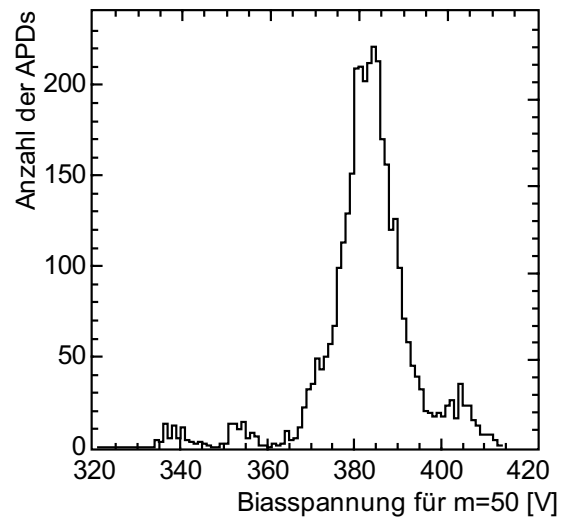
2. Es kann eine Abhängigkeit der beiden gesuchten Parameter ( $\alpha_T$ ,  $\alpha_U$ ) von bekannten Produktionsparametern gefunden werden. Bekannt sind Lot und Wafer, aus denen die APDs stammen, sowie die Position auf dem Wafer, aus dem die APD entnommen wurde. In diesem Fall würde es reichen, von jedem Wafer und von jeder Position eine gewisse Anzahl von APDs zu charakterisieren.

Ein Zusammenhang zwischen den bekannten Parametern ( $V_B$ ,  $V_R$ ,  $I_D$ ) wurde nicht gefunden [Urb11, Urb14]. Falls sich durch systematische Effekte in der Produktion der APDs systematische Abhängigkeiten der bekannten Parameter von Lot, Wafer oder Position ergeben, besteht die Möglichkeit, dass gleiche Abhängigkeiten in den gesuchten Parametern vorhanden sind. Daher wird in diesem Abschnitt untersucht, wie die bekannten APD Parameter (Dunkelstrom, Biasspannung, Durchbruchspannung) von bekannten Produktionsparametern abhängen.

Ein Lot besteht aus mehreren Wafern. Ein Wafer ist eine Scheibe monokristallinen Siliziums, auf welcher die APDs hergestellt werden. Auf jedem Wafer gibt es 100 Positionen, auf denen APDs hergestellt werden können. Abbildung 5.9 zeigt die Verteilung der APDs auf dem Wafer. Insgesamt stammen die APDs aus 6 unterschiedlichen Lots, welche insgesamt 72 Wafer enthalten. In Tabelle 5.1 ist aufgeschlüsselt, wie viele APDs und wie viele Wafer aus welchem Lot stammen. Im Anhang B ist in Tabelle B.7 für jeden Wafer aufgelistet, wie viele APDs vorhanden sind.



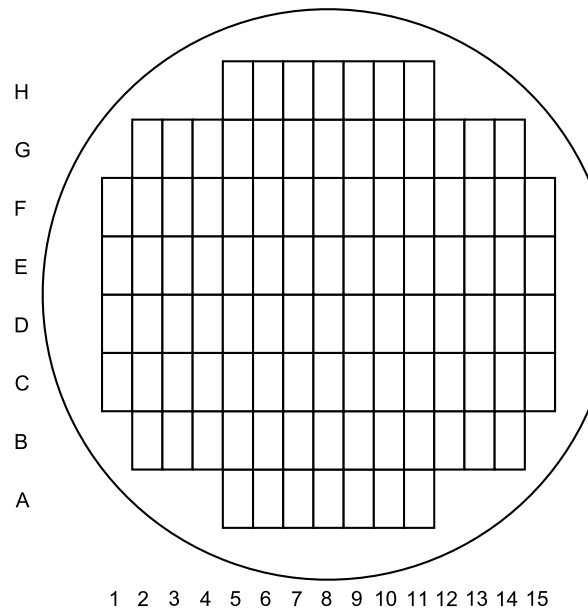
(a) Verteilung des Dunkelstroms.



(b) Verteilung der Biasspannung. Die zwei Peaks auf der linken Seite stammen von den ersten APDs, die Schulter auf der rechten Seite von den zuletzt produzierten.

**Abbildung 5.8.:** Histogramme zur Charakteristik aller 3500 APDs (S11048(X3)). Werte bei  $\vartheta = 25^\circ\text{C}$  und  $G = 50$ .





**Abbildung 5.9.:** Anordnung der APDs auf dem Wafer. Vor Zersägen des Ingots wird dieser an einer Seite abgeflacht, um im anschließenden Produktionsprozess die Ausrichtung der Wafer eindeutig identifizieren zu können [Fru05].

Lot	Anzahl Wafer	Anzahl APDs aus diesem Lot
1	4	333
2	3	167
3	32	1873
4	24	611
5	3	198
6	6	318
Gesamt	72	3500

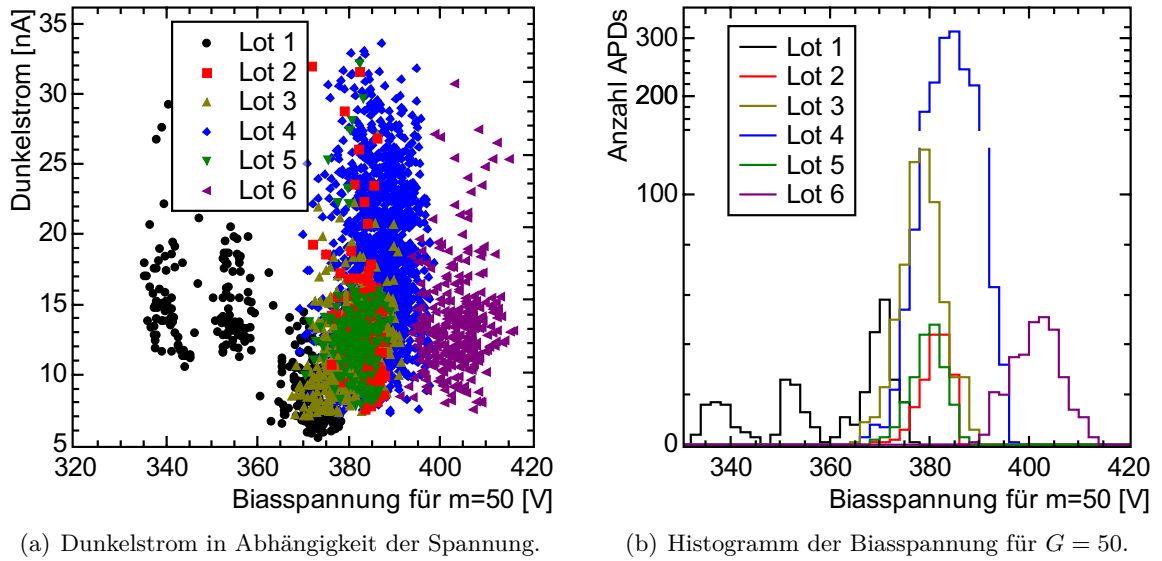
**Tabelle 5.1.:** Anzahl von Wafern und APDs aufgeschlüsselt nach Lot.

Tabelle B.6 listet auf, wie viele APDs zu jeder Position auf allen Wafern vorhanden sind. Insgesamt sind APDs von 98 unterschiedlichen Positionen vorhanden.

#### 5.4.1.3. Abhängigkeit von Lot und Wafer

In Abbildung 5.10 sind Eigenschaften aller 3500 APDs nach Lot aufgeschlüsselt dargestellt. Abbildung 5.10(a) zeigt den Dunkelstrom auf der y-Achse und die Biasspannung auf der x-Achse bei einer Temperatur von  $\vartheta = 25\text{ °C}$  und einer Verstärkung von  $G = 50$ . Jeder Punkt entspricht einer APD. Für jedes Lot wurde eine eigene Farbe gewählt. Man erkennt, dass APDs aus dem gleichen Lot ähnliche Eigenschaften haben. Zwischen zwei Lots können größere Sprünge vorhanden sein. Die einzige Ausnahme stellen einige APDs aus Lot 1 dar. Deren Biasspannung liegt deutlich separiert von der restlichen Verteilung. Diese 142 APDs stammen laut Angabe des Herstellers aus Lot 1 Wafer 5. Da pro Wafer nur 100 Positionen vorhanden sind, ist hier offensichtlich ein Fehler in der Herstellerangabe vorhanden. Dieser Fehler hat jedoch für die weitere Verwendung der Daten keine Bedeutung. Abbildung 5.10(b)

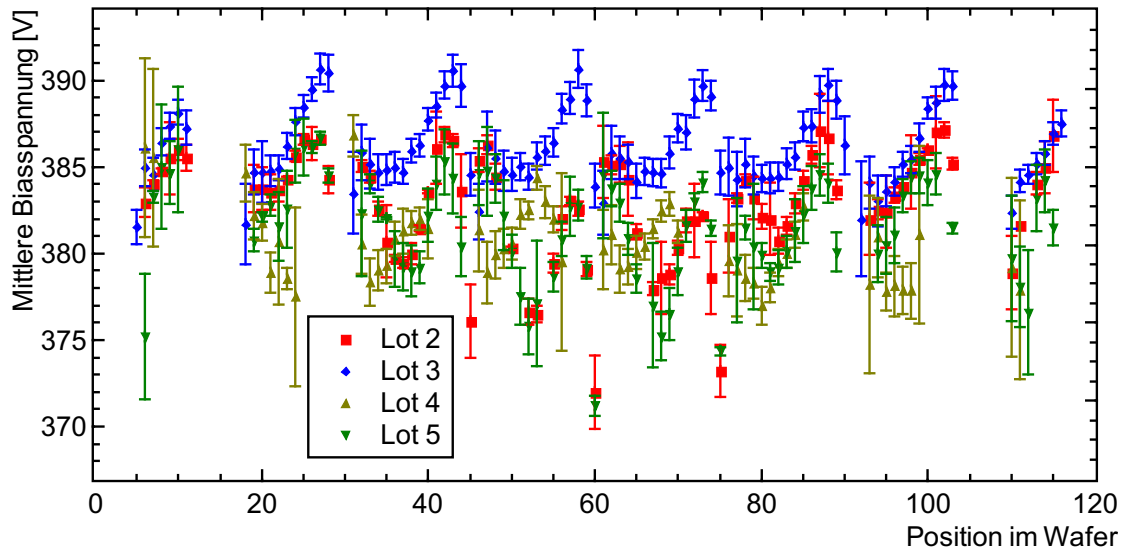
## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.10.:** Charakteristik aller 3500 APDs in Abhängigkeit des Lots. Jedes der 6 Lots ist in einer eigenen Farbe eingetragen.

zeigt die Verteilung der Biasspannungen im Histogramm.

Für eine weitere Analyse kann betrachtet werden, wie sehr die Biasspannung mit der Position im Wafer variiert. Dazu wurden die Biasspannungen von allen APDs aus einer gegebenen Position im Wafer gemittelt. Es wurden separate Mittelwerte für alle vorhandenen Lots berechnet. Das Ergebnis ist für die Lots 2 bis 4 in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Daten der



**Abbildung 5.11.:** Abhängigkeit der Biasspannung von der Position im Wafer. Jedes Lot ist in einer eigenen Farbe dargestellt. Die hier aufgetragene Position ergibt sich durch:  $\text{Position} = (y\text{-Position}) \cdot 15 + (x\text{-Position})$ .

Lots 1 und 6 liegen abseits der restlichen Werte und sind zur Verbesserung der Übersicht

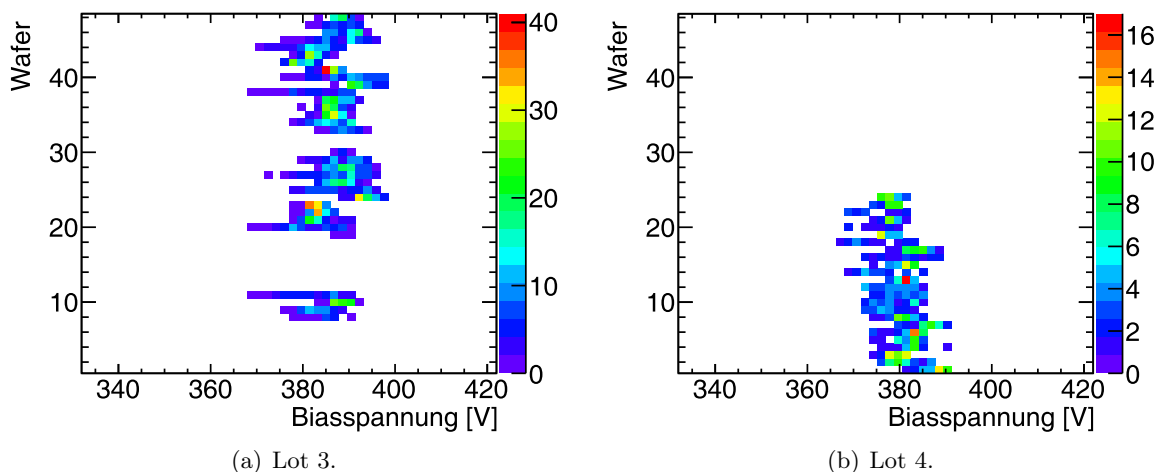
nicht dargestellt.

Als Fehlerbalken ist  $\sigma_{\text{Pos}}/\sqrt{N}$  eingetragen, wobei  $\sigma_{\text{Pos}}$  die Standardabweichung jeder Position ist und  $N$  die Anzahl vorhandener APDs zu dieser Position. Ist nur eine APD zu einer Position vorhanden, wurde als Fehler der maximale Fehler des entsprechenden Lots, multipliziert mit 1,4, eingezeichnet. Es ist zu beachten, dass die Fehler lediglich zur Visualisierung der Bestimmtheit der Mittelwerte dienen und nicht in nachfolgenden Rechnungen verwendet werden.

Der Verlauf des Mittelwerts zeigt in Abhängigkeit der Position teilweise periodische Strukturen. Teilweise zeigen die Strukturen unabhängig vom Lot einen ähnlichen Verlauf. Beispielsweise steigt die mittlere Biasspannung der APDs von Lots 2, 3 und 5 im Bereich 90 bis 100 mit dem Index. An anderen Stellen zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede. Im Bereich um 34 hat der Verlauf von Lot 3 ein Minimum. Bei Lot 2 ist die mittlere Spannung hier fallend und erreicht ein lokales Minimum erst bei einem höheren Index.

Qualitativ soll daher festgehalten werden: Es scheint einen ortsabhängigen systematischen Einfluss zu geben, welcher eine Auswirkung auf die Charakteristik der APDs hat. Dieser Einfluss scheint teilweise über den Produktionsprozess mehrerer Lots gleich zu sein. Jedoch verbleiben Unterschiede zwischen den verschiedenen Lots, die vermuten lassen, dass es weitere Einflüsse gibt.

Bevor quantitativ untersucht wird, wie stark die Variation der Biasspannung durch die Positionsabhängigkeit gegeben ist, wird zunächst die Abhängigkeit vom Wafer betrachtet. Diese ist in Abbildung 5.12 exemplarisch für Lot 3 und 4 gezeigt. Zur weiteren Auswertung

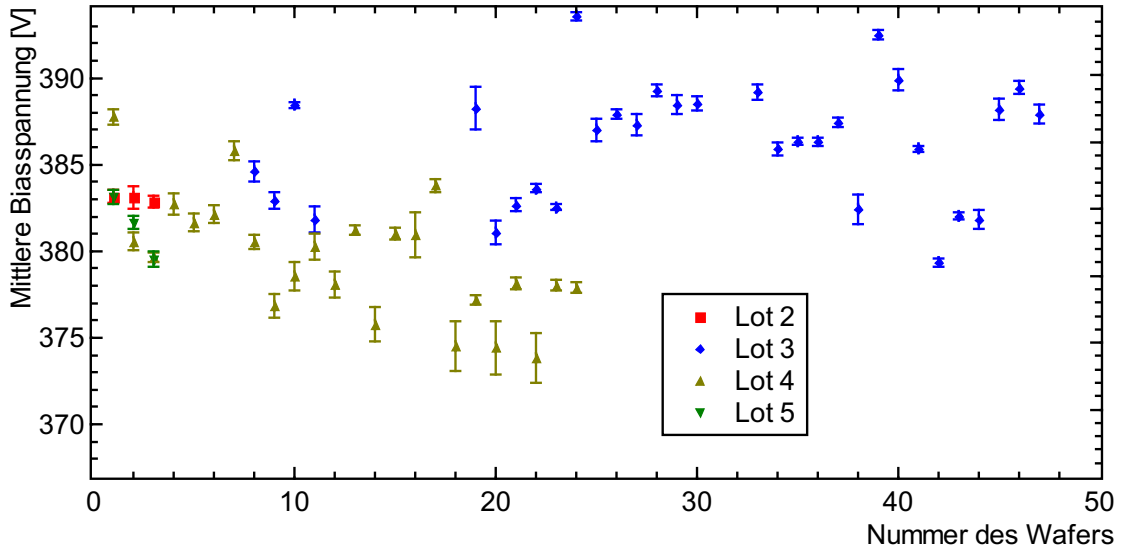


**Abbildung 5.12.:** Biasspannung der APDs nach Wafer aufgeschlüsselt. Verteilungen von Lot 3 und 4.

wird die mittlere Biasspannung aller APDs vom gleichen Wafer betrachtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.13 für Lots 2 bis 5 dargestellt. Qualitativ zeigt sich hier, dass große Unterschiede vorhanden sein können. Dies gilt auch für Lots, die nur wenige Wafer enthalten. Beispielsweise sind in Lot 1 zwei Wafer enthalten, deren mittlere Biasspannungen deutlich von allen anderen abweichen (siehe Abbildung 5.10).

Abschließend wird geprüft, wie sehr die Gesamtvariation aus Waferabhängigkeit und Positionsabhängigkeit resultiert. Dazu wird die Biasspannung jeder APD auf einen Standardwert

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

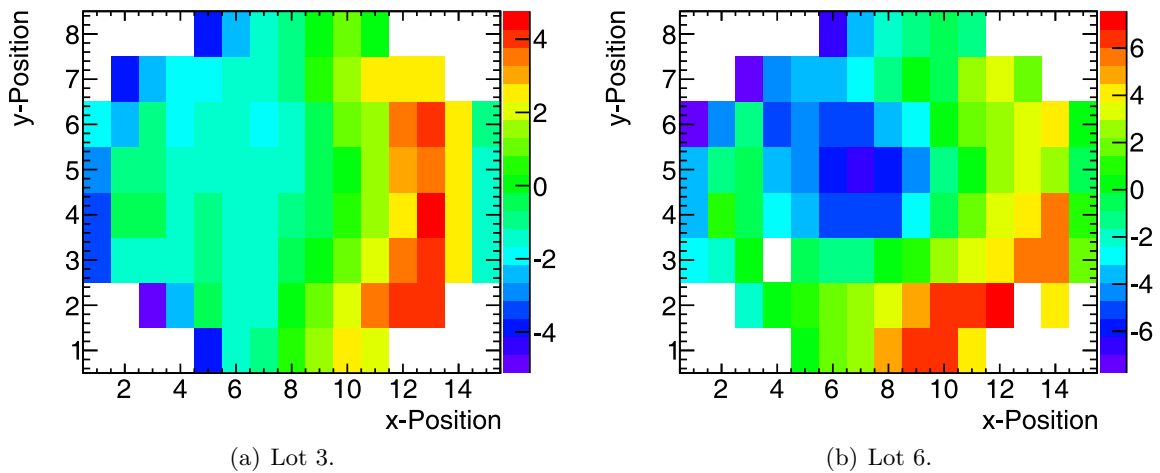


**Abbildung 5.13.:** Abhängigkeit der Biasspannung vom Quellwafer. Jedes Lot ist in einer eigenen Farbe dargestellt.

reduziert mit

$$U_{\text{Standard}} = U_{\text{APD}}(p, w) - U_{\text{Positionsmittel}}(p) - U_{\text{Wafermittel}}(w), \quad (5.3)$$

wobei  $U_{\text{Positionsmittel}}(p)$  der Mittelwert der Biasspannung über alle APDs mit der gleichen Position  $p$  ist und  $U_{\text{Wafermittel}}$  der Mittelwert über alle APDs aus dem gleichen Wafer  $w$ . Sind diese beiden Einflüsse die einzigen Ursachen für Variationen, so ergibt sich für alle APDs der gleiche Standardwert. Die Korrekturwerte für die Positionsabhängigkeit sind in Abbil-



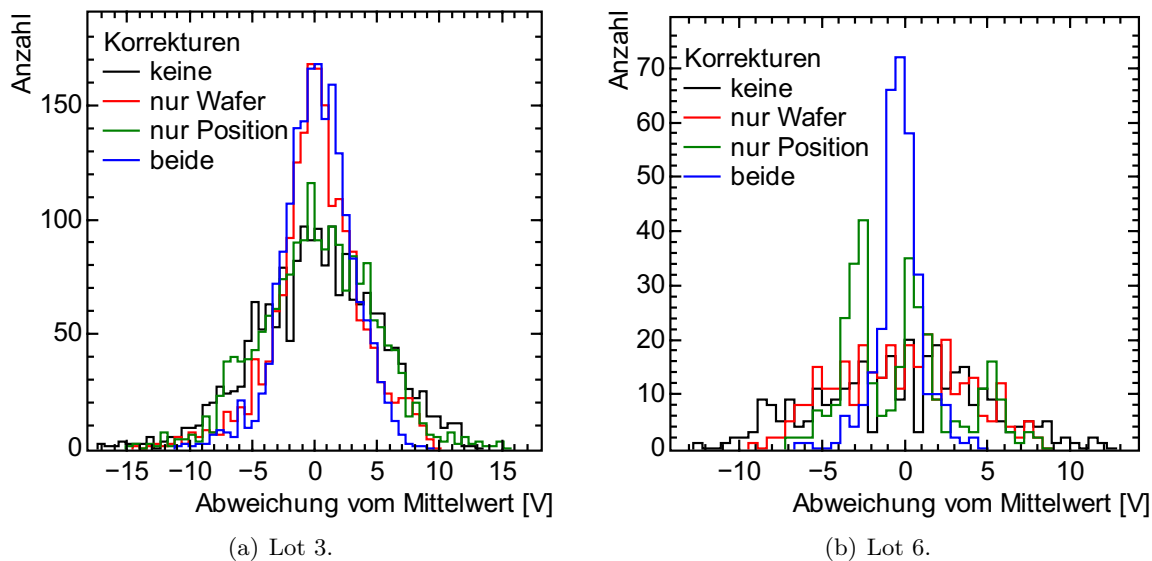
**Abbildung 5.14.:** Systematische Variation der Biasspannung in Abhängigkeit der Position der APD auf dem Wafer für Lot 3 und 6.

dung 5.14 exemplarisch für Lot 3 und 6 dargestellt. Es fällt auf, dass eine positionsabhängige Systematik vorhanden ist. Die mittlere Biasspannung benachbarter APDs unterscheidet sich

tendenziell geringer als die von zwei zufällig ausgewählten APDs. Allerdings zeigt der Vergleich von Lot 3 (Abb. 5.14(a)) und Lot 6 (5.14(b)), dass die Systematik nicht während der ganzen Produktion konstant ist.

Dies zeigt sich auch bei Abzug der Systematik von den Biasspannungswerten. Abbildung 5.15 zeigt Histogramme der Biasspannungen. Die schwarze Verteilung ergibt sich aus den tatsächlichen Werten. Wird die Abhängigkeit der Spannung vom Wafer herausgerechnet, ergibt sich die rot eingezeichnete Verteilung; die grün eingezeichnete, wenn nur die Positionsabhängigkeit betrachtet wird. Blau ist die Verteilung eingezeichnet, die sich unter Korrektur beider Einflüsse ergibt.

Bei Lot 6 ergibt sich eine Verteilung, die etwa Faktor 2,5 schmäler ist als die Grundverteilung. Schon wenn nur die Positionsabhängigkeit herausgerechnet wird, ergibt sich eine



**Abbildung 5.15.:** Abweichung der tatsächlichen Biasspannung von der berechneten für Lot 3 und 6.

sichtbar schmalere Verteilung. Anders sieht es bei Lot 3 aus. Die Verteilung nach Abzug beider Systematiken ist schmäler als die ursprüngliche Verteilung, jedoch nur um etwa Faktor 1,5. Der Abzug der Positionsabhängigkeit reduziert die Breite der Verteilung nur unwesentlich. Die Positionsabhängigkeit ist also ein systematischer Einfluss, welcher nicht während der gesamten Produktion konstant ist.

#### 5.4.1.4. Schlussfolgerung

Die Biasspannung zeigt systematische Abhängigkeiten von Position im Wafer, Exemplar des Wafers und Lot. Jedoch variiert die Positionsabhängigkeit über den Verlauf der Produktion der 3500 APDs.

Unterliegen Spannungskoeffizient und Temperaturkoeffizient den gleichen systematischen Einflüssen, sollten diese Parameter von allen APDs gemessen werden, um sicherzustellen, dass die Gesamtverteilung bekannt ist.

Zur Messung von Temperatur- und Spannungskoeffizient wurde im Rahmen einer Doktor-

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

arbeit eine Messstation aufgebaut [Urb14]. Die Charakterisierung von 4 APDs dauert etwa 4,5 Stunden.

Unter der Annahme, dass pro Tag 4 Messungen durchgeführt werden können, ergibt sich für 3500 APDs eine Messdauer von 219 Tagen. Die Prozedur könnte beschleunigt werden, wenn nur ein Teil der APDs charakterisiert werden müsste. Unter der Annahme, dass die Variation der Koeffizienten gleiche systematische Abhängigkeiten zeigt wie die Biasspannung, wäre eine Möglichkeit, die APDs schachbrettartig aus den Wafern auszuwählen. Benachbarte APDs haben häufig ähnliche Systematik. Allerdings müsste die Hypothese noch getestet werden, dass die systematische Variation der Koeffizienten das gleiche Verhalten zeigt.

### 5.4.2. Vorverstärker

Als Vorverstärker wird ein ladungsempfindlicher Verstärker verwendet. Es kommt das Modell SP917 zum Einsatz, welches an der Universität Basel entwickelt wurde [Ste13a]. Im Rahmen dieser Arbeit und zwei Bachelorarbeiten [Und10, Enz11] wurden Messungen durchgeführt, die die notwendigen Informationen zur Wahl der charakteristischen Parameter liefern.

Für Testdetektoren wurden die Versionen SP917c und SP917d genutzt. An beide Versionen können je zwei APDs angeschlossen werden. Die neuere Version verfügt über einen eigenen Verstärkerschaltkreis für jede APD, die ältere Version nur über einen gemeinsamen. Alle Versionen des Vorverstärkers und deren wesentliche Merkmale sind im Anhang in Tabelle B.3 aufgelistet.

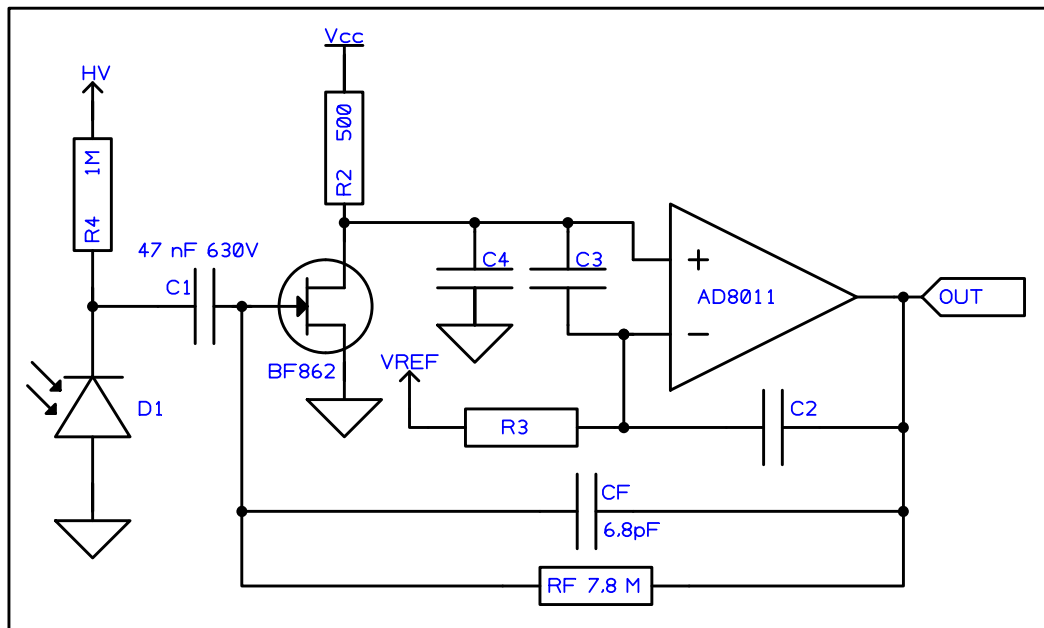
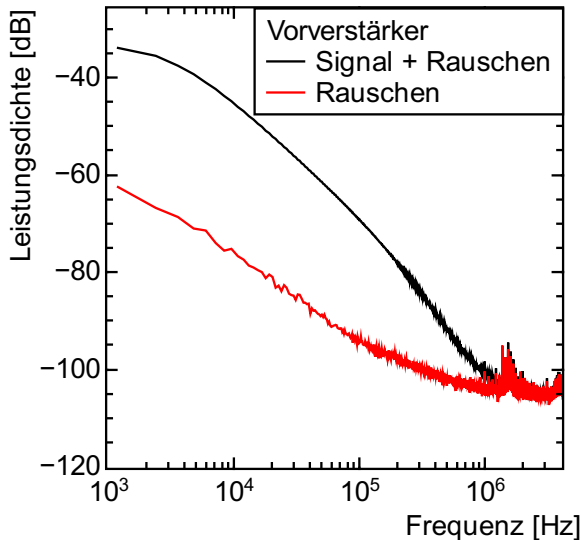


Abbildung 5.16.: Vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers SP917.

Abbildung 5.16 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild der verwendeten Verstärkerschaltung. Das Leistungsspektrum von Szintillationssignal und elektronischem Rauschen am Ausgang des Vorverstärkers ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Das Spektrum wurde wie das Leistungsspektrum des Signalfilters im Energiezweig mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet (siehe Abbildung 5.4, Abschnitt 5.1.3). Beim betrachteten Ausgangssignal des Vorverstärkers sind



**Abbildung 5.17.:** Leistungsdichte von Szintillationssignal und Rauschen am Vorverstärkerausgang.

Beiträge bis  $f \approx 1,5$  MHz zu erkennen. Die Szintillationssignale wurden von kosmischen Myonen erzeugt, die im Mittel eine Energie von  $E = 30\text{...}50$  MeV im Kristall deponieren. Bei größeren Energien wird erwartet, bei noch höheren Frequenzen im Leistungsspektrum das Signal vom Rauschen trennen zu können. Die beobachtete Maximalfrequenz  $f \approx 1,5$  MHz gilt also als Abschätzung der Größenordnung.

Im Laufe der Entwicklung der neuen Elektronik gab es verschiedene Varianten des Vorverstärkers. In den ersten Versionen war nur vorgesehen, eine APD anzuschließen. Später wurde ein zweiter Eingang hinzugefügt, sodass zwei verschiedene APDs angeschlossen werden konnten. In den letzten Versionen (SP917d und SP917e) sind zwei separate Verstärkerschaltungen vorhanden, sodass für beide APDs im Kristall ein eigener Verstärker zur Verfügung steht. Zwei wesentliche Charakteristika eines ladungsempfindlichen Verstärkers sind die Werte von Kapazität und Widerstand im Feedback. Durch diese wird der Verstärkungsfaktor sowie die Abklingzeitkonstante festgelegt. Der Verstärkungsfaktor sollte einerseits möglichst groß sein, damit das Rauschen der Elektronik nach dem Vorverstärker vernachlässigbar ist, verglichen mit dem Rauschen, das schon durch APD und Vorverstärker entsteht.

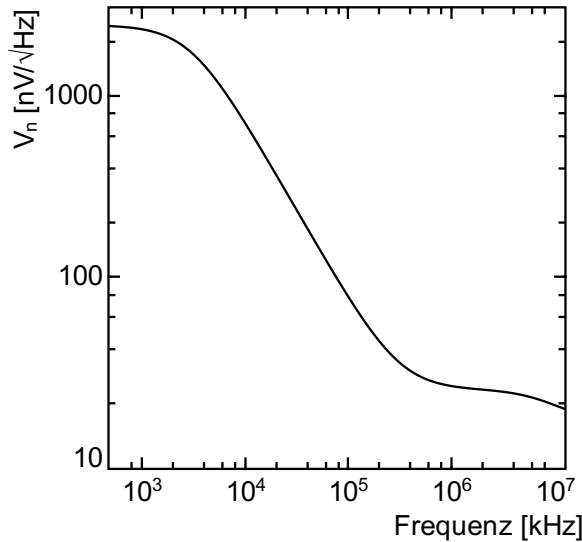
Die spektrale Rauschleistungsdichte des Vorverstärkers mit angeschlossenen APDs ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Im Bereich von 1 MHz liegt die spektrale Rauschleistungsdichte bei  $25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  [Ste13b]. Das Rauschen der Elektronik, die in der Signalverarbeitungskette folgt, muss unter diesen Werten liegen, damit das Gesamttrauschen nicht vergrößert wird. Der Wert des Verstärkungsfaktors wird nach oben durch die Maximalamplitude beschränkt, welche der Vorverstärker ausgeben kann. Bei den verwendeten Vorverstärkern kann die Ausgangsspannung höchstens 6 V betragen. Signale, die gemäß Verstärkungsfaktor eine größere Spannung erzeugen würden, werden nicht mehr linear verarbeitet. Um dies zu vermeiden, ist der Verstärkungsfaktor so zu wählen, dass die Maximalamplitude den maximal auftretenden Signalen entspricht.

Für ein Signal, das deutlich kürzer als die Abklingzeitkonstante des Vorverstärkers ist, gilt

$$U_{\text{out}} = \frac{n \cdot E \cdot Q \cdot M \cdot e}{C_F}. \quad (5.4)$$

Dabei sind  $n$  die Anzahl der Photonen, die pro MeV auf einer APD eintreffen,  $Q$  die Quan-

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.18.:** Spektrale Rauschleistungsdichte des Vorverstärkers mit APDs. Daten aus PSPICE-Simulation [Ste13b].

teneffizienz der APD,  $M$  der Verstärkungsfaktor der APD,  $e$  die Elementarladung und  $C_F$  die Kapazität im Rückkopplungsweig des Vorverstärkers.

Dies bedeutet, dass  $n$  und der Maximalwert von  $E$  bekannt sein müssen, damit  $C_F$  gewählt werden kann. Die Maximalenergie ist durch den experimentellen Aufbau gegeben. Primär steht von ELSA maximal eine Elektronen-Energie von 3,2 GeV zur Verfügung. Simulationen haben gezeigt, dass bei einem geringen Bruchteil der Ereignisse Energieeinträge über 2 GeV auftreten (siehe Abschnitt 4.1.1.1). Die Anzahl  $n$  der Photonen die pro 1 MeV auf die APD treffen hängt ab vom verwendeten Szintillatormaterial und vom genauen Aufbau.

Der verwendete Szintillator CsI(Tl) erzeugt rund 40 Photonen pro keV. Wie viele dieser Photonen die APD erreichen, ist abhängig von Geometrie des Kristalls, Reflektionskoeffizient der inaktiven Fläche und Güte der optischen Ankopplung der APD an den Kristall.

Es wurde gezeigt, dass die effektive Lichtausbeute der 1380 Kristalle um den Faktor 2,4 schwankt. Dazu wurden im Rahmen einer Bachelorarbeit Messprotokolle der Kristalle ausgewertet [Und10]. Die Messprotokolle wurden aufgenommen, als das Crystal-Barrel-Kalorimeter erstmalig aufgebaut wurde. Es wurde für jeden Kristall die Lichtausbeute gemessen. Die Messung wurde mit verschiedenen radioaktiven Quellen ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) mit Photonenenergien im MeV –Bereich durchgeführt.

Zusätzlich wurde in der Bachelorarbeit für 20 Kristalle die Lichtausbeute mit der neuen APD-Auslese bestimmt. Da die Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters durch Seriennummern eindeutig identifizierbar sind, konnten die neuen Messungen mit den alten verglichen werden. Es wurde dabei eine Übereinstimmung festgestellt [Und10].

Um einen weiteren, von der ersten Methode möglichst unabhängigen Zugang zur Lichtausbeuteverteilung zu erhalten, wurden die Verstärkungsfaktoren der Signalfilter im aktuellen Aufbau gemessen. Es wurden für 524 repräsentative Kanäle der Verstärkungsfaktor bestimmt. In diesen Kanälen sind alle 13 Kristallgeometrien des Crystal-Barrel-Kalorimeters vertreten. Diese Messung wird im Folgenden vorgestellt.

**Messung der Helligkeitsvariation durch Messung der Kalibrierung der Signalfilter** Die vorhandene Ausleseelektronik besteht aus Kristall, Frontendelektronik mit Photodiode, Vorverstärker und Leitungstreiber, Signalfilter und QDC zur Digitalisierung. Das Schema ist in



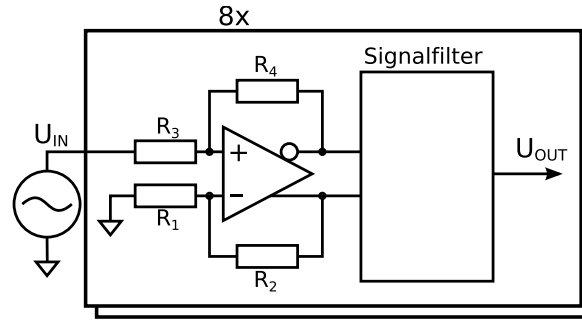


Abbildung 5.19.: Aufbau zur Messung der Verstärkungsfaktoren der Signalfilter.

Abbildung 5.1 dargestellt.

In dieser Elektronik gibt es nur im Signalfilter die Möglichkeit, die Verstärkung kanalweise einzustellen. Alle anderen Baugruppen haben einen festen Verstärkungsfaktor, der sich lediglich durch Bauteiltoleranzen von Kanal zu Kanal unterscheidet [Ess89, Wal87b, Wal87a]. Der Zusammenhang zwischen Digitalwert des QDCs und Energieeintrag im Kristall ist bekannt durch eine Kalibrierungsroutine, welche die Energie von  $\pi^0$ -Mesonen verwendet [Mü07]. Damit genügt es, die Verstärkungsfaktoren der Signalfilter zu messen, um eine Aussage zu erhalten, wie sehr die Lichtausbeute der Kristalle variiert.

Zum Messen des Verstärkungsfaktors wurde ein Testsignal auf den Eingang des Signalfilters gegeben und das Verhältnis von Eingangsamplitude zu Ausgangsamplitude bestimmt.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.19 gezeigt. Ein Funktionsgenerator wird als Signalquelle verwendet. Dessen Ausgangssignal ist an eine Platine mit 8 Signalwandlern angeschlossen, welche das unsymmetrische Signal in ein symmetrisches wandeln. Das so erzeugte Signal ist an die Signalfilter angeschlossen. Die Ausgangssignale  $U_{OUT}$  der Signalfilter, sowie die Ausgangsspannung des Funktionsgenerators  $U_{IN}$  sind an ein Digitaloszilloskop angeschlossen.

Die differentielle Ausgangsspannung  $U_{Diff}$  des Wandlers ist gegeben durch

$$U_{Diff} = \frac{2 \cdot U_{IN}(1 - \beta_1) + 2 \cdot U_{OCM}(\beta_1 - \beta_2)}{\beta_1 + \beta_2}, \quad (5.5)$$

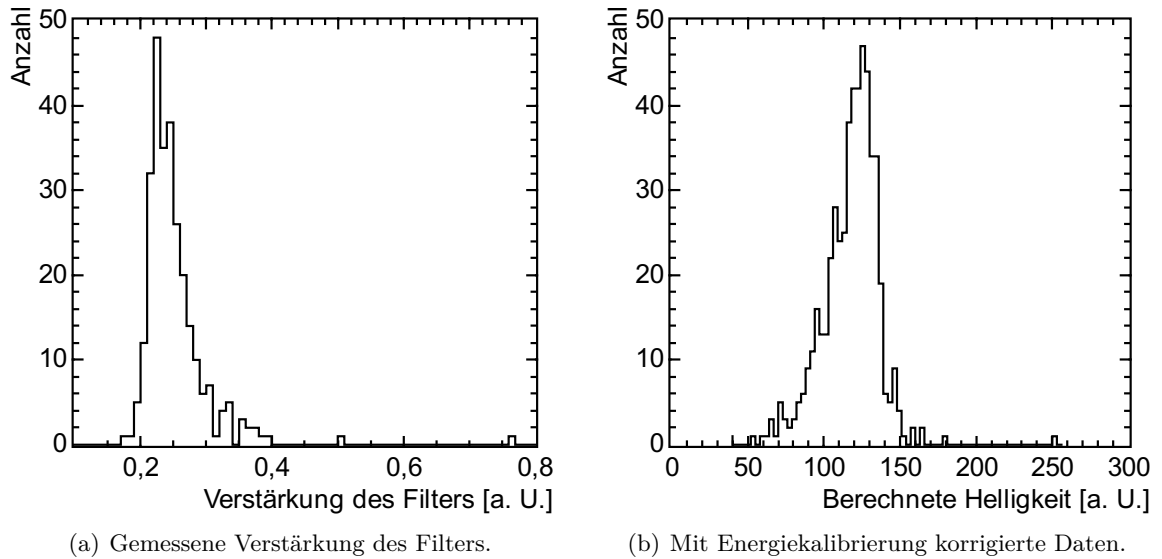
wobei  $\beta_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$ ,  $\beta_2 = \frac{R_3}{R_3 + R_4}$  definiert sind [Kar02]. In der verwendeten Schaltung gilt  $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 1 \text{ k}\Omega$  sowie  $U_{OCM} = 0 \text{ V}$ . Damit vereinfacht sich Gleichung 5.5 zu

$$U_{Diff} = U_{IN}. \quad (5.6)$$

Die verwendeten Widerstände haben eine Toleranz von 1%. Daraus ergibt sich für  $\beta_1$  und  $\beta_2$  eine maximale Abweichung von 1%. Im ungünstigsten Fall ist einer der Widerstände 1% zu groß, der andere 1% zu klein. In diesem Fall ergibt sich ein Fehler von ebenfalls 1% auf die Verstärkung (Gleichung 5.5). Dies bedeutet, dass sich die differentiellen Amplituden am Eingang der Signalfilter systematisch um  $\pm 1\%$  unterscheiden können. Es ist dabei zu beachten, dass die Toleranzangabe des Herstellers von 1% der maximalen Abweichung entspricht, nicht der Standardabweichung der Verteilung. Da die Standardabweichung nicht spezifiziert ist, ist gaußsche Fehlerfortpflanzung mit diesen Angaben nicht anwendbar.

Die Verteilung der gemessenen Verstärkungsfaktoren ist in Abbildung 5.20(a) dargestellt, die Verteilung der Werte, die mittels Energiekalibrierung korrigiert wurden, in Abbildung

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.20.:** Messung des Verstärkungsfaktors der 524 untersuchten Signalfilter zur Bestimmung der Variation der Lichtausbeute.

5.20(b). Ignoriert man einen Messpunkt am unteren Ende der Verteilung sowie zwei Punkte am oberen Ende, so liegt der niedrigste verbleibende Wert bei 61, der höchste bei 154. Das gemessene Verhältnis von größter zu geringster Lichtausbeute beträgt demnach 2,5.

**Fehlerbetrachtung** Die Messgenauigkeit wird im Wesentlichen durch Bauteiltoleranzen eingeschränkt. Der Verstärkungsfaktor der vorhandenen Vorverstärker wird durch einen Kondensator definiert. Dieser hat eine Toleranz von 2% [Wal87b]. Nach dem Vorverstärker ist ein symmetrischer Leitungstreiber aufgebaut. Dieser besteht aus einem invertierenden und einem nichtinvertierenden Verstärker. Deren Verstärkungsfaktoren werden durch Widerstände bestimmt. Es gilt

$$g_{\text{invertierend}} = -\frac{R_F}{R_G} \quad (5.7)$$

und

$$g_{\text{nichtinvertierend}} = 1 + \frac{R_F}{R_G}. \quad (5.8)$$

Die verwendeten Widerstände sind  $R_G = 2,2 \text{ k}\Omega$  sowie  $R_F = 15 \text{ k}\Omega$  beim invertierenden und  $R_F = 12,8 \text{ k}\Omega$  [Wal87a] beim nichtinvertierenden Verstärker. Alle Widerstände haben eine Toleranz von 1% [Wal87a]. Daraus ergibt sich für den Verstärkungsfaktor eine Toleranz von 2% für den invertierenden und 1,7% für den nichtinvertierenden Verstärker.

Im Signalfilter wird in der Empfängerstufe die Differenz der Signale gebildet. Für den Toleranzbereich der Differenz ergibt sich also der Mittelwert der Toleranzen der beiden Verstärkerstufen.

Die Eingangsimpedanz des Verstärkers beträgt etwa  $758 \text{ }\Omega$  mit einer Toleranz von 0,5% [Ess89]. Die Ausgangsimpedanz des Leitungstreibers beträgt je Leitung  $50 \text{ }\Omega$  mit einer Toleranz von 1% [Wal87a]. Die Kabel von der Frontendelektronik zu den Signalfiltern sind 60 m lang und haben einen spezifizierten Querschnitt pro Leitung von 22 AWG, was einer Querschnittsfläche von  $A = 0,326 \text{ mm}^2$  entspricht. Daraus ergibt sich für die Leitung ein

ohmscher Widerstand von  $3,3 \Omega$ . Die Toleranz dieses Wertes ist nicht bekannt, spielt für den Gesamtfehler aber auch keine wesentliche Rolle. Daher wird als obere Schranke für den Fehler 30% angenommen.

Es ergibt sich als Ersatzschaltbild eine symmetrische Signalquelle mit je  $R_S = (50 \pm 1) \Omega$  Ausgangsimpedanz, eine Übertragungsleitung mit je  $R_L = 3,3 \pm 1 \Omega$  Widerstand und einem Abschlusswiderstand von  $R_R = (758 \pm 4) \Omega$ .

Damit ergibt sich für die Spannung  $U_R$ , die am Eingang des Empfängers anliegt

$$U_R = U_S \cdot \frac{R_R}{2 \cdot R_S + 2 \cdot R_L + R_R} = U_S \cdot 0,877 \quad (5.9)$$

Die Impedanz der Übertragungsleitung wird vernachlässigt, da die Anstiegszeit des Signals ( $\approx 10 \mu\text{s}$ ) deutlich größer ist als die Laufzeit über die Kabel ( $60 \text{ m} \cdot \frac{3}{2 \cdot c} = 300 \text{ ns}$ ). Aus den Toleranzen ergibt sich eine mögliche Abweichung von  $\pm 0,4\%$  auf die Konstante.

Als letztes geht die Genauigkeit des Oszilloskops, mit dem die Spannung digitalisiert wurde, in den Gesamtfehler mit ein. Laut Hersteller beträgt die Genauigkeit der Spannungsmessung 1,5% der eingestellten Skala [Tel10]. Die Signale waren für die Messung so eingestellt, dass sie das Oszilloskop zu 90% aussteuern. Damit ergibt sich eine maximale Abweichung von 1,7% des digitalisierten Wertes. Insgesamt ergibt sich eine maximale Abweichung zwischen unterschiedlichen Kanälen von  $2\% + 1,9\% + 0,4\% + 1,7\% = 6\%$ .

Dies bedeutet, dass die Berechnung für einzelne Kanäle Werte ergibt, die maximal 6% zu groß oder zu geringer Helligkeit entsprechen. Da nicht alle Fehlereinflüsse notwendigerweise das gleiche Vorzeichen haben, ist der tatsächliche Messfehler wahrscheinlich kleiner. Aus den vorhandenen Genauigkeitsangaben kann nur auf den maximalen Fehler geschlossen werden, nicht auf den mittleren statistischen Fehler. Für die ermittelte Variation der Lichtausbeute ergibt sich  $2,5 \pm 0,2$ . Dieser Wert ist verträglich mit dem Ergebnis von S. Undorf (2,4).

Interessant wäre ein kristallweiser Vergleich dieser Messdaten mit den Daten aus den Messprotokollen vom ersten Aufbau des Kalorimeters. So könnte ein präziserer Vergleich gemacht werden. Dies ist nicht möglich, da nicht dokumentiert ist, an welcher Stelle im Kalorimeter welcher Kristall eingebaut ist.

**Schlussbemerkung** Es ist nun bekannt, wie sehr die Lichtausbeute aller Kristalle variiert. Weiter ist für jeden einzelnen Kristall bekannt, wie hell der Kristall verglichen zum Rest der Kristalle ist. Daher ist für einen Teil der Kristalle die absolute Lichtausbeute mit der finalen Auslese zu bestimmen, um Vorhersagen zu können wie sehr die Lichtausbeute aller Kristalle mit der finalen Auslese variiert. Die Absolutwerte aus der Bachelorarbeit von S. Undorf können dafür nicht verwendet werden, da es nach Fertigstellung der Arbeit noch Verbesserungen der optischen Ankopplung der APD an den Kristall gab. Weiterhin wurde ein besseres Reflektormaterial gefunden, mit dem der passive Bereich der Frontfläche der Kristalle ausgekleidet wird. Durch diese Maßnahmen ist eine Verbesserung der Lichtausbeute um rund 17% gegenüber der unbedeckten Aluminiumfläche erreicht worden; gegenüber Teflon beträgt die Verbesserung rund 3% [Enz11].

Für die lichtstärksten Kristalle wurde eine Lichtausbeute von rund 2800 Photonen/MeV gemessen [Dri12], bei einer APD mit einer aktiven Fläche von  $1 \text{ cm}^2$ . Daraus kann jedoch nicht unmittelbar der ideale Verstärkungsfaktor berechnet werden. Gleichung 5.4 gilt für den Fall, dass das zu verstärkende Signal wesentlich kürzer als die Abklingzeitkonstante des Vorverstärkers ist. Dies ist für das Szintillationslicht von CsI(Tl) jedoch nicht unbedingt erfüllt. Das Maximum des Vorverstärkersignals ergibt sich, wenn das Szintillationssignal

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

noch nicht komplett abgeklungen ist. Dadurch ist das Maximum kleiner, als es Gleichung 5.4 vorhersagt. Dieser Effekt wird als ballistisches Defizit bezeichnet und im folgenden Abschnitt betrachtet.

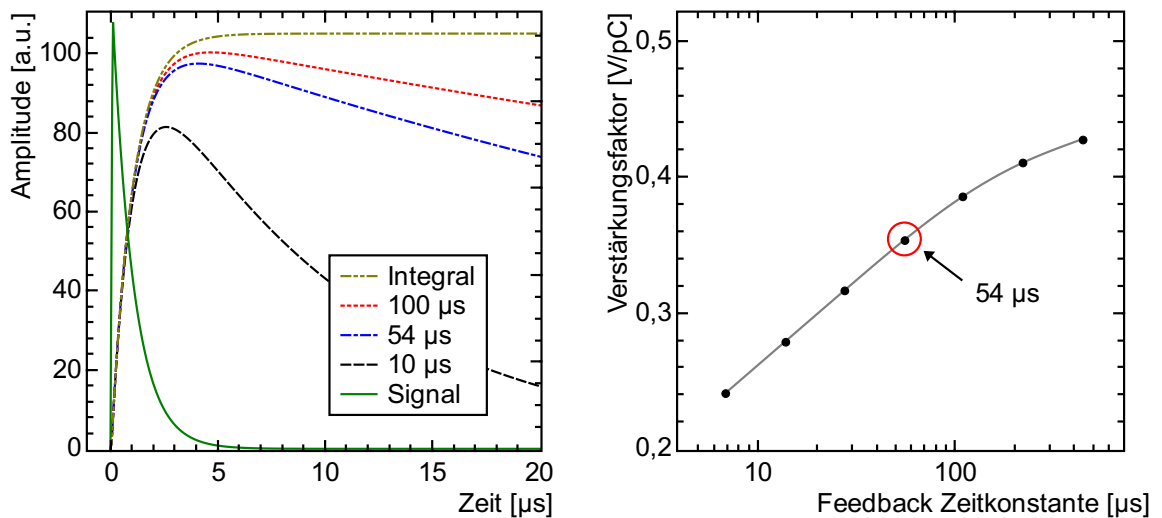
### 5.4.2.1. Wahl der Abklingzeitkonstanten

Ein weiterer wichtiger charakteristischer Parameter ist die Abklingzeitkonstante  $\tau$ . Diese gibt an, wie schnell das Spannungssignal am Ausgang des Vorverstärkers wieder abklingt. Es gilt:

$$\tau = C_F \cdot R_F, \quad (5.10)$$

wobei  $C_F$  die Kapazität des Feedback-Kondensators und  $R_F$  der Wert des Feedback-Widerstands sind. Der Wert der Zeitkonstante hat verschiedene Auswirkungen. Das SNR in Energie- und Zeitkanal ändert sich mit  $\tau$ . Weiterhin hängt der Verstärkungsfaktor durch das sogenannte ballistische Defizit von der Zeitkonstante ab. Für den Fall  $\tau \rightarrow \infty$  wird die gesamte Ladung des Eingangssignals auf dem Kondensator gesammelt. Je kleiner die Zeitkonstante  $\tau$  im Vergleich zur Dauer des Eingangssignals ist, desto mehr wurde der Feedback-Kondensator schon entladen, während das Eingangssignal noch anliegt. Dadurch wird die Maximalamplitude mit sinkender Zeitkonstante  $\tau$  kleiner. Der Effekt ist in Abbildung 5.21(a) illustriert. Der Einfluss der Zeitkonstante auf den Verstärkungsfaktor ist in Abbildung 5.21(b) dargestellt. Der gezeigte Verlauf gilt für die Amplitude am Ausgang des Vorverstärkers, wenn das Eingangssignal der Szintillation von CsI(Tl) entspricht. Die Daten stammen aus einer Simulation [Ste10].

Die relevante Größe ist das SNR in Energie- und Zeitkanal (siehe Abschnitt 5.9 und 5.1.3)

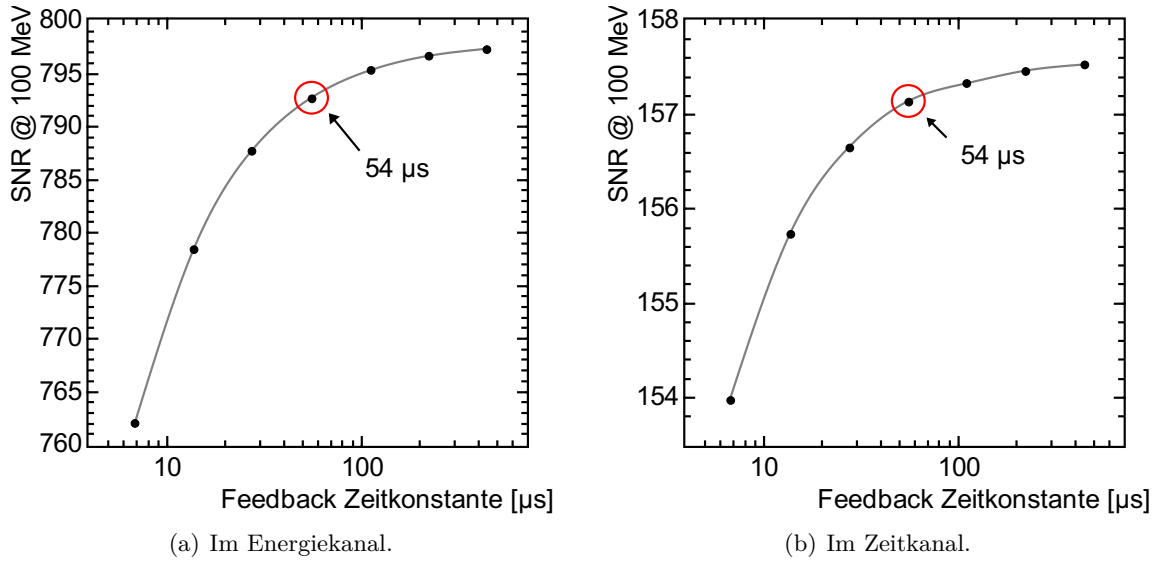


(a) Illustration zum ballistischen Defizit. Daten aus Rechnung mit vereinfachter Eingangssignalfom.

(b) Verstärkung in Abhängigkeit der Zeitkonstante, Daten aus Simulation [Ste10].

Abbildung 5.21.: Ballistisches Defizit.

Hier zeigt sich in den Simulationen, dass das SNR mit der Zeitkonstanten  $\tau$  größer wird. Ab  $\tau \approx 50 \mu\text{s}$  verbessert sich das SNR jedoch nur noch wenig, wenn die Zeitkonstante weiter vergrößert wird. Abbildungen 5.22(a) und 5.22(b) zeigen die Ergebnisse der Simulation



**Abbildung 5.22.:** SNR in Abhängigkeit der Zeitkonstante des Vorverstärkers. Daten aus einer Simulation [Ste10].

[Ste10] zur Abhängigkeit des SNR im Energie- und Zeitkanal von der Zeitkonstante des Vorverstärkers. Im Energiekanal verbessert sich das SNR um etwa 1%, wenn die Zeitkonstante um den Faktor 8 erhöht wird, im Zeitkanal um etwa 0,3%.

Mit wachsender Zeitkonstante wächst auch die Wahrscheinlichkeit für Pileup, da die Pulse länger dauern. Um den Aussteuerungsbereich des Vorverstärkers zu überschreiten, müsste der Verstärkungsfaktor reduziert werden. Ein kleinerer Verstärkungsfaktor bedeutet aber, dass das Rauschen der Komponenten nach dem Vorverstärker mehr ins Gewicht fällt. Daher wurde der Kompromiss  $\tau = 54 \mu\text{s}$  gewählt.

Mit diesem ergibt sich ein ballistisches Defizit von 0,7. Um diesen Faktor muss Gleichung 5.4 ergänzt werden, um den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers bei CsI(Tl)-Szintillationssignalen zu erhalten. Es ergibt sich

$$U_{\text{out}} = 0,7 \cdot \frac{n \cdot E \cdot Q \cdot M \cdot e}{C_F}. \quad (5.11)$$

Um einen dynamischen Bereich von 3 GeV bei den hellsten Kristallen zu erreichen, ergibt sich eine Kapazität von  $C_F = 6,67 \text{ pF}$ . Der nächste, kommerziell erhältliche Wert ist 6,8 pF. Dieser wird in den Vorverstärkern verwendet.

#### 5.4.2.2. Mechanische Realisierung

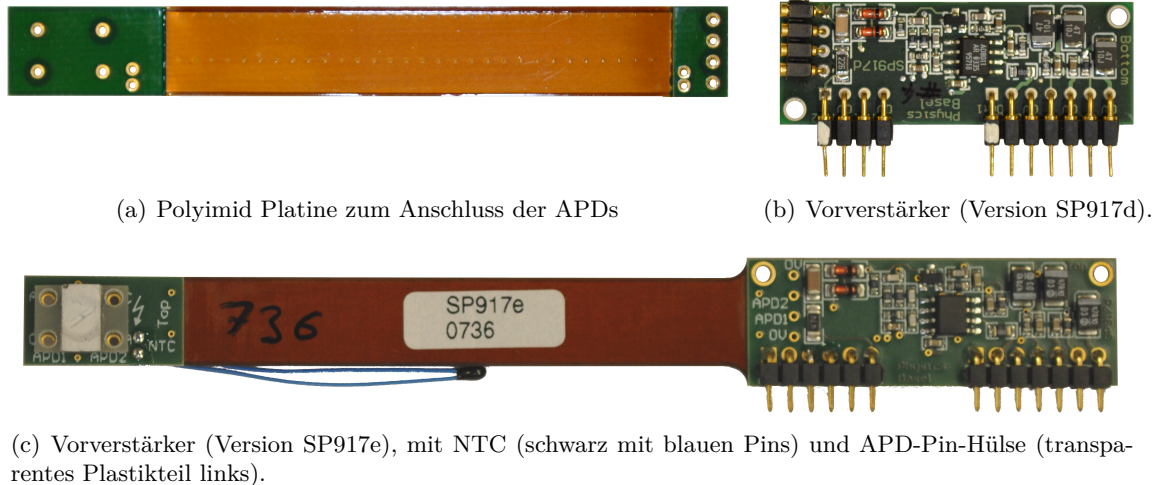
Die APDs werden auf den Kristall aufgeklebt. Der Vorverstärker ist auf die Hauptplatine angelötet und an einer Messingabdeckung festgeschraubt. Dieser Aufbau erfordert eine flexible Verbindung zwischen den APDs und dem Vorverstärker. Für diesen Zweck wurde eine Polyimid-Platine entwickelt, die als Leitung zwischen APDs und Vorverstärker verwendet wird (Abbildung 5.23(a)).

In den letzten Designänderungen des Vorverstärkers wurde diese Platine an der Universität Basel mit in die Vorverstärkerplatine integriert. Diese Fertigungsvariante wird als Starr-Flex-Technologie bezeichnet. Dabei sind sowohl Lagen vorhanden, die aus Glasfasergewebe und

## 5. Entwicklung der neuen Ausleselektronik

Epoxidharz hergestellt werden, als auch Lagen, bei denen das Dielektrikum hauptsächlich aus Polyimid besteht. In Bereichen, in denen die Platine flexibel sein soll, sind nur die Polyimidlagen vorhanden.

Die kombinierte Platine ist in Abbildung 5.23(c) dargestellt, die Vorgängerversion in Abbildung 5.23(b). Sie besteht aus zwei starren Teilen, die über einen flexiblen Bereich verbunden



**Abbildung 5.23.:** Vorverstärker Baugruppen und Polyimid Platine.

sind. Auf dem größeren starren Teil befindet sich die Vorverstärkerelektronik. Auf dem kleineren starren Teil werden die APDs angelötet. Außerdem befindet sich dort ein Anschluss für den NTC, welcher für die Temperaturkompensationsschaltung der HV-Versorgung verwendet wird.

Der flexible Bereich ist ein Aufbau aus drei Kupferlagen. Die äußeren beiden Lagen sind vollflächiges Kupfer und dienen zur Abschirmung der Signale der APDs. Die innere Lage hat zwei dünne Leiterbahnen, über welche die Kathoden der APDs an den Vorverstärker angeschlossen werden. Die Kapazität der Leitungen beträgt 14 pF [Ste13a]. Dieser Wert ist deutlich kleiner als die Kapazität der APDs von typisch 270 pF [Ham11a, Urb14]. Damit vergrößert die Kapazität der Zuleitung das Rauschen in Energie- und Zeitkanal nur unwesentlich. Der Einfluss der Kapazität auf das Rauschen in den beiden Auslezweigen wird in Abschnitt 5.4.3 diskutiert.

### 5.4.3. Analyse des elektronischen Rauschens

Elektronisches Rauschen setzt ein unteres Limit auf die Amplitude messbarer Signale. Außerdem beschränkt es die Möglichkeit, Signale unterschiedlicher Amplitude zu unterscheiden. In diesem Abschnitt wird betrachtet, aus welchen Faktoren sich das Rauschen an APD und ladungsempfindlichem Vorverstärker ergibt.

#### 5.4.3.1. Physikalische Ursachen von Rauschen

Die folgenden Ausführungen basieren auf [Spi05]. Gegeben sei ein Leiter der Länge  $s$ . Bewegen sich in diesem  $n$  Ladungsträger mit der Ladung  $e$  mit der Geschwindigkeit  $v$ , so ergibt

sich ein Strom  $i$  von

$$i = \frac{n \cdot e \cdot v}{s} \quad (5.12)$$

Fluktuationen im Strom sind gegeben durch das totale Differential

$$\langle di \rangle^2 = \left( \frac{n \cdot e}{s} \langle dv \rangle \right)^2 + \left( \frac{e \cdot v}{s} \langle dn \rangle \right)^2. \quad (5.13)$$

Das Rauschen  $\langle di \rangle^2$  ergibt sich also aus Anzahl- und Geschwindigkeitsfluktuationen  $dn$ ,  $dv$  der Ladungsträger.

Rauschen wird als Leistungsdichte in der Einheit W/Hz angegeben. Bei der Berechnung von Rauschen in Schaltungen ist es teilweise nötig, das Rauschen in Einheiten von Spannung oder Strom zu kennen. In der Literatur werden häufig die Abkürzungen

$$e_n^2 := \frac{du_n^2}{df} \quad (5.14)$$

und

$$i_n^2 := \frac{di_n^2}{df} \quad (5.15)$$

verwendet. Die spektralen Dichten werden in den Einheiten  $[e_n] = \text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  und  $[i_n] = \text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$  angegeben.

Die Gesamttauschspannung ergibt sich durch

$$u_{no}^2 = \int_0^\infty e_n^2(f) df, \quad (5.16)$$

der Gesamttauschstrom ergibt sich analog.

**Thermisches Rauschen** Die gleichmäßige Bewegung der Elektronen im Leiter ist überlagert von einer zufälligen thermischen Bewegung der Elektronen. Das so entstehende Rauschen wird thermisches Rauschen oder Johnson-Rauschen genannt. Die spektrale Leistungsdichte  $\frac{dP_n}{df}$  ist gegeben durch

$$\frac{dP_n}{df} = 4k_B T, \quad (5.17)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die absolute Temperatur ist. Diese Formel kann mithilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes hergeleitet werden (siehe [Spi05]). Alternativ kann aus der thermischen Geschwindigkeitsverteilung eine Zeitabhängigkeit des Stroms berechnet werden. Aus dieser kann die spektrale Verteilung berechnet werden [Spi05].

Die Leistung in einem Widerstand  $R$  ergibt sich durch

$$P = \frac{U^2}{R} = I^2 R. \quad (5.18)$$

Damit ergibt sich eine Rauschspannungsdichte von

$$e_n^2 = 4k_B T R \quad (5.19)$$

und eine Rauschstromdichte von

$$i_n^2 = \frac{4k_B T}{R}. \quad (5.20)$$

Da die Leistungsdichte von der Frequenz unabhängig ist, wird es als weißes Rauschen bezeichnet.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

**Schrotrauschen** Wird Strom dadurch begrenzt, dass Ladungsträger eine Potentialbarriere überwinden müssen, so ergibt sich eine Anzahlfluktuation. Ein Beispiel ist der Leckstrom einer Diode, die in Sperrrichtung gepolt ist. Die Wahrscheinlichkeit des Überwindens der Potentialbarriere durch einen Ladungsträger ist unabhängig vom Überwinden anderer Ladungsträger. Daher überwinden die Ladungsträger die Barriere zufällig und unkorreliert. Für die spektrale Rauschstromdichte ergibt sich

$$i_n^2 = 2eI \quad (5.21)$$

[BB00], wobei  $e$  die Elementarladung und  $I$  der mittlere Strom ist. Für eine Herleitung sei auf [BB00] oder [Spi05] verwiesen.

**1/f-Rauschen** Sind die Ladungsträgerfluktuationen nicht zeitlich zufällig, so ergibt sich ein frequenzabhängiges Rauschspektrum. Eine Ursache für zeitlich korrelierte Fluktuationen ist das Einfangen und nach einer Lebensdauer  $\tau$  wieder Freilassen von Ladungsträgern im Kristallgitter. Für eine Sorte von Störstellen, die Ladungsträger einfängt und mit einer Lebensdauer  $\tau$  wieder frei gibt, ergibt sich eine spektrale Dichte von

$$i_n^2 = 4NI^2 \left( \frac{\Delta G}{G} \right)^2 \cdot \frac{\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (5.22)$$

[Spi05]. Dabei ist  $G$  die Konduktanz,  $\Delta G$  die Änderung der Konduktanz durch Ladungsträgereinfang,  $N$  die Anzahl der Störstellen und  $I$  der fließende Strom. Für Frequenzen  $f \ll \frac{1}{2\pi\tau}$  ergibt sich eine konstante Dichte. Für  $f \gg \frac{1}{2\pi\tau}$  fällt die Dichte mit  $1/f^2$  ab. Erst aus einer Überlagerung vieler derartiger Prozesse mit unterschiedlichen Lebensdauern  $\tau$  ergibt sich näherungsweise eine  $1/f$ -Verteilung. In realen Halbleitern ergibt sich eine Verteilung

$$\frac{dP_n}{df} = \frac{1}{f^\alpha}, \quad (5.23)$$

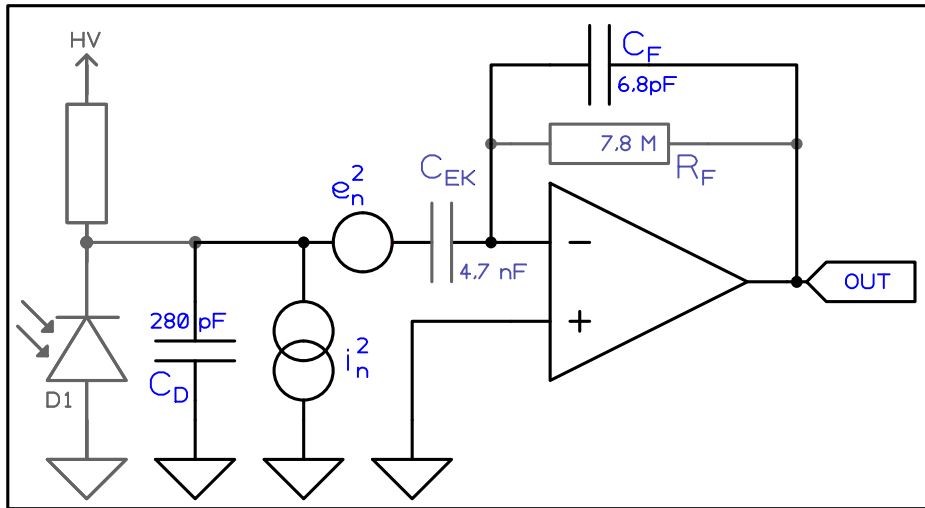
wobei  $\alpha$  üblicherweise im Bereich 0,5 bis 2 liegt. Das Einfangen von Ladungsträgern an Defekten im Kristallgitter ist bei Halbleitern mit Strahlenschäden wichtig. In diesen sind besonders viele Störstellen enthalten, die einen Ladungsträger einfangen und wieder freigeben können.

### 5.4.3.2. Elektronisches Rauschen am ladungsempfindlichen Verstärker mit PIN-Diode

Um das elektronische Rauschen einer Schaltung abzuschätzen, kann dieses in PSPICE simuliert werden. Dazu ist für alle verwendeten Bauelemente ein genaues Modell notwendig, in dem die relevanten Eigenschaften des Bauteils wiedergespiegelt werden. In manchen Fällen tragen nur wenige Bauteile dominant zum Gesamtrauschen bei. Dann kann ein Rauschmodell der Schaltung aufgestellt werden, welches Spektrum und Amplitude quantitativ beschreibt. Für die verwendete APD mit ladungsempfindlichem Vorverstärker soll ein solches Modell aufgestellt werden. Zunächst soll im Rauschmodell jedoch eine PIN-Photodiode verwendet werden, da das Rauschen einer APD eine detailliertere Betrachtung erfordert.

Um das Rauschen einer Schaltung zu berechnen, wird diese zunächst als rauschfrei betrachtet. An relevanten Stellen werden dann Strom- und Spannungsquellen hinzugefügt, die ein Strom- oder Spannungsrauschen modellieren. Aus diesen ergibt sich dann ein Ausgangssignal.





**Abbildung 5.24.:** Vereinfachtes Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers zur Berechnung des elektronischen Rauschens.

Abbildung 5.24 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers, an den eine in Sperrrichtung vorgespannte Diode am Eingang angeschlossen ist. In die Berechnung des Rauschens fließen zwei wesentliche Eigenschaften der Diode ein. Ist die Diode in Sperrrichtung vorgespannt, so hat sie eine Kapazität. Diese wird im Folgenden Detektorkapazität  $C_D$  genannt. Weiterhin fließt in der Diode ein Dunkelstrom  $I_D$ . Dieser wird in der Schaltung durch eine Stromquelle  $i_n^2$  modelliert. Der Dunkelstrom führt zu einem Schrotrauschen mit der spektralen Rauschstromdichte

$$i_n^2 = 2eI_D. \quad (5.24)$$

Das Stromsignal wird durch den Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt. Wird die Näherung verwendet, dass der gesamte Strom auf dem Rückkopplungskondensator  $C_F$  gesammelt wird, so ergibt sich am Ausgang des Verstärkers eine Spannung von

$$u_{i_n}^2 = i_n^2 \cdot \left| \frac{1}{i\omega C_F} \right|^2 = 2eI_D \frac{1}{(2\pi f C_F)^2}. \quad (5.25)$$

Durch den Verstärker bekommt die ursprünglich frequenzunabhängige Rauschspannungsdichte einen  $1/f$ -Verlauf.

Weiter relevant für das Rauschen ist der erste Feldeffekttransistor (siehe Abbildung 5.16). In Abbildung 5.24 ist der Transistor Bestandteil des Operationsverstärkers. Im Drain-Source-Kanal des Transistors tritt thermisches Rauschen auf. Mit Hilfe der Transkonduktanz  $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}}$  des Transistors kann dieses Rauschen als Rauschspannungsquelle am Gate beschrieben werden. Es gilt

$$e_{n,\text{therm.}}^2 = 4k_B T \frac{2}{3g_m}. \quad (5.26)$$

Da es sich um einen Halbleiter handelt, kann zusätzlich  $1/f$ -Rauschen auftreten, welches ebenfalls als Spannungsquelle am Gate behandelt werden kann. Dieser Effekt ist hauptsächlich bei Halbleitern wichtig, die Strahlungsschäden aufweisen, daher wird dies im Folgenden vernachlässigt.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Die Spannungsquelle  $e_n^2$  erscheint am Ausgang verstärkt. Es ergibt sich

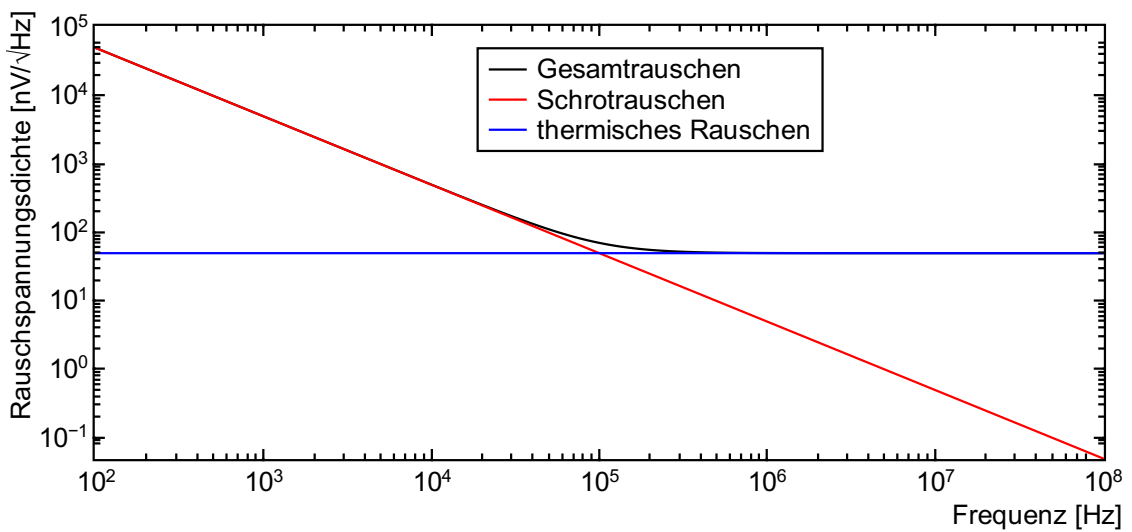
$$u_{e_n}^2 = e_n^2 \frac{C_D}{C_F} = 4k_B T \frac{2}{3g_m} \left( \frac{C_D}{C_F} \right)^2. \quad (5.27)$$

Das Rauschen ist also umso größer, je kleiner  $g_m$  und  $C_F$  sind und je größer  $C_D$  und  $T$  sind. Die spektrale Dichte des Rauschens ist auch am Ausgang frequenzunabhängig. Schrotrauschen und thermisches Rauschen zeigen sich am Ausgang also sehr verschiedenartig.

Da beide Rauschquellen unkorreliert sind, ergibt sich die gesamte Rauschspannungsdichte durch quadratische Addition der einzelnen Beiträge. Es gilt

$$u_{\text{gesamt}}^2 = u_{i_n}^2 + u_{e_n}^2 = 2eI_D \frac{1}{(2\pi f C_F)^2} + 4k_B T \frac{2}{3g_m} \left( \frac{C_D}{C_F} \right)^2. \quad (5.28)$$

Abbildung 5.25 zeigt das nach Gleichung 5.28 berechnete Rauschen. Dabei wurden folgende



**Abbildung 5.25.:** Rauschen eines ladungsempfindlichen Verstärkers mit PIN-Diode in einem einfachen Modell.

Parameter verwendet:  $C_D = 80$  pF,  $C_F = 1$  pF,  $I_D = 3$  nA,  $T = 300$  K,  $g_m = 29$  mS. In dieser Konfiguration kann festgehalten werden:

- Im unteren Frequenzbereich wird das Gesamtrauschen maßgeblich durch das Schrotrauschen bestimmt. Das thermische Rauschen ist vernachlässigbar. In die Stärke des Schrotrauschens geht der Dunkelstrom  $I_D$  der PIN-Diode ein.
- Im oberen Frequenzbereich ist es umgekehrt. Das Schrotrauschen ist vernachlässigbar, und das Gesamtrauschen wird praktisch nur durch das thermische Rauschen bestimmt. In die Stärke des thermischen Rauschens geht die parasitäre Kapazität  $C_D$  der PIN-Diode ein.

### 5.4.3.3. Rauschen einer APD

Im vorherigen Abschnitt wurde das Rauschen einer PIN-Diode, die an einen ladungsempfindlichen Verstärker angeschlossen ist, berechnet. Diese Rechnung soll nun auf APDs erwei-

tert werden. Da APDs einen internen Verstärkungsmechanismus aufweisen, gibt es auch im Rauschverhalten wesentliche Unterschiede.

Der Dunkelstrom einer APD setzt sich aus zwei Teilen zusammen, einem, der den Verstärkungsprozess durchläuft, und einem, der nicht verstärkt wird [Ham04]. Für den Gesamtdunkelstrom  $I_D$  gilt

$$I_D = I_S + G \cdot I_B \quad (5.29)$$

[Per10], wobei  $I_S$  der Anteil ist, der nicht verstärkt wird, und  $I_B$  Anteil, der verstärkt wird. Der Beitrag beider Anteile zum Rauschen muss getrennt betrachtet werden. Der nicht verstärkte Anteil kann wie der Dunkelstrom einer PIN-Diode behandelt werden. Es gilt

$$i_{n,S}^2 = 2eI_S \quad (5.30)$$

(siehe Gleichung 5.24). Zur Berechnung des Rauschens des verstärkten Anteils muss seine physikalische Quelle beachtet werden. Das Rauschen ist die statistische Fluktuation des entstandenen Dunkelstroms. Wenn der Dunkelstrom in der APD um den Faktor  $G$  verstärkt wird, ergibt sich daher ein Rauschen, das  $G$ -fach größer ist, nicht aber ein Rauschen, das einem Dunkelstrom entspricht, der  $G$ -fach größer ist. Ein weiterer Faktor ergibt sich, da die Lawinenverstärkung ein statistischer Prozess ist. Dadurch ergeben sich Schwankungen im Verstärkungsprozess, die das Gesamtrauschen vergrößern. Dieser Faktor wird als Excess-Noise-Faktor bezeichnet. Damit ergibt sich für das Rauschen des verstärkten Dunkelstroms

$$i_{n,B}^2 = 2eI_B \cdot G^2 \cdot F. \quad (5.31)$$

Der Excess-Noise-Faktor ist abhängig von Verstärkungsfaktor und Temperatur. Wird die APD von Licht getroffen, das einen Signalstrom  $I_{\text{Signal}}$  erzeugt, so trägt dieser in gleicher Weise wie der zu verstärkende Dunkelstrom  $I_B$  zum Rauschen bei. In diesem Fall kommt die Wellenlängenabhängigkeit des Excess-Noise-Index zum Tragen [Per10, Ham04].

Insgesamt ergibt sich für die spektrale Rauschstromdichte  $i_n$

$$i_n^2 = 2e \left( (I_B + I_L) \cdot G^2 \cdot F + I_S \right). \quad (5.32)$$

Dabei bezeichnet  $I_L$  den Photostrom, der bei  $G = 1$  entstehen würde. Wird diese Formel für das Schrotrauschen im Gesamtrauschen berücksichtigt, ergibt sich

$$u_{\text{gesamt}}^2 = 2e(I_B \cdot F \cdot G^2 + I_S) \frac{1}{(2\pi f C_F)^2} + 4k_B T \frac{2}{3g_m} \left( \frac{C_D}{C_F} \right)^2. \quad (5.33)$$

Dabei wird der Fall betrachtet, dass kein Lichtsignal vorhanden ist ( $I_L = 0$ ).

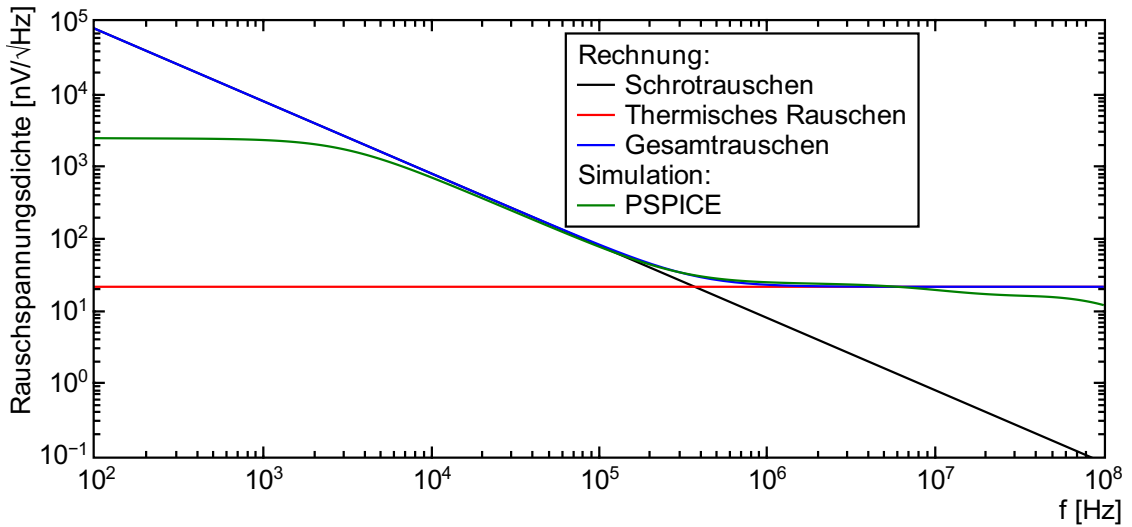
Für den Vorverstärker existiert eine SPICE-Simulation der spektralen Rauschspannungsdichte. Diese weist einen wesentlichen Unterschied zur Rechnung auf, der bisher nicht berücksichtigt worden ist. Im Schaltkreis sind zwei ladungsempfindliche Verstärker vorhanden. Deren Ausgangsspannungen werden im Normalfall gemittelt, was zu einem geringeren Rauschen führt (siehe Abschnitt 5.4.5). Eine Simulation, die nachfolgende Signalfilter mit einschließt, ergibt eine etwa 40% geringere Rauschspannung im Energiekanal. Dies entspricht gut dem theoretisch erwarteten Wert von  $1/\sqrt{2}$  (siehe Abschnitt 5.4.5). Für den Zeitkanal ergibt die Simulation eine um etwa 20% verringerte Rauschspannung. Hier muss also entweder eine Rauschquelle nach der Mittelwertbildung der Vorverstärkersignale vorhanden sein oder eine Rauschquelle, die in beiden Verstärkern korreliert auftritt.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Die Reduktion des Rauschens wird durch phänomenologische Faktoren von  $c_E = 1,4$  und  $c_t = 1,2$  berücksichtigt. Gleichung 5.33 lautet mit diesen Änderungen

$$u_{\text{gesamt}}^2 = 2e(I_B \cdot F \cdot G^2 + I_S) \frac{1}{(2\pi f C_F)^2} \cdot c_E^2 + 4k_B T \frac{2}{3g_m} \left(\frac{C_D}{C_F}\right)^2 \cdot c_t^2. \quad (5.34)$$

Das Ergebnis der PSPICE-Simulation ist in Abbildung 5.26 grün dargestellt. Zum Vergleich sind die Vorhersagen des Modells von Schrotrauschen (schwarz), thermischem Rauschen (rot) und daraus berechnetem Gesamtrauschen (blau) eingezeichnet. Als Parameter der Gleichung



**Abbildung 5.26.:** Rauschen von ladungsempfindlichem Verstärker mit APD in einem einfachen Modell. Vergleich von PSPICE-Simulation und Vorhersagen der Modelle.

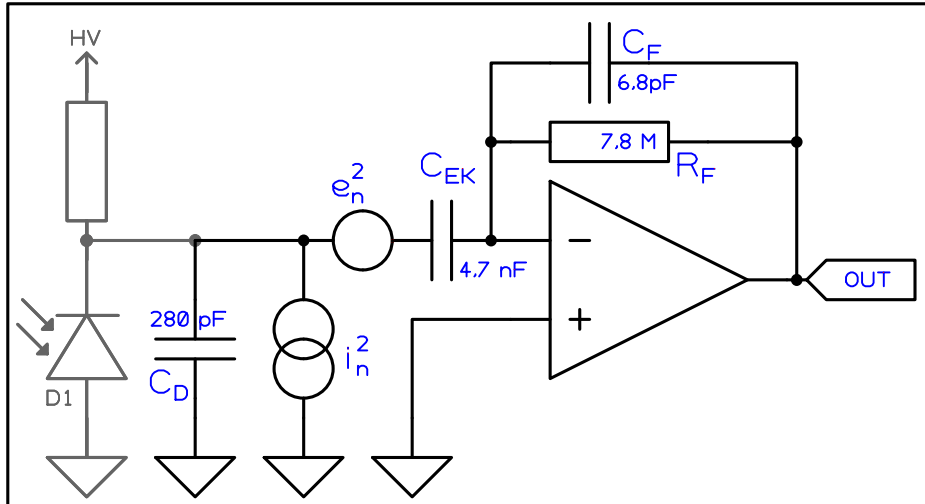
wurden die der PSPICE-Simulation übernommen. Diese sind  $I_B = 208$  pA,  $F = 1,38$ ,  $G = 50$ ,  $I_S = 2,6$  nA,  $C_F = 6,8$  pF,  $T = 300$  K,  $g_m = 29$  mS,  $C_D = C_{\text{APD}} + C_{\text{Zuleitung}} = 280$  pF. Der Vergleich von Simulation und Vorhersage der Formel zeigt im Bereich von  $f = 10$  kHz bis  $f = 50$  MHz eine gute Übereinstimmung. Im Bereich, in dem das Schrotrauschen relevant ist, wird die Rauschspannungsdichte um etwa 7% überschätzt. Bei etwa  $f = 12$  MHz liefert das thermische Rauschen den dominanten Beitrag zum Gesamtrauschen. Hier unterschätzt die Formel das Rauschen um etwa 13%. Größere Abweichungen zeigen sich unterhalb von  $f = 4$  kHz und oberhalb von  $f = 30$  MHz. Bei niedrigen Frequenzen läuft die Simulation gegen einen konstanten Wert, während die Vorhersage der Gleichung mit sinkender Frequenz weiter ansteigt. Bei  $f = 100$  Hz liegt die Abweichung bei Faktor 33.

Bei hohen Frequenzen zeigen sich zwei Stufen im simulierten Verlauf, während die Gleichung einen konstanten Verlauf vorhersagt. Bei  $f = 30$  MHz überschätzt die Gleichung das Rauschen um etwa 30% im Vergleich zur Simulation.

Damit sind Abweichungen im oberen Frequenzbereich vorhanden, jedoch wird die Größenordnung korrekt wiedergegeben. Die großen Abweichungen im niedrigen Frequenzbereich deuten jedoch darauf hin, dass ein wesentlicher Mechanismus vernachlässigt wird. Daher wird das Modell im folgenden Abschnitt verfeinert.

#### 5.4.3.4. Verfeinerung des Modells

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass sich das in PSPICE simulierte Rauschen mit einer Formel über einen weiten Frequenzbereich reproduzieren lässt. In diesem Abschnitt sollen einige Punkte berücksichtigt werden, die im vergangenen Abschnitt vernachlässigt wurden. Dazu wird zunächst noch einmal der Schaltplan aus Abbildung 5.24 betrachtet. Dort wur-



**Abbildung 5.27.:** Vereinfachtes Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers zur Berechnung des elektronischen Rauschens.

den der Widerstand  $R_F$  und der Entkopplungskondensator  $C_{EK}$  vernachlässigt. Der Einfluss dieser Komponenten wird im Folgenden betrachtet (siehe Abbildung 5.27).

Der Widerstand  $R_F$  bildet mit dem Kondensator  $C_F$  einen Hochpass für das Rauschen. Die Zeitkonstante beträgt  $\tau = C_F R_F$ . Anschaulich gesprochen, können hohe Frequenzen ( $f \gg \frac{1}{2\pi\tau}$ ) gut übertragen werden, da der Kondensator bei hohen Frequenzen eine niedrige Impedanz hat. Bei niedrigen Frequenzen ( $f \ll \frac{1}{2\pi\tau}$ ) hat der Kondensator eine hohe Impedanz. Praktisch fließt der gesamte Rauschstrom über den Widerstand. Damit wird die Rauschspannungsdichte in diesem Bereich frequenzunabhängig.

In der Formel kann dieser Einfluss berücksichtigt werden, indem ein Hochpass erster Ordnung im Anteil des Schrotrauschens hinzugefügt wird. Der Hochpass ist gegeben durch

$$A(f) = \frac{2\pi f\tau}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}}. \quad (5.35)$$

Dabei ist  $\tau = C_F R_F$  die Zeitkonstante der Rückkopplung.

Zwischen Entkopplungskondensator  $E_{EK}$  und Detektorkapazität  $C_D$  findet eine Ladungsteilung statt. Detektiert die APD ein Signal, so wird die entstehende Ladung entsprechend der Kapazitätswerte verteilt. Um möglichst das gesamte Signal in den Vorverstärker zu geben, also möglichst wenig Signal auf dem Detektor zu lassen, ist  $E_{EK}$  so gewählt, dass dessen Kapazität deutlich größer ist als die Kapazität des Detektors  $C_D$ .

Der übertragene Anteil des Signals ergibt sich zu

$$c_{LT} = \frac{C_{EK}}{C_D + C_{EK}} = 94,4\%. \quad (5.36)$$

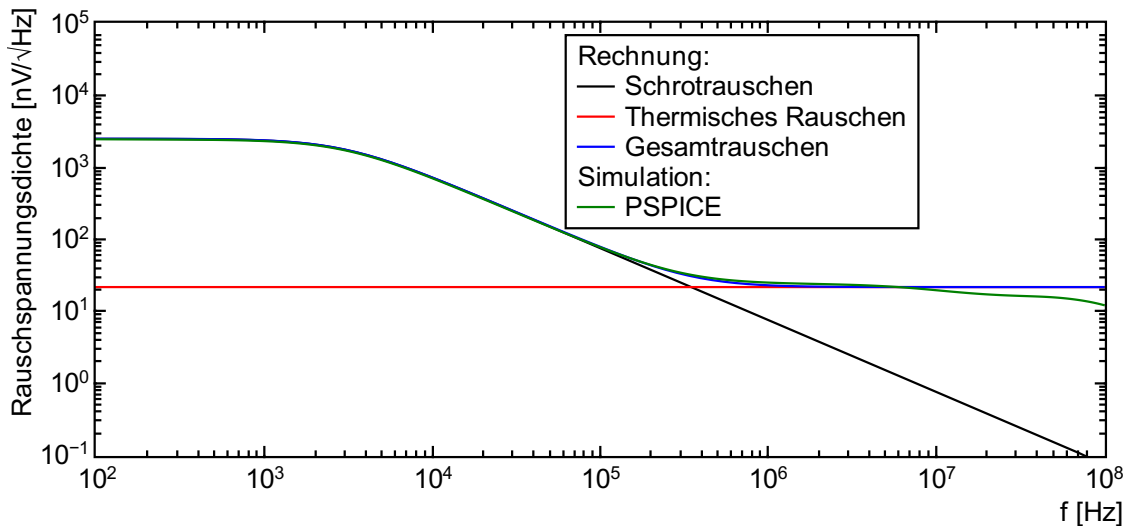
## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Dabei wird  $C_{EK} = 4,7 \text{ nF}$  angenommen. Dieser Wert entspricht dem, der in der Simulation verwendet wurde. Bei der Herstellung der Elektronik wurden jedoch  $C_{EK} = 47 \text{ nF}$  verwendet, um noch möglichst starke Signale bei deaktivierter Biasspannung zu erhalten (siehe Abschnitt 5.11).

Diese Ladungsteilung gilt gleichermaßen für das Signal wie für den Strom des Schrotrauschens. Daher wird in der Formel für das Rauschen der Anteil des Schrotrauschens um den Faktor  $C_{LT} = \frac{C_{EK}}{C_D + C_{EK}}$  erweitert. Insgesamt ergibt sich für die Rauschspannung

$$u_{\text{gesamt}}^2 = 2e(I_B \cdot F \cdot G^2 + I_S) \frac{1}{(2\pi f C_F)^2} \cdot c_E^2 \left( \frac{2\pi f \tau}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}} \right)^2 \left( \frac{C_{EK}}{C_D + C_{EK}} \right)^2 + 4k_B T \frac{2}{3g_m} \left( \frac{C_D}{C_F} \right)^2 \cdot c_t^2. \quad (5.37)$$

Das mit dieser Formel erhaltene Gesamtrauschen sowie das enthaltene thermische Rauschen und Schrotrauschen ist in Abbildung 5.28 gezeigt. Zum Vergleich ist wieder das Ergebnis der Simulation eingezeichnet. Der Verlauf bei niedrigen Frequenzen wird nun korrekt wie-



**Abbildung 5.28.:** Rauschen von ladungsempfindlichem Verstärker mit APD im verfeinerten Modell. Vergleich von PSPICE-Simulation und Vorhersagen der Modelle.

dergegeben. Bis etwa  $f = 250 \text{ kHz}$  beträgt die Abweichung zwischen Simulation und Formel maximal 2,5%. Wird der Bereich bis  $f = 10 \text{ MHz}$  betrachtet, so treten maximal Abweichungen von 10% auf. Die Rauschspannungsdichte bei hohen Frequenzen ( $f \gtrsim 10 \text{ MHz}$ ) ist weniger relevant, da die nachfolgende Elektronik diesen Frequenzbereich herausfiltert (siehe Abschnitt 5.9 und 5.1.3). Abschließend kann festgehalten werden, dass die Folgerungen aus Abschnitt 5.4.3.2 auch für die betrachtete APD mit dem betrachteten Vorverstärker gelten.

- Im unteren Frequenzbereich wird das Rauschen maßgeblich durch das Schrotrauschen der APD bestimmt. Hier stimmen die Vorhersage des Modells und die PSPICE-Simulation des gesamten Vorverstärkers auf 2,5% überein.
- Im oberen Frequenzbereich wird das Rauschen maßgeblich durch das thermische Rauschen im jFET bestimmt. Die Abweichungen liegen bei bis zu 10% und sind damit

größer. Jedoch liefert das Modell damit noch eine sinnvolle Abschätzung.

#### 5.4.3.5. Vorteil einer APD gegenüber einer PIN-Photodiode

Basierend auf den Erkenntnissen der letzten Abschnitte, wird nun betrachtet, welche Vorteile im Rauschverhalten eine APD gegenüber einer PIN-Diode bringt.

Für ein gegebenes Signal ist die Amplitude am Vorverstärkerausgang  $U_{\text{PIN}}$  reziprok proportional zur Rückkopplungskapazität  $C_F$ . Es gilt

$$U_{\text{Out}}^{\text{PIN}} \propto \frac{1}{C_F}. \quad (5.38)$$

Bei der APD ist die Ausgangsspannung  $U_{\text{APD}}$  um den Verstärkungsfaktor  $G$  größer:

$$U_{\text{Out}}^{\text{APD}} \propto \frac{1}{C_F} \cdot G. \quad (5.39)$$

Die Rauschspannung im niederfrequenten Bereich ergibt sich bei der PIN-Diode aus Dunkelstrom  $I_D$  und Rückkopplungskapazität zu

$$U_{\text{Rausch, NF}}^{\text{PIN}} \propto \frac{\sqrt{I_D}}{C_F}. \quad (5.40)$$

Bei der APD kommen der multiplizierte und der nicht multiplizierte Anteil des Dunkelstroms zum Tragen ( $I_B$  und  $I_S$ ) sowie der Excess-Noise-Faktor. Es gilt

$$U_{\text{Rausch, NF}}^{\text{APD}} \propto \frac{\sqrt{I_B G^2 F + I_S}}{C_F}. \quad (5.41)$$

Die Rauschspannung im hochfrequenten Bereich (HF) ist für PIN-Photodiode und APD gleich. Es fließen Transkonduktanz des jFETs  $g_m$  im Vorverstärker und dessen Temperatur  $T$  ein sowie die Detektorkapazität  $C_D$  und die Rückkopplungskapazität  $C_F$ . Es gilt

$$U_{\text{Rausch, HF}} \propto \frac{T}{g_m} \cdot \frac{C_D}{C_F} \quad (5.42)$$

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ergibt sich aus den Quotienten, aus den jeweiligen Signalspannungen und den Rauschspannungen. Für die PIN-Diode gilt

$$\text{SNR}_{\text{NF}}^{\text{PIN}} \propto \frac{1}{\sqrt{I_D}}, \quad (5.43)$$

$$\text{SNR}_{\text{HF}}^{\text{PIN}} \propto \frac{1}{C_D} \frac{g_m}{T}. \quad (5.44)$$

Die entsprechenden Abhängigkeiten bei der APD lauten

$$\text{SNR}_{\text{NF}}^{\text{APD}} \propto \frac{G}{\sqrt{I_B G^2 F + I_S}} = \frac{1}{\sqrt{I_B F + \frac{I_S}{G^2}}}, \quad (5.45)$$

$$\text{SNR}_{\text{HF}}^{\text{APD}} \propto \frac{G}{C_D} \frac{g_m}{T}. \quad (5.46)$$

Für die beiden Frequenzbereiche sind die Gleichungen für APD und PIN-Photodiode sehr ähnlich. Im niederfrequenten Bereich ist ausschließlich der Dunkelstrom Rauschquelle. Bei

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

der APD setzt sich der Dunkelstrom aus verstärktem und nicht verstärktem Anteil zusammen ( $I_B$  und  $I_D$ ). Aus diesen kann ein äquivalenter Dunkelstrom  $I_D^{\text{PIN,äq.}}$  berechnet werden:

$$I_D^{\text{PIN,äq.}} = I_B F + \frac{I_S}{G^2} \quad (5.47)$$

Dieser entspricht dem Dunkelstrom, den eine PIN-Photodiode haben müsste, um gleiche Rauscheigenschaften aufzuweisen. Er ergibt sich aus der Summe der beiden Dunkelstromanteile mit Vorfaktoren, die schon anschaulich verstanden werden können. Der verstärkte Anteil wird mit dem Excess-Noise-Faktor multipliziert. Dieser entsteht, da der Multiplikationsprozess statistischer Natur ist, wodurch zusätzliche Fluktuationen entstehen. Eine explizite Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors ist nicht vorhanden. Da dieser Dunkelstrom-Anteil im gleichen Maße wie das Signal verstärkt wird, kann sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch die Verstärkung alleine nicht verändern. Jedoch ist eine implizite Abhängigkeit vom Verstärkungsfaktor vorhanden. Der Excess-Noise-Faktor ist keine feste Konstante, sondern hängt von vielen Parametern ab, unter anderem vom Verstärkungsfaktor.

Der nicht verstärkte Anteil des Dunkelstroms  $I_S$  wird in der Formel für den äquivalenten Dunkelstrom durch den Verstärkungsfaktor  $G$  reduziert. In der äquivalenten Betrachtung mit einer PIN-Photodiode, welche keine Verstärkung aufweist, muss das Rauschen durch den Verstärkungsfaktor  $G$  der APD geteilt werden, beziehungsweise der Dunkelstrom  $I_S$  durch  $G^2$ .

Unter Verwendung der Parameter der benutzten APDs ( $F = 2,2$ ,  $I_B = 208$  pA,  $I_S = 2,6$  nA,  $G = 50$ ) ergibt sich ein äquivalenter Dunkelstrom von  $I_D^{\text{PIN,äq.}} = 460$  pA. Die aktuell verwendeten Photodioden haben einen Dunkelstrom von rund  $I_D = 3$  nA. Damit ergibt sich für die APD ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das Faktor 2,5 besser ist als das der aktuell verwendeten PIN-Photodioden.

Mithilfe von Gleichung 5.47 lässt sich nachvollziehen, warum der Verstärkungsfaktor für ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht beliebig erhöht werden kann. Wird der Verstärkungsfaktor vom optimalen Wert reduziert, so vergrößert sich der Beitrag, der durch den zweiten Summanden entsteht. Wird er hingegen durch Erhöhen der Bias-Spannung vergrößert, so steigt dadurch der Excess-Noise-Faktor  $F$  und damit der Gesamtdunkelstrom. Weiter ist zu beachten, dass sich ebenfalls der Dunkelstrom mit der Bias-Spannung vergrößert. Der optimale Verstärkungsfaktor kann daher nicht ohne Weiteres aus den hier betrachteten Gleichungen berechnet werden.

Im hohen Frequenzbereich entsprechen die Gleichungen für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis einander, wenn berücksichtigt wird, dass eine PIN-Photodiode einen Verstärkungsfaktor von  $G = 1$  hat. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beider Dioden zu vergleichen, muss noch berücksichtigt werden, dass diese unterschiedliche Kapazitäten aufweisen. Die verwendeten APDs haben eine Kapazität von  $C_D^{\text{APD}} = 270$  pF, die PIN-Photodioden hingegen  $C_D^{\text{PIN}} = 80$  pF. Im hohen Frequenzbereich ist also ein um den Faktor 15 besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erwarten. Die Transkonduktanz der jFETs in beiden Vorverstärkern liegt bei rund  $g_m = 29$  mS.

Gemäß Gleichung 5.46 ergibt sich im hohen Frequenzbereich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das um so besser ist, je höher der Verstärkungsfaktor  $G$  ist. Praktisch ist zu beachten, dass dies nur für ausreichend hohe Frequenzen gilt. Je stärker das niederfrequente Rauschen ist, desto größer ist die Frequenz, ab der nur noch das hochfrequente Rauschen relevant ist. Für einen gegebenen Signalfilter, der Rausch- und Signalspektrum auf einen bestimmten Frequenzbereich beschränkt, gibt es also immer einen Verstärkungsfaktor, ab dem das



niederfrequente Rauschen relevant wird.

Die Proportionalitäten von Signal, Rauschen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis sind zusammengefasst in Tabelle 5.2 dargestellt.

	APD	PIN
Signalamplitude	$\propto \frac{1}{C_F} G$	$\propto \frac{1}{C_F}$
Rauschamplitude (NF)	$\propto \frac{\sqrt{I_B G^2 F + I_S}}{C_F}$	$\propto \frac{\sqrt{I_D}}{C_F}$
Rauschamplitude (HF)	$\propto \frac{T}{g_m} \cdot \frac{C_D}{C_F}$	$\propto \frac{T}{g_m} \cdot \frac{C_D}{C_F}$
SNR (NF)	$\propto \frac{G}{\sqrt{I_B G^2 F + I_S}} = \frac{1}{\sqrt{I_B F + \frac{I_S}{G^2}}}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{I_D}}$
SNR (HF)	$\propto \frac{G}{C_D} \cdot \frac{g_m}{T}$	$\propto \frac{1}{C_D} \cdot \frac{g_m}{T}$

**Tabelle 5.2.:** Signal, Rauschen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei APD und PIN-Photodiode in niedrigem und hohem Frequenzbereich.

#### 5.4.3.6. Vorteil zweier APDs gegenüber einer APD

Da bei den großen Detektorkristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters nur rund 10% des Szintillationslichts in einer APD detektiert wird, verdoppelt sich die detektierte Lichtmenge nahezu, wenn zwei statt einer APD verwendet werden. Das Ladungssignal  $Q$  verdoppelt sich also auch nahezu. Werden zwei APDs parallel geschaltet, so addieren sich sowohl deren Dunkelströme  $I_D$  als auch deren Kapazitäten  $C_D$  linear. In der Näherung, dass beide APDs identische Parameter haben, gilt also:

$$\begin{array}{rcl}
 & \text{eine APD} & \rightarrow \text{zwei APDs} \\
 \text{Signal} & Q_1 & \rightarrow Q_2 = 2 \cdot Q_1 \\
 \text{Dunkelstrom} & I_{D,1} & \rightarrow I_{D,2} = 2 \cdot I_{D,1} \\
 \text{Kapazität} & C_{D,1} & \rightarrow C_{D,2} = 2 \cdot C_{D,1}
 \end{array}$$

Durch die Verdopplung der Ladung verdoppelt sich die Ausgangsspannung (Gleichung 5.11). Gemäß Gleichung 5.37 geht der Dunkelstrom  $I_D$  mit  $\sqrt{I_D}$  in die spektrale Rauschspannungsdichte ein. Während sich das Signal verdoppelt, steigt das Rauschen nur um Faktor  $\sqrt{2}$ . In dem Frequenzbereich, in dem der Dunkelstrom die dominante Rauschquelle ist, lässt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis also um maximal Faktor  $\sqrt{2}$  verbessern, wenn die APDs parallel geschaltet werden.

Für die Detektorkapazität  $C_D$  ergibt sich ein anderer Zusammenhang, sie geht gemäß Gleichung 5.34 linear in die spektrale Rauschspannungsdichte ein. Im oberen Frequenzbereich, in dem die Kapazität die dominante Rauschquelle ist, verdoppeln sich also sowohl Signal als auch Rauschen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bleibt also unverändert, wenn die APDs parallel geschaltet werden.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, zuerst die Signale beider APDs mit separaten Vorverstärkern zu verstärken und deren Ausgangssignale zu addieren. Da beide APDs das Szintillationslicht des gleichen Kristalls detektieren, ist das Ausgangssignal der Vorverstärker näherungsweise identisch, also korreliert. Das Rauschen hingegen hat für die beiden Kanäle physikalisch unabhängige Quellen. Daher sind die Rauschspannungen unkorreliert. Durch eine Addition der Ausgangsspannungen der Vorverstärker addieren sich also die Signale linear ( $U_{S,Gesamt} = U_{S,1} + U_{S,2}$ ), die Rauschspannungen hingegen quadratisch ( $U_{N,Gesamt}^2 = U_{N,1}^2 + U_{N,2}^2$ ). Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis lässt sich also mit dieser Methode über den gesamten Frequenzbereich um den Faktor  $\sqrt{2}$  verbessern.

Dies gilt nur, wenn die Rauschquellen perfekt unkorreliert sind. Existieren korrelierte Rauschquellen oder solche, die sich auf beide Kanäle auswirken, so fällt die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses geringer aus.

### 5.4.4. Hochspannungsversorgung

Produktionsbedingt haben unterschiedliche APDs in der Regel unterschiedliche Bias-Spannungen. Das bedeutet, dass bis zu 2760 unterschiedliche Spannungen für den Betrieb des Crystal-Barrel-Kalorimeters benötigt werden. Für jede APD extern eine separate Spannungsversorgung bereitzustellen ist insbesondere schwierig, wenn das CBELSA/TAPS-Experiment durch den Magneten ergänzt wird. Durch den Magneten werden enge Anforderungen an den Platz gestellt, der für Kabelzuführungen zur Verfügung steht. Daher wurde ein anderes Konzept für die Spannungsversorgung der APDs gewählt. An die Frontendelektronik wird eine gemeinsame Hochspannung herangeführt, die in der Frontendelektronik auf die individuell benötigte Spannung herunter geregelt wird. Außerdem kann in die Frontendelektronik eine Regelung integriert werden, welche die Hochspannung bei steigender Temperatur erhöht. So kann die effektive Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors reduziert werden. Als Grundlage wurde ein Design verwendet, das an der Universität Basel entwickelt wurde.

Der vollständige Schaltplan ist im Anhang gezeigt. Abbildungen A.1 und A.2 zeigen Revision D der Schaltung. In der Massenproduktion wurde Revision F hergestellt. Der zugehörige Schaltplan ist in Abbildungen A.3 und A.4 gezeigt. Abbildung 5.29 zeigt Fotos von Hochspannungsversorgungsschaltungen in der Revision D und F. Die Funktionsweise der Schaltung eines HV-Kanals ist schematisch in Abbildung 5.30 dargestellt. In der Schaltung sind zwei Stromsenken vorhanden, deren Strom eingestellt werden kann. Der fließende Strom ist dabei von der anliegenden Spannung im betrachteten Bereich unabhängig. Beide Stromsenken sind gemeinsam an einen Vorwiderstand angeschlossen (Abbildung: R1). An diesem erzeugt der Strom einen Spannungsabfall  $\Delta U$  von

$$\Delta U = R_1 \cdot (I_U + I_T). \quad (5.48)$$

$I_U$  und  $I_T$  sind die Ströme, die in die Stromsenken fließen. Dabei ist  $I_U$  ein Strom, der variiert wird, um den Arbeitspunkt der APD zu erreichen.  $I_T$  ist ein zusätzlicher Korrekturstrom, um die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsmechanismus der APD zu kompensieren.

Die Stromsenken sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut. Ein Schaltbild ist in Abbildung 5.31 gezeigt. Im Wesentlichen besteht die Schaltung aus einem Transistor Q1 und einem Widerstand R2, der am Emitter des Transistors gegen Masse geschaltet ist. Für das Verständnis der Schaltung ist wichtig, dass die Spannung am Kollektor unter normalen Betriebsbedingungen deutlich über der Spannung an der Basis liegt.

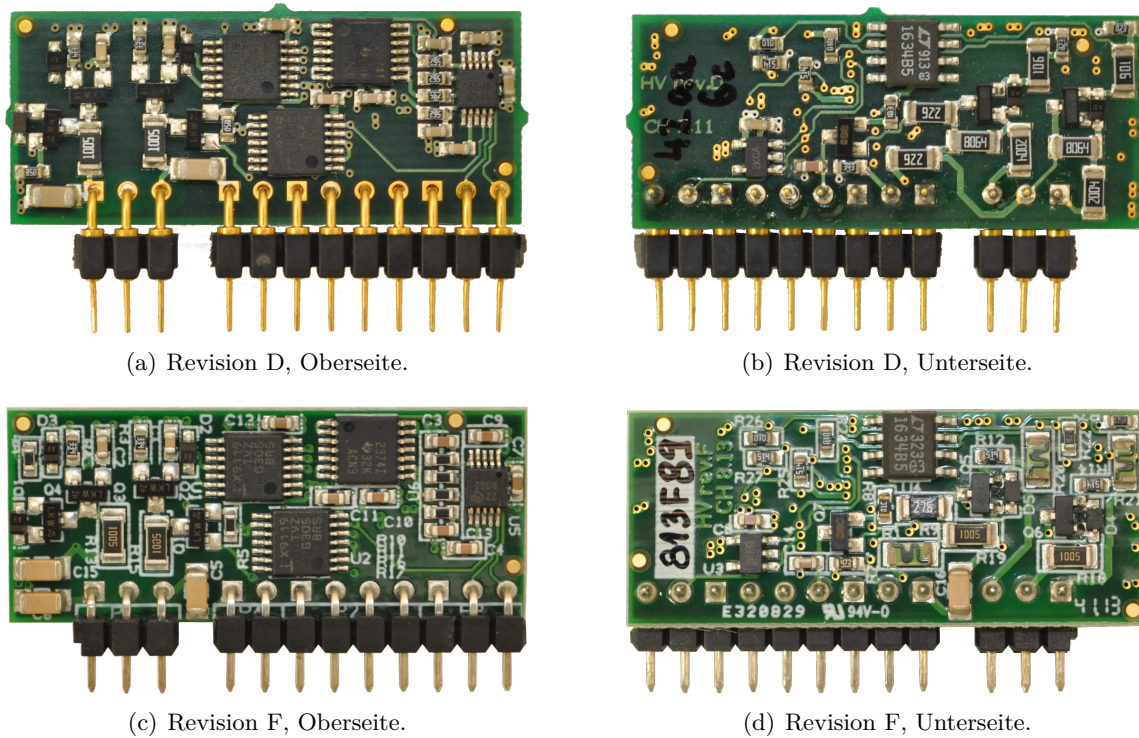


Abbildung 5.29.: HV-Platinen der neuen Ausleselektronik.

Wird an der Basis eine Steuerspannung  $U_B$  angelegt, so wird die Basis-Emitter-Diode leitend. An dieser entsteht ein Spannungsabfall der Größenordnung  $U_{BE} \approx 0,6 \text{ V}$  [NXP10a]. Damit liegt an  $R_2$  eine Spannung  $U_{R_2}$  an von

$$U_{R_2} = U_B - 0,6 \text{ V.} \quad (5.49)$$

Bei dieser Spannung fließt durch den Widerstand  $R_2$  ein Strom  $I_R$  von

$$I_R = \frac{U_{R_2}}{R_2} = \frac{U_B - 0,6 \text{ V}}{R_2}. \quad (5.50)$$

Da die Spannung am Kollektor deutlich über der Basisspannung liegt, befindet sich der Transistor im Verstärkungsbereich. Dies bedeutet, dass ein Großteil des Emitterstroms  $I_E$  durch den Kollektor fließt und nicht durch die Basis. Es gilt für Emitter-, Basis- und Kollektorstrom ( $I_E, I_B, I_C$ ):

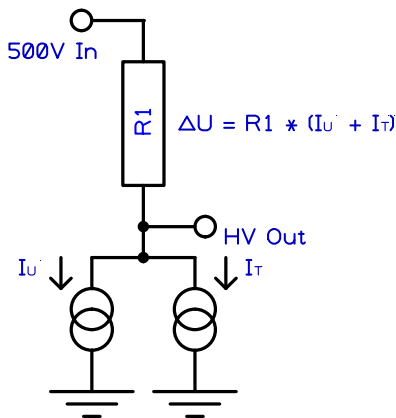
$$I_E = I_B + I_C, \quad (5.51)$$

$$I_C = \beta \cdot I_B. \quad (5.52)$$

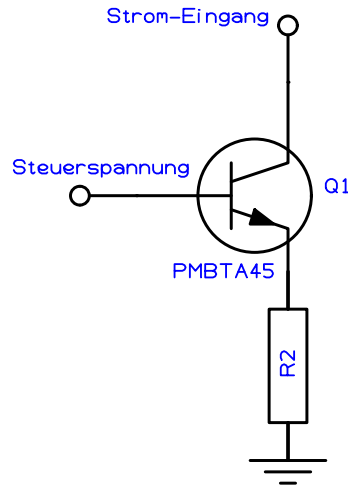
Dabei bezeichnet  $\beta$  den Verstärkungsfaktor des Transistors der beim verwendeten Modell und gegebenen Betriebsparametern bei rund  $\beta = 80$  liegt [NXP10a]. Näherungsweise fließt also der gesamte Strom durch den Kollektor des Transistors. Die Stromstärke ist dabei näherungsweise nur von der Steuerspannung an der Basis abhängig, nicht aber von der Spannung am Kollektor des Transistors.

Im Folgenden werden die Funktionsweisen der einzelnen Teile der Schaltung genauer erklärt. Sofern nicht explizit anders angegeben, beziehen sich alle Bezeichnungen auf Revision F.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.30.:** Prinzipschaltbild der Hochspannungsversorgung. Die Ströme  $I_U$  und  $I_T$  fließen durch  $R_1$  und verursachen dort einen Spannungsabfall, um den die Eingangsspannung reduziert wird.



**Abbildung 5.31.:** Prinzipschaltbild der Stromsenken. Erklärung siehe Text.

### 5.4.4.1. Regelung der Spannung

Kernelement der Schaltung sind pro Kanal zwei Stromsenken, welche über einen gemeinsamen Vorwiderstand  $R_1 = 10 \text{ M}\Omega$  ( $R_{18}$  und  $R_{18}$  im vollständigen Schaltplan) an die zentrale Hochspannungsversorgung angeschlossen sind. Eine Stromsenke hat einen temperaturabhängigen Strom  $I_T$ . Die Charakteristik ist so gewählt, dass die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors der APD ausgeglichen wird. Bei einer Temperatur von  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  fließt ein Strom von etwa  $4,2 \text{ }\mu\text{A}$  in die Stromsenke. Am Vorwiderstand ergibt sich nach dem Ohmschen Gesetz ein Spannungsabfall von  $42 \text{ V}$ . Als Temperatursensor wird ein NTC verwendet. Dieser wird im Aufbau an der Rückseite der APDs befestigt.

Die zweite Stromsenke hat einen einstellbaren Festwert im Bereich von  $I_U = 0 \text{ }\mu\text{A}$  bis etwa  $13 \text{ }\mu\text{A}$ . Durch den Vorwiderstand  $R_1$  ergibt sich, dass die Spannung durch diese Stromsenke um  $130 \text{ V}$  variiert werden kann. Insgesamt ergibt sich ein Spannungsbereich von  $328 \text{ V}$  bis  $458 \text{ V}$ , der bei einer Temperatur von  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  eingestellt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Funktionalität dieser Schaltung erweitert. Die Änderungen sind im Folgenden beschrieben.

### 5.4.4.2. Einstellen der Spannung

Das mechanische Potentiometer der ursprünglichen Schaltung wurde durch ein digitales ersetzt. Verwendet wurde das X9119 von Intersil ( $U_1$  und  $U_2$  im Schaltplan). Es besitzt 1024 Abstufungen. Die Hochspannung kann also mit einer Schrittweite von  $127 \text{ mV}$  eingestellt werden.

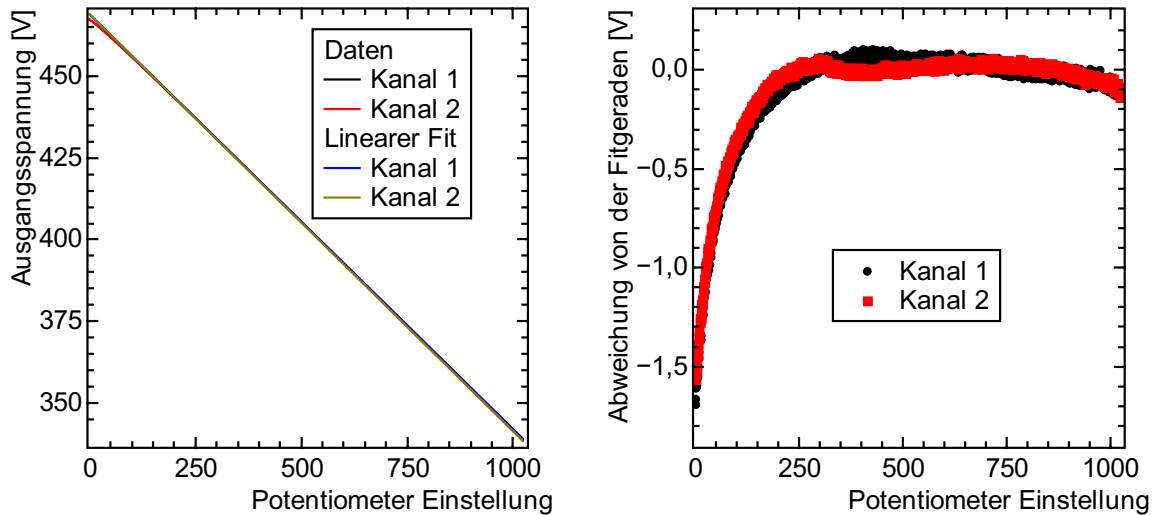
Gegenüber einem mechanischen Potentiometer ergibt sich der Vorteil, dass die Spannung mit besserer Reproduzierbarkeit und geringerem Zeitaufwand eingestellt werden kann. Außerdem kann die Spannung über einen digitalen Bus noch im aufgebauten Detektor justiert werden, falls erforderlich. Das digitale Potentiometer verfügt über einen nichtflüchtigen Speicher. Dadurch geht die Konfiguration nicht beim Ausschalten der Spannungsversorgung verloren.

Die ursprüngliche Schaltung wurde durch eine Referenzspannungsquelle ( $U_4$ ) ergänzt, die

beim Einstellen der Ausgangsspannung Verwendung findet. In der ursprünglichen Version wurde als Referenz für die Stromsenken die Versorgungsspannung verwendet. Dadurch hat der tatsächlich in die Stromsenken fließende Strom eine Abhängigkeit von der Versorgungsspannung, was nicht erwünscht ist.

Die Referenzspannung wird durch die Hochspannung eingeschaltet (R9 und Q7). Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, die Biasspannung der APD bis auf wenige Millivolt abzuschalten.

Abbildung 5.32(a) zeigt die Ausgangsspannung in Abhängigkeit der Potentiometereinstellung. Die Daten stammen von einer Charakterisierungsstation, die im Rahmen einer Mas-



(a) Ausgangsspannung in Abhängigkeit der Potentiometereinstellung.

(b) Abweichung der Ausgangsspannung von der angepassten Geraden.

**Abbildung 5.32.:** Einstellen der Hochspannung mit dem Digitalpotentiometer.

terarbeit aufgebaut wurde [Sch13]. Die beiden Datensätze gehören zu den beiden Kanälen eines HV-Moduls. An jeden Datensatz wurde eine Gerade im Wertebereich 150 - 1023 angepasst. Die beiden Geraden sind ebenfalls eingezeichnet. Im Großteil des Bereichs überdecken sich alle vier Linien. Zu hohen Spannungen hin zeigt die eingestellte Spannung leichte Abweichungen nach unten gegenüber der Fit-Geraden.

Abbildung 5.32(b) zeigt die Abweichung im Detail. Aufgetragen ist die Abweichung der Ausgangsspannung von der Fit-Geraden. Im Bereich von Potentiometerwerten 130 - 1023 ist die Abweichung kleiner 0,2 V. Mit dem durchschnittlichen Temperaturkoeffizienten des Verstärkungsfaktors von  $\alpha_U = 2,94 \text{ \%}/\text{V}$  (Siehe Abschnitt 5.4.1.1) und der Auflösung des Digitalpotentiometers ergibt sich, dass der Gain im Bereich von  $G = 50$  mit einer Abstufung von 0,37% eingestellt werden kann. Aus der Abweichung von maximal 0,2 V ergibt sich, dass die Einstellung auf 0,6% genau ist, wenn nur die Kalibrierungsgerade verwendet wird. Muss der Verstärkungsfaktor genauer bekannt sein, kann er während des Betriebs des Kalorimeters gemessen werden. Die Messmethode wird kurz in Abschnitt 5.11.1 vorgestellt. Für eine detailliertere Einführung sei auf Quelle [Urb14] verwiesen.

### 5.4.4.3. Messen von Spannung und Temperatur

Da der Verstärkungsfaktor einer APD stark von ihren Betriebsparametern abhängt, ist es wünschenswert, diese möglichst genau zu überwachen. Daher wurde die ursprüngliche Schaltung um eine Spannungsmessung ergänzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Methoden getestet, die Ausgangsspannung zu messen. Zwei Versionen davon werden im Folgenden vorgestellt. Revision D wurde bei den Testmessungen am Photonenstrahl verwendet. Danach wurde diese Version noch einmal weiterentwickelt. Die Messelektronik in den Revi-

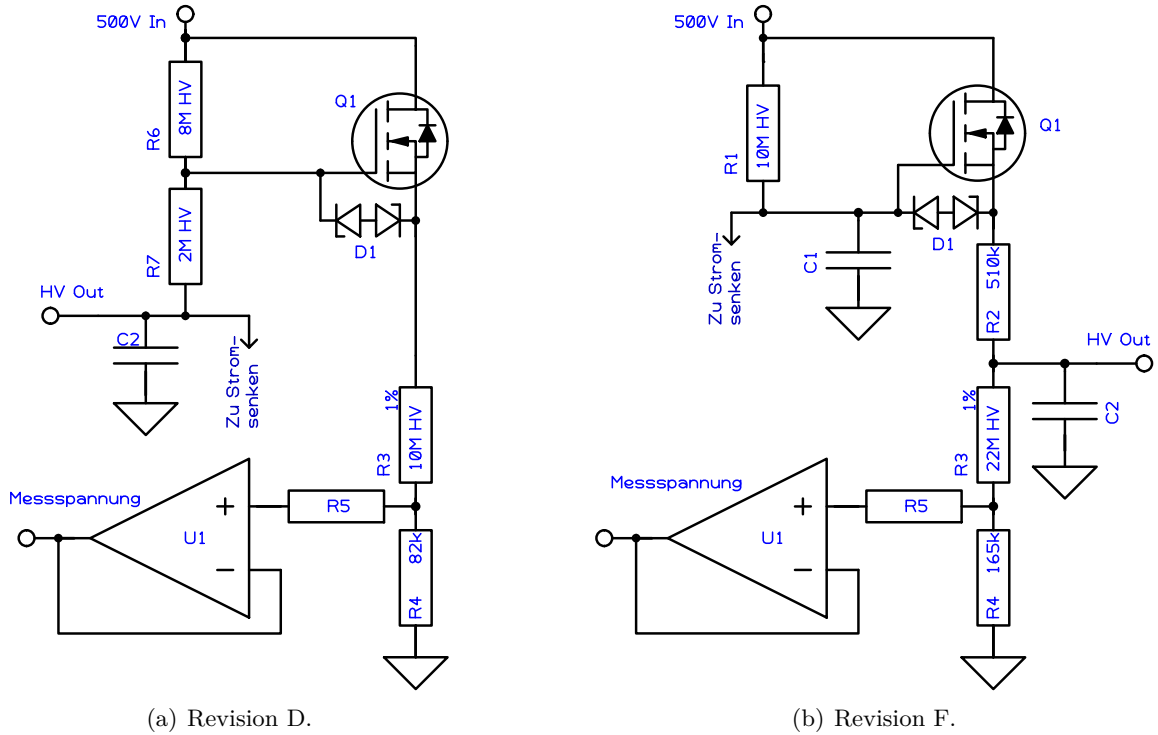


Abbildung 5.33.: Schematische Darstellung der Elektronik zur Spannungsmessung.

sionen D und F ist schematisch in Abbildung 5.33 dargestellt.

Die Messschaltung der Spannung hat hohe Anforderungen: Die zu messende Spannung kann maximal 500 V betragen. Da die Ausgangsimpedanz der Spannungsregelung im Megaohm-Bereich liegt, muss die Elektronik zur Spannungsmessung einen deutlich größeren Eingangswiderstand aufweisen. Selbst ein Eingangswiderstand von 100 M $\Omega$  verursacht ein Einbrechen der Spannung in der Größenordnung von einigen 10 V.

In Revision D (Abb. 5.33(a)) wird die Biasspannung (in der Abbildung: HV Out) nach den Widerständen R6 und R7 abgegriffen. Die Summe der Widerstände beträgt 10 M $\Omega$  und entspricht R1 aus Abbildung 5.30). Zwischen R6 und R7 wird die Spannung zur eigentlichen Messschaltung abgegriffen. Beträgt die Ausgangsspannung HV Out = 400 V, so liegt zwischen R6 und R7 eine Spannung von 420 V an. Die Messschaltung sieht also 80% der Abweichung der Ausgangsspannung von 500 V. Dies muss in der Kalibrierung der Messschaltung berücksichtigt werden.

Die Spannung, die zwischen R6 und R7 abgegriffen wird, wird über eine Source-Folger-Schaltung gepuffert. Durch die hohe Eingangsimpedanz des Feldeffekttransistors BSS131 (Q1

in Abbildung 5.33, Q5 und Q6 im Anhang) beeinträchtigt die Messschaltung die Spannungsregelung praktisch nicht. Der Gate-Source-Leckstrom beträgt maximal 10 nA bei  $U_{GS} = 20 \text{ V}$  [Inf11]. Zusätzlich dazu fließt ein Leckstrom durch die Überspannungsschutzdiode D1 *PESD12VL1BA* (D4 und D5 im Anhang). Im Datenblatt ist der Strom mit 1 nA(Typ.) bei  $U = 12 \text{ V}$  angegeben [NXP09]. Der durch die Leckströme entstehende Spannungsabfall liegt in der Größenordnung von 100 mV. Der tatsächliche Leckstrom sollte noch niedriger sein, da die Gate-Source-Spannung in der Beschaltung im Bereich der Gate-Threshold-Spannung liegt. Diese ist im Datenblatt mit  $U_{GS(th)} = 0,8...1,8 \text{ V}$  angegeben. Der tatsächliche Spannungsabfall wird in der Kalibrierung berücksichtigt.

Der Source-Widerstand ist als Spannungsteiler ausgelegt (R3 und R4 in Abb. 5.33), sodass dessen Ausgangsspannung einen Bereich hat, der mit einem ADC digitalisiert werden kann. Um die Verlustleistung am Spannungsteiler gering zu halten, wurden die Widerstände hochohmig ausgelegt. Daher muss die Ausgangsspannung mit einem Operationsverstärker mit FET-Eingängen (TLV2374 von Texas Instruments) gepuffert werden, bevor sie an den ADC angeschlossen wird. Durch diese Maßnahme verfälscht der Eingangsleckstrom des ADCs nicht die Spannung des Spannungsteilers. Der Operationsverstärker hat einen Eingangsleckstrom von maximal 100 pA bei 70 °C [Tex05]. Dieser Strom ändert die Spannung des Spannungsteilers um 8,2  $\mu\text{V}$ . Dies entspricht 0,07 LSB des ADCs sowie 1 mV Messfehler der HV.

Der mittlere Signalstrom der APD muss über die Widerstände R6, R7 sowie den Biaswiderstand im Vorverstärker (22 M $\Omega$ ) fließen. An diesen entsteht dadurch ein Spannungsabfall der die Spannung an der APD reduziert, was sich in einem Abfall des Verstärkungsfaktors auswirkt. Dieser Effekt ist ausführlicher in Abschnitt 6.6 beschrieben.

Der Spannungsabfall an der APD kann indirekt durch die Messschaltung bestimmt werden. Der Signalstrom muss durch den Widerstand R6 fließen. Der dort entstehende Spannungsabfall erscheint in der Messschaltung. Der Spannungsabfall an der APD ist Faktor 4 größer, da der Gesamtvorwiderstand der APD 32 M $\Omega$  (R6, R7, Vorwiderstand im Vorverstärker) beträgt. Dies muss in der Auswertung der Daten der Messschaltung berücksichtigt werden. Revision F der HV-Platine weist einige wesentliche Änderungen auf:

- Die eigentliche Messschaltung ist nicht mehr zwischen den Widerständen R6 und R7 angeschlossen, sondern nach deren Gesamtwiderstand von 10 M $\Omega$ . Dadurch wird der dynamische Bereich des ADCs besser ausgenutzt.
- Diese Änderung erfordert, den MOSFET Q1 durch einen anderen Typen zu ersetzen, der eine höhere Spannungsfestigkeit hat. Wird die 500 V-Spannungsversorgung zu schnell hochgefahren, so entsteht kurzzeitig eine Spannung zwischen Drain und Source, die den BSS131 zerstören kann. In Revision F wurde daher der AO3162 verwendet.
- Die APD ist nicht mehr nach dem 10 M $\Omega$  Widerstand der Spannungsregelung angeschlossen, sondern nach der Source-Folger-Schaltung. Zwischen Source und Abgriff der Spannung befindet sich noch ein 510 k $\Omega$  Widerstand. Dieser und der Kondensator C2 bilden einen Tiefpassfilter, welcher Rauschen und Störsignale aus der Hochspannung herausfiltert.
- Zusätzlich befindet sich am Gate des Transistors ein Kondensator (C1), der zusammen mit R1 einen weiteren Tiefpassfilter bildet.
- Der Widerstand des Spannungsteilers in der Messschaltung wurde auf 22,2 M $\Omega$  vergrößert, um die Verlustleistung weiter zu reduzieren.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Durch die Verkleinerung dieses Widerstands und des Vorwiderstands auf dem Vorverstärker reduziert sich der ratenabhängige Spannungsabfall an der APD um den Faktor 30. Dies wurde durch eine Messung bestätigt [Mü13]. Der Vorwiderstand auf dem Vorverstärker entspricht nun dem Vorwiderstand auf der HV-Platine (R2 in Abb. 5.33(b)) dadurch erscheinen 50% statt vorher 25% des ratenabhängigen Spannungsabfalls in der Messschaltung, und man hat bei gleichem Spannungsabfall an der APD das doppelte Signal.

Der Spannungsteiler und die Pufferung durch den Operationsverstärker entspricht dem Aufbau in Revision D. Am Ausgang des Operationsverstärkers befindet sich der 16-Bit ADC ADS1115 (U5 im Anhang) von Texas Instruments. Durch die gute Auflösung und die integrale Nichtlinearität von 1 LSB ist dieser Chip gut für die Spannungsdigitalisierung geeignet. Der ADC kommuniziert über das I<sup>2</sup>C-Interface, verwendet aber eine andere Adresse als die digitalen Potentiometer. Es kann also derselbe Bus verwendet werden.

Neben den HV-Messschaltungen ist an den ADC noch die Spannung angeschlossen, die oberhalb vom NTC abgegriffen wird. Damit kann die Temperatur des NTCs gemessen werden. Um die HV-Platinen jederzeit eindeutig identifizieren zu können, befindet sich auf jeder Platine ein EEPROM (24AA02E48 von Microchip, U3 im Anhang). Die fest eingespeicherte, eindeutige Seriennummer kann über den I<sup>2</sup>C-Bus ausgelesen werden. Die zentralen Aufgaben der HV-Platine sind Bereitstellen einer Spannung und Messen der tatsächlichen Ausgangsspannung.

Im Rahmen einer Bachelorarbeit wurden die Revisionen A und B getestet, und gemessen wie genau die HV-Platinen diese Aufgabe erfüllen können [Mü11]. Der Testaufbau wurde genutzt, um die Platinen der Versionen C und D zu charakterisieren.

Thema einer Masterarbeit war der Aufbau einer automatischen Charakterisierungsstation, mit welcher alle relevanten Parameter aufgenommen und Funktionen getestet werden können [Sch13]. In einer weiteren Masterarbeit wurde die Ratenabhängigkeit der Versionen D und E/F verglichen [Mü13].

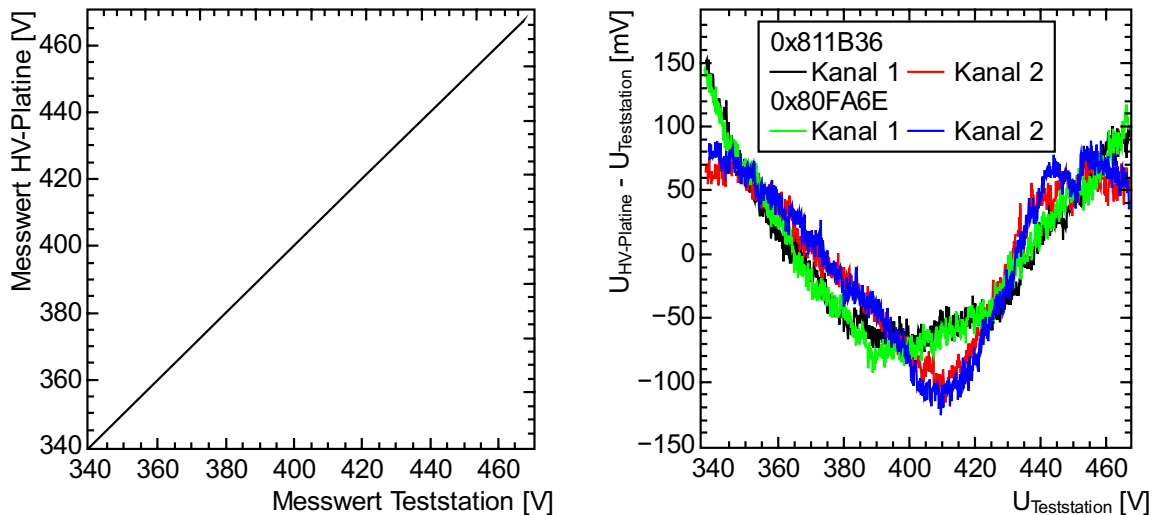
Abbildung 5.34(a) zeigt die mit der HV-Platine gemessene Spannung in Abhängigkeit der mit Teststation gemessenen Spannung. Da in dieser Darstellung keine Abweichung von einer Geraden zu erkennen ist, zeigt Abbildung 5.34(b) den Unterschied zwischen beiden Messwerten in Abhängigkeit der Spannung. Gezeigt sind von zwei exemplarischen Platinen jeweils beide Kanäle. Bei 10 untersuchten Platinen hat sich eine Abweichung von maximal  $\pm 200$  mV gezeigt. Bezogen auf die Ausgangsspannung entspricht dies einer Abweichung von maximal 0,06%.

### 5.4.5. Hauptplatine und Leitungstreiber

Die Hauptplatine ist die Schnittstelle der Frontendelektronik zur Außenwelt. HV-Platine und Vorverstärker sind auf der Hauptplatine aufgelötet. Eine schematische Übersicht über die funktionalen Gruppen der Hauptplatine zeigt Abbildung 5.35. Im Laufe dieser Arbeit wurden verschiedene Versionen entwickelt. Eine Übersicht über alle entwickelten Versionen findet sich im Anhang in Tabelle B.2.

Von außen ist an die Hauptplatine eine Spannungsversorgung angeschlossen. Auf der Hauptplatine werden diese gefiltert und mit Spannungsreglern auf die benötigten Werte geregelt. Auf der in Serie produzierten Version der Hauptplatine wurden die Spannungsregler MIC5235 verwendet. Diese sind kurzschlussfest und besitzen eine thermische Abschaltung bei Überlast. Die so erhaltenen Spannungen werden an alle Untereinheiten auf der Hauptplatine weitergegeben.

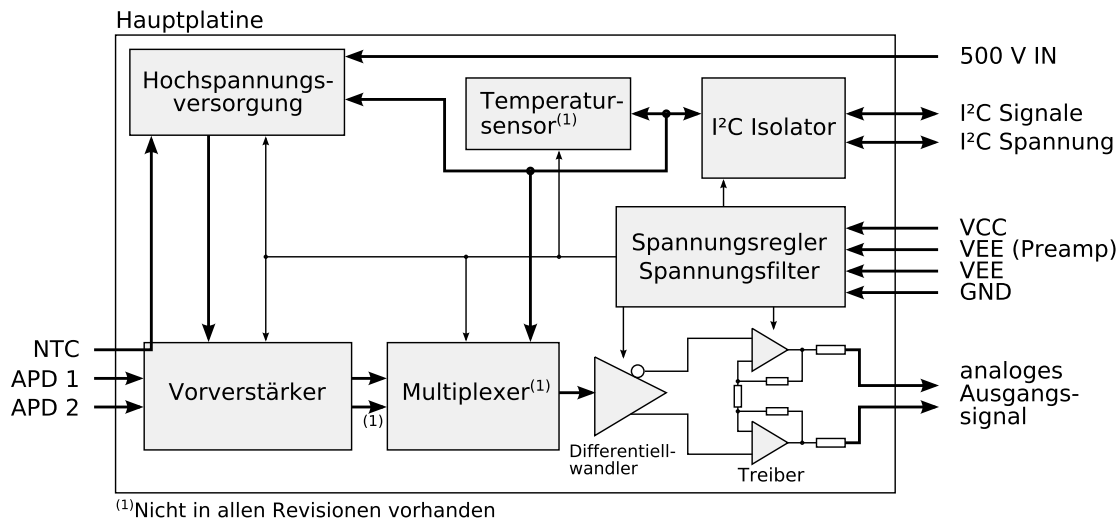




(a) Auf der HV-Platine gemessene Spannung gegen mit Teststation gemessener Spannung.

(b) Abweichung zwischen beiden Messwerten in Abhängigkeit der Spannung.

**Abbildung 5.34.:** Messung der Spannung mit der HV-Platine.



**Abbildung 5.35.:** Übersichtszeichnung der Hauptplatine der neuen Frontendelektronik. Erläuterungen siehe Text.

Neben der Niederspannungsversorgung ist ein Anschluss für 500 V vorhanden. Diese Spannung wird an die Platine zur Hochspannungsversorgung geführt. Auf dieser wird aus den zugeführten 500 V die Biasspannung der APDs generiert (siehe Abschnitt 5.4.4). Die Biasspannung wird über die Hauptplatine zum Vorverstärker geführt, an welchen die APDs angeschlossen sind.

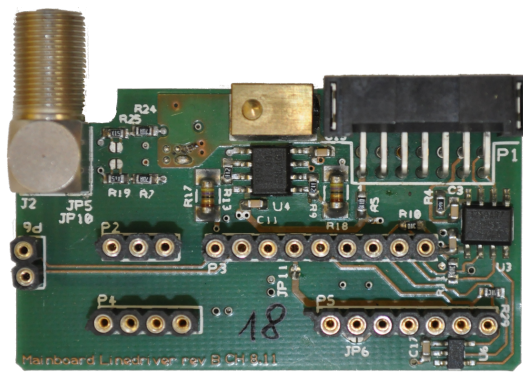
Die ersten Versionen des Vorverstärkers verfügten über einen Verstärkerschaltkreis, an den zwei APDs angeschlossen werden können. Diese Versionen haben dementsprechend einen Signalausgang. Spätere Versionen besitzen je einen Verstärkerschaltkreis pro APD, sodass zwei Signalausgänge vorhanden sind.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleselektronik

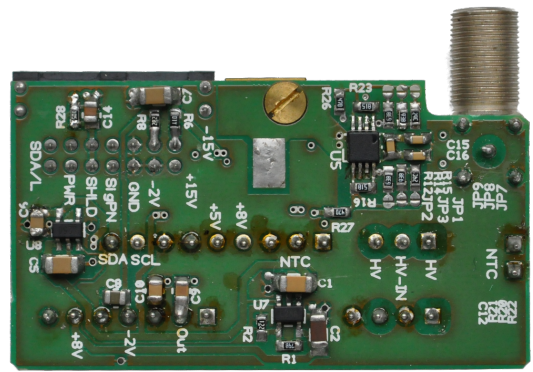
Auf den dazu passenden Revisionen der Hauptplatine ist ein Multiplexer vorhanden, der die Signale von APD 1, APD 2, den Mittelwert der Signale oder Masse an den Eingang des Leitungstreibers anschließen kann. Der Multiplexer wird genauer in Abschnitt 5.4.5.1 eingeführt, der Leitungstreiber in Abschnitt 5.4.5.2.

Der Multiplexer und die HV-Platine verfügen über digitale Komponenten, welche über den I<sup>2</sup>C-Bus angesteuert werden können. Um keine Masseschleife aufzubauen, ist der I<sup>2</sup>C-Bus galvanisch getrennt angeschlossen. Zu Diagnosezwecken ist ein digitaler Temperatursensor (MCP9802A5T) auf der Hauptplatine vorhanden. Dessen Messwerte werden ebenfalls über den I<sup>2</sup>C-Bus ausgelesen. Die Messung der Temperatur über NTC und ADC der HV-Platine bietet eine bessere Auflösung, allerdings sind diese Daten zunächst unkalibriert.

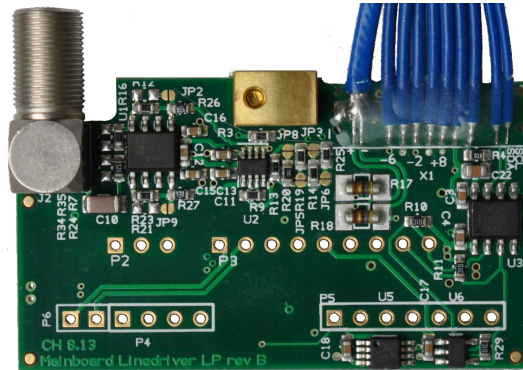
Abbildungen 5.36(a) und 5.36(b) zeigen Ober- und Unterseite der ersten Version, mit der



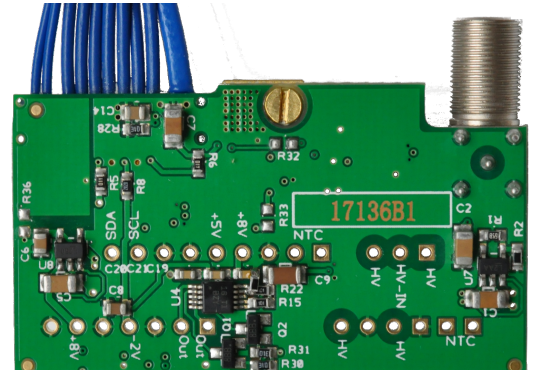
(a) Erste in Testdetektor verwendete Version, Oberseite.



(b) Erste in Testdetektor verwendete Version, Unterseite.



(c) Finale Version, Oberseite.



(d) Finale Version, Unterseite.

**Abbildung 5.36.:** Zwei Revisionen der Hauptplatine.

ein Testdetektor aufgebaut wurde. Abbildungen 5.36(c) und 5.36(d) zeigen die Platine, die in Massenproduktion für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeter hergestellt wurde. Die mechanische Fixierung des Mainboards am Gehäuse erfolgt über einen Messingwürfel, der an Mainboard und Gehäuse angeschraubt ist. Um eine bessere Wärmeabfuhr zu erreichen, ist der Würfel auf das Mainboard aufgelötet.

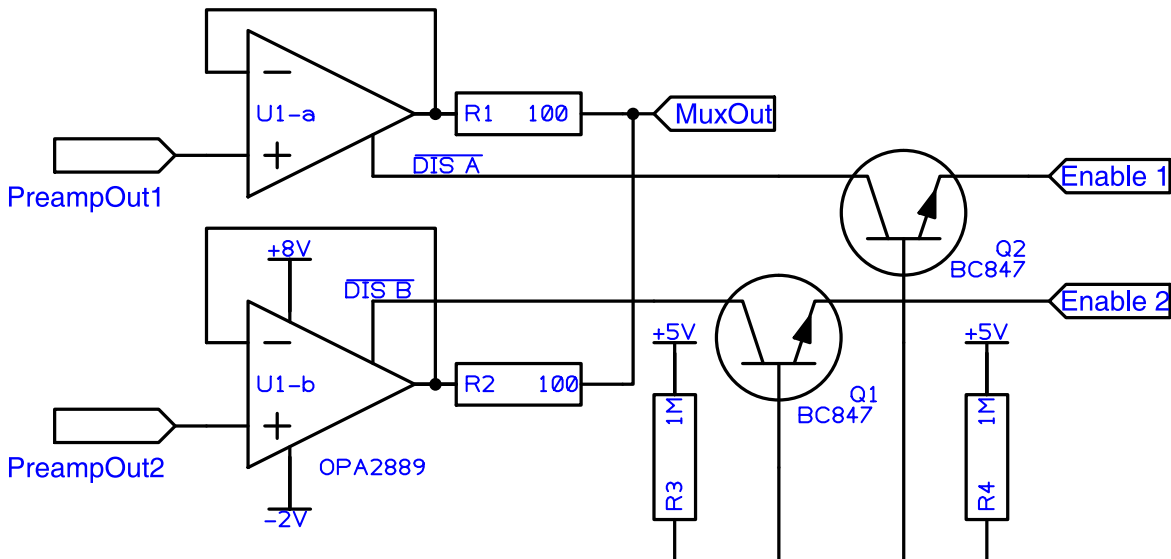


Abbildung 5.37.: Prinzipschaltbild der Vorverstärkersignalverarbeitung.

#### 5.4.5.1. Multiplexer

Die finale Version des Vorverstärkers verfügt für beide APDs über einen eigenen Verstärkerschaltkreis. Deren Signale über separate Leitungen zu übertragen, würde die Anzahl der Signalkabel verdoppeln.

Daher enthält die Hauptplatine einen Multiplexer für die beiden Analogsignale. Es kann das Signal der ersten APD, das der zweiten sowie deren Mittelwert übertragen werden. Zusätzlich können beide Signale deaktiviert werden. Diese Funktionalität erhöht die Betriebssicherheit: Fällt während des Betriebs des Kalorimeters bei einem Kristall eine APD oder ein Vorverstärker aus, kann dieser weiterhin verwendet werden. In dem Fall muss eine Verschlechterung der Performance in Kauf genommen werden. Weiterhin ist diese Funktion hilfreich beim Funktionstest während der Aufbauphase des Detektors. Die Funktionalität beider Vorverstärker kann separat getestet werden. Außerdem kann der Verstärkungsfaktor der APDs einzeln gemessen werden. Die Funktionsweise des Multiplexers wird im Folgenden erläutert.

Abbildung 5.37 zeigt ein Prinzipschaltbild der Signalverarbeitung. Die Ausgangssignale der Vorverstärker werden auf Operationsverstärker vom Typ OPA2889 gegeben, die mit einer Verstärkung von  $g = +1$  betrieben werden. Die Operationsverstärker können über eine Steuerleitung deaktiviert werden. Im deaktivierten Zustand hat der Ausgangspin eine hohe Impedanz.

Die Ausgänge der Operationsverstärker sind über zwei  $100\ \Omega$ -Widerstände zu einem Mittelpunkt verbunden. Diese können als Spannungsteiler zwischen den Ausgängen betrachtet werden. Sind beide Operationsverstärker aktiviert, ergibt sich für die Ausgangsspannung

$$U_{\text{Out}} = (U_1 - U_2) \frac{R_2}{R_2 + R_1} + U_2 = \frac{1}{2} (U_1 + U_2), \quad (5.53)$$

wobei  $U_1$  die Eingangsspannung des ersten (Schaltplan: PreampOut1) und  $U_2$  die Eingangsspannung des zweiten Operationsverstärkers (Schaltplan: PreampOut2). Ist Operationsverstärker 1 (Schaltplan: U1-a) deaktiviert, so muss dessen Ausgangsimpedanz zum Serienwider-

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

stand am Ausgang hinzugerechnet werden. Unter der Annahme, dass die Ausgangsimpedanz wesentlich größer ist als der Serienwiderstand, ergibt sich für die Ausgangsspannung

$$U_{\text{Out}} = (U_1 - U_2) \cdot 0 + U_2 = U_2. \quad (5.54)$$

Analog ergibt sich, dass die Ausgangsspannung  $U_1$  entspricht, wenn Operationsverstärker 2 (Schaltplan: U1-b) deaktiviert ist. Laut Herstellerangabe hat der OPA2889 bei einer ähnlichen Beschaltung im deaktivierten Zustand eine Isolation von 70 dB von Eingang zu Ausgang [Tex08a]. Dadurch kann ein Vorverstärker effektiv von der Signalverarbeitung getrennt werden. Messungen haben gezeigt, dass sich die Isolation der Schaltung verschlechtert, wenn die Eingangsamplitude im Bereich von einigen Volt liegt.

Angesteuert werden die Operationsverstärker von einem PCA9536 [NXP10b]. Dieser Chip verfügt über 4 IO-Ports, die per I<sup>2</sup>C angesteuert werden können. Um die Ausgänge zum Ansteuern des Operationsverstärkers zu verwenden, muss ein Pegelwandler zwischengeschaltet werden. Dazu wird ein bipolarer Transistor in Basisschaltung verwendet. Im Folgenden wird gezeigt, dass sich unter allen Umständen valide Pegel ergeben.

Nach dem Einschalten sind alle IO-Ports auf Eingang konfiguriert. In diesem Zustand ist ein 100 k $\Omega$ -Widerstand als Pull-Up an jeden Port angeschlossen [NXP10b]. Der Spannungspegel liegt also etwa bei der Versorgungsspannung, sofern die Last vernachlässigbar ist. Ist ein IO-Port als Ausgang konfiguriert, liegt der LOW-Pegel bei  $U_{\text{OL}} < 0,5 \text{ V}$ , der HIGH-Pegel mit  $U_{\text{OH}} > 4,1 \text{ V}$  bei einer Versorgungsspannung von  $V_{\text{DD}} = 4,5 \text{ V}$  und einer Last von 8 mA [NXP10b]. In der verwendeten Schaltung beträgt die Versorgungsspannung +5 V, und die Last ist deutlich kleiner. Für diesen Fall ist keine Herstellerspezifikation vorhanden. Eine Messung ergibt einen Pegel 4,95 V nach dem Einschalten am IO-Pin bei Betrieb in der Schaltung. Also mit Last, die durch die Schaltung entsteht.

Die Pegel des OPA2889 sind für eine Versorgungsspannung von  $\pm 5 \text{ V}$  angegeben. Um den Betrieb des Verstärkers unter allen Umständen sicherzustellen, muss 3,55 V [Tex08a] am Steuerpin anliegen. Um den Verstärker sicher zu deaktivieren, muss die Spannung 0,85 V [Tex08a] unterschreiten. Dem Ersatzschaltbild des Steuerpins ist zu entnehmen, dass dieser über 250 k $\Omega$  [Tex08a] zur positiven Versorgungsspannung gezogen wird.

Da der OPA2889 über keinen Massepin verfügt [Tex08a], mit dem das Referenzpotential festgelegt wird, sind die Spannungen relativ zur Versorgungsspannung von  $\pm 5 \text{ V}$  zu verstehen. Daraus folgt, dass sich die Schaltpegel um 3 V nach oben verschieben, wenn die Versorgungsspannung  $-2 \text{ V}/+8 \text{ V}$  statt  $\pm 5 \text{ V}$  beträgt. Die Ausgangspegel des PCA9536 erfüllen also nicht die Eingangspegel des OPA2889. Die Pegelwandlung erfolgt mit einem BC547 in Basisschaltung (siehe Abb. 5.37). Zwei IO-Pins des PCA9536 sind an die mit Enable gekennzeichneten Leitungen angeschlossen. Die Basis des Transistors wird über einen 1 M $\Omega$ -Widerstand (R3 bzw. R4) nach +5 V gezogen.

Nach dem Einschalten liegt am Ausgang des PCA9536 und damit am Emitter des Transistors (Q1 bzw. Q2) eine Spannung von 4,95 V. Die für das Durchschalten des Transistors nötige Basis-Emitter-Spannung von  $U_{\text{BE}} = 0,6 \text{ V}$  ist also deutlich unterschritten, und damit kann in den Kollektor kein nennenswerter Strom fließen. Der Pull-Up Widerstand im OPA2889 (nicht im Schaltplan gezeigt) stellt dessen Betrieb sicher.

Zum Deaktivieren des OPA2889 wird der entsprechende Pin des PCA9536 als Ausgang konfiguriert und auf LOW gesetzt. Die Spannung überschreitet dann nicht 0,5 V. Die Kollektor-Emitter-Sättigungsspannung beträgt maximal 200 mV (bei  $I_C = 10 \text{ mA}$ ,  $I_B = 0,5 \text{ mA}$ ) [NXP12]. Die Spannung am Kollektor beträgt also maximal 0,7 V. Die Schaltschwellen des

OPA2889 werden also in beiden Fällen eingehalten.

Die Schaltung zum Mitteln oder Umschalten der Vorverstärkersignale zeichnet sich insgesamt durch einige wichtige Eigenschaften aus:

- Nach dem Einschalten befindet sich die Schaltung im Standard-Betriebsmodus. Es muss also nicht zuerst über den Datenbus der Befehl für den entsprechenden Modus gesendet werden.
- Die Ruhe-Verlustleistung der Schaltung beträgt etwa 14 mW, trägt also nicht maßgebend zum Gesamtverbrauch des Frontends bei.
- Die Schaltung besteht aus nur 10 Bauteilen, sodass im Frontend wenig Platz verbraucht wird.

Um zu verstehen, warum das SNR durch die Mittelwertbildung verbessert wird, wird im Folgenden betrachtet, wie sich Signal und Rauschen bei der Mittelwertbildung verhalten.

Beide Vorverstärker sind an APDs angeschlossen, die sich am selben Kristall befinden. In erster Näherung sehen beide APDs ein Lichtsignal, das in Intensität und zeitlichem Verlauf identisch ist. Die Intensität des Szintillationssignals variiert entlang der Kristalloberfläche um höchstens 7%, an den Positionen der APDs um rund 1,5% [Enz11]. Der Verstärkungsfaktor der Vorverstärker wird über den Kondensator im Feedback definiert. Für die Fertigung wurden Kondensatoren mit einer Toleranz von  $\pm 0,25$  pF verwendet [Ste14], was einer Variation von 3,7% entspricht. Mit der Hochspannungsversorgung lässt sich der Verstärkungsfaktor im Bereich von  $G = 50$  in Schritten  $\Delta G/G = 0,4\%$  einstellen (siehe Abschnitt 5.4.4.2). Die Abklingzeitkonstante von 1  $\mu$ s ist um Größenordnungen größer als die Zeit, die das Licht zur Ausbreitung im Kristall braucht. Mit dem Brechungsindex von CsI(Tl) von  $n = 1,8$  [Sai07b] und einem Abstand der APDs von 4 cm ergibt sich maximal ein zeitlicher Unterschied von  $\Delta t = \Delta s \cdot n/c = 240$  ps. Die Intensität an beiden APDs ist also in erster Näherung identisch, der zeitliche Versatz zwischen den Signalen ist vernachlässigbar. Das Nutzsignal wird durch das Mitteln also praktisch nicht verändert, da der Mittelwert von zwei identischen Signalen gebildet wird.

Anders sieht es bei dem Rauschen aus. Dieses hat physikalische Ursachen in APD und Vorverstärker und ist ein statistisch zufällig verteiltes Signal. Daher addieren sich die Effektivwerte der Rauschamplituden quadratisch

$$U_{\text{Out,RMS}}^2 = \frac{1}{2} \left( U_{1,\text{RMS}}^2 + U_{2,\text{RMS}}^2 \right). \quad (5.55)$$

Sind die Rauschamplituden  $U_{1,\text{RMS}}$  und  $U_{2,\text{RMS}}$  von beiden Kanälen gleich, so ergibt sich ein Gesamtrauschen, das um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  geringer ist. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann sich also theoretisch um bis zu Faktor  $\sqrt{2}$  verbessern, gegenüber einer Auslese mit nur einer APD und einem Vorverstärker. In PSPICE-Simulationen wurde im Energiekanal ein um 15% verbessertes SNR gefunden, im Zeitkanal um 25% [Ste11]. Die Abweichung vom theoretischen Wert von 41% kann durch Rauschen in nachfolgenden Stufen begründet sein.

#### 5.4.5.2. Leitungstreiber

Nach der Frontendelektronik ist das nächste Element der Ausleseelektronik in einigen Metern Entfernung vorhanden. Die Analogsignale müssen über eine Strecke von etwa 10 m übertragen werden. Die maximale beobachtete Frequenz des Spektrums liegt bei rund  $f \approx 1,5$  MHz

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

(siehe Abschnitt 5.4.2). Da es sich bei der Messung um eine grobe Abschätzung der Größenordnung handelt, wird ein Faktor 10 Reserve einkalkuliert. Der Leitungstreiber soll also in der Lage sein, Frequenzen bis  $f \approx 15$  MHz ohne starke Verfälschung zu übertragen.

Um die Signalform nicht durch Reflexionen zu verändern, muss das Verhältnis von Anstiegszeit  $t_0$  zur doppelten Laufzeit  $2t_d$  sein [Fi03]. Ist die Laufzeit klein gegenüber der Anstiegszeit, so kann auf eine Terminierung verzichtet werden. Eine Frequenz von  $f = 15$  MHz entspricht einer Anstiegszeit von  $t_0 = 25$  ns. Für eine Strecke von  $l = 10$  m ergibt sich eine doppelte Laufzeit von  $2t_d = 100$  ns. Die Laufzeit liegt also deutlich über der doppelten Laufzeit. In diesem Fall ist die Leitung als Transmissionsleitung zu betrachten. Der Leitungstreiber ist so auszulegen, dass dieser die Impedanz der Leitung treiben kann.

Der Leitungstreiber muss genügend Strom treiben können, damit auch bei den maximal auftretenden Signalamplituden die Spannung am Ausgang nicht einbricht. Die Leitung hat eine differentielle Impedanz von  $100 \Omega$ . Für eine optimale Anpassung an Quelle und Empfänger an die Leitungsimpedanz muss je Leitung des differentiellen Paares an der Quelle eine Serienterminierung von  $R_S = 50 \Omega$  und am Empfänger eine Parallelterminierung zwischen den Leitungen von  $R_L = 100 \Omega$  vorhanden sein.

Zwischen positivem und negativem Ausgang des Leitungstreibers befindet sich also insgesamt ein Widerstand von  $200 \Omega$ . Für die Spannungen an den beiden Ausgängen gilt  $U_+ = -U_-$ . Daher liegt die Spannung in der Mitte der Parallelterminierung fest bei  $0$  V, und es fließt ein Strom, als ob die beiden Ausgänge jeweils über  $100 \Omega$  mit Masse verbunden wären. Bei einer Ausgangsamplitude von  $U_{\max} = 4$  V ergibt sich ein Strom von  $I_{\max} = 40$  mA. Dieser muss im linearen Betrieb erreicht werden können.

Durch den Leitungstreiber sollen möglichst geringe Einbußen in der Zeit- oder Energieauflösung entstehen. Daraus ergibt sich, dass der Leitungstreiber nicht wesentlich zum elektronischen Rauschen beitragen darf. Die Rauschspannungsdichte des Vorverstärkers liegt bei einer Frequenz von  $1$  MHz bei  $25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  (siehe Abschnitt 5.4.2).

Außerdem müssen Bandbreite und Anstiegsgeschwindigkeit ausreichend groß sein, um die Signale nicht zu verändern. Das Signal des Vorverstärkers erreicht 30% der Maximalamplitude nach  $500$  ns. In diesem Bereich ist der Anstieg des Signals annähernd linear. Bei einer Ausgangsamplitude von  $U_{\max} = 4$  V ergibt sich eine Anstiegsrate  $\dot{U} = 2,4 \text{ V}/\mu\text{s}$ . Die Kleinsignalbandbreite sollte die maximal auftretenden Frequenzen um einen Reservefaktor übersteigen.

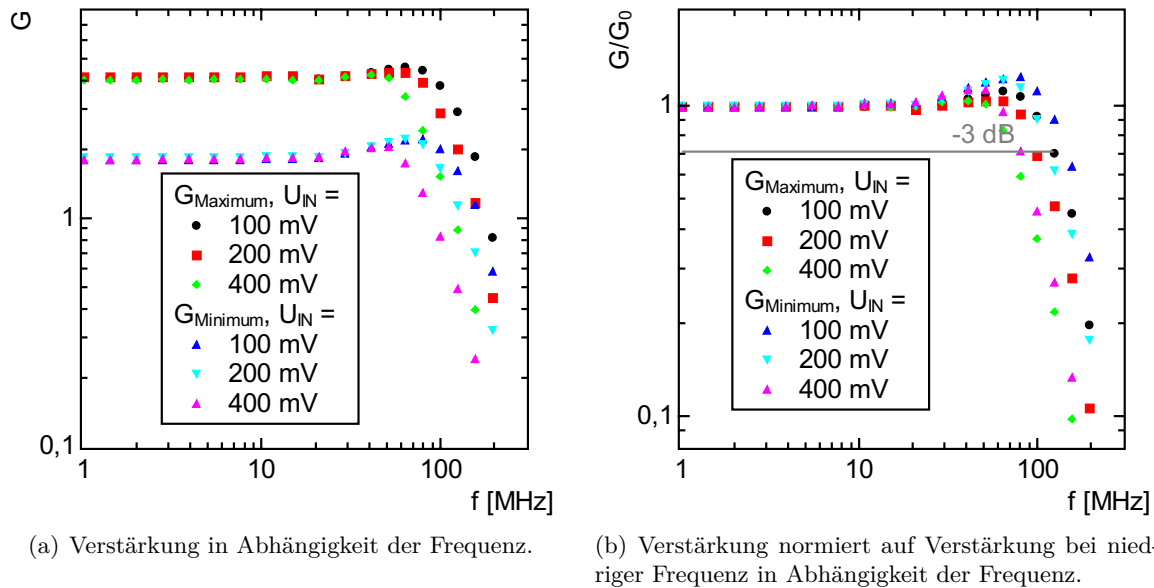
Der Leitungstreiber wurde so konstruiert, dass sein Verstärkungsfaktor durch lötbare Verbindungen auf der Platine einstellbar ist. Dadurch kann die Variation der Lichtausbeute der Szintillatorkristalle kompensiert werden.

Um möglichst immun gegen äußere Störeinflüsse zu sein, wird das Signal symmetrisch übertragen.

Abbildung 5.38 zeigt den gemessenen Frequenzgang des Leitungstreibers. Die Abhängigkeit ist für den minimalen und den maximalen Verstärkungsfaktor dargestellt, sowie für unterschiedliche Signalamplituden. Die Frequenz, bei der die Verstärkung um  $3$  dB abgefallen ist, liegt in allen Fällen über  $70$  MHz. Damit wird die Anforderung eingehalten.

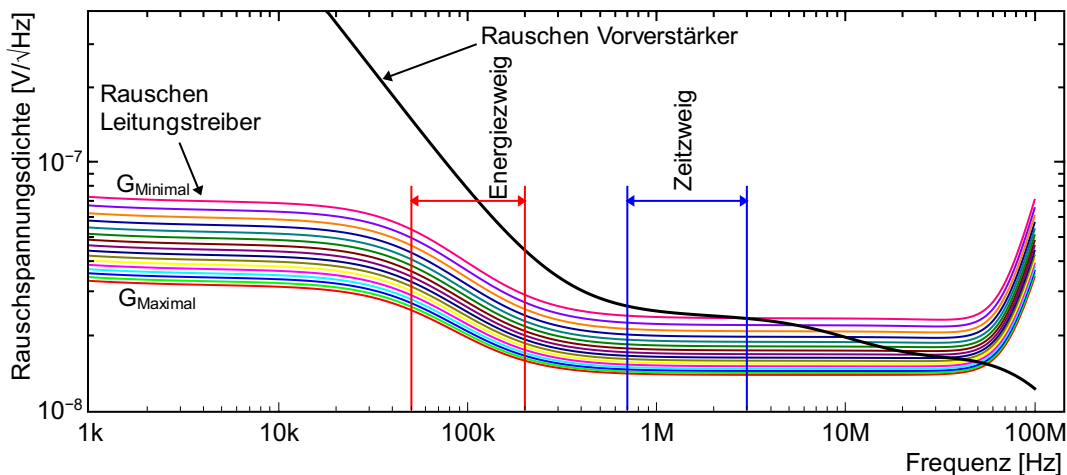
In der Signalkette sind als aktive Elemente die Operationsverstärker OPA2889, AD8137 und OPA2684 vorhanden. Deren Anstiegsraten sind zu  $250 \text{ V}/\mu\text{s}$ ,  $450 \text{ V}/\mu\text{s}$  beziehungsweise  $575 \text{ V}/\mu\text{s}$  spezifiziert. Die geforderte minimale Anstiegszeit wird also mit großer Reserve eingehalten, auch wenn berücksichtigt wird, dass die Maximalamplitude bei den ersten beiden Verstärkern Faktor  $1,5$  höher sein kann.

Der Ausgang des Operationsverstärkers OPA2684 ist über eine Serienterminierung and



**Abbildung 5.38.:** Frequenzgang der Verstärkung des Leitungstreibers.

die Übertragungsleitung angeschlossen. Dieser Verstärker ist spezifiziert, bei einer Last von  $100 \Omega$  am Ausgang Spannungen bis  $4 \text{ V}$  erzeugen zu können [Tex08b].



**Abbildung 5.39.:** Rauschspannungsdichte aus PSPICE Simulationen von Leitungstreiber und Vorverstärker. Daten zum Vorverstärker aus [Ste13b]. Es sind die Frequenzbereiche eingezeichnet, die im Energie- und im Zeitweig genutzt werden.

In PSPICE wurde das Rauschverhalten des Leitungstreibers simuliert. Abbildung 5.39 zeigt die berechnete Rauschspannungsdichte in Abhängigkeit der Frequenz für alle einstellbaren Verstärkungsfaktoren. Außerdem sind das simulierte Rauschen des Vorverstärkers eingezeichnet und die Frequenzbereiche, die für Zeit- und Energiezweig relevant sind. Im Energiezweig liegt das Rauschen des Leitungstreibers deutlich unterhalb dem des Vorverstärkers, so dass unter keinen Umständen eine Beeinträchtigung zu erwarten ist. Im Zeitweig ist bei großen Verstärkungsfaktoren der meiste Abstand zum Rauschen des Vor-

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

verstärkers vorhanden. Bei kleineren Verstärkungsfaktoren liegt die Rauschleistungsdichte in der Nähe von der des Vorverstärkers. Bei großen Verstärkungsfaktoren ist geringes Rauschen besonders wichtig, da diese bei lichtschwachen Detektoren verwendet werden, die ein entsprechend kleineres Signal liefern.

### 5.5. Messung und Übertragung der Betriebsparameter

Insgesamt sind folgende Digitalelemente pro Kristall in der Frontendelektronik vorhanden:

- zwei digitale Potentiometer zum Einstellen der Biasspannung (Sollwert)
- ein ADC zur Messung der Biasspannung (Istwert) sowie der Temperatur des NTCs
- ein Speicher mit einer Seriennummer zur Identifikation der HV-Platine
- ein IO-Port zur Auswahl des Mittelungsmodus
- ein vorkalibrierter Temperatursensor auf der Hauptplatine

Mit Ausnahme des Potentiometers, verfügen alle diese Elemente zum Datentransfer über das I<sup>2</sup>C-Interface. Die Adressen wurden so gewählt, dass pro Kristall ein gemeinsamer Datenbus verwendet werden kann. Das Potentiometer verfügt über ein Interface, welches dem I<sup>2</sup>C-Bus ähnlich ist, sodass gemeinsame Signalleitungen verwendet werden können. Einzige Einschränkung ist, dass ein standardkonformer I<sup>2</sup>C-Master nicht verwendet werden kann, um die gesamte Kommunikation mit den Potentiometern durchzuführen.

Im Rahmen einer Masterarbeit [Mü13] wurde ein FPGA-Design entwickelt, welches erlaubt, alle Komponenten anzusprechen und auszulesen. Die Auslese kann dabei automatisch zeitgesteuert erfolgen, sodass beispielsweise immer in einer Extraktionspause von ELSA die Übertragung der Daten erfolgt. Auch ist es möglich, zu einem bestimmten Zeitpunkt während der Extraktion die Digitalisierung der überwachten Parameter zu starten.

Der Datenbus ist am Gehäuse der Frontendelektronik galvanisch aufgetrennt. Dazu wird ein ADuM1250 verwendet. Für die weitere Übertragung aus dem Kalorimeter zum Backend werden jeweils 23 Kristalle zusammengefasst.

### 5.6. Charakterisierung der APDs

In die Schaltung zur Kompensation der Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors der APD fließen verschiedene Parameter der APD ein. Dies sind offensichtlich Spannungs- und Temperaturkoeffizient der APD aber auch Betrag und Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms. Dieser verursacht am Vorwiderstand einen Spannungsabfall, der die anliegende Biasspannung reduziert.

Um die Schaltung zur Temperaturkompensation für eine APD zu optimieren, müssen die Parameter der APD bekannt sein.

Die Genauigkeit der Kompensation wird durch drei Einflüsse limitiert:

- Genauigkeit des Verfahrens. Um die Temperaturabhängigkeit des Gains zu kompensieren, wird die Temperaturabhängigkeit eines NTCs verwendet. Die Temperaturabhängigkeit des NTCs stimmt nicht perfekt mit der der APD überein.



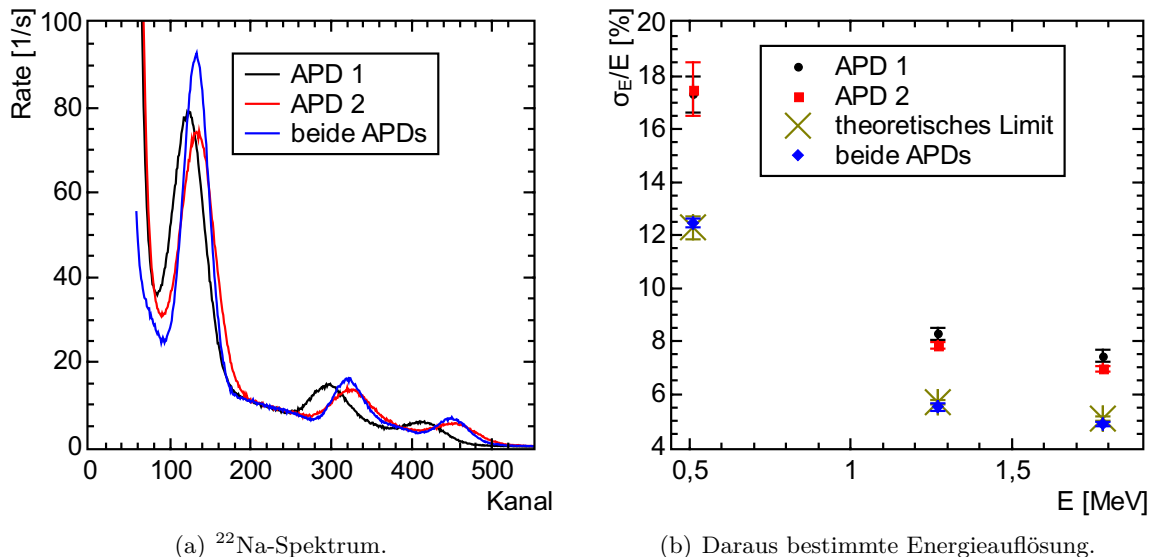
- Abweichung von der Schaltung durch Bauteiltoleranzen. Durch die Toleranzen der verwendeten Bauteile ergibt sich ein verändertes Verhalten der Kompensation gegenüber der idealen Schaltung.
- Abweichung der tatsächlichen Charakteristik der APD von der Charakteristik, die beim Auslegen der Kompensation angenommen wurde. Dieser Punkt gilt insbesondere dann, wenn die Kompensationsschaltungen aller APDs identisch aufgebaut sind.

Sofern die letzte Punkt gegenüber den ersten beiden vernachlässigbar ist, muss nicht für jede APD eine Kompensationsschaltung mit optimierten Parametern hergestellt werden.

Um dies beurteilen zu können, muss die Charakteristik von einer repräsentativen Menge der verwendeten APDs bekannt sein.

## 5.7. Einfluss einer zweiten APD

Durch eine zweite APD pro Kristall kann die Energieauflösung verbessert werden. Abbildung



(a)  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum.

(b) Daraus bestimmte Energieauflösung.

**Abbildung 5.40.:** Verbesserung der Energieauflösung durch zwei APDs pro Detektorkristall.

5.40(a) zeigt Pulshöhenspektren einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle. Es ist je ein Spektrum für die Fälle aufgetragen, dass nur die erste oder zweite APD ausgelesen wurde sowie dass beide APDs ausgelesen wurden. In diesem Fall wurde der Mittelwert der Vorverstärkersignale ausgewertet (vgl. Abschnitt 5.4.5).

Schon mit bloßem Auge erkennt man, dass die Peaks im Spektrum „beide APDs“ schmäler sind als in den beiden anderen Spektren.

Für eine quantitative Aussage wurden Gaußfunktionen an die Peaks angepasst und deren Standardabweichung als Auflösung verwendet. Abbildung 5.40(b) zeigt die Energieauflösung in Abhängigkeit der Energie für alle drei Fälle. Zusätzlich ist die durch das Verwenden beider APDs maximal mögliche Verbesserung aufgetragen. Die Werte dazu ergeben sich aus den Auflösungswerten der einzelnen APDs sowie der Annahme, dass die Auflösung durch einen statistisch verteilten Fehler begrenzt wird. Weiterhin wurde vereinfachend angenommen,

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

dass Peaks in den Spektren bei gleichen Kanälen liegen. Die erreichbare Auflösung wurde berechnet durch

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right)_{\text{theor.}} = \left( \left(\frac{\sigma E}{E}\right)_{\text{APD1}}^{-2} + \left(\frac{\sigma E}{E}\right)_{\text{APD2}}^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.56)$$

Die Werte der Auflösung für das simultane Auslesen beider APDs liegen innerhalb der Fehler verträglich mit den Werten aus Gleichung 5.56. Die Verbesserung der Auflösung liegt bei allen drei Energien bei rund 40%.

Da die Frontendelektronik es erlaubt, neben dem Mittelwert der Vorverstärkersignale auch nur ein Vorverstärkersignal anzuschließen, erhöht sich die Betriebssicherheit durch das Verwenden einer zweiten APD. Fällt eine APD oder ein Vorverstärker aus, kann dieser Kanal deaktiviert werden. Von dem betroffenen Detektorkristall steht weiterhin ein Signal zur Verfügung. Jedoch nur mit den Auflösungswerten, die mit einer APD erreicht werden.

### 5.8. Optimierung des Verstärkungsfaktors

In Abschnitt 5.4.3 wurde gezeigt, dass eine Abhängigkeit des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses vom Verstärkungsfaktor  $G$  zu erwarten ist. Hier sollen kurz die wesentlichen Ergebnisse wiederholt werden:

Im Rauschspektrum gibt es eine frequenzabhängige und eine frequenzunabhängige Komponente. Um den Verstärkungsfaktor zu erhöhen, muss, bei sonst konstanten Parametern, die Biasspannung erhöht werden. Die Stärke des frequenzunabhängigen Rauschens ist von der Biasspannung nahezu unabhängig, sofern die APD vollständig depletiert ist. Das frequenzabhängige Rauschen steigt, wenn die Biasspannung erhöht wird. Daraus folgt, dass es von der Biasspannung abhängt, welche Rauschkomponente bei einer gegebenen Frequenz dominant ist. Die Abhängigkeit von der Biasspannung entspricht, bei sonst konstanten Parametern, einer Abhängigkeit vom Verstärkungsfaktor.

Aus Rauschen und Signal ergibt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das für eine möglichst genaue Messung möglichst groß sein muss. Für ein maximales SNR existiert ein bestimmter Verstärkungsfaktor. Wird er reduziert, so verschlechtert sich das SNR durch ein kleineres Signal. Wird er erhöht, verschlechtert es sich durch stärkeres Rauschen.

Der Hersteller gibt in [Ham04] eine Formel zur Berechnung des optimalen Verstärkungsfaktors an. Diese Formel gilt für einen Transimpedanzverstärker, der ein Stromsignal in ein Spannungssignal umwandelt. Im Frontend werden jedoch ladungsempfindliche Verstärker verwendet, welche ein Ladungssignal in ein Spannungssignal umwandeln. Die Zusammensetzung des Rauschens beider Verstärker ist grundlegend verschieden. Beim ladungsempfindlichen Verstärker wird das Rauschen im hohen Frequenzbereich durch das thermische Rauschen im ersten jFET bestimmt. In die Stärke des Rauschens geht die Kapazität der APD proportional ein. In der Formel für das Rauschen bei Verwendung eines Transimpedanzverstärkers hingegen taucht die Kapazität der APD nicht auf. Es ist daher nicht ohne weiteres klar, dass der optimale Verstärkungsfaktor für beide Verstärkertypen gleich ist.

Die Kapazität ist annähernd als fester Wert zu betrachten, sofern die APD vollständig depletiert ist. Die Kapazität wird hauptsächlich durch den Aufbau der APD festgelegt. Im Arbeitsbereich ist nur eine geringe Abhängigkeit von der Biasspannung vorhanden [Urb14], sodass dieser Parameter als Konstante betrachtet werden kann.

Der Hersteller empfiehlt, die APD für ein optimales SNR bei einem Verstärkungsfaktor von  $G = 50$  zu betreiben.

Um nun für eine gegebene Temperatur den Verstärkungsfaktor für maximales Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu ermitteln, muss die Abhängigkeit des Excess-Noise-Faktors und des Dunkelstroms von der Biasspannung bekannt sein. Hier soll der empirische Weg gegangen werden, indem das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, die Energie- und Zeitauflösung bei verschiedenen Konfigurationen gemessen wird.

Einerseits soll die Energieauflösung im Energiekanal betrachtet werden. Dazu werden Photonen aus radioaktiven Quellen verwendet. Andererseits soll die Zeitauflösung im Zeitkanal gemessen werden. Dazu wird ein Lichtpuls verwendet, der die Signalform von CsI(Tl) imitiert. Zur Zeitmessung wird das Zeitsignal mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet. Das Oszilloskop ist so konfiguriert, dass es die Zeit zwischen Trigger-Signal des Lichtpulsers und dem Zeitpunkt ausgibt, zu dem das Zeitsignal eine eingestellte Schwelle überschreitet. Um vergleichbare Bedingungen bei allen Messungen zu haben, wurde diese Schwelle immer auf 50% der Signalamplitude eingestellt.

In der ersten Messreihe wurde lediglich der Verstärkungsfaktor der APD im Bereich von  $G = 40$  bis  $G = 200$  variiert. Der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers wurde konstant gehalten.

Betrachtet man bei dieser Messreihe den dynamischen Bereich in der Einheit MeV, wird dieser also um so kleiner, je größer der Verstärkungsfaktor der APD ist. Der sinnvolle Wert für den dynamischen Bereich des Vorverstärkers ergibt sich aber aus den Energieeinträgen, die je Kristall zu erwarten sind, und ist damit von Verstärkungsfaktor der APD unabhängig. Daher wurde für eine abschließende Beurteilung in der zweiten Messreihe zusätzlich der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers angepasst. Es wurden Messungen in den Konfigurationen  $G_{\text{APD}} = 50$ ,  $G_{\text{Vorverstärker}} = 147 \frac{\text{V}}{\text{nC}}$  und  $G_{\text{APD}} = 100$ ,  $G_{\text{Vorverstärker}} = 74 \frac{\text{V}}{\text{nC}}$  durchgeführt.

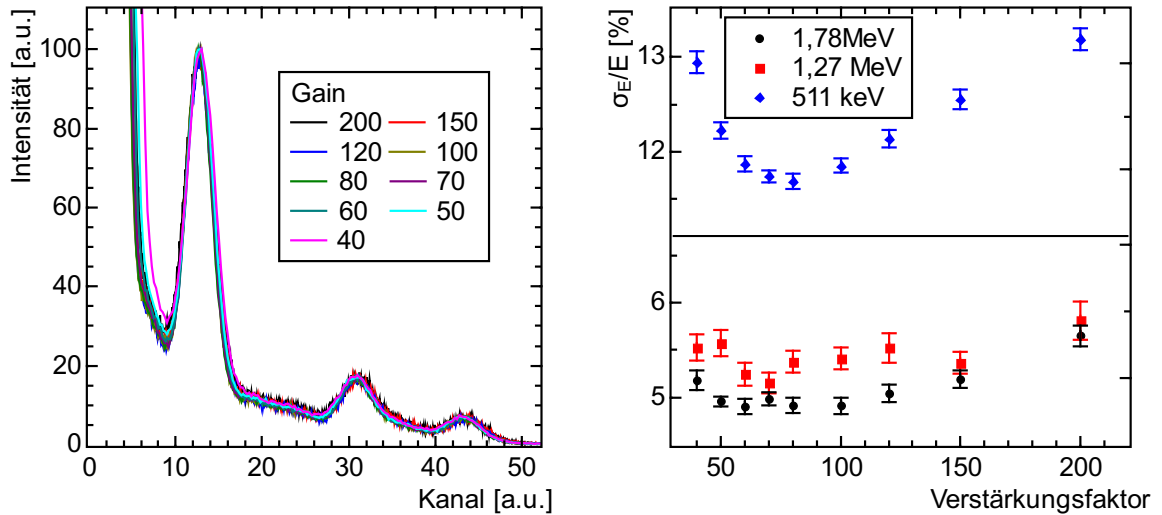
Energie- und Zeitweig nutzen unterschiedliche Bereiche des Frequenzspektrums des Signals. Das Maximum im Verstärkungsfaktor des Energiefilters liegt bei 120 kHz, das des Zeitfilters bei 3 MHz, sodass unterschiedliche Optima für den Verstärkungsfaktor  $G$  möglich sind.

### 5.8.1. Energieauflösung im MeV-Bereich

Abbildung 5.41(a) zeigt das Spektrum einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle, aufgenommen mit einem MCA. Das Spektrum wurde bei unterschiedlichen APD-Verstärkungsfaktoren im Bereich  $G = 40$  bis  $G = 200$  aufgezeichnet. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren normiert, sodass sie zu unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren übereinander liegen. Die Breite der drei Linien unterscheidet sich nur gering. Die Energieauflösung zeigt in dieser Messung keine deutliche Abhängigkeit vom Verstärkungsfaktor der APD.

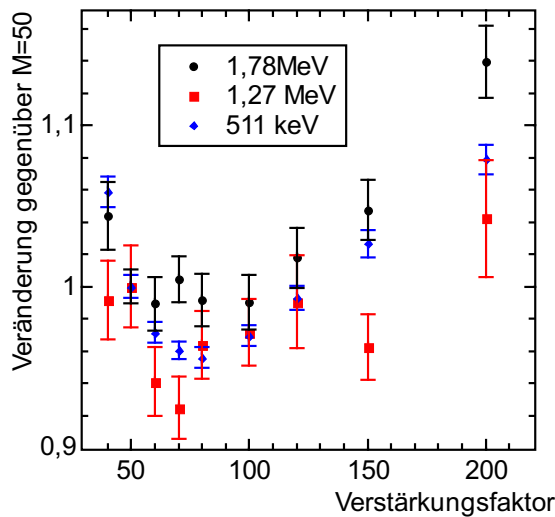
Für eine quantitative Analyse wurde an jeden der drei Peaks im Energiespektrum eine Gaußfunktion angepasst. Die so erhaltenen Breiten  $\sigma$  sind in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors  $G$  in Abbildung 5.42 dargestellt. Die Kurven zu allen Energien zeigen ein Minimum im Bereich  $G \approx 70..80$ . Für die 1,78 MeV-Linie beträgt die Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E} = (4,95 \pm 0,05)\%$  bei  $G = 50$ . Der niedrigste Wert wird bei  $G = 100$  erreicht und beträgt  $\frac{\sigma_E}{E} = (4,91 \pm 0,09)\%$ . Für die 511 keV-Linie ergibt sich  $\frac{\sigma_E}{E} = (12,23 \pm 0,09)\%$  bei  $G = 50$ , sowie  $\frac{\sigma_E}{E} = (11,69 \pm 0,08)\%$  bei  $G = 80$ . Zum Vergleich sei die Verbesserung durch Verwenden einer zweiten APD pro Kristall erwähnt. Die Auflösung der 511 keV-Linie verbessert sich von  $\frac{\sigma_E}{E} = (17,3 \pm 0,7)\%$  zu  $\frac{\sigma_E}{E} = (12,45 \pm 0,15)\%$ , die der 1,78 MeV-Linie von  $\frac{\sigma_E}{E} = (7,43 \pm 0,22)\%$  zu

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



(a) MCA-Spektrum einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle bei unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren.

(b) Daraus extrahierte Auflösung.



(c) Messreihen energieweise auf den Wert bei  $G = 50$  normiert.

**Abbildung 5.41.:** Graphen zur Abhängigkeit der Energieauflösung vom Verstärkungsfaktor der APD.

$$\frac{\sigma_E}{E} = (4,87 \pm 0,08)\%$$

Neben der Energieauflösung kann noch das elektronische Grundrauschen betrachtet werden. In Abbildung 5.42(a) ist der untere Bereich des Spektrums gezeigt, in dem das elektronische Rauschen sichtbar wird. Hier ist eine Abhängigkeit vom Verstärkungsfaktor direkt sichtbar. Das niedrigste Rauschen zeigt sich bei Verstärkungsfaktoren im Bereich 80 bis 120. Darunter und darüber liegt das Rauschen bei höheren Kanälen.

Für eine quantitative Analyse wurde der Kanal bestimmt, bei dem das Rauschen 60% der Intensität des 511 keV-Peaks beträgt. Die bestimmten Werte sind in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors in Abb. 5.42(b) dargestellt.

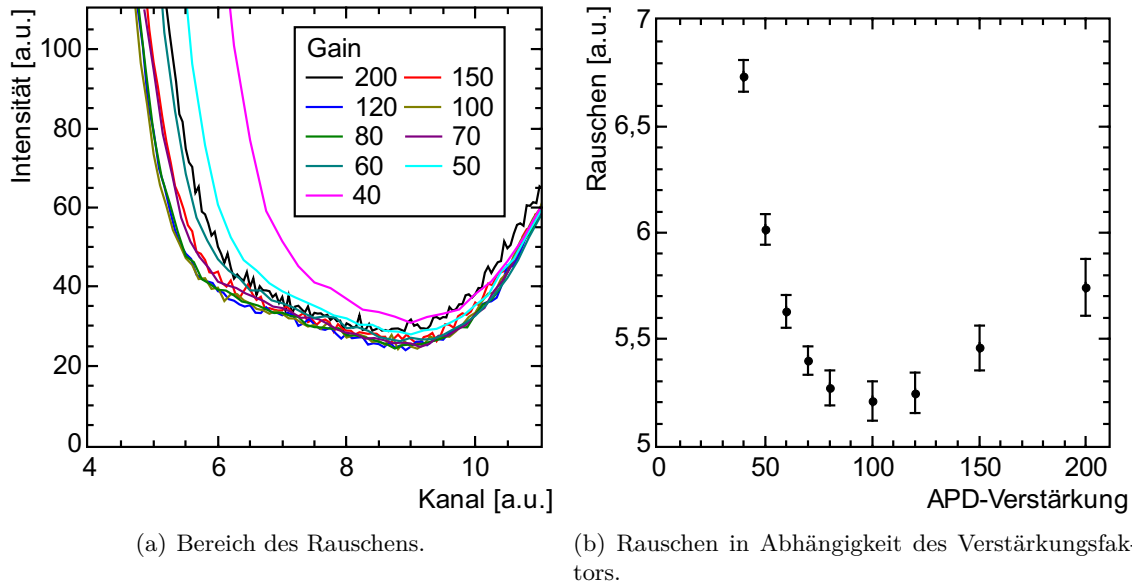


Abbildung 5.42.: Rauschen in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors der APD.

### 5.8.2. Zeitauflösung in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors

Um die Abhängigkeit der Zeitauflösung vom Verstärkungsfaktor zu messen, wurde ein Lichtpuls verwendet, der die Signalform des Szintillationslichts imitiert. Abbildung 5.43(b) zeigt Signale im Zeitkanal für beide Fälle. Zwar gibt es deutliche Unterschiede im abklingenden Teil des Signals, die steigende Flanke ist jedoch sehr ähnlich. Aus dieser wird die Zeitinformation extrahiert. Nach [Leo94a] kann die Zeitauflösung  $\sigma_t$  eines Signals berechnet werden durch

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\left| \frac{dU}{dt} \right|}, \quad (5.57)$$

wobei  $\sigma_{\text{noise}}$  die Rauschamplitude des Signals ist und  $\frac{dU}{dt}$  die Änderungsrate des Signals zum Zeitpunkt der Zeitmessung. Sofern Einflüsse des Kristalls vernachlässigt werden können, die das Rauschen vergrößern, ist bei den Lichtpulsersignalen eine vergleichbare Zeitauflösung zu erwarten.

Für die Messung wurde die Intensität so eingestellt, dass die Amplitude einem Energieeintrag von rund 30 MeV entspricht. Abbildung 5.43(a) zeigt die gemessenen Auflösungswerte.

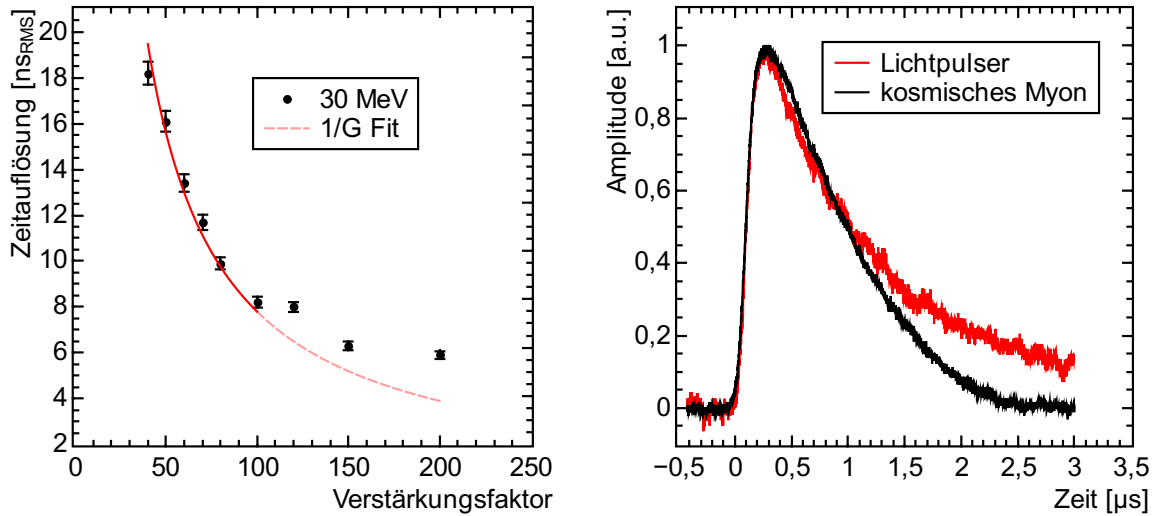
Gemäß Gleichung 5.42 ist die Stärke des Rauschens im hohen Frequenzbereich unabhängig vom Verstärkungsfaktor. Das Signal hingegen ist proportional zum Verstärkungsfaktor (Gleichung 5.39). Da sich durch die Verstärkung der zeitliche Verlauf des Signals nicht ändert, ist ebenfalls

$$\frac{dU}{dt} \propto G. \quad (5.58)$$

Mit Gleichung 5.57 folgt, dass die Zeitauflösung  $\sigma_t$  antiproportional zum Verstärkungsfaktor ist, sofern das Schrotrauschen keine signifikanten Beiträge liefert. An die Messwerte bis  $G = 100$  wurde eine Funktion  $\sigma(G) = \frac{a}{G}$  angepasst. Bis  $G = 100$  passt die Kurve gut an die

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Daten, darüber liegen die Messwerte oberhalb der Kurve. Das Schrotrauschen scheint also etwa ab einem Verstärkungsfaktor von  $G = 100$  auch im Zeitkanal relevant zu werden.



(a) Zeitauflösung in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors bei fester Amplitude. Rote Linie: Fit an die Daten bis  $G = 100$ .

(b) Vergleich der Pulsformen von Szintillationslicht und Lichtpulser.

**Abbildung 5.43.:** Messungen zur Verstärkungsabhängigkeit der Zeitauflösung mit dem Lichtpulser.

### 5.8.3. Zeit- und Energieauflösung bei konstantem dynamischen Bereich

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, dass sich im untersuchten Energiebereich ( $0,5 \text{ MeV} < E_\gamma < 2 \text{ MeV}$ ) die beste Energieauflösung bei einem Verstärkungsfaktor im Bereich  $G \approx 70 \dots 80$  ergibt. Im Zeitkanal verbessert sich die Zeitauflösung mit steigendem Verstärkungsfaktor  $G$ . Im Idealfall sollte eine Auslekette so aufgebaut sein, dass so früh wie möglich so sehr verstärkt wird, dass nur die ersten Elemente zum Rauschen Beiträge liefern. Praktisch ergeben sich Einschränkungen, wie genau dieser Fall erfüllt werden kann. Je größer der dynamische Bereich ist, desto geringer kann die Verstärkung der ersten Stufe sein. Für einen gegebenen dynamischen Bereich ergibt sich damit eine Beschränkung auf den Verstärkungsfaktor.

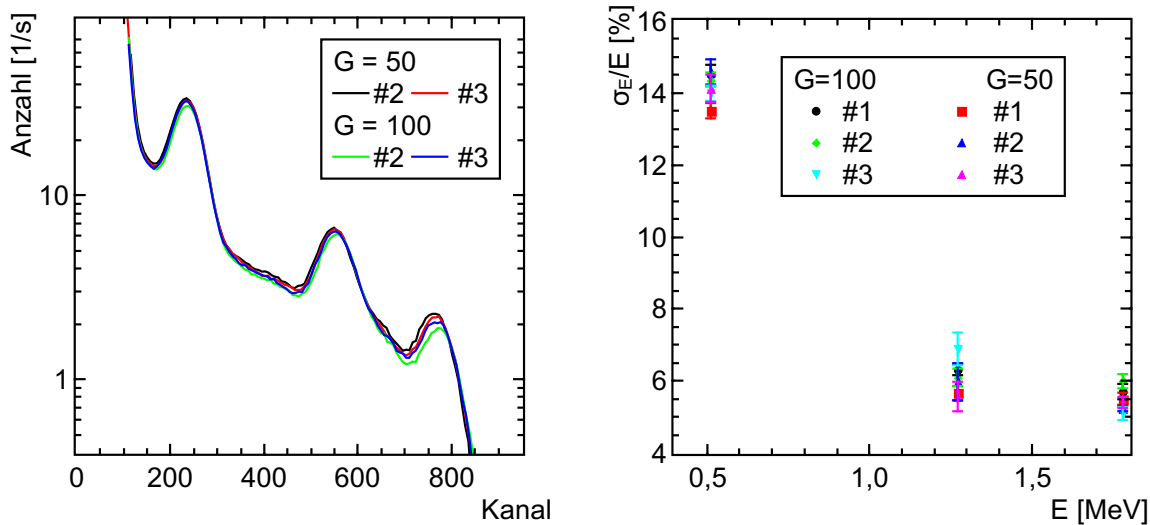
Im vorherigen Abschnitt wurde lediglich der Verstärkungsfaktor der APD variiert. Für einen realistischen Vergleich verschiedener Verstärkungsfaktoren muss jedoch gleichzeitig der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers so angepasst werden, dass der dynamische Bereich des Frontends unverändert bleibt.

Dazu muss das Feedback des Operationsverstärkers angepasst werden. Beim Umbauen des Frontends besteht immer die Möglichkeit, dass sich systematische Einflüsse verändern, durch die die Ergebnisse nicht mehr vergleichbar sind. Beispielsweise trägt Licht aus dem Labor zum niederfrequenten Rauschen bei. Durch eine veränderte Temperatur des Frontends ergeben sich veränderte Rauschwerte im hohen Frequenzbereich.

Daher wurde der untersuchte Kristall mehrfach umgebaut, sodass ein Maß für die Stärke der systematischen Einflüsse erhalten wird.

Die Verstärkungsfaktoren von APD und Vorverstärker sind nicht perfekt aufeinander abge-

stimmt. Aus der Kalibrierung mit radioaktiven Präparaten ergibt sich eine um 4,4% größere Gesamtverstärkung bei  $G = 100$ . Zur Einschätzung der Messgenauigkeit sei erwähnt, dass sich in den wiederholten Messungen mit gleicher Konfiguration Schwankungen im Bereich 0,5 – 1% ergeben haben.



(a) Gemessene  $^{22}\text{Na}$ -Spektren in beiden Konfigurationen.

(b) Aus den Spektren bestimmte Energieauflösung.

**Abbildung 5.44.:** Unterschied der Energieauflösung bei Verstärkungsfaktoren  $G = 50$  und  $G = 100$  bei konstantem dynamischen Bereich.

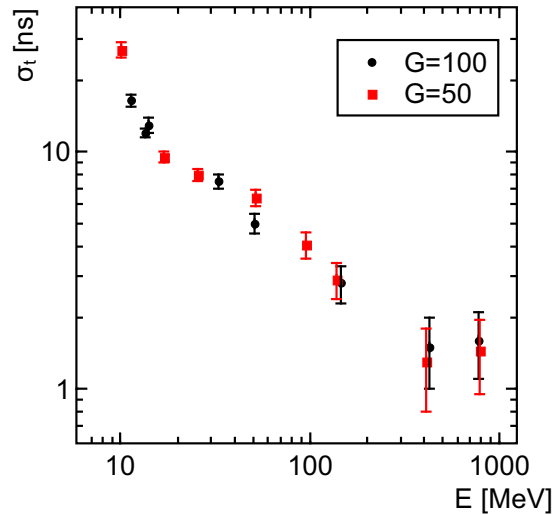
Abbildung 5.44(a) zeigt die gemessenen Spektren für die beiden Konfigurationen mit  $G = 50$  und  $G = 100$ . Um die Spektren leichter vergleichen zu können, wurden die Spektren zu  $G = 100$  um den Unterschied der Gesamtverstärkung in den MCA-Kanälen gestaucht. In Abbildung 5.44(b) sind die daraus extrahierten Auflösungswerte gezeigt. Innerhalb der Messgenauigkeit stimmen die Werte für die verschiedenen Verstärkungsfaktoren überein. Im Vergleich zu den Messwerten aus Abbildung 5.41(b) fällt auf, dass in dieser Messung allgemein schlechtere Werte erreicht werden. Eine mögliche Erklärung ist das Ablösen der angeklebten APDs. Dies verursacht einen schlechten optischen Kontakt und damit eine verschlechterte Lichtsammel-effizienz. Das Ablösen wurde bei späteren Messungen beobachtet. Ob die APDs in dieser Messung teilweise abgelöst waren, lässt sich nicht mehr rekonstruieren.

Die Zeitauflösung wurde wieder mit Hilfe des Lichtpulsers bestimmt. Abbildung 5.45 zeigt die gemessenen Werte in Abhängigkeit der Energie für  $G = 50$  und  $G = 100$ . Es ist kein signifikanter Unterschied sichtbar.

Als weiterer Maßstab sei das Spannungsrauschen in Einheiten von Energie angegeben. Dazu wurde mit einem Digitaloszilloskop (2 GHz, 5 GSPS) der Effektivwert der Rauschspannung bestimmt. Die Energiekalibrierung im Energiekanal wurde je Datensatz separat aus den Positionen der Gamma-Linien bestimmt.

Um diese Kalibrierung auf den Zeitzweig übertragen zu können, wurden kosmische Myonen genutzt, um die Amplitudenverhältnisse beider Zweige zu bestimmen. Das radioaktive Präparat kann hier nicht verwendet werden, da sich die Linien nicht aus dem Rauschen

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



**Abbildung 5.45.:** Zeitauflösung bei Verstärkungsfaktoren  $G = 50$  und  $G = 100$  bei unverändertem dynamischen Bereich.

abheben.

Tabelle 5.3 zeigt die Messergebnisse. Sowohl im Energie- als auch im Zeitzweig zeigt sich

Messung	Rauschen im Zeitkanal [MeV]	Rauschen im Energiekanal [keV]	$\vartheta$ [°C]
$G = 100$ #1	1,96	64,57	30,44
$G = 50$ #1	2,07	68,22	29,9
$G = 100$ #2	2,02	66,73	29,4
$G = 50$ #2	2,00	65,89	29,94
$G = 100$ #3	2,00	65,89	29,4
$G = 50$ #3	2,10	69,27	29,7
Mittel 50	2,06	67,79	29,85
Standardabweichung	0,05	1,73	0,13
Mittel 100	1,99	65,73	29,75
Standardabweichung	0,03	1,09	0,6

**Tabelle 5.3.:** Rauschen im Zeit- und Energiekanal bei Messungen mit Verstärkung  $G = 50$  und  $G = 100$  bei konstantem dynamischen Bereich.

im Mittel bei  $G = 100$  eine um 3% geringere Rauschspannung. Ein Unterschied in dieser Größenordnung ist jedoch schon aufgrund der um 4,4% größeren Gesamtverstärkung zu erwarten. Weiter ist zu beachten, dass die statistischen Schwankungen in der gleichen Größenordnung liegen.

Für eine genauere Aussage müsste der statistische Fehler reduziert werden. Hier kann festgehalten werden, dass durch eine Verstärkung der APD von  $G = 100$  eine Verbesserung von  $< 5\%$  ergibt, sofern die Gesamtverstärkung unverändert bleibt.



#### 5.8.4. Zusammenfassung - Optimierung des Verstärkungsfaktors

Zur Bestimmung des optimalen Verstärkungsfaktors der APD wurden zwei Messungen durchgeführt. Zunächst wurde der Vorverstärker nicht modifiziert. Hier hat sich gezeigt, dass sich die Zeitauflösung mit steigendem Verstärkungsfaktor verbessert, wobei das Optimum oberhalb des untersuchten Bereichs ( $40 \leq G \leq 200$ ) zu liegen scheint.

Im Energiekanal wird bei niedrigen Photonenergien die beste Auflösung bei  $G = 60 \dots 70$  erreicht. Die Abhängigkeit ist jedoch vergleichsweise gering. Bei  $G = 120$  wird eine ähnliche Auflösung wie bei  $G = 50$  erreicht.

Außerdem wurden weitere Messungen durchgeführt, bei denen die Gesamtverstärkung von APD und Vorverstärker konstant gehalten wurde, um in den Messungen den dynamischen Bereich der Frontendelektronik nicht zu verändern.

Hier wurden die beiden Fälle  $G = 50$  und  $G = 100$  verglichen. Ein signifikanter Vorteil einer Konfiguration konnte nicht gefunden werden. Als obere Schranke ergibt sich aus den Messungen ein Unterschied von rund 4,4%.

Diese Ergebnisse stehen im Widerspruch zu den Vorhersagen, die im Abschnitt über das elektronische Rauschen getroffen wurden (Abschnitt 5.4.3). Eine mögliche Erklärung ist eine weitere Rauschquelle, die in der Rechnung nicht berücksichtigt wurde. Da das Mitteln der Signale zweier Vorverstärker eine Verbesserung der Auflösung bringt, scheint die limitierende Rauschquelle in den Vorverstärkern zu liegen.

Eine Abweichung vom vorhergesagten Rauschverhalten zeigt sich im Frequenzbereich von  $f > 1$  MHz (siehe Abbildung 5.17). Auch in anderen Messungen am Vorverstärker wurde schon beobachtet, dass das Rauschspektrum oberhalb von  $f = 1$  MHz nicht flach ist, sondern kurzzeitig wieder ansteigt [Dri12, Ste11].

In den Kristallen im Rückwärtsbereich wird deutlich weniger Energie deponiert als in den Kristallen in Vorwärtsrichtung. In den vordersten Kristallen sind bei Compton-Streuung am Proton kinematisch rund  $E_{K, \max} \approx 2,2$  GeV möglich, Detektoren in der Rückwärtshälfte des Kalorimeters erhalten in einzelnen Ereignissen jedoch nicht mehr als  $E_{K, \max} \approx 700$  MeV. Es könnte also die Elektronik für beide Hälften identisch aufgebaut werden, jedoch bei einem Teil der Detektorkristalle ein höherer Verstärkungsfaktor gewählt werden, um das Rauschen im Zeitkanal zu reduzieren und die Zeitauflösung zu verbessern.

## 5.9. Timingfilter

Mit dem Szintillationslicht der CsI(Tl)-Kristalle ergibt sich für das Ausgangssignal des Vorverstärkers ein vergleichsweise langsames Signal. Nach rund  $10 \mu\text{s}$  erreicht das Signal das Maximum. Das Signal hat eine Abklingzeitkonstante von rund  $60 \mu\text{s}$ . Die Amplitude eines exponentiell abklingenden Signals ist nach  $4,6 \cdot \tau$  auf 1% abgefallen. Bis ein Puls eines Energieeintrags von 1 GeV auf eine Amplitude abgefallen ist, die einem Eintrag von 10 MeV entspricht, dauert es rund  $300 \mu\text{s}$ . Würde dieses Signal direkt auf einen Schwellen-Diskriminator gegeben, ergäbe sich eine entsprechend große Totzeit. Außerdem würde das extrahierte Zeitsignal einen Walk aufweisen, der im ungünstigsten Fall der Anstiegszeit des Signals entspricht.

Daher werden Signalfilter eingesetzt, um Pulse zu erzeugen, die besser für eine Zeitmessung geeignet sind. Es werden CR-(RC)<sup>2</sup>-Filter verwendet. Der Schaltplan ist in Abbildung 5.47 dargestellt, die Ausgangssignale von Vorverstärker (rot) und Filter (schwarz) in Abbildung 5.46. Es wurde ein Entwurf übernommen, der an der Universität Basel entwickelt wurde

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

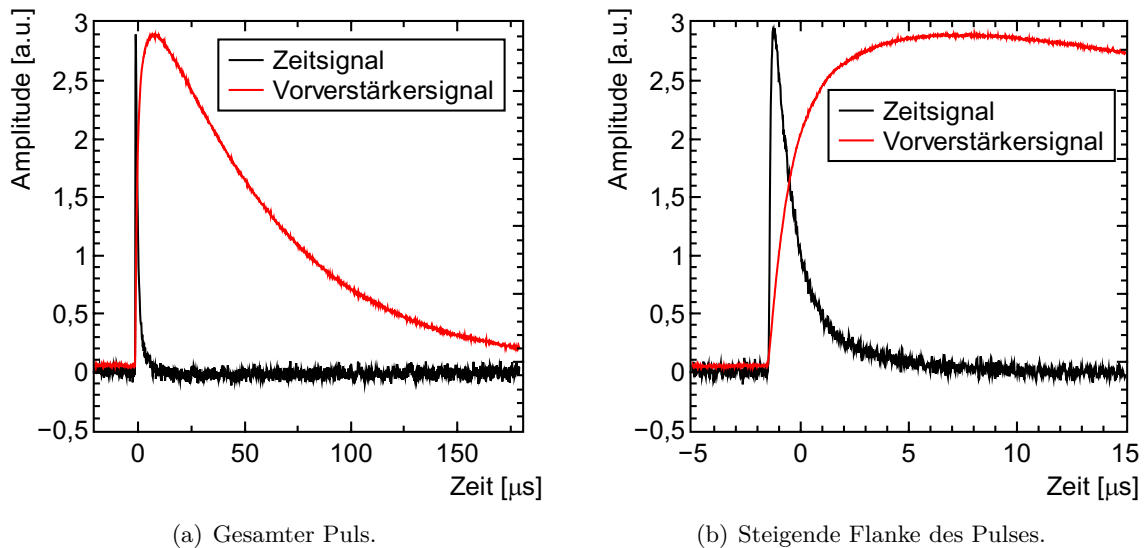


Abbildung 5.46.: Signalform am Ausgang des Vorverstärkers.

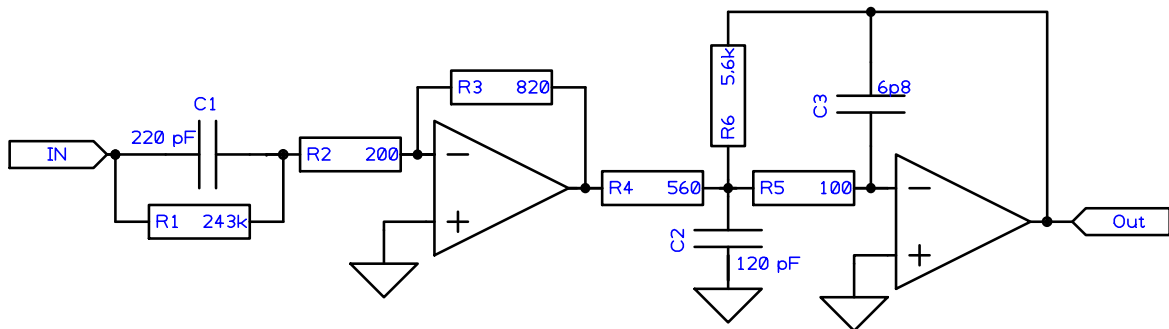
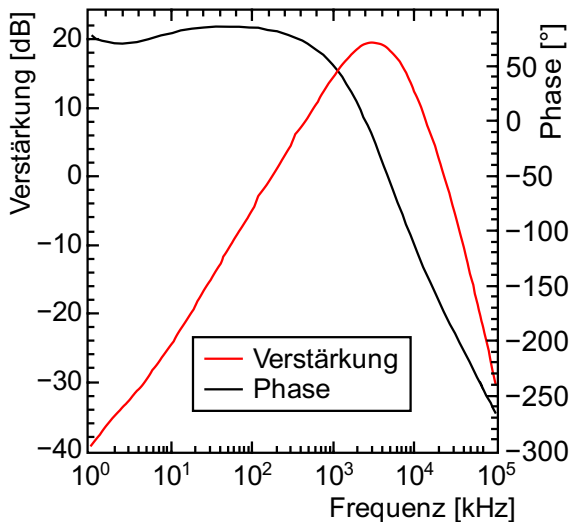


Abbildung 5.47.: Schaltplan des Timingfilters.

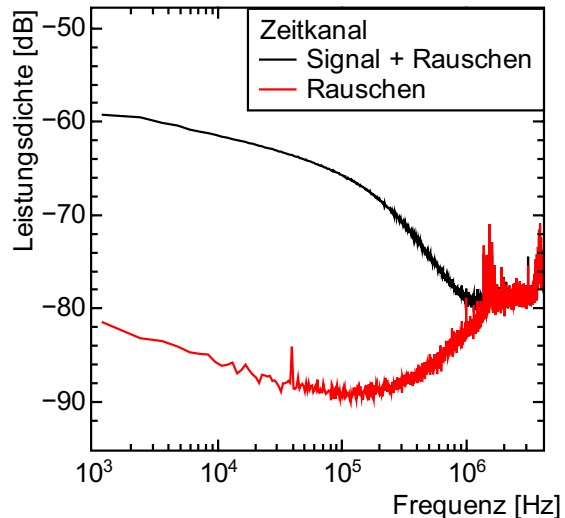
[Ste10]. Die Basisschaltung wurde um verschiedene Schaltungselemente erweitert. Bevor auf diese genauer eingegangen wird, wird der Filter genauer beschrieben.

Abbildung 5.48 zeigt das Bode-Diagramm des Filters. Der Filter hat die maximale Verstärkung bei  $f = 3,2$  MHz. Zu niedrigen Frequenzen hin fällt das Signal mit rund 20 dB pro Oktave ab, zu hohen Frequenzen mit rund 40 dB pro Oktave.

Für Szintillationssignale des Vorverstärkers ergeben sich am Ausgang des Signalfilters Pulse mit einer Anstiegszeit von rund 300 ns [Ste10]. Die Abklingzeitkonstante beträgt etwa  $1 \mu\text{s}$ . Das Leistungsspektrum des Signals ist in Abbildung 5.49 gezeigt. Es wurde wie das Leistungsspektrum des Signalfilters im Energiezweig mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet (siehe Abbildung 5.4, Abschnitt 5.1.3). Hier erkennt man bei niedrigen Frequenzen deutliche Beiträge des Signals. Zu hohen Frequenzen werden die Beiträge des Signals kleiner, bis ab rund  $f = 1,6$  MHz kein signifikanter Beitrag des Signals zu erkennen ist, der vom Rauschen getrennt werden kann. Dies scheint zunächst im Widerspruch zum Frequenzgang des Signalfilters zu stehen, der das Maximum in der Verstärkung bei der doppelten Frequenz hat. Um das Ausgangsspektrum zu erhalten, muss jedoch auch das Spektrum des Eingangssignals berücksichtigt werden. Da dies oberhalb von  $f = 1,5$  MHz kaum noch Beiträge hat (Abbildung



**Abbildung 5.48.:** Frequenzgang des Signalfilters für den Zeitkanal. Daten aus PSPICE-Simulation.



**Abbildung 5.49.:** Leistungsdichte von Szintillationssignal und Rauschen im Zeitweig.

5.17), gilt dies auch für das Ausgangssignal des Filters.

Um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, ist diese Wahl nicht sinnvoll. Für größere Zeitkonstanten, die ein besseres SNR ergeben, folgt jedoch eine größere Anstiegszeit des Signals, sodass die zu erreichende Latenz nicht mehr eingehalten wird.

Abbildung 5.50 zeigt ein Foto der Platine, die den Timingfilter enthält. Neben dem Timingfilter sind auf dieser weitere Schaltungselemente vorhanden:

- ein Empfänger für das differentielle Signal,
- ein differentieller Treiber für die Übertragung des Vorverstärkersignals zu den Modulen des Energiezweigs,
- ein differentieller Treiber zur Übertragung des Zeitsignals zum Diskriminator
- ein Treiber zur Übertragung des Zeitsignals in die Energiesumme.

Von diesen Baugruppen sind 10 Stück auf einer Hauptplatine aufgelötet. Diese enthält neben der Spannungsversorgung und Steckverbindern den Schaltkreis, welcher die analogen Zeitsignale aufaddiert. Abbildung 5.51 zeigt den Schaltplan des Summierers. Es handelt sich um eine übliche Summierschaltung mit Operationsverstärker. Je Kanal ist am Eingang ein Widerstand vorhanden, der zwischen 1 k $\Omega$  und 1,5 k $\Omega$  einstellbar ist. Mit diesem Wert und dem Rückkopplungswiderstand von 100  $\Omega$  ergibt sich eine kanalweise einstellbare Gewichtung der Eingangssignale im Ausgang zwischen 10% und 6,7%. Das bedeutet, dass ein Puls mit 1 V Amplitude am Ausgang einen Puls mit einer Amplitude zwischen 100 mV und 67 mV erzeugt.

Das summierte Signal wird schließlich zur störungsarmen Übertragung in ein differentielles umgewandelt.

## 5. Entwicklung der neuen Ausleselektronik

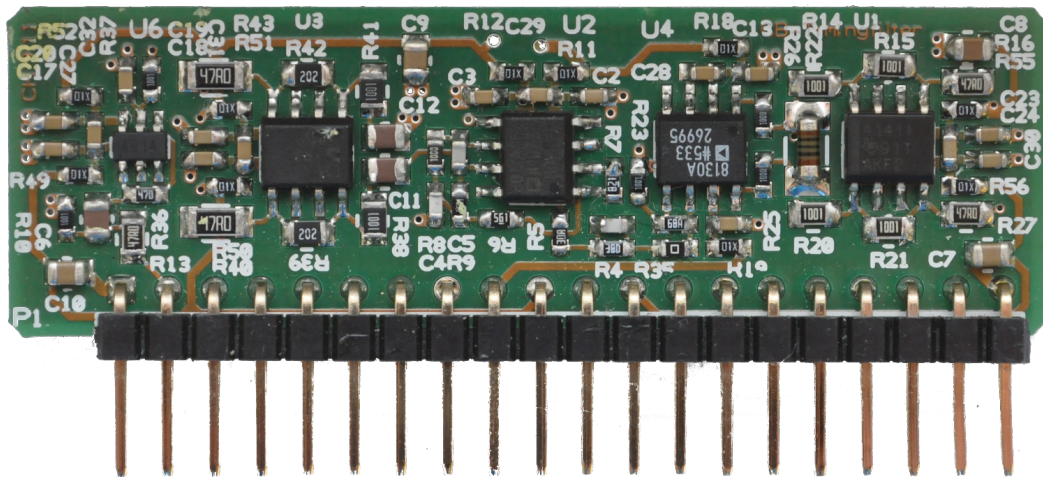


Abbildung 5.50.: Foto der Platine mit Signalfilter und Leitungstreibern.

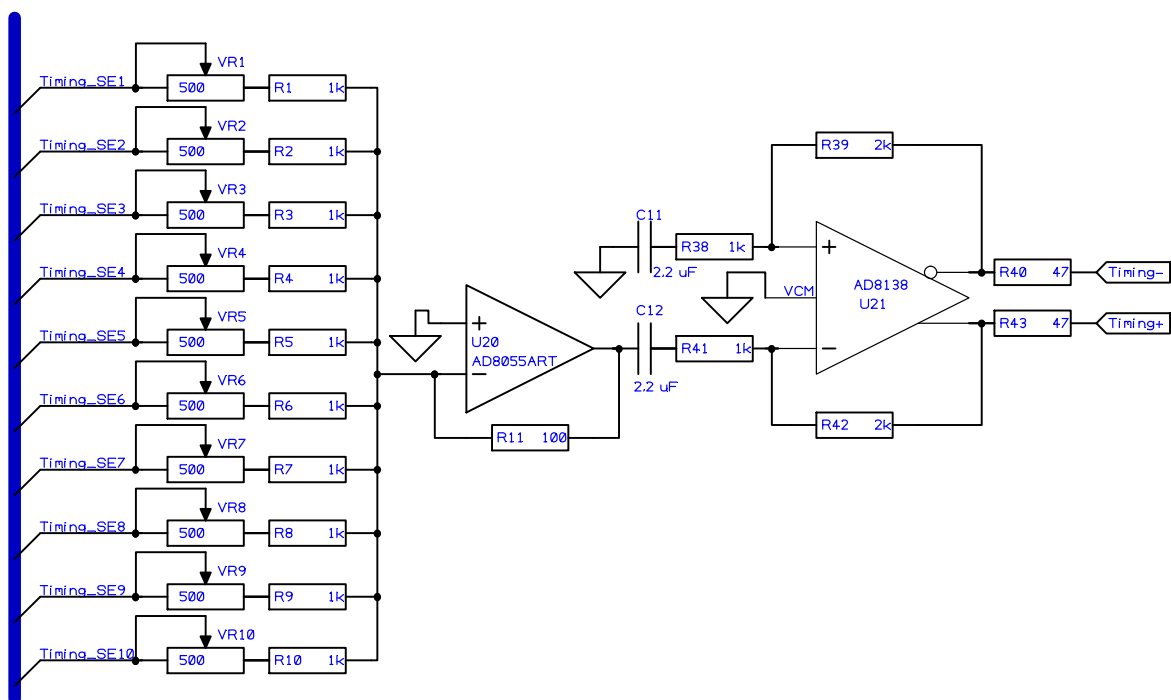


Abbildung 5.51.: Analogsummierer zum Addieren der Signale des Zeitweigs.

## 5.10. Diskriminator

Der Diskriminator wandelt das analoge Zeitsignal in ein Digitalsignal um. Hauptziel ist, eine möglichst genaue Zeitinformation aus dem Analogsignal zu extrahieren.

Die eigentliche Umwandlung geschieht durch einen Komparator. Dieser vergleicht die Signalspannung mit einer anliegenden Referenzspannung. Beim idealen Komparator entspricht der logische Ausgang dem Wahrheitswert des Vergleichs der Signalspannung mit der Referenzspannung. Liegt die Referenzspannung am invertierenden Eingang, so ist der Ausgang genau dann eine logische 1, wenn die Signalspannung größer als die Referenzspannung ist.

Reale Bauelemente haben verschiedene Abweichungen. Auf eine Veränderung des Eingangs reagiert der Komparator verzögert. Diese Zeit wird Durchlaufzeit (engl.: propagation delay) genannt.

Beim realen Bauelement ist zusätzlich am Eingang eine Offset-Spannung vorhanden, sodass die logische Bedingung lautet

$$U_+ > U_- + U_{\text{Offset}}.$$

Abbildung 5.52 zeigt den Schaltplan eines Kanals des Diskriminators. Das differentielle Eingangssignal wird mit einem HF-Transformator (T1) in ein asymmetrisches umgewandelt. Die Leitung wird danach durch den Widerstand R1 terminiert. Das Ausgangssignal ist an vier Komparatoren des Typs LT1715 angeschlossen. Jeder dieser Komparatoren hat eine eigene Schwelle ( $V_{\text{Threshold}}$ ). Die Ausgänge der Komparatoren sind an je einen LVTTL-LVDS-Wandler und einen LVTTL-ECL-Wandler angeschlossen (nicht dargestellt). Diese Signale werden dann auf den Digitalausgang des Komparators geführt und können an andere Module angeschlossen werden.

Die Referenzspannung ( $V_{\text{Threshold}}$ ) wird über einen DAC (LTC2637) generiert. Dieser kann ausschließlich positive Spannungen erzeugen. Um effektiv auch negative Schwellen einstellen zu können, wird das Analogsignal um +100 mV verschoben. Dazu ist das andere Ende der Sekundärwicklung über einen Widerstand (R3) an den Ausgang eines Operationsverstärkers (OPA727) angeschlossen. Dieser ist als Spannungsfolger geschaltet und stabilisiert die Eingangsspannung von  $V_{\text{Offset}} = 100$  mV. Zusätzlich wird die Spannung durch einen Kondensator (C3) gepuffert.

Die Kondensatoren zur Filterung der Versorgungsspannungen der Komparatoren und des Operationsverstärkers sind der Übersicht halber nicht dargestellt. Der vollständige Schaltplan ist im Anhang A.5 gezeigt. Jedes Zeitsignal ist an vier separate Komparatoren ange-

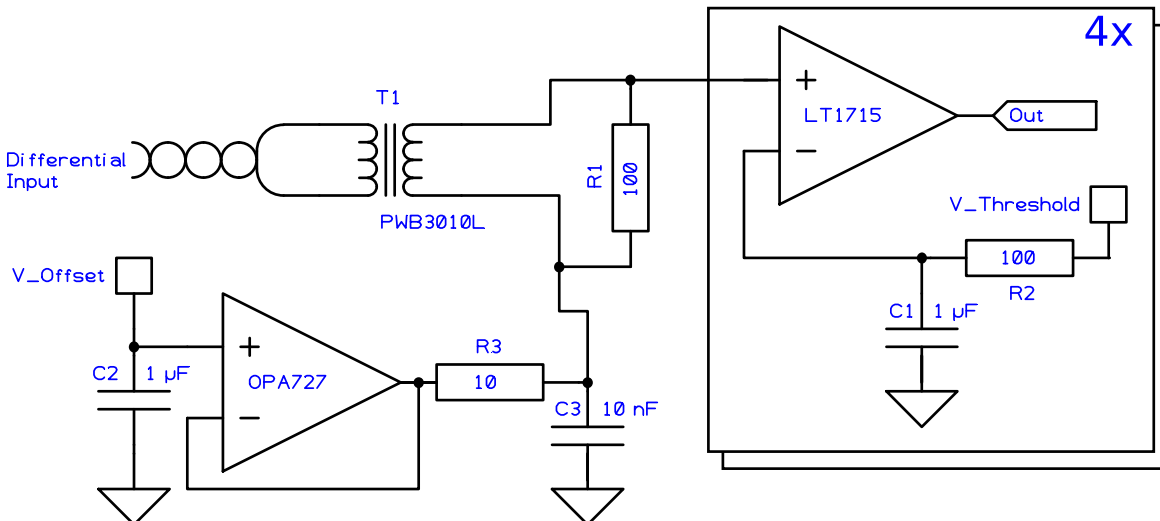


Abbildung 5.52.: Schaltplan eines Kanals des Diskriminators. Beschreibung siehe Text.

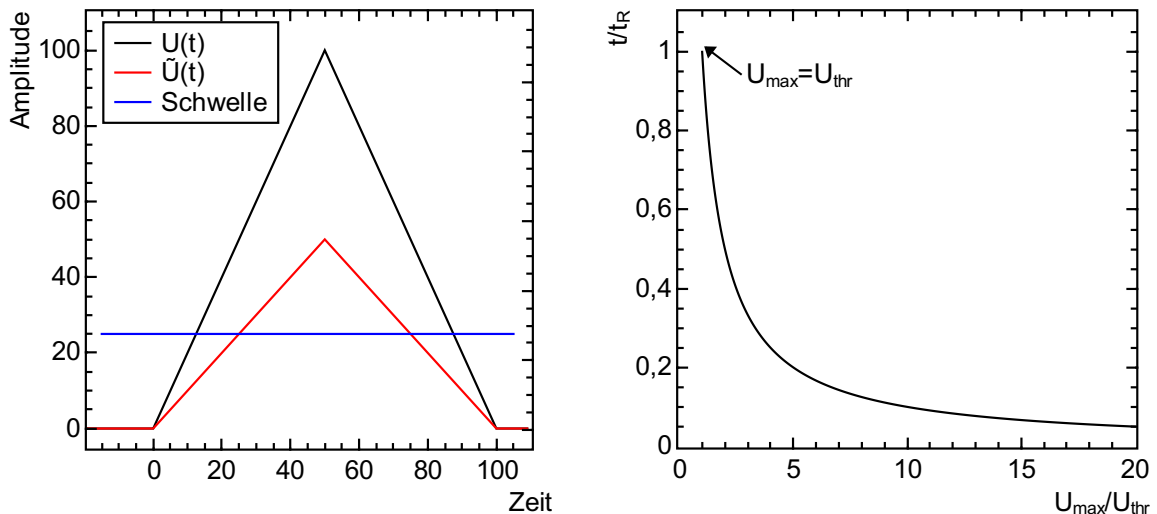
schlossen. Liegen an diesen unterschiedliche Referenzspannungen an, ergibt sich die Möglichkeit, die Anstiegsrate des Signals zu messen und damit die Amplitude abzuschätzen. Diese Funktion erlaubt es, eine schnelle Walk-Korrektur zu implementieren. Details dazu sind in Abschnitt 5.10.1 aufgeführt.

### 5.10.1. Korrektur des Walks

Walk bezeichnet die systematische Abhängigkeit einer Zeitinformation von einer analogen Größe, beispielsweise Signalamplitude oder Energieeintrag im Detektor. Walk kann auftreten, wenn die Analogsignale unterschiedliche Amplituden aufweisen, die Anstiegszeiten jedoch gleich sind. Als Beispiel sei ein Analogsignal aufgeführt, das über einen Komparator in ein amplitudendiskretes Signal umgewandelt wird. Zur Veranschaulichung sei ein Signal gegeben, das linear ansteigt und nach der Zeit  $t_R$  das Maximum  $U_{\max}$  erreicht. Die Signalform bis zum Erreichen des Maximums ist gegeben durch

$$U(t) = \begin{cases} 0 \text{ V}, & \text{wenn } t < 0, \\ \frac{t}{t_R} \cdot U_{\max}, & \text{wenn } 0 < t \leq t_R. \end{cases} \quad (5.59)$$

Der Signalverlauf für  $t > t_R$  ist für die Betrachtung nicht relevant und wird daher nicht definiert. Wird dieses Signal auf einen Komparator mit der Schwelle  $U_{\text{thr}} = \frac{U_{\max}}{2}$  gegeben, so wird diese bei  $t = \frac{t_R}{2}$  überschritten. Wird nun ein zweites Signal  $\tilde{U}(t)$  mit  $\tilde{U}_{\max} = 2U_{\max}$  und  $\tilde{t}_R = t_R$  auf diesen Komparator gegeben, so wird dessen Schwelle schon bei  $t = \frac{t_R}{4}$  überschritten. Das Beispiel ist in Abbildung 5.53(a) dargestellt. Der entstehende Walk ist



(a) Beispiel an zwei Signalen. Die Signale starten zeitgleich, jedoch wird die Schwelle zu unterschiedlichen Zeitpunkten überschritten.

(b) Verlauf in Abhängigkeit der Signalamplitude  $U_{\max}$ , für den Fall eines linear ansteigenden Signals.

**Abbildung 5.53.:** Beispiele für Walk des Zeitsignals am Diskriminatorausgang.

in Abbildung 5.53(b) in Abhängigkeit der Signalamplitude gezeigt. Der gezeigte Verlauf gilt für Signale, die linear ansteigen.

Bleibt der Walk unberücksichtigt, verschlechtert dieser die Genauigkeit der Zeitinformation. Im Trigger ist eine möglichst große Genauigkeit wichtig, damit das Koinzidenzfenster möglichst klein gewählt werden kann. Je kleiner das Koinzidenzfenster ist, desto seltener treten Zufallskoinzidenzen auf. Siehe dazu auch Abschnitt 5.2.

Die Korrektur des Walks kann unter Verwendung der Energie- oder Amplitudeninformation des Analogsignals geschehen. Werden die Daten nach deren Aufzeichnung ausgewertet, steht dazu die Energieinformation des Detektorkristalls zur Verfügung. Zum Zeitpunkt, in

dem das Triggersignal generiert wird, ist diese Information allerdings noch nicht vorhanden. Daher muss der Walk hier anders korrigiert werden.

Ein übliches Verfahren ist die Verwendung von Constant-Fraction-Diskriminatoren. Diese generieren durch Verzögerung und Subtraktion ein Signal mit einem Nulldurchgang, dessen Zeitpunkt nicht von der Signalamplitude abhängt. Durch die Verzögerung entsteht eine Latenz, die zu groß ist, um die generierte Zeitinformation in das Triggerkonzept des CBELSA/TAPS-Experiments einbinden zu können [Blo12].

Daher wurde ein anderes Verfahren gewählt, um den Walk zu korrigieren. Dabei sind an das Analogsignal zwei Diskriminatoren mit unterschiedlichen Schwellen angeschlossen. Aus der Zeit zwischen Überschreiten der ersten und zweiten Schwelle kann auf die Anstiegsrate des Signals und damit auf die Amplitude geschlossen werden. Durch diese Information kann ein Schnitt auf die Amplitude ausgeführt werden. Dies sei kurz am Beispiel des linear ansteigenden Signals erläutert. Werden Zeitsignale zu allen Amplituden ausgewertet, so sind Zeitsignale mit einem Walk von 0 bis  $t_R$  vorhanden. Werden nur Zeitsignale von solchen Ereignissen ausgewertet, bei denen die Signalamplitude  $U_{\max}$  mindestens der doppelten Schwelle  $U_{\text{thr}}$  entspricht, so tritt Walk in der verringerten Spanne 0 bis  $\frac{t_R}{2}$  auf [Hon09, Blo12]. Weiter kann aus der Zeit vom Überschreiten der ersten Schwelle bis zum Überschreiten der zweiten auf den vorhandenen Walk geschlossen werden. Wird die Zeitinformation im Diskriminator passend verzögert, kann der Walk weiter korrigiert werden [Hon09].

## 5.11. Verstärkungsüberwachung der APDs

In Abschnitt 5.4.1 wurde gezeigt, dass der Verstärkungsfaktor der verwendeten APDs stark von Biasspannung und Temperatur abhängt. Daher soll das Crystal-Barrel-Kalorimeter im neuen Aufbau durch eine Regelung auf einer stabilen Temperatur gehalten werden. Trotzdem ist es wichtig zu kontrollieren, wie gut die Temperaturstabilisierung und die HV-Temperaturkompensation funktioniert.

Daher wird in den neuen Aufbau eine Möglichkeit integriert, den Verstärkungsfaktor der APDs zu messen. Diese Messung soll dabei parallel zum normalen Messbetrieb des Experiments laufen.

### 5.11.1. Messung des Verstärkungsfaktors von APDs mit einem Lichtpulsler

Die Messung des Verstärkungsfaktors einer APD ist Bestandteil einer Dissertation [Urb14]. Hier werden kurz die wesentlichen Zusammenhänge dargestellt.

Um den Verstärkungsfaktor einer APD zu messen, gibt es verschiedene Methoden. Eine Möglichkeit besteht darin, die APD mit einer geringen Lichtmenge zu bestrahlen und zu messen, wie sich der Stromfluss durch die APD verändert, wenn die Biasspannung verändert wird. Geht die Biasspannung  $U_{\text{APD}}$  gegen 0 V, so wird der Verstärkungsfaktor als  $G = 1$  angenommen. Aus dem Verhältnis der Ströme ergibt sich der Verstärkungsfaktor. Für ein genaues Ergebnis muss zusätzlich der Dunkelstrom für beide Fälle subtrahiert werden. Damit ergibt sich der Verstärkungsfaktor  $G$  aus vier Messungen zu

$$G(U_{\text{Bias}}, T) = \frac{I_{\text{beleuchtet}}(U_{\text{Bias}}, T) - I_{\text{dunkel}}(U_{\text{Bias}}, T)}{I_{\text{beleuchtet}}(U_{\text{Bias}} \rightarrow 0 \text{ V}, T) - I_{\text{dunkel}}(U_{\text{Bias}} \rightarrow 0 \text{ V}, T)}. \quad (5.60)$$

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

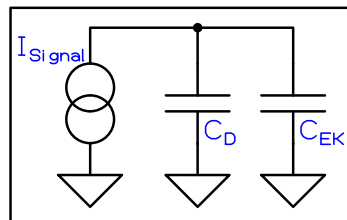
Dabei ist  $I$  der durch die APD fließende Strom bei einer angelegten Spannung  $U_{\text{Bias}}$ . Der Index von  $I$  gibt an, ob die Lichtquelle bei der entsprechenden Messung aktiviert ist. Die Temperatur  $T$  taucht als Parameter in jeder Größe auf. Für die Messung des Verstärkungsfaktors muss diese in allen vier Messungen gleich sein. Soll der Verstärkungsfaktor für unterschiedliche Temperaturen bestimmt werden, müssen entsprechend viele Messungen durchgeführt werden.

Da diese Methode eine genaue Strommessung erfordert, müsste die Frontendelektronik entsprechend ergänzt werden, um im Kalorimeter die Verstärkung messen zu können. Eine andere Methode besteht darin, statt kontinuierlichem Licht gepulstes Licht zu verwenden. Gepulstes Licht ergibt Signale, die mit der vorhandenen Frontendelektronik verarbeitet werden können. Es ergibt sich also der Vorteil, dass keine zusätzliche Messelektronik benötigt wird. Da das Signal der APD mit einem Kondensator ausgekoppelt wird, ergeben konstante Eingangssignale kein Ausgangssignal. Daher wird die Signalamplitude nicht durch den Dunkelstrom verändert, und ein Untergrundabzug ist nicht erforderlich. Die Formel zur Berechnung des Verstärkungsfaktors vereinfacht sich zu

$$G(U_{\text{Bias}}, T) = \frac{U(U_{\text{Bias}}, T)}{U(U_{\text{Bias}} \rightarrow 0 \text{ V}, T)}. \quad (5.61)$$

Dabei ist  $U$  die gemessene Signalamplitude und  $U_{\text{Bias}}$  die anliegende Biasspannung.

Dem Vorteil, dass so der Verstärkungsfaktor mit der vorhandenen Ausleseelektronik gemessen werden kann, steht ein Nachteil gegenüber, der sich bei niedriger Biasspannung ergibt. Liegt die Biasspannung der APD im Bereich  $U_{\text{Bias}} = 0 \text{ V}$ , so liegt deren Kapazität bei rund  $C_D = 7 \text{ nF}$  [Urb14]. Dies entspricht etwa dem 25-fachen der Kapazität im normalen Betriebsfall mit  $G = 50$ . Neben einem verstärkten Rauschen (siehe Kapitel 5.4.3) ergibt sich ein weiteres Problem. Bei ladungsempfindlichen Vorverstärkern wird das Signal der APD mit einem Kondensator ausgekoppelt. Dessen Kapazität liegt typisch bei  $C_{\text{EK}} = 4,7 \text{ nF}$ . Abbildung 5.54 zeigt ein Ersatzschaltbild zur Veranschaulichung.  $I_{\text{Signal}}$  ist eine Stromquelle, die das



**Abbildung 5.54.:** Ersatzschaltbild zur Ladungsteilung am Eingang des Vorverstärkers.

detektierte Lichtsignal repräsentiert.  $C_D$  ist die Kapazität der APD. Diese ist wie die APD gegen Masse geschaltet.  $C_{\text{EK}}$  ist die Entkopplungskapazität am Eingang des Vorverstärkers. Nur der Anteil der Ladung, welcher sich auf dieser Kapazität sammelt, wird vom Vorverstärker verarbeitet und trägt demnach zum Ausgangssignal bei. Die Entkopplungskapazität ist im Vorverstärker gegen virtuelle Masse geschaltet. Für die Berechnung der Ladungsteilung wird diese als echte Masse angenähert.

Für Signale der APD ergibt sich eine Ladungsteilung zwischen den beiden Kapazitäten. Dabei fließt um so mehr Ladung in den Vorverstärker, je größer das Verhältnis  $C_{\text{EK}}/C_D$  ist. Genauer gilt

$$Q_{\text{Vorverstärker}} = Q_{\text{Gesamt}} \cdot \frac{C_{\text{EK}}}{C_{\text{EK}} + C_D}. \quad (5.62)$$



Damit ergibt sich, dass 94% des Signals bei anliegender Biasspannung ausgekoppelt werden, bei  $U_{\text{bias}} \rightarrow 0 \text{ V}$  hingegen nur 40%. Dies bedeutet eine weitere Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Für die Messgenauigkeit wichtiger ist, dass sich die Kapazität der APD bei niedrigen Biasspannungen schnell verändert. Nur geringe Restspannungen an der APD führen also zu deutlich veränderten Auskopplungsanteilen und damit veränderten Ausgangsamplituden. Diesen Problemen wird mit drei Maßnahmen begegnet.

1. Die HV-Versorgungsplatinen wurden so modifiziert, dass ein Abschalten der Biasspannung auf wenige Millivolt möglich ist.
2. Für die Messung bei  $U_{\text{bias}} \rightarrow 0 \text{ V}$  wird die Biasversorgung getrennt und der Anschluss extern über einen Widerstand mit Masse verbunden. Bevor die Messung durchgeführt wird, wird einige Zeitkonstanten gewartet, sodass sich APD und Filterkondensatoren in der HV-Versorgung auf wenige Millivolt entladen haben.
3. Der Entkopplungskondensator im Vorverstärker wurde auf  $C_{\text{EK}} = 47 \text{ nF}$  verzehnfacht. Damit ergibt sich ein Anteil des ausgekoppelten Signals von 99% mit Biasspannung und 87% bei  $U_{\text{bias}} \rightarrow 0 \text{ V}$ . Einerseits steht im letzteren Fall mehr Signal zur Verfügung, andererseits sinkt die Empfindlichkeit auf Rest-Biasspannung, da der ausgekoppelte Anteil weniger mit der APD-Kapazität  $C_D$  variiert.

## 5.12. Erzeugung des Triggersignals

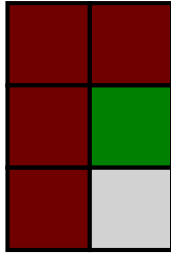
Durch die neue Ausleseelektronik wird von jedem Szintillatorkristall ein Digitalsignal zur Verfügung stehen, das anzeigt, ob ein Energieeintrag registriert wurde. Also sind 1320 Signale vorhanden, aus denen der Status des Crystal-Barrel-Kalorimeters abgeleitet werden kann. Für den Trigger muss die Information dieser Signale weiterverarbeitet werden, sodass am Ende eine binäre Aussage vorhanden ist. Die besondere Schwierigkeit ist dabei, dass die Latenz so gering sein muss, dass das binäre Signal in die erste Triggerstufe des Experiments eingebunden werden kann. Spätestens darf es 450 ns nach dem Ereignis anliegen. Da die Digitalsignale der einzelnen Kristalle eine Latenz von maximal 200 ns aufweisen und noch Laufzeit auf Kabeln einkalkuliert werden muss, ergibt sich die Anforderung, dass die 1320 Digitalsignale in weniger als 100 ns verarbeitet werden müssen. Zum Vergleich sei erwähnt, dass im aktuellen, zweistufigen Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments bis zu 10  $\mu\text{s}$  auf das Ergebnis des Clusterfinders gewartet wird (siehe auch Abschnitt 2.11.1).

### 5.12.1. Cluster Erkennung

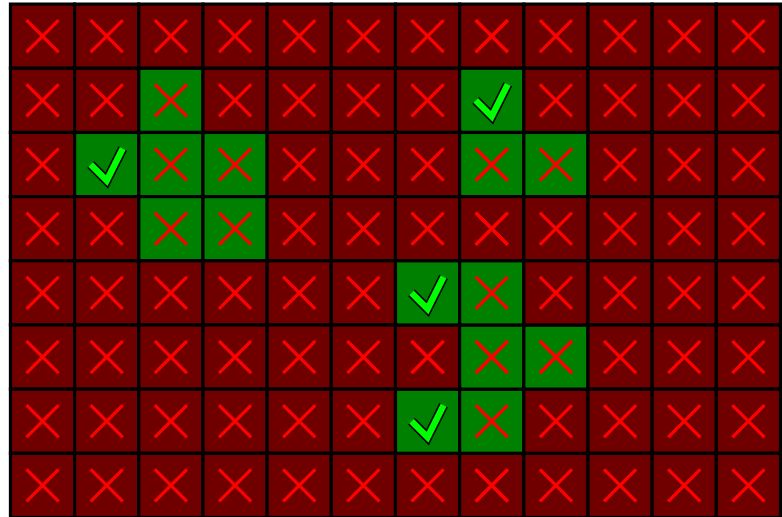
Aus den 1320 Einzelsignalen können verschiedene Informationen extrahiert werden. Eine Möglichkeit ist, die Anzahl der zusammenhängenden Bereiche (im Folgenden Cluster genannt) anzugeben. Diese Anzahl entspricht in guter Näherung der Anzahl der Teilchen, die im Kalorimeter detektiert wurden, sofern die Treffer nicht so dicht beieinander liegen, dass die Bereiche mit Energieeintrag überlappen. Die Elektronik, die die Anzahl der Cluster aus den Einzelsignalen bestimmt, wird im Folgenden Clusterfinder genannt.

### 5.12.1.1. Vorschlag eines Konzepts

Ein Konzept für einen schnelleren Clusterfinder wurde bereits in [Hon09] vorgeschlagen. Bei diesem Konzept wird von separaten logischen Einheiten für jeden Kristall überprüft, ob der zentrale Kristall einen Eintrag aufweist und ob die Kristalle in der unmittelbaren Nachbarschaft ein bestimmtes Treffermuster erfüllen. Dadurch muss an keiner Stelle im System das Treffermuster des gesamten Detektors bekannt sein. Ein mögliches Muster ist in Abbildung



(a) Zu erfüllendes Treffermuster. Dunkelgrün: Treffer muss vorhanden sein. Dunkelrot: Treffer darf nicht vorhanden sein. Hellgrau: Egal.



(b) Exemplarische Trefferverteilung. Ob das Muster aus Abbildung 5.55(a) erfüllt ist, wird durch einen grünen Haken gekennzeichnet. Ein rotes Kreuz ist eingezeichnet, wo es nicht erfüllt ist. Der Cluster unten rechts wird vom neuen Algorithmus als zwei Cluster gezählt.

**Abbildung 5.55.:** Abbildungen zum Konzept des neuen Clusterfinders für das Crystal-Barrel-Kalorimeter.

5.55(a) dargestellt. Jeder Kasten entspricht einem Kristall des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Die dunkelrote Füllung bedeutet, dass diese Kristalle keinen Treffer enthalten dürfen. Im dunkelgrün gekennzeichneten Kristall muss ein Treffer vorhanden sein. Der hellgraue Kristall wird nicht ausgewertet, kann also beide Zustände haben. Für alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters muss geprüft werden, ob dieses Muster erfüllt ist. Anschaulich gesprochen, wird mit dem Muster überprüft, ob ein Kristall die obere linke Ecke eines Clusters ist. Da für jeden Kristall nur 5 verschiedene Signale ausgewertet werden, ist die logische Elektronik einfach und weist eine geringe Durchlaufzeit der Signale auf. Zur elektronischen Umsetzung bieten sich dafür besonders FPGAs an, in denen viele logische Operationen parallel durchgeführt werden können. Es sind genügend Ressourcen vorhanden, um für jeden Kristall eine eigene logische Schaltung zu implementieren.

Um die Anzahl der Cluster zu erhalten, muss gezählt werden, wie oft das Muster erfüllt ist. Auch diese Aufgabe kann effizient von FPGAs erledigt werden. Eine mögliche Implementierung ist eine Baumstruktur, in der in der ersten Stufe je zwei Ergebnisse addiert werden, sodass  $1320 : 2 = 660$  Zwischenergebnisse vorhanden sind. Von diesen werden wieder je zwei addiert, sodass in der nächsten Stufe 330 Zwischenergebnisse vorhanden sind. Insgesamt benötigt man für  $n$  Kristalle  $m = \lceil \log_2(n) \rceil$  Stufen. Für das Crystal-Barrel-Kalorimeter werden also 11 Stufen benötigt, um die endgültige Anzahl der Cluster zu erhalten.

### 5.12.1.2. Realisierbarkeit mit FPGAs

In [Hon09] wurde der vorgeschlagene Algorithmus für Spartan3-FPGAs implementiert. Es wurde ein funktionales FPGA-Design entwickelt, dieses jedoch noch nicht mit FPGA-Elektronikmodulen getestet. Dabei handelt es sich um ein synchrones Design. In diesem werden zunächst die Zustände am Eingang in Flipflops gespeichert. Bevor das Ergebnis der Prüfung des Musters den Addierer durchläuft, wird es für jeden Kristall in einem weiteren Flipflop gespeichert. Die Timing-Analyse des Synthesetools ISE ergibt für einen Spartan3 eine maximale Taktfrequenz von 200 MHz. Damit ergibt sich eine feste Durchlaufzeit von 65 ns.

Eine bedeutende Limitierung ergibt sich durch die Anzahl der vorhandenen IO-Pins. Der Algorithmus lässt sich jedoch problemlos auf verschiedene FPGAs verteilen, da für jeden Kristall nur Informationen über die lokale Nachbarschaft vorhanden sein müssen. Verarbeitet ein FPGA die Signale aus einem gegebenen Bereich, müssen lediglich im Randbereich die Signale von einigen Kristallen auf mehrere FPGAs geleitet werden.

Der Spartan3-FPGA verwendet Lookup-Tabellen, die 4 Eingänge haben. Im vorgeschlagenen Muster müssen jedoch 5 Signale ausgewertet werden. Daher sollte bei der Umsetzung eine neuere Generation von FPGAs verwendet werden. Beispielsweise der Spartan6, welcher über Lookup-Tabellen mit 6 Eingängen verfügt. Dadurch könnte erreicht werden, dass das Design mit einer höheren Taktfrequenz betrieben werden kann, sodass sich die Durchlaufzeit weiter verkürzt. Auch ist denkbar, das Design zu optimieren, beispielsweise einzelne Addiererstufen zusammenzufassen.

Da auch schon die Durchlaufzeit von 65 ns die Anforderungen erfüllt, sollen die möglichen Optimierungen hier nicht weiter vertieft werden.

Der neue Clusterfinder wird in der Dissertation von P. Klassen [Kla15] aufgebaut.

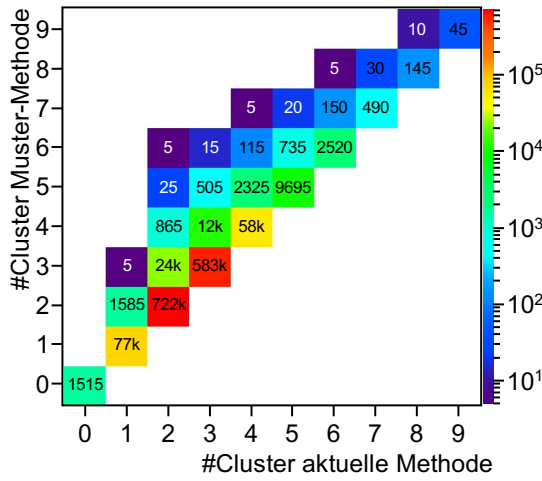
### 5.12.1.3. Test der Effizienz in Simulationen

In [Sei09] wurden Simulationen durchgeführt, um Effizienz und Selektivität des vorgeschlagenen Clusterfinders zu bestimmen. In [Afz16] wurde die Monte-Carlo-Studie fortgesetzt, wobei festgestellt wurde, dass die vorhandene Implementierung unter bestimmten Umständen falsche Ergebnisse produzieren kann. Mit einer korrigierten Implementierung wurden weitere Simulationen durchgeführt. In diesen wurde der vorgeschlagene Algorithmus mit dem existierenden Clusterfinder FACE (siehe Abschnitt 2.11.1) verglichen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass durch den neuen Algorithmus die Zahl der Cluster nie unterschätzt und nur in wenigen Fällen überschätzt wird.

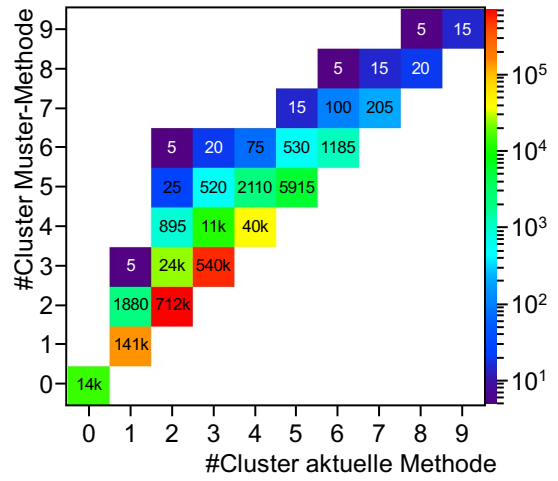
Abbildungen 5.56(a) bis 5.56(f) zeigen Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien aus [Afz16]. Da in keinem Fall durch den neuen Algorithmus zu wenige Cluster erkannt werden, gibt es kein Ereignis, das mit dem alten Clusterfinder den Trigger auslösen würde, mit dem neuen aber nicht. Die Sensitivität verschlechtert sich also nicht.

Da sich in manchen Fällen nach der neuen Methode eine größere Anzahl von Clustern ergibt, besteht die Möglichkeit, dass sich die Selektivität verschlechtert. Als Abschätzung dafür kann berechnet werden, bei welchem Anteil der Ereignisse überschätzt wird. Eine übliche Triggerbedingung im aktuellen Aufbau ist die gleichzeitige Detektion von mindestens zwei Teilchen. In den simulierten Daten von  $p\pi^0$  ohne Einbindung von MiniTAPS wird in 1,3% der Fälle mehr als ein Cluster erkannt, wenn nach der bestehenden Methode nur ein Cluster erkannt wird. In 3,5% der Fälle werden zu viele Cluster erkannt, wenn zwei vorhanden sind. Tabelle 5.4 listet die Anteile von Ereignissen auf, bei denen mehr Cluster erkannt werden

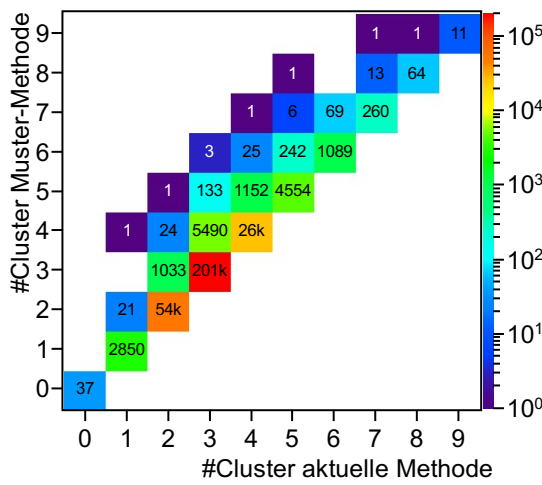
5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik



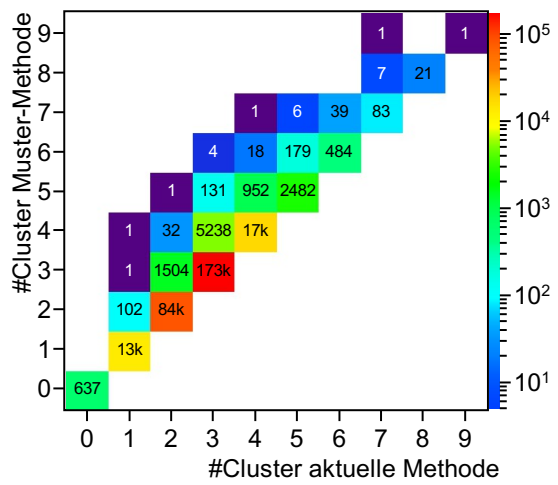
(a)  $\pi^0$  mit MiniTAPS.



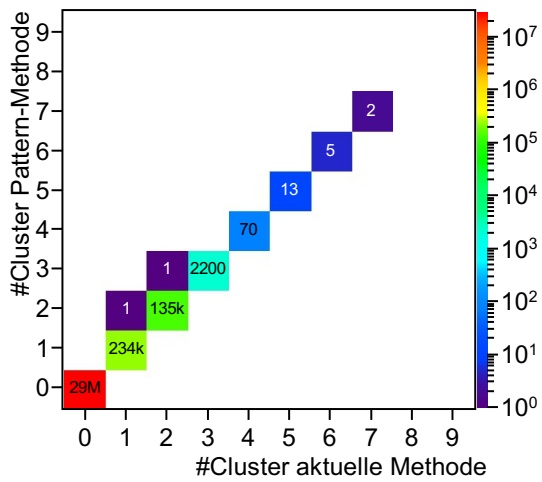
(b)  $\pi^0$  ohne MiniTAPS.



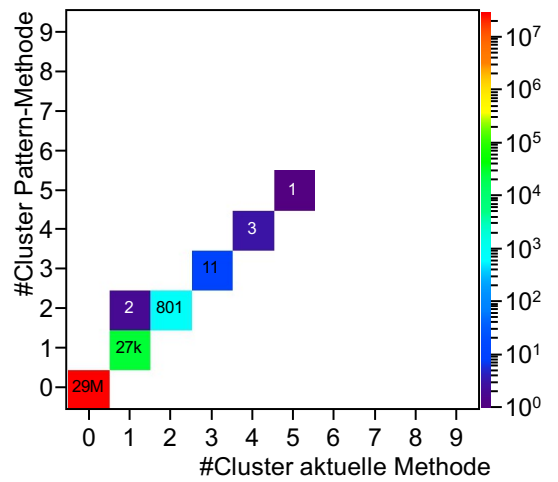
(c)  $\eta$  mit MiniTAPS.



(d)  $\eta$  ohne MiniTAPS.



(e) Elektromagnetische Untergrundreaktionen mit MiniTAPS.



(f) Elektromagnetische Untergrundreaktionen ohne MiniTAPS.

**Abbildung 5.56.:** Anzahl gefundener Cluster mit bestehendem Clusterfinder des CBELSA/TAPS-Experiment und mit Muster-Cluster-Methode. Daten aus Monte-Carlo-Studie. Abbildungen jeweils mit und ohne Berücksichtigung von MiniTAPS. [Afz16]

Anzahl FACE	Anteil Ereignisse mit größerer Anzahl von Clustern mit neuer Methode			
	$\pi^0$ (MT alt)	$\pi^0$ (MT neu)	$\eta$ (MT alt)	$\eta$ (MT neu)
0	0 %	0 %	0 %	0 %
1	2,00 %	1,31 %	0,77 %	0,78 %
2	3,36 %	3,48 %	1,89 %	1,80 %
3	2,13 %	2,24 %	2,71 %	3,01 %

**Tabelle 5.4.:** Anteil der Ereignisse, in denen mehr Cluster gefunden werden als mit der bestehenden Methode. MT alt beutet, dass für MiniTAPS der bestehende Algorithmus verwendet wurde, MT neu, dass der neue Algorithmus ebenfalls bei MiniTAPS angewendet wurde.

als nach der bestehenden Methode. Zur Interpretation ist anzumerken, dass der Algorithmus von FACE immer die Anzahl von Clustern korrekt erkennt. Zusammenhängende Bereiche werden unabhängig von ihrer Form immer als ein Cluster erkannt. Jedoch entspricht die Zahl der Cluster nicht notwendigerweise der Anzahl der detektierten Teilchen. Erzeugen diese Energieeinträge, die im Detektor auch nur leicht überlappen, wird dies in der bestehenden Methode als ein Cluster gewertet. In der neuen Muster-Cluster-Methode besteht die Möglichkeit, dass bei einem solchen Ereignis trotzdem zwei Cluster erkannt werden. Ein möglicher Fall ist in Abbildung 5.55(b) im Cluster unten rechts illustriert. Ob tatsächlich eine Verbesserung der Erkennung eintritt und wie stark diese ausgeprägt ist, kann jedoch nicht aus den vorhandenen Simulationen erkannt werden.

Bei MiniTAPS wird eine andere Methode verwendet, um die Anzahl der Cluster im Trigger zu bestimmen. Die Kristallmatrix wird in vier Quadranten unterteilt, und aus den Signalen der Kristalle wird ein logisches Oder gebildet. Treffen zwei Teilchen in den gleichen Quadranten, so werden diese nur als eins erkannt. Trifft ein Teilchen auf den Rand zwischen zwei Quadranten, sodass in beiden ein Energieeintrag verzeichnet wird, so wird dies als zwei Treffer gewertet. Eine Verbesserung Effizienz und Selektivität erscheint wahrscheinlich, falls die neue Cluster-Methode auf MiniTAPS ausgedehnt wird.

Eine weitere Einschätzung liefert die Betrachtung von Reaktionen, die generell nicht aufgezeichnet werden sollen. Erzeugen diese mit hoher Rate Treffermuster, deren Multiplizität vom neuen Clusterfinder zu hoch angegeben wird, so wird der Trigger mit unerwünschten Ereignissen angereichert. Die wahrscheinlichsten Reaktionen sind Paarbildung und Compton-Streuung an Elektronen im Target. In diesem Zusammenhang werden diese Reaktionen auch als elektromagnetische Untergrundreaktionen bezeichnet.

Ergebnisse der Simulation dieser Reaktionen sind in Abbildung 5.56(f) gezeigt. In dieser Simulation ist eine Nachbildung des transversal polarisierten Targets vorhanden. Durch das transversale Magnetfeld werden die erzeugten Elektronen und Positronen abgelenkt, und es ergibt sich ein erhöhter elektromagnetischer Untergrund. Diese bewegen sich ursprünglich durch den Lorentz-Boost unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung, werden durch das transversale Magnetfeld jedoch in Richtung der Detektoren abgelenkt. In Abbildung 5.56(f) erkennt man, dass der elektromagnetische Untergrund im Crystal-Barrel-Kalorimeter Einträge verursacht, die Anzahl der gefundenen Cluster ist jedoch deutlich geringer als in den gezeigten Simulationsergebnissen von hadronischen Reaktionen. Das wesentliche Resultat ist jedoch, dass die Muster-Methode fast nie mehr Cluster erkennt als der bestehende Clusterfinder. Lediglich in 2 von rund 27000 Ereignissen, die von der aktuellen Methode als ein

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Cluster erkannt werden, ergeben sich nach der neuen Methode zwei. Dies entspricht 0,1 ‰. Durch die Verwendung des neuen Algorithmus ergibt sich also keine stärkere Kontamination des Triggers mit elektromagnetischen Ereignissen als mit dem bestehenden Clusterfinder.

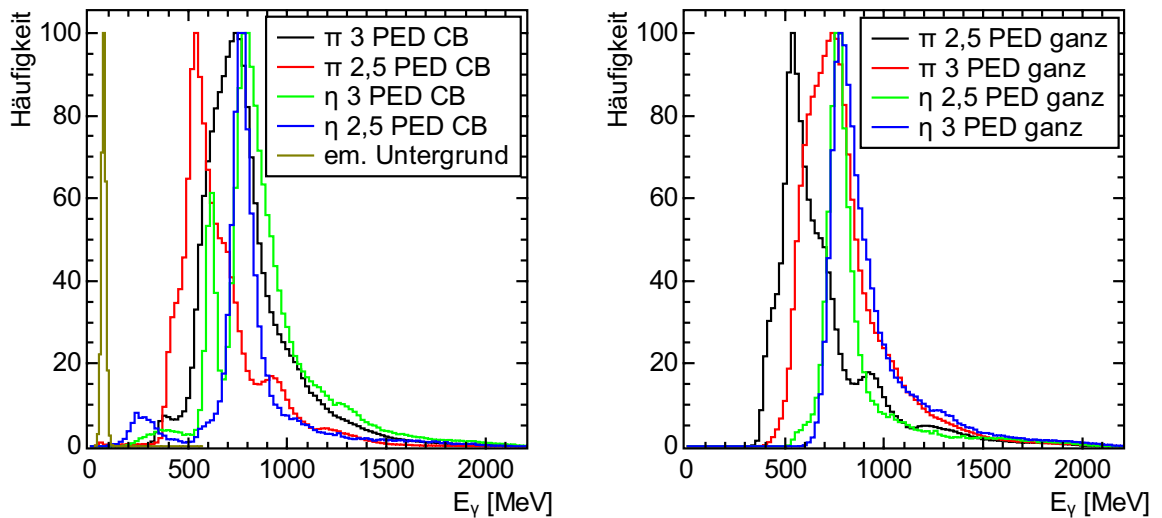
Abbildung 5.56(e) zeigt das gleiche Ergebnis für den Fall, dass MiniTAPS in den Clusterfinder mit eingebunden ist. Hier ist jedoch zu beachten, dass sich im Experiment vor MiniTAPS der Čerenkov-Vetodetektor befindet (Abschnitt 2.8). Da dieser elektromagnetische Reaktionen sicher erkennt, wenn die Elektronen oder Positronen sich in Richtung von MiniTAPS bewegen, entsteht kein Nachteil, wenn die Signatur in MiniTAPS eine hadronische Reaktion vermuten lässt.

### 5.12.2. Schnelle Energiesumme als Antiveto

Der gesamte Energieeintrag aller Detektoren zu einem Zeitpunkt lässt Rückschlüsse zu, ob eine hadronische oder elektromagnetische Reaktion stattgefunden hat. In Grenzen lassen sich auch die Reaktionen voneinander unterscheiden. Falls diese Information bereits im Trigger ausgewertet werden kann, könnten elektromagnetische Reaktionen gezielt in der Auslese unterdrückt werden. Auch ist denkbar, eine seltene Reaktion wie beispielsweise

$$\gamma N \rightarrow N\eta \quad (5.63)$$

gezielt im Trigger anzureichern.



(a) Summe über alle Detektoren des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Zusätzlich ist die Verteilung eingezeichnet, die sich für elektromagnetische Reaktionen ergibt.

(b) Summe über alle Detektoren des Crystal-Barrel-Kalorimeters und des MiniTAPS-Detektors.

**Abbildung 5.57.:** Summierte Energie für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Daten aus einer Monte-Carlo-Simulation [Afz16]. In der Simulation haben die Photonen ein Bremsstrahlungsspektrum entsprechend einer Primärenergie von  $E_0 = 3,2$  GeV.

Abbildung 5.57 zeigt die simulierte Verteilung der summierten Energie. In Abbildung 5.57(a) ist die Summe ausschließlich über das Crystal-Barrel-Kalorimeter gebildet, in Abbildung 5.57(b) über beide Kalorimeter, sowohl das Crystal-Barrel-Kalorimeter als auch

MiniTAPS. Die einzelnen Datensätze sind so skaliert, dass das Maximum jeweils bei 100 liegt.

Gezeigt sind die Verteilungen für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Bei der Summierung über das Crystal-Barrel-Kalorimeter ist zusätzlich die simulierte Verteilung für elektromagnetische Untergrundreaktionen eingezeichnet. Diese liegen deutlich von den hadronischen Reaktionen separiert, sodass die Reaktionen schon über die Gesamtenergie unterschieden werden können.

Der Unterschied zwischen der Photoproduktion von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen ist weniger stark ausgeprägt. Hier ergibt sich die Möglichkeit, einen Teil der Ereignisse mit Pionen herauszufiltern, wenn die Energiesumme über beide Kalorimeter gebildet wird.

Um diese Information auswerten zu können, muss zunächst das Zeitsignal aller Kristalle analog aufsummiert werden. Im Teststand wurde in einer Analogsumme das Signal von 9 Kristallen aufsummiert. Ergebnisse von Testmessungen werden in Abschnitt 6.4.8.1 vorgestellt.

### 5.13. Zusammenfassung - Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Das Frontend der alten Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters besteht aus einer PIN-Photodiode, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und einem Leitungstreiber. Daran schließt das Backend mit einem Signalfilter an, der auf Energiemessung optimiert ist, einem QDC zur Digitalisierung der Energieinformation sowie Diskriminatoren mit einem Clusterfinder. Das Ergebnis der Clusterfinders hat mit  $\Delta t = 10 \mu\text{s}$  so eine hohe Latenz, dass es nur in die zweite Stufe des Triggers eingebunden werden kann.

In der neuen Ausleseelektronik ist neben dem Signalfilter zur Energiemessung ein weiterer Signalfilter vorhanden. Dieser ist darauf optimiert, ein Zeitsignal mit geringer Latenz von  $\Delta t < 300 \text{ ns}$  mit dem Ziel bereit zu stellen, das Crystal-Barrel-Kalorimeter in die erste Triggerstufe zu integrieren.

Bei dieser Latenz hat sich aber nur ein geringer Anteil des Szintillationssignals kumuliert. Eine höhere Latenz würde zu einem größeren Anteil und damit zu einem besseren SNR führen. Da bei einem besseren SNR niedrigerer Schwellen und eine bessere Zeitauflösung zu erwarten sind, sollte erneut geprüft werden ob eine Änderung im CBELSA/TAPS-Experiment eine höhere Latenz erlaubt.

Das Szintillatormaterial CsI(Tl) ist zwar sehr hell, jedoch wird das Licht mit einer Zeitkonstante von  $\tau = 1 \mu\text{s}$  relativ langsam emittiert. Dadurch ergibt sich im Zeitweig ein vergleichsweise schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR). Zum Zeitpunkt, zu dem das Zeitsignal generiert werden soll, ist nur ein Bruchteil des Lichtes emittiert worden, das insgesamt emittiert wird.

Um trotzdem Triggerschwellen erreichen zu können, die das physikalische Messprogramm des CBELSA/TAPS-Experiment erfordert, verwendet das neue Frontend Avalanche Photodioden (APDs) anstelle der PIN-Photodioden. APDs weisen einen internen Verstärkungsmechanismus auf und erreichen dadurch ein besseres SNR.

Da der Verstärkungsmechanismus der APDs eine Bias-Spannung im Bereich von 400 V erfordert, muss der existierende Vorverstärker ersetzt und das Frontend um eine Hochspannungsversorgung ergänzt werden.

Ebenfalls wird der Leitungstreiber ausgetauscht, um die höheren Frequenzkomponenten des

## 5. Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

Vorverstärkersignals übertragen zu können.

Ein Nachteil an APDs ist der vergleichsweise starke Temperaturkoeffizient des Verstärkungsfaktors. Neben einer möglichst genauen Temperaturstabilisierung kann die Bias-Spannung angepasst werden, um den Verstärkungsfaktor konstant zu halten. Dazu müssen Temperatur- und Spannungskoeffizient des Verstärkungsmechanismus der APDs bekannt sein, die produktionsbedingt von APD zu APD variieren.

Die Herstellerinformation über Bias-Spannung der APDs für  $G = 50$  wurde auf systematische Abhängigkeiten zur Position im Wafer und Ursprungswafer untersucht. Abhängigkeiten wurden dabei gefunden, jedoch sind diese nicht so stark, dass sie die gesamte Variation erklären können.

Um die Variation der Temperatur- und Spannungskoeffizienten zu ermitteln, erscheint es daher am sinnvollsten, alle APDs der neuen Frontendelektronik zu charakterisieren.

Der Vorverstärker wurde an der Universität Basel entwickelt. Um diesen im Crystal-Barrel-Kalorimeter nutzen zu können, musste der dynamische Bereich ermittelt werden, den die Signale aufweisen. Dabei wurde gemessen, dass die Lichtausbeute der einzelnen Szintillatorkristalle um den Faktor 2,5 variiert.

Die Hochspannungsversorgung basiert auf einem Design, das ebenfalls an der Universität Basel entwickelt wurde, welches im Rahmen dieser Arbeit modifiziert und erweitert wurde. Die Einstellung der Arbeitsspannung für  $G = 50$  erfolgt in der erweiterten Version durch ein digitales Potentiometer und ist ferngesteuert einstellbar. Weiter wurde die Schaltung um eine Messelektronik ergänzt, die die tatsächlich anliegende Bias-Spannung messen kann. Der Schaltungsteil zur Kompensation des Temperaturkoeffizienten des Verstärkungsfaktors wurde aus der ursprünglichen Schaltung übernommen.

In der letzten Revision der Elektronik wurde eine Anpassung vorgenommen, die eine um den Faktor 30 geringere Ratenabhängigkeit ergibt.

Vorverstärker und Hochspannungsversorgung sind im Frontend auf der Hauptplatine angebracht. Diese enthält einen neuen Leitungstreiber, der den im Zeitzweig genutzten Frequenzbereich des Signals übertragen kann. Daneben sind Komponenten zur Regelung der Versorgungsspannung und zur galvanischen Trennung des Datenbusses vorhanden.

Eine Messung hat gezeigt, dass bei konstanter Verstärkung des Vorverstärkers sich bessere Auflösungswerte im Energie- und Zeitzweig ergeben, wenn der Verstärkungsfaktor der APD  $G > 50$  gewählt wird.

Für den Einsatz im Crystal-Barrel-Kalorimeter muss jedoch der dynamische Bereich konstant gehalten werden. In diesem Fall wurden keine signifikanten Vorteile im Modus  $G = 100$  gegenüber  $G = 50$  gefunden.

Das Backend der Elektronik enthält einen Signalfilter zur Erzeugung von schnellen Zeitsignalen. Für den Prototypen wurde ein Design übernommen und erweitert, das an der Universität Basel entwickelt wurde.

Um aus den analogen Zeitsignalen digitale Zeitsignale zu generieren, wurde ein Vier-Schwellen-Diskriminator aufgebaut. Die Zeitunterschiede zwischen zwei Schwellen werden in einer FPGA genutzt, um den Walk des Zeitsignals zu reduzieren.

Damit die Zeitsignale der Kristalle in der ersten Triggerstufe eingebunden werden können, muss ebenfalls der Clusterfinder ersetzt werden. Dazu wurde ein Verfahren vorgeschlagen, das eine Durchlaufzeit von 65 ns statt den 9,2  $\mu$ s erreicht, die der aktuelle Clusterfinder benötigt.

In Simulationen hat sich gezeigt, dass der neue Algorithmus die Anzahl der Cluster nie unterschätzt und nur in wenigen Fällen überschätzt.



### 5.13. Zusammenfassung - Entwicklung der neuen Ausleseelektronik

In weiteren Simulationen hat sich gezeigt, dass die Summe der im Kalorimeter deponierten Energie erlaubt, Untergrundereignisse von gewünschten Ereignissen zu unterscheiden. Außerdem können Reaktionen mit hohen Wirkungsquerschnitten (z. B.  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ) unterdrückt werden, um seltene Reaktionen (z. B.  $\gamma p \rightarrow p\eta$ ) in den aufgezeichneten Daten anzureichern. Daher wurde ein Prototyp einer analogen Summierschaltung aufgebaut.



# Kapitel 6.

## Testmessung mit dem Prototypen

Bevor das Crystal-Barrel-Kalorimeter mit der neuen Elektronik ausgestattet wird, muss zunächst an einem Prototypen demonstriert werden, dass die Elektronik aus Kapitel 5 tatsächlich die gestellten Anforderungen erfüllt. Dies betrifft insbesondere die Energie- und Zeitaufösung sowie die erreichbare minimale Triggerschwelle.

### 6.1. Der Teststand

Zum Test der neuen Auslese wurde ein Teststand aufgebaut, bestehend aus Szintillatorkristallen, der neuen Frontendelektronik sowie Backendelektronik zur Weiterverarbeitung und Digitalisierung der Detektorsignale. Ein Schema des Teststandes ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.

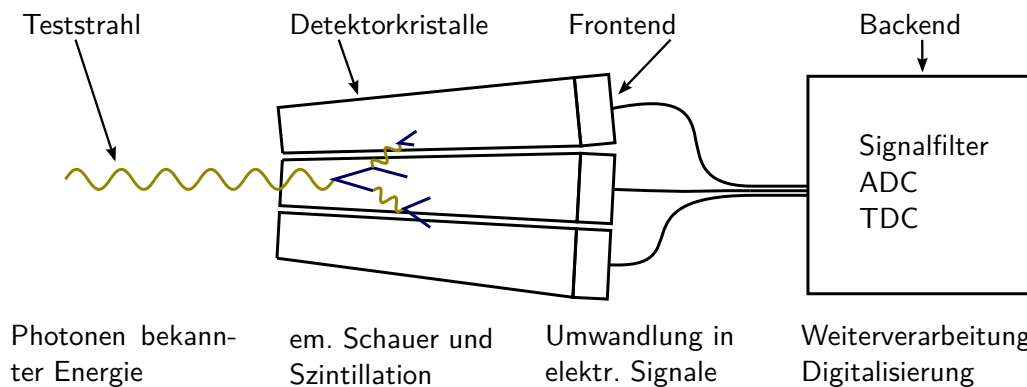
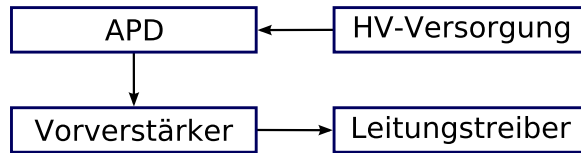


Abbildung 6.1.: Überblick über den Aufbau zum Test der neuen Ausleseelektronik.

#### 6.1.1. Detektorkristalle und Frontendelektronik

Für die verschiedenen Tests wurden zwei Testdetektoren aus je neun Kristallen aufgebaut. Dazu wurden Kristalle vom Typ 12 verwendet, die zu der Zeit nicht im Crystal-Barrel-Kalorimeter eingebaut waren. Um eine Untereinheit möglichst genau nachzubilden, wurden die Kristalle in einer  $3 \times 3$  Matrix angeordnet. Da die Kristalle jedoch nicht für diese Konfiguration entworfen worden sind, ergeben sich zwangsweise leichte geometrische Fehlstellungen. Die Kristalle zeigen nicht auf einen gemeinsamen Mittelpunkt, wie es im Crystal-Barrel-Kalorimeter der Fall ist. Außerdem können dünne Spalten zwischen den Kristallen vorhanden sein.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.2.:** Schematischer Überblick über das Frontend. Die HV-Versorgung stellt die Biasspannung für die APDs zur Verfügung. Deren Signal wird im Vorverstärker verstärkt, dessen Ausgangssignal im Leitungstreiber weiter verstärkt und von dort aus zum Backend übertragen wird.

Das Frontend ist schematisch in Abbildung 6.2 gezeigt. Für den ersten Block wurden APDs verwendet, die aus einer Prototypen-Produktion des PANDA-Experiments stammen. Diese haben eine vergleichbare Charakteristik wie die APDs, die für den Umbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters verwendet werden. Der größte Unterschied ist der größere Dunkelstrom von durchschnittlich  $I_D = 60,2$  nA mit einer Standardabweichung von  $\sigma_{I_D} = 5,1$  nA bei  $G = 50$ ,  $\vartheta = 25$  °C. Die Charakteristika dieser APDs sind in Tabelle B.5 aufgelistet.

Die im zweiten  $3 \times 3$ -Block verwendeten APDs stammen aus einer Musterlieferung von Hamamatsu, die der Serienproduktion für das CBELSA/TAPS-Experiment entnommen wurde. Die Charakteristika dieser APDs sind in Tabelle B.4 aufgelistet. Der durchschnittliche Dunkelstrom bei  $G = 50$ ,  $\vartheta = 25$  °C beträgt  $I_D = 13,1$  nA mit einer Standardabweichung von  $\sigma_{I_D} = 4,7$  nA.

Als Vorverstärker wird im ersten Block der SP917c, im zweiten der SP917d verwendet (siehe Abschnitt 5.4.2). Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Versionen ist ein zweiter Verstärkerschaltkreis in der Version d. In dieser hat jede APD einen eigenen Vorverstärker statt einen gemeinsamen, wie es in der Revision c realisiert ist. Außerdem hat Revision d einen dynamischen Bereich von 3 GeV, Revision c 5 GeV.

In beiden  $3 \times 3$ -Blöcken wird als Hochspannungsversorgung die HV rev. D verwendet (siehe Abschnitt 5.4.4). Die wesentlichen Merkmale sind das ferngesteuerte Einstellen und Messen der Spannung und eine Schaltung zur Kompensation des Temperaturkoeffizienten der APD. Im ersten Block wurde ein Leitungstreiber verwendet, der eine Amplitude von 8 V je Leitung erzeugen kann. Durch die hohe Amplitude sollte eine vergleichsweise hohe Unempfindlichkeit für äußere Störsignale erreicht werden. Nachteil an dieser Variante ist die hohe Verlustleistung von 1 W. Daher wurde im zweiten Block ein veränderter Leitungstreiber getestet, der Amplituden bis 4 V erzeugen kann, dafür aber eine erheblich geringere Verlustleistung erzeugt (ca. 100 mW). Diese Version wurde mit einem veränderten Anschluss zum Backend in Serie produziert.

Die Hauptplatine von Block 2 bietet zusätzlich die Möglichkeit, nur Kanal 1, Kanal 2 oder deren Mittelwert an den Leitungstreiber anzuschließen.

Alle wesentlichen Merkmale der beiden Blöcke sind in Tabelle 6.1 gegenübergestellt.

Komponente	Block 1	Block 2
APDs	PANDA Prototypen	Samples aus Serienproduktion
Vorverstärker	SP917c	SP917d
Hochspannung	HV rev. D	HV rev. D
Leitungstreiber	8V Linedriver	4V Low-Power-Linedriver
Sonstiges		Vorverstärker einzeln selektierbar

**Tabelle 6.1.:** Vergleich der beiden  $3 \times 3$ -Testblöcke.

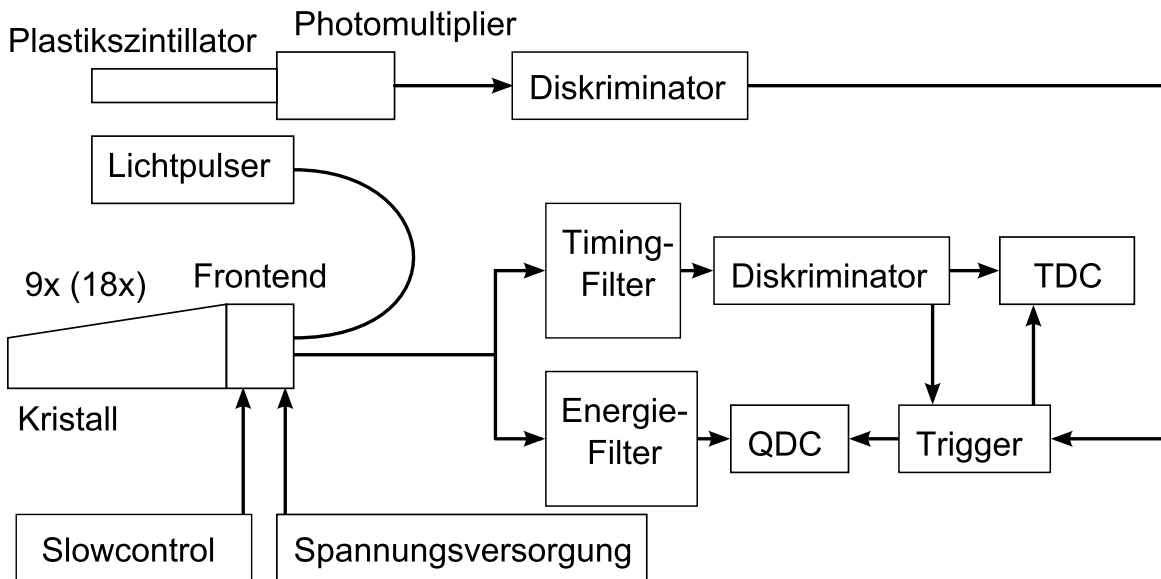


Abbildung 6.3.: Schematische Darstellung der Elektronik des Teststandes.

### 6.1.2. Digitalisierung, Trigger und DAQ

Der Energiezweig besteht aus einer modifizierten Version des Signalfilters aus dem CBELSA/TAPS-Experiment [Ess89] und einem QDC (1885F von LeCroy) zur Digitalisierung der Energieinformation. Beide Komponenten sind in Abschnitt 5.1.3 beschrieben.

Der Zeitzweig besteht aus einem Prototypen des Timingfilters (Abschnitt 5.9). Wesentliche Eigenschaft ist die Erzeugung von kurzen Signalen, aus denen mit einem Diskriminator schnelle Zeitsignale generiert werden können. Das Modul verfügt außerdem über einen Ausgang, an dem das unveränderte Vorverstärkersignal abgegriffen werden kann. Dieser Ausgang ist an den Energiezweig angeschlossen. Das Ausgangssignal des Timingfilters ist an einen Zwei-Schwellen-Diskriminator angeschlossen. Dieser ist in Abschnitt 5.10 vorgestellt. Die digitalen Zeitsignale werden an ein FPGA-Modul weitergeleitet. Auf diesem wird die Walk-Korrektur (siehe Abschnitt 5.10.1) durchgeführt und aus den Signalen aller Kristalle ein Triggersignal generiert. Weiterhin können zwei zusätzliche Zeitsignale in die Triggerentscheidung eingebunden werden. Im Aufbau sind dort Signale von Plastikszintillatoren angeschlossen. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 6.3 dargestellt.

Die Detektorblöcke wurden in unterschiedlichen Konfigurationen betrieben.

1. Ein Plastikszintillator ist ober- oder unterhalb eines Blocks aufgebaut. Damit können kosmische Myonen genutzt werden, um die Elektronik zu testen.
2. Ein Detektorblock befindet sich in einem energiemarkierten Photonenstrahl. Da die Energie der einfallenden Photonen bekannt ist, kann in dieser Konfiguration die Energieauflösung direkt bestimmt werden.
3. Beide Detektorblöcke sind um ein Target aufgebaut. Die Blöcke stehen dabei unter Winkeln von  $72,3^\circ$  und  $101,4^\circ$  zur Strahlachse. Dieser Aufbau wurde im Rahmen eines Praktikums zu einer Vorlesung verwendet. Ziel der Veranstaltung war, neutrale Pionen über den Zerfall in zwei Photonen nachzuweisen.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

4. Im Photonenstrahl befindet sich ein Target. Ein Block ist in Vorwärtsrichtung aufgebaut. Der Winkel zur Strahlachse sowie die Entfernung zum Target entsprechen der Konfiguration im CBELSA/TAPS-Experiment. Mit diesem Aufbau kann getestet werden, wie sich die Elektronik im späteren Aufbau, unter normalen Messbedingungen, verhalten wird (siehe Abschnitt 6.6).

Die Datenerfassungssoftware des Teststandes basiert auf der des CBELSA/TAPS-Experiment [Sch04, Hof14]. Für den Teststand wurde sie von Ch. Schmidt, M. Urban und Ph. Hoffmeister angepasst.

Mit dem Analyseframework Explora wurden Histogramme der Daten erstellt. Die dafür notwendigen Plugins wurden von Ch. Schmidt und M. Urban [Urb14] geschrieben.

Die so erzeugten Histogramme wurden in dieser Arbeit weiter ausgewertet.

### 6.2. Energiekalibrierung mit radioaktiven Quellen

Um den Energiezweig der Elektronik zu kalibrieren, können bei niedrigen Energien radioaktive Quellen verwendet werden, die Gammastrahlung aussenden. Im Gegensatz zu Betastrahlung haben diese ein Linienspektrum, sodass die einzelnen Energien im Amplitudenspektrum beobachtet werden können. Gegenüber Alphastrahlen haben Gammastrahlen in diesem Zusammenhang den Vorteil, dass sie eine größere Reichweite haben: Alphastrahlen würden schon in der Ummantelung der Kristalle absorbiert werden. Die Isotope  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  sind besonders gut geeignet, da nur wenige  $\gamma$ -Linien im Spektrum vorhanden sind und die Energien hoch genug sind, um sie im Amplitudenspektrum gut erkennen zu können. Im Spektrum des Natriums sieht man eine  $\gamma$ -Linie bei 1,27 MeV.  $^{22}\text{Na}$  ist ein  $\beta^+$ -Strahler, daher erscheinen auch die beiden Annihilationsphotonen im Spektrum, welche eine Energie von je 511 keV haben. Der angeregte Tochterzustand des Zerfalls hat eine Lebensdauer von 3 ps [LHP67]. Da diese Zeit um Größenordnungen kleiner ist als die Dauer eines Signals im Energiezweig (ca 8  $\mu\text{s}$ ), kann auch die Summe beider Energien im Spektrum beobachtet werden.

$^{60}\text{Co}$  ist ein  $\beta^-$ -Strahler. Über 99% der Zerfälle führen in einen angeregten Zustand des Tochterkerns, der über eine Kaskade von zwei Gammaquanten (1,27 MeV, 1,33 MeV) zerfällt [LHP67]. Neben diesen beiden Linien kann noch die Summe beider Energien im Spektrum beobachtet werden, da die Lebensdauer des tieferen Zustandes mit 0,7 ps [LHP67] wesentlich kürzer ist als die Dauer von Signalen im Energiezweig.

$^{137}\text{Cs}$  zerfällt unter Aussendung eines Elektrons. In 93,5% der Fälle geht der Kern in einen angeregten Tochterzustand über, der unter Aussendung eines Photons mit 661,6 keV in den Grundzustand übergeht. Da die Elektronen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall vollständig abgeschirmt werden können, ist für das Spektrum nur das Zerfallsphoton relevant.

$^{22}\text{Na}$  hat den Vorteil, dass im Spektrum 3 Peaks auftreten, die relativ weit voneinander entfernt sind. Damit können diese auch von lichtschwachen Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters aufgelöst werden.

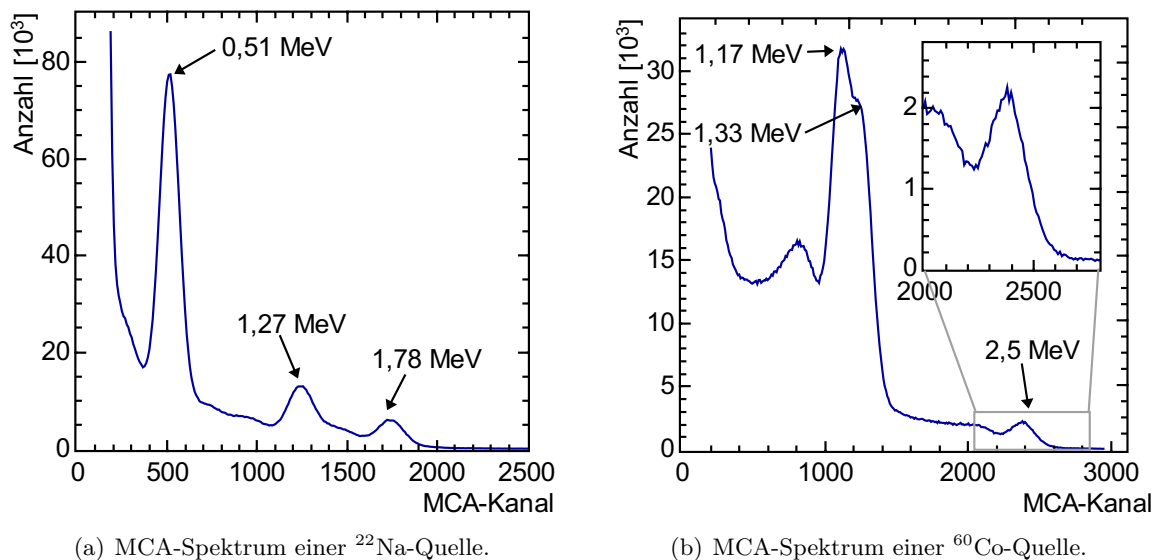
$^{60}\text{Co}$  hat den Vorteil, dass im Spektrum effektiv eine Linie bei 2,5 MeV vorhanden ist, was die höchste Energie der hier aufgeführten Strahler ist. Jedoch hat diese Linie nur eine geringe Intensität, da beide Photonen in Richtung des Kristalls emittiert und dort absorbiert werden müssen. Die unteren beiden Linien von 1,27 MeV und 1,33 MeV können in den meisten Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters nicht getrennt werden.

$^{137}\text{Cs}$  hat den Vorteil, dass nur eine Linie im Spektrum vorhanden ist. Deren Energie ist jedoch im Vergleich mit den anderen hier aufgeführten Quellen gering.

### 6.2.1. Kalibrierung des Teststandes

Soll die Vorverstärkeramplitude in Einheiten von Energie kalibriert werden, kann der Ausgang des Vorverstärkers über einen Signalfilter mit einem MCA verbunden werden. Abbildungen 6.4(a) und 6.4(b) zeigen Beispiele für Spektren.

Für die Kalibrierung des gesamten Energiezweigs wurden zwei Modifikationen am Aufbau



**Abbildung 6.4.:** Mit den Detektoren des Crystal-Barrel-Kalorimeters gemessene Spektren radioaktiver Quellen.

vorgenommen. Vor dem Signalfilter des Energiezweigs wurde ein rauscharmer Verstärker eingefügt, da das Rauschen des vorhandenen Signalfilters zu groß ist, um die Photonen aus radioaktiven Quellen auflösen zu können. Wird das Signal 10-fach verstärkt, bevor es auf den Signalfilter gegeben wird, hat dessen Rauschen einen geringeren Einfluss. In Einheiten der Amplitude ist es gleich, jedoch ist es in Einheiten der Energie um den Verstärkungsfaktor reduziert.

Um ein Triggersignal zu erhalten, wurde das Vorverstärkersignal auf einen Filter mit einer Zeitkonstante von 500 ns gegeben. Dieser Wert liegt unter der Zeitkonstanten des Energiezweigs (1  $\mu\text{s}$ ), damit das Triggersignal früh genug erscheint. Andererseits liegt es oberhalb der Zeitkonstanten des Zeitzweigs (50 ns). Dadurch ergibt sich ein besseres SNR, wodurch niedrigere Triggerschwellen als im Zeitzweig möglich sind.

Alternativ kann die Biasspannung der APDs erhöht werden, sodass diese bei einem höheren Verstärkungsfaktor betrieben werden. Dadurch kann der Verstärker vor dem Energiefilter entfallen. Weiterhin ist durch den höheren Verstärkungsfaktor eine niedrigere Schwelle im Zeitkanal möglich (siehe Abschnitt 5.8.2). Dadurch kann der Aufbau ohne Modifikation der Elektronik kalibriert werden. Weitere Details zu dieser Kalibrierungsmethode finden sich in [Urb14].

### 6.3. Testmessungen an energiemarkierten Photonenstrahlen

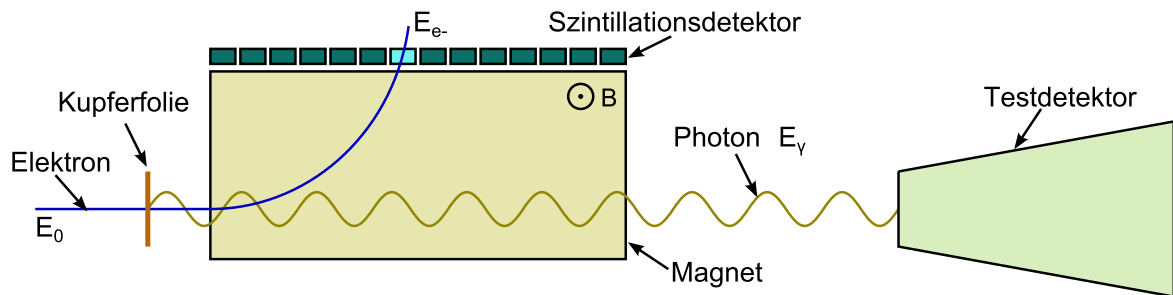
Ein energiemarkierter Photonenstrahl ist sehr gut geeignet, um elektromagnetische Kalorimeter samt Ausleseelektronik zu charakterisieren. Der Detektor kann im Photonenstrahl aufgebaut werden, sodass bei der Testmessung zu einem bekannten Zeitpunkt Photonen mit einer bekannten Energie an einer bekannten Position im Detektor auftreffen. Es kann also sowohl die Energie-, Zeit- und Ortsauflösung bestimmt werden.

Mit dem Teststand wurden Messungen an den Elektronenbeschleunigern ELSA in Bonn (siehe Abschnitt 2.1) und MAMI in Mainz (siehe Abschnitt 6.3.1) durchgeführt. Tabelle 6.2

Anlage	markierter Energiebereich	Elektronenenergie $E_0$ [MeV]
ELSA	$E_\gamma = 12,8\% E_0 \dots 97\% E_0$	800, 2400, 3200
MAMI	$E_\gamma = 5,0\% E_0 \dots 93\% E_0$	180, 450

**Tabelle 6.2.:** Messungen an ELSA und MAMI mit energiemarkierten Photonenstrahlen.

zeigt, welche Energien an den beiden Messplätzen genutzt wurden. Der Messaufbau für beide Messplätze ist im wesentlichen gleich. Die wesentlichen Merkmale sind in Abbildung 6.5 skizziert. Vom Elektronenbeschleuniger steht ein Elektronenstrahl mit einer gegebenen Ener-



**Abbildung 6.5.:** Schema der Messungen an energiemarkierten Photonenstrahlen.

gie  $E_0$  zur Verfügung. Dieser trifft auf eine dünne Kupferfolie, an der durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt werden (siehe Abschnitt 2.2). Die Kupferfolie wird auch Bremsstrahlradia- tor genannt. Der Energiebereich der Photonen reicht von 0 MeV bis  $E_0$ , wobei die Häufigkeit der Photonen in erster Näherung umgekehrt proportional zu ihrer Energie  $E_\gamma$  ist.

Da der Kern des Kupferatoms deutlich schwerer als das Elektron ist, kann der Rückstoß vernachlässigt werden, der bei der Bremsstrahlung auf den Kern übertragen wird. Bestimmt man die Energie  $E_{e-}$  des Elektrons nach der Bremsstrahlung, so ergibt sich die Energie des Photons  $E_\gamma$  aus der Energieerhaltung. Es gilt

$$E_\gamma = E_0 - E_{e-}. \quad (6.1)$$

Auf die Energie des gestreuten Elektrons kann durch die Information des Tagger geschlossen werden. Dieser besteht aus einem Ablenkungsmagneten und einem segmentierten Szintillationsdetektor. Da die Position des Elektrons bei Eintritt in das Magnetfeld hinreichend genau bekannt ist, genügt es, einen weiteren Punkt nach dem Magnetfeld zu kennen, um auf den



Impuls des Elektrons und damit auf dessen Energie schließen zu können. Weitere Details über den Beschleuniger und das Experiment in Bonn finden sich in Abschnitt 2. Die für die Testmessung relevanten Aspekte des Experiments am Mainzer Elektronenbeschleuniger werden im nächsten Abschnitt aufgeführt.

### 6.3.1. Das Mainzer Mikrotron MAMI

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein sogenannter Rennbahnbeschleuniger. Die für die Testmessung wesentlichen Unterschiede zu ELSA sind niedrigere Elektronenenergie und ein quasikontinuierlicher Strahl. Wie bei ELSA hat der Elektronenstrahl von MAMI eine Mikrostruktur. Der Strahl besteht aus Paketen in Abständen von 0,4 ns (bei ELSA: 2 ns). Bei ELSA ist zusätzlich eine makroskopische Zeitstruktur vorhanden, bei der sich etwa 5 s Strahl mit rund 1 s Pause abwechseln. Eine solche Makrostruktur ist bei MAMI nicht vorhanden. Die Größe des Photonenstrahls am Messplatz betrug bei der verwendeten Konfiguration rund 27 mm. Die Größe wurde aus Polaroid-Bildern ermittelt, die während der Messung mit dem Photonenstrahl belichtet wurden. Die Energieschärfe des Elektronenstrahls beträgt rund 13 keV [EK14] und wird im Weiteren vernachlässigt.

Am Elektronenbeschleuniger MAMI befindet sich das Crystal-Ball@MAMI-Experiment. Dieses betreibt wie das CBELSA/TAPS-Experiment Baryonspektroskopie durch Photoproduktion von Mesonen am Nukleon. Der Tagger des Crystal-Ball@MAMI-Experiments verwendet einen Spektrometernagneten [MKA<sup>+</sup>08] und 352 szintillierende Fasern, um die Energie der Photonen zu markieren. Die Zeitauflösung der Fasern beträgt 0,40 ns(FWHM)[MKA<sup>+</sup>08].

## 6.4. Messungen zum Zeitsignal

Primärer Zweck des Zeitzeigs ist zu signalisieren, dass in einem Detektorkristall ein Energieeintrag registriert wurde. Um die Genauigkeit der Information zu bestimmen, kann in einem Detektorkristall immer wieder die gleiche Energie deponiert und der Zeitpunkt des entstehenden Zeitsignals gemessen werden. Aus der Verteilung der auftretenden Messwerte ergibt sich die Genauigkeit.

Die Zeitinformation soll verschiedene Anforderungen erfüllen:

1. Die Zeitinformation soll möglichst genau sein und
2. für einen möglichst großen Energiebereich zur Verfügung stehen.
3. Die Zeit, bis die Information zur Verfügung steht, soll möglichst kurz sein (Abschnitt 4.1).
4. Die Information soll mit einer Wahrscheinlichkeit von annähernd 100% zur Verfügung stehen.
5. Es sollen möglichst wenige ungültige Trefferinformationen generiert werden.

Aktuell steht für den größten Teil des Crystal-Barrel-Kalorimeters keine Zeitinformation zur Verfügung. Diese ist nur für den Vorwärtsbereich verfügbar, wo die Kristalle eine Photomultiplierauslese besitzen. Dort liegt die Genauigkeit der Zeitinformation bei  $\sigma_t = 0,8$  ns (siehe Abschnitt 2.7). Die notwendige Genauigkeit hängt mit der Rate zusammen, mit der ungültige

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Trefferinformationen generiert werden. Je größer die Rate von ungültigen Treffern (Rauschtreffern) ist und je schlechter die Zeitauflösung ist, desto mehr zufällige Koinzidenzen treten auf (zur Berechnung siehe Gleichung 5.2, Abschnitt 5.2). Bei einem Koinzidenzfenster mit einer Dauer von  $\Delta t = 200$  ns ergibt sich bei einer Rauschtrefferrate von  $20 \text{ s}^{-1}$  eine Zufallskoinzidenzrate von  $70 \text{ s}^{-1}$ . Diese Rate würde die Datenakquisition zu rund 3,5% auslasten, was noch akzeptabel erscheint. Ab einer Energie von 15 MeV müssen Photonen mit einer hohen Effizienz nachgewiesen werden, um eine hohe Detektionseffizienz von physikalischen Ereignissen im Trigger zu erreichen (Abschnitt 4.1).

In diesem Abschnitt werden zunächst Definitionen aufgestellt und anschließend die erreichte Genauigkeit anhand von Messdaten ermittelt.

### 6.4.1. Definitionen zur Zeitauflösung

Das Zeitsignal hat drei wesentliche Eigenschaften, die in seine Genauigkeit einfließen:

- Die Latenz  $t_0$  ist die Zeit, die vom physikalisch auftretenden Ereignis im Detektor verstreicht, bis das Zeitsignal als Digitalsignal verfügbar ist.
- Die Latenz ist unter Umständen abhängig von der Energie  $E_K$ , die im Detektor deponiert wurde ( $t_0(E_K)$ ). Diese Abhängigkeit wird als Walk bezeichnet.
- Zu einer festen Energie variiert das Zeitsignal innerhalb einer statistischen Verteilung um einen festen Zeitpunkt. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für die Genauigkeit der Zeitinformation zu einer festen Energie. Sie kann beispielsweise über ihre Standardabweichung  $\sigma_t(E_K)$  charakterisiert werden.

Abbildung 6.6(a) veranschaulicht diese Begriffe. Aufgetragen ist der gemessene Zeitpunkt des Detektorsignals in Abhängigkeit der im Detektor nachgewiesenen Energie. Die gemessenen Kombinationen bilden eine Kurve. Die Breite der Kurve entspricht der Zeitauflösung zu einer festen Energie. Der Schwerpunkt der Kurve entspricht der Latenz. Durch die Schwerpunkte ist eine Kurve gelegt (rot eingezeichnet), deren Krümmung dem Walk entspricht.

Abbildung 6.6(b) zeigt exemplarisch die Verteilung bei einer festen detektierten Energie. An die Daten wurde eine Gaußfunktion angepasst, die ebenfalls eingezeichnet ist.

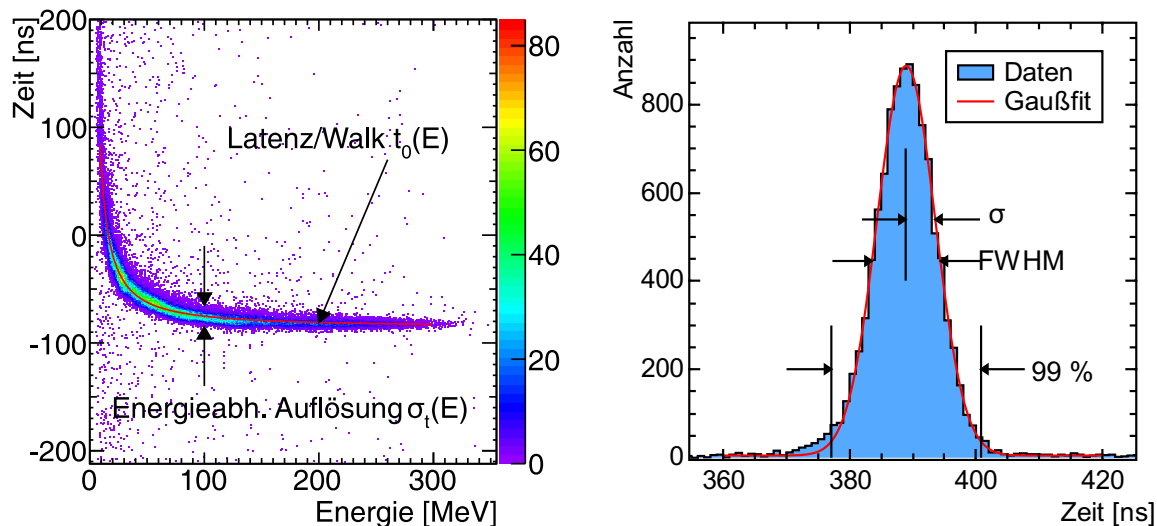
Um die Zeitauflösung von verschiedenen Messungen oder Detektoren vergleichen zu können, muss eine Größe definiert werden, die die Breite der Verteilung quantifiziert.

Dazu kann die mittlere quadratische Abweichung der Messwerte von deren Mittelwert oder die volle Breite bei halber Höhe (full width at half of maximum, FWHM) aus den Messdaten berechnet werden. Für eine genügend große Statistik von Messwerten konvergiert die mittlere quadratische Abweichung zur Standardabweichung der wahren Verteilung. Im Folgenden wird die aus den Messdaten berechnete mittlere quadratische Abweichung als Standardabweichung bezeichnet.

Sind die Messwerte normalverteilt, gilt zwischen Standardabweichung  $\sigma$  und FWHM der Zusammenhang

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,3548 \cdot \sigma. \quad (6.2)$$

Die berechnete Standardabweichung ist sehr empfindlich auf Untergrundereignisse. Ist zusätzlich zur Hauptverteilung ein konstanter Untergrund aus zufälligen Ereignissen vorhanden, so können diese die Standardabweichung vervielfachen. Dieser Fall tritt insbesondere bei Messungen mit hoher Ereignisrate auf, so auch bei den durchgeführten Messungen mit



(a) Energieabhängigkeit der Zeitauflösung. Die rote Linie ist eine Anpassung an die Maxima zu festen Energien. Daten aus 450 MeV-Messung.

(b) Verteilung der Zeitsignale zu einer festen Energie. Eingezeichnet sind ein Gauß-Fit an die Daten in Rot, die Standardabweichung  $\sigma$  der angepassten Funktion, das FWHM der Daten sowie die Breite innerhalb der 99% der Messpunkte liegen. Daten aus 3,2 GeV-Messung.

**Abbildung 6.6.:** Beispiele zur Messung der Zeitauflösung.

direktem Einschuss eines Photonenstrahls in den Detektor.

In die Berechnung des FWHM fließen Amplitude und Breite der Verteilung ein, nicht jedoch einzelne Datenpunkte, die abseits der Hauptverteilung liegen. Daher ist das FWHM auf Untergrundereignisse weniger empfindlich. Hier ergibt sich jedoch auch eine Abweichung, wenn der Verlauf der Verteilung durch statistische Fluktuationen beeinflusst wird.

Um weniger empfindlich auf statistische Fluktuationen zu sein, wird zunächst an die gemessene Verteilung eine Funktion angepasst und dann der Parameter aus dieser Funktion bestimmt.

Dazu kann eine Gaußfunktion verwendet werden, wenn die Messwerte normalverteilt sind. In Abbildung 6.6(b) sind neben der Verteilung der Messwerte eine angepasste Gaußfunktion, die Standardabweichung  $\sigma$  und das FWHM eingezeichnet.

**Online- und Offline-Zeitauflösung** Aus der Zeitauflösung ergibt sich, wie groß der zeitliche Abstand zwischen Ereignissen in zwei Detektoren sein kann, diese aber trotzdem als gleichzeitig betrachtet werden können.

Je nach Zusammenhang fließen verschiedene Faktoren in die Verteilung ein. Im aufgebauten Detektor werden bei einem Ereignis in den Detektorkristallen unterschiedlichste Energien deponiert. Neben der Variation zu einer festen Energie fließt also noch der Walk in die Zeitauflösung ein. In diesem Zusammenhang wird auch von der Online-Zeitauflösung gesprochen.

Die Zeitauflösung bei Analyse der Daten wird als Offline-Zeitauflösung bezeichnet. Zu diesem Zeitpunkt sind neben den Zeitinformationen auch Energieinformationen zu jedem Detektor vorhanden. Da der Walk nur von der Energie abhängt, kann dieser vollständig aus der Zeit-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

information herausgerechnet werden. Dadurch ist die Offline-Zeitaufösung besser als die Online-Zeitaufösung.

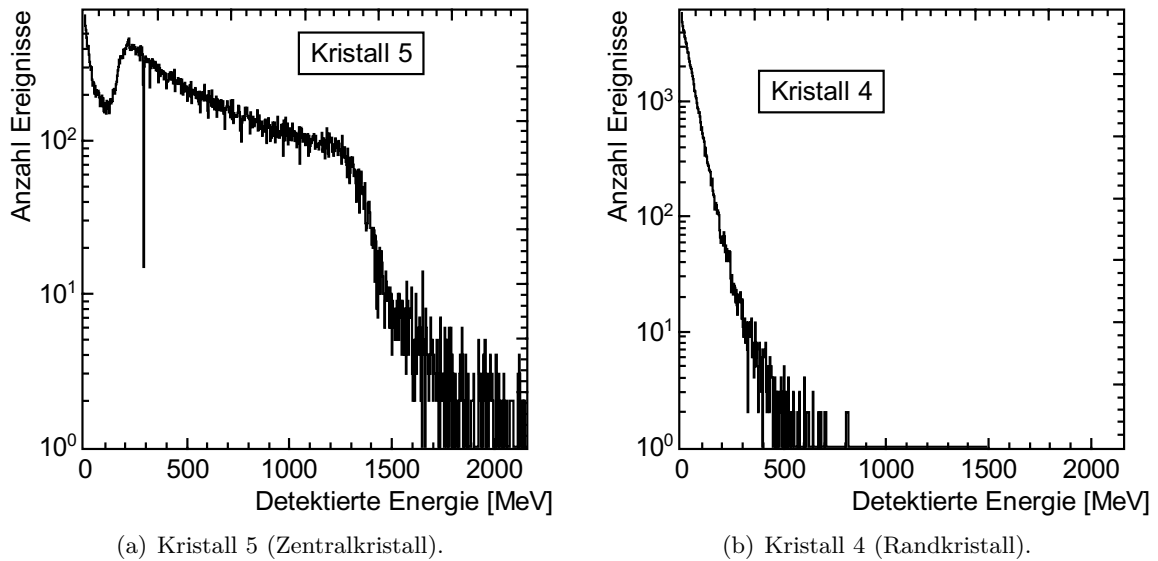
### 6.4.2. Messdaten zur Zeitinformation

Bei den durchgeführten Messungen an ELSA und MAMI ist durch die jeweiligen Tagger eine genaue Zeitreferenz vorhanden, die dem Zeitpunkt der Energiedeposition im Detektor entspricht. In beiden Fällen ist jedoch zusätzlich eine unbekannte Latenz vorhanden, sodass die Latenz des Zeitsignals der Detektoren nicht ohne weiteres bestimmt werden kann. Diese wurde separat in [Blo12] ermittelt.

Beim Direkteinschuss in den Testblock wird ein Großteil der Energie im zentral getroffenen Kristall deponiert. Der Anteil liegt bei rund 80% der Energie des Photons.

Eine Referenzzeit ist nur vorhanden, wenn das betrachtete Photon vom Tagger markiert werden konnte. Für eine Messung an ELSA mit  $E_0 = 2,4$  GeV bedeutet dies, dass für den Zentralkristall eine Referenzzeit für Energiedepositionen im Bereich  $250 \text{ MeV} \lesssim E_K \lesssim 1850 \text{ MeV}$  vorhanden ist.

Breitet sich der elektromagnetische Schauer in die Nachbarkristalle aus, wird in diesen ein Bruchteil der Energie des primären Photons deponiert. Im Zentralkristall wird im Mittel rund 80% der Energie des primären Photons deponiert, in den Randkristallen kommen deutlich kleinere Anteile häufig vor. Dadurch können Charakterisierungsmessungen für das Zeitsignal im niedrigen Energiebereich erhalten werden. Abbildung 6.7 zeigt die Häufigkeitsverteilungen



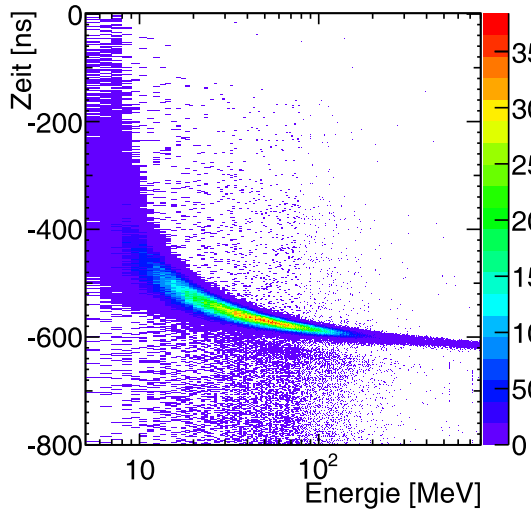
**Abbildung 6.7.:** In Kristallen deponierte Energie bei der Messung an ELSA mit  $E_0 = 2,4$  GeV.

der im Kristall deponierten Energie für Kristalle 4 und 5 bei der Messung an ELSA mit  $E_0 = 2,4$  GeV.

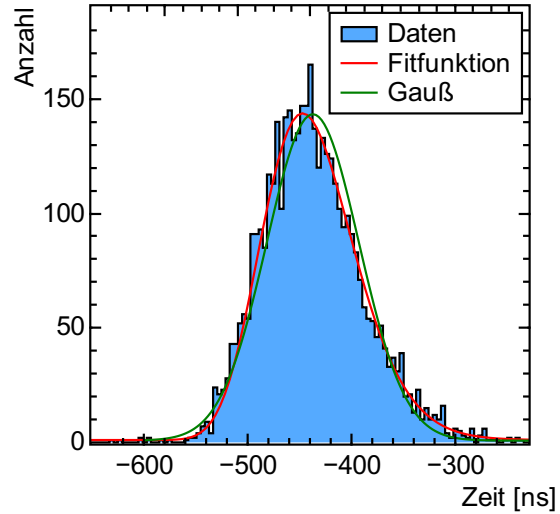
### 6.4.3. Analysemethode

Zur Charakterisierung des Zeitsignals stehen verschiedene Datensätze zur Verfügung. Diese sind als zweidimensionale Histogramme vorhanden, in denen die einzelnen physikalischen

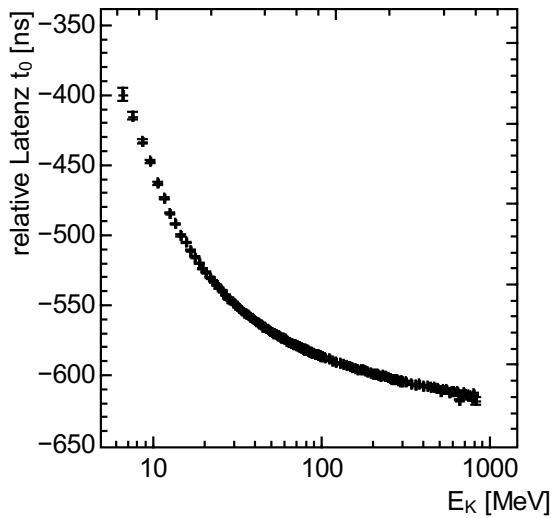
Ereignisse aufgetragen sind. Auf der y-Achse ist die relative Zeit der Ereignisse aufgetragen, auf der x-Achse die im Detektor nachgewiesene Energie  $E_K$ . Abbildung 6.8(a) zeigt ein Bei-



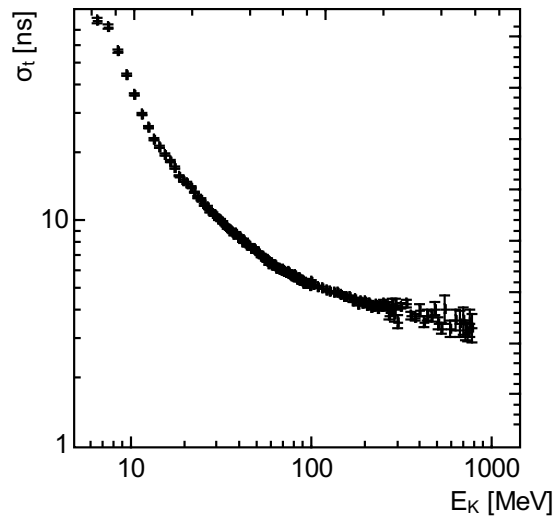
(a) Zeit-Energie-Spektrum von Kristall 4.  $E_0 = 2,4$  GeV.



(b) Zeitspektrum für  $9 \text{ MeV} \leq E_K \leq 10 \text{ MeV}$ .



(c) Relative Latenz  $t_0$  in Abhängigkeit der detektierten Energie  $E_K$ .



(d) Zeitauflösung bei fester Energie  $\sigma_t$  in Abhängigkeit der Energie  $E_K$ .

**Abbildung 6.8.:** Exemplarische Ergebnisse zur Untersuchung der Zeitauflösung.

spiel eines solchen Histogramms.

In der Analyse wird die Verteilung der Zeitinformationen für kleine Energiebereiche betrachtet. Abbildung 6.8(b) zeigt den Energiebereich von  $9 \text{ MeV} \leq E_K \leq 10 \text{ MeV}$  des Histogramms aus Abbildung 6.8(a). Um Schwerpunkt und Breite der Verteilung zu bestimmen, wird eine Funktion an die Daten angepasst. Insbesondere bei niedrigen Energien weisen die Daten eine leichte Asymmetrie auf. Eine Gaußfunktion kann die Verteilung nur mit einer Abweichung beschreiben. Eine genauere Wiedergabe der Daten ist mit der Novosibirskfunktion möglich.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Diese Funktion ist gegeben durch

$$\text{Nov}(x) := A \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln^2(1 + \Lambda\tau(x - \mu))}{\tau^2} + \tau^2 \right) \right] \quad (6.3)$$

mit

$$\Lambda = \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln(4)})}{\sigma\tau\sqrt{\ln(4)}}, \quad (6.4)$$

wobei  $A$  die Amplitude wiedergibt und  $\mu$  die Position.  $\sigma$  parametrisiert die Breite der Funktion,  $\tau$  die Asymmetrie. Für  $\tau = 0$  entspricht die Funktion einer Gaußfunktion. Bei der Novosibirskfunktion gilt wie bei der Gaußfunktion

$$\text{FWHM} \approx 2.35 \cdot \sigma \quad (6.5)$$

(Beweis: Anhang A in [Dri12]). Im gezeigten Beispiel ergibt sich für die Novosibirskfunktion  $\chi^2/\text{NDF} = 1,06$  und für die Gaußfunktion  $\chi^2/\text{NDF} = 2,49$ .

Für die weitere Auswertung werden die Position des Maximums  $\mu$  als  $t_0(E)$  und die Parameter  $\sigma$  als Standardabweichung  $\sigma(E)$  aus der Novosibirskfunktion verwendet.

Dieser Analyseschritt wird für Energieabschnitte über den gesamten Energiebereich durchgeführt. So ergeben sich die Abhängigkeiten  $t_0(E)$  und  $\sigma_t(E)$ . Die aus dem Beispiel (Abbildung 6.8(a)) extrahierten Werte sind in Abbildung 6.8(c) und 6.8(d) dargestellt.

### 6.4.3.1. Detektionseffizienz

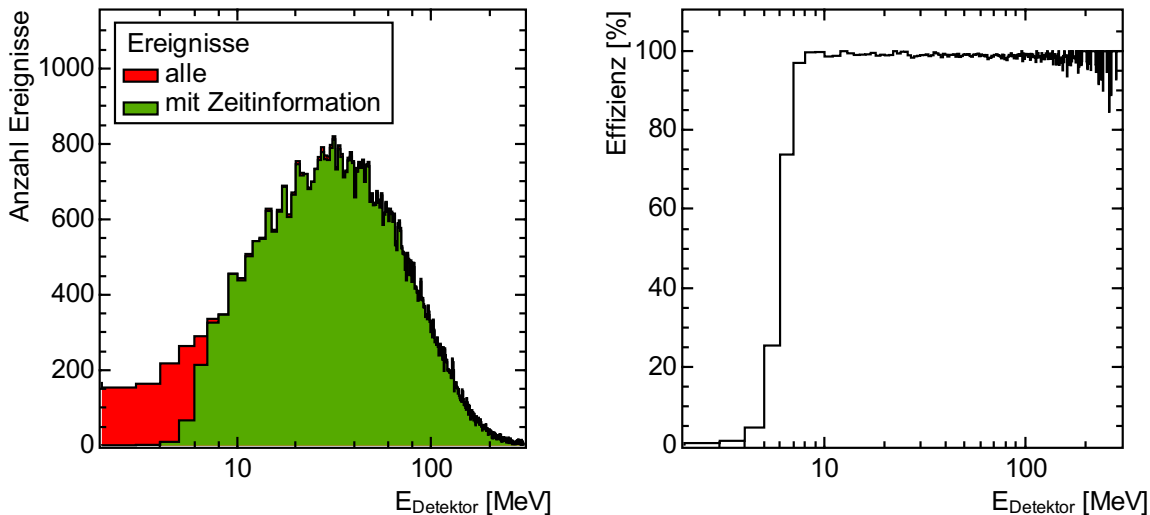
Alle in Abschnitt 6.4.1 definierten Größen zeigen eine Abhängigkeit von der eingestellten Schwelle. Diese kann einfach über die Detektionseffizienz aus den Daten bestimmt werden. Um die Detektionseffizienz zu bestimmen, wird energieabhängig betrachtet, für welchen Anteil der Ereignisse eine Zeitinformaton vorhanden ist.

$$\eta(E) = \frac{\text{Anzahl Ereignisse mit Zeitinformaton}}{\text{Anzahl Ereignisse}}(E) \quad (6.6)$$

Dabei ergibt sich nur dann ein sinnvolles Ergebnis, wenn das Zeitsignal nicht Bedingung für das Aufzeichnen des Ereignisses ist. Bei den meisten Messungen wurde als Triggerbedingung eine Koinzidenz aus Tagger und der Disjunktion aller Kristalle verwendet. Wird der Zentralkristall von einem Photon getroffen, so wird in diesem rund eine Größenordnung mehr Energie deponiert als in den benachbarten Kristallen. In den Messungen wurden Diskriminatorschwellen eingestellt, die besser als Faktor 2 miteinander übereinstimmen. Daher ist die Disjunktion durch den Zentralkristall erfüllt, während die Randkristalle einen kleineren Energieeintrag erhalten, der auch unter der Schwelle liegen kann.

Soll mithilfe der Daten die Schwelle des Zentralkristalls bestimmt werden, so muss eine andere Triggerbedingung gewählt oder der Photonenstrahl auf einen der benachbarten Kristalle gerichtet werden.

Abbildung 6.9 zeigt ein Beispiel für die Berechnung der Effizienz. In Abbildung 6.9(a) sind zwei Histogramme gezeigt. Grün ist der Anteil der Daten dargestellt, zu dem eine Zeitinformaton vorhanden ist. Rot sind alle Ereignisse des Datensatzes dargestellt. Der energieabhängig berechnete Quotient aus beiden Histogrammen ergibt die Effizienz (vgl. Gl. 6.6). Diese ist in Abbildung 6.9(b) dargestellt.



(a) Histogramme der Quelldaten zur Berechnung. Rot: Alle vorhandenen Ereignisse, grün: Alle Ereignisse, für die zur untersuchten Schwelle eine Zeitinformation vorliegt.

(b) Quotient der beiden Histogramme.

**Abbildung 6.9.:** Berechnung der Detektionseffizienz in Abhängigkeit der Energie.

Durch das elektronische Rauschen ist die Schwelle nicht eine perfekte Stufe, sondern verschmiert. Zur Charakterisierung der Schwelle können deren Position und das Ausmaß deren Verschmierung verwendet werden.

Im Folgenden wird zur Quantifizierung der Schwelle die Energie angegeben, bei der die Detektionseffizienz 50% beträgt.

#### 6.4.4. Latenz des Zeitsignals

Die Latenz ist die Zeitspanne vom Auftreten des physikalischen Ereignisses bis Auftreten der digitalen Trefferinformation. Diese wird von der Elektronik generiert, sobald das analoge Signal des Zeitzweigs über die Schwelle des Diskriminators steigt.

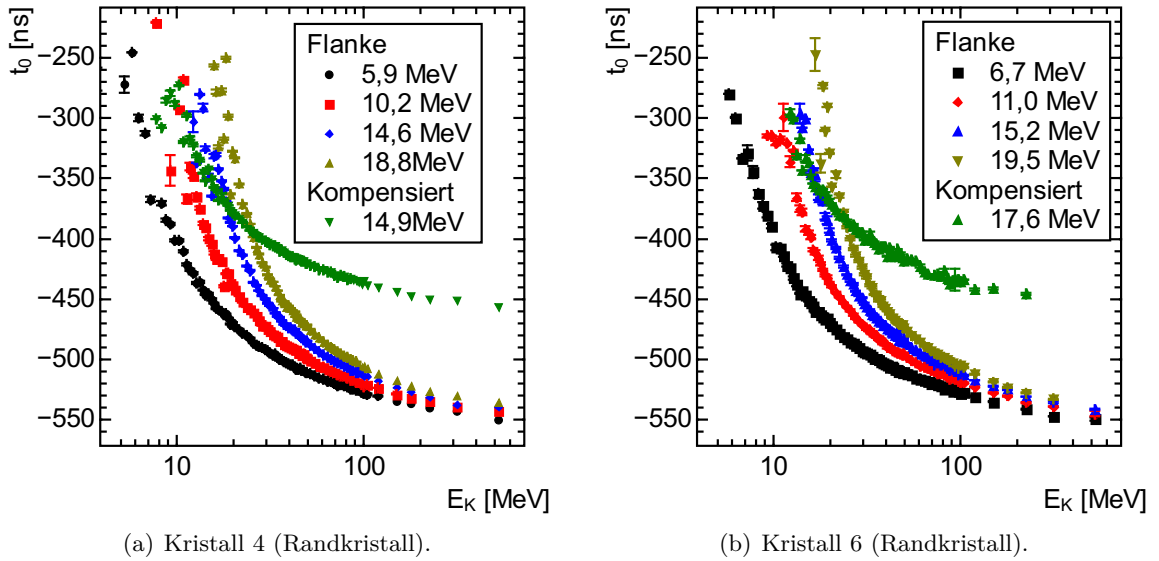
##### 6.4.4.1. Abhängigkeit von der Schwelle

Für eine feste Schwelle tritt das Zeitsignal um so früher auf, desto höher die deponierte Energie ist. Je höher die deponierte Energie ist, desto kleiner ist der Bruchteil der Signalamplitude, bei dem die Schwelle überschritten wird.

Für eine feste Energiedeposition tritt das Signal um so später auf, je höher die eingestellte Schwelle ist. Der Bruchteil der Signalamplitude, die die Schwelle überschreitet, wächst mit der Schwelle.

Ist die Energiedeposition kleiner als die Schwelle, so sollte kein Zeitsignal auftreten. Durch das elektronische Rauschen kann die Schwelle jedoch auch dann überschritten werden, wenn Signal und Rauschen zusammen die Diskriminatorschwelle überschreiten. Abbildung 6.10 zeigt die gemessene Latenz der Zeitsignale von Kristall 4 und 6. Der Schwellendiskriminator ist auf die Flanke des Analogsignals sensitiv. Daher sind die zugehörigen Zeitinformationen im Diagramm mit *Flanke* beschriftet.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.10.:** Latenz  $t_0$  des Zeitsignals in Abhängigkeit der deponierten Energie  $E_K$ . Erläuterung siehe Text.

Die gemessenen Abhängigkeiten stimmen mit dem erwarteten Verlauf für einen Schwellendiskriminator überein. In den Abbildungen ist außerdem das Zeitsignal des Walk-Kompensierten Signals (siehe Abschnitt 5.10.1) eingezeichnet.

Dieses weist zwar noch eine Krümmung auf, jedoch ist diese geringer, als bei allen unkompenzierten Diskriminatorschwellen. Dazu sei der Gesamtwalk  $t_W$  definiert als

$$t_W = \lim_{E_K \rightarrow E_T} t(E_K) - \lim_{E_K \rightarrow \infty} t(E_K). \quad (6.7)$$

Dabei bezeichnet  $E_K$  die im Kristall deponierte Energie,  $t(E_K)$  die Latenz in Abhängigkeit der Energie und  $E_T$  die Schwelle des Diskriminators.

Für die unkompenzierten Zeitsignale ergibt sich  $t_W \approx 300$  ns, was mit der Zeit übereinstimmt, die das Analogsignal bis zum Erreichen des Maximums braucht.

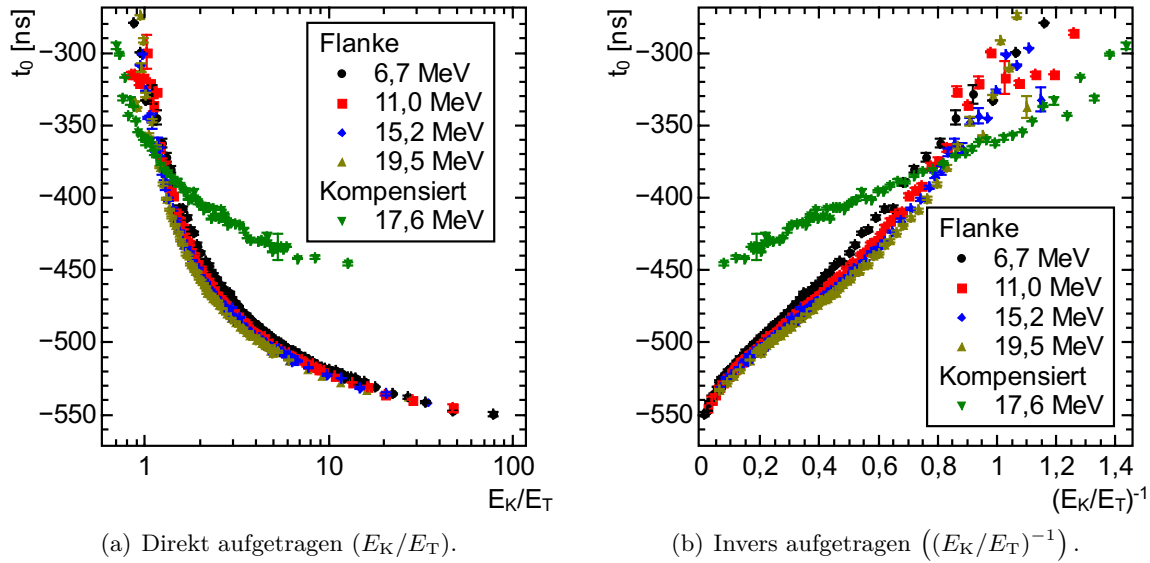
Für das kompensierte Zeitsignal ergibt sich  $t_W \approx 125$  ns.

### 6.4.4.2. Normierung der Energie

Für eine gegebene Schwelle ergibt sich die Energieabhängigkeit der Latenz  $t(E_K)$  aus der Signalform des Analogsignals. Bei einem größeren Energieeintrag im Kristall vergrößert sich die Amplitude des Signals, jedoch nicht dessen Form. Dementsprechend muss sich die gleiche Latenz ergeben, wenn Amplitude und Schwelle um den gleichen Faktor vergrößert werden. Abbildung 6.11(a) zeigt die gleichen Messdaten wie Abbildung 6.10(a), jedoch ist hier auf der x-Achse nicht die gemessene Energie  $E_K$  aufgetragen, sondern  $\frac{E_K}{E_T}$ , die Energie normiert auf die Diskriminatorschwelle  $E_T$ . Die Kurven der Schwellendiskriminatoren sind annähernd deckungsgleich. Die Werte der Walk-kompensierten Schwelle verlaufen deutlich flacher. Da das Zeitsignal anders generiert wird, ist dieses Verhalten jedoch auch zu erwarten.

Noch deutlicher wird der Unterschied zwischen den beiden Signalarten, wenn auf der x-Achse der Kehrwert  $\left(\frac{E_K}{E_T}\right)^{-1}$  aufgetragen wird. Die Messwerte liegen näherungsweise auf





**Abbildung 6.11.:** Latenz  $t_0$  des Zeitsignals in Abhängigkeit des Energieeintrags  $E_K$  pro Schwelle  $E_T$ . Daten von Kristall 4.

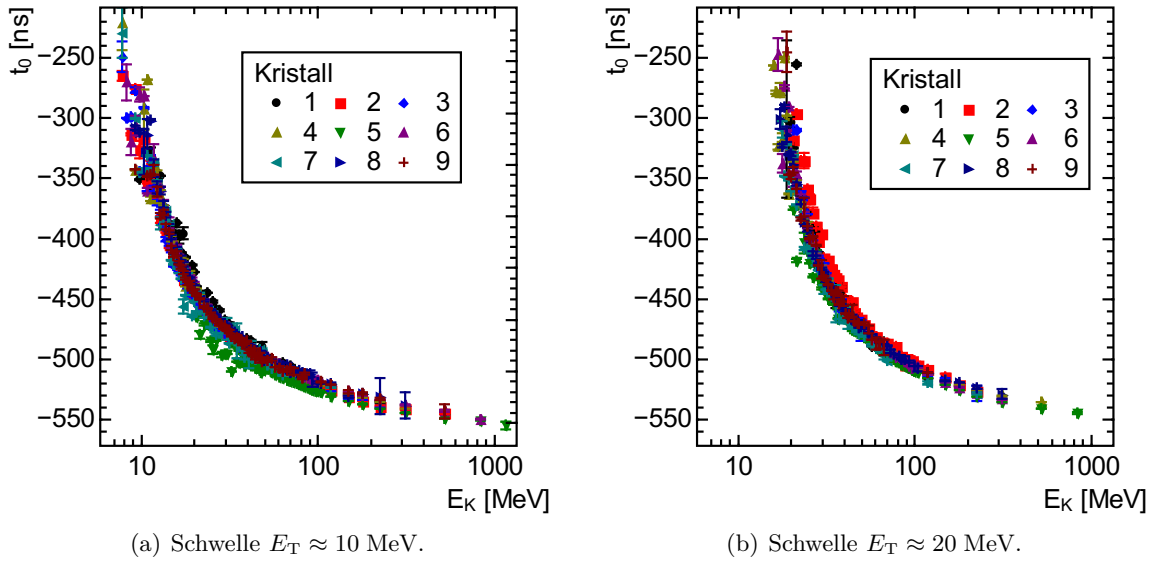
Geraden, wobei die Kurven des Schwellendiskriminators fast aufeinander liegen. Die Walk-kompensierten Punkte bilden eine separate Gerade. Der Schnittpunkt mit der y-Achse entspricht der Latenz für  $E_K \rightarrow \infty$ . Der Wert bei  $\frac{E_K}{E_T} = 1$  entspricht der Latenz bei  $E_K = E_T$ . Dadurch kann der Gesamtwalk  $t_W$  leicht abgelesen werden. Deutlich ist erkennbar, dass das Walk-kompensierte Signal später auftritt und einen geringeren Gesamtwalk aufweist. Für die Zeitsignale des Schwellendiskriminators ergibt sich ein Gesamtwalk von  $t_W \approx 235$  ns, wenn die Zeitsignale für  $E_K \geq E_T$  betrachtet werden. Werden alle Zeitsignale betrachtet, so ergibt sich  $t_W \approx 330$  ns. Dabei ist zu berücksichtigen, dass bei  $E_K < E_T$  die Detektionseffizienz  $\eta < 50\%$  ist. In der Analyse der Daten des CBELSA/TAPS-Experiments wird in der Software eine Schwelle auf die gemessenen Daten angewendet, bei der die Detektionseffizienz bei annähernd  $\eta \approx 100\%$  liegt. Daher wäre es nicht nachteilig, wenn Energieeinträge mit geringer Detektionseffizienz die Koinzidenzbedingung im Trigger nicht erfüllen. Deshalb kann für die Wahl des Koinzidenzfensters im Trigger auch der kleinere der beiden Werte verwendet werden.

Für das Walk-kompensierte Signal ergeben sich analog  $t_W \approx 95$  ns beziehungsweise  $t_W \approx 160$  ns.

#### 6.4.4.3. Abhängigkeit vom Kanal

Wie bereits betrachtet, ergibt sich bei einer festen Schwelle die Energieabhängigkeit der Latenz  $t(E_K)$  aus der Signalform des Analogsignals. Die Signalform ergibt sich aus der Signalform des Szintillationslichts und dem Übertragungsverhalten des Vorverstärkers und des Signalfilters. Diese Komponenten haben für unterschiedliche Kanäle das gleiche Verhalten. Also sollte auch die Latenz bei gleichen Bedingungen für unterschiedliche Kanäle des Teststandes gleich sein. Die Latenz aller Kristalle ist in Abhängigkeit der Energie in Abbildung 6.12 gezeigt. Abbildung 6.12(a) zeigt die Latenz für Schwellen  $E_T = (10,3 \pm 0,5)$  MeV, Abbildung 6.12(b) für  $E_T \approx (19,7 \pm 1,3)$  MeV. Alle Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf. Bei

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.12.:** Latenz  $t_0$  verschiedener Kanäle bei fester Schwelle  $E_T$ . Erläuterung siehe Text.

genauerer Betrachtung fällt auf, dass einzelne Kurven tendenziell von den restlichen Messwerten abweichen. Beispielsweise scheint Kristall 5 in Abbildung 6.12(a) eine leicht geringere Latenz zu haben, Kristall 2 in Abbildung 6.12(b) eine leicht größere. Die Abweichungen der Latenz sind jedoch zu erwarten, da die Schwellen nicht exakt einander entsprechen. Kristall 5 in Abbildung 6.12(a) hat eine um 0,3 MeV niedrigere Schwelle als der Mittelwert der Schwellen der gezeigten Messung. Dies ist die zweitniedrigste Schwelle, die niedrigste hat Kristall 7 mit 9,7 MeV, dessen Latenz ebenfalls tendenziell geringer ist als die der anderen Kristalle.

Kristall 2 hat in Abbildung 6.12(b) die höchste Schwelle, die den Mittelwert der anderen Kanäle um 2,5 MeV übersteigt. Auf eine quantitative Analyse wird verzichtet, da die Werte schon gut einander entsprechen.

Neben leicht unterschiedlichen Schwellen können systematische Unterschiede zwischen den Kanälen der Elektronik vorhanden sein. Die Durchlaufzeit der Komparatoren, die im Diskriminatormodul verwendet werden, kann sich laut Spezifikation um 1 ns zwischen zwei Kanälen unterscheiden [Lin01], durch den folgenden TTL-ECL-Wandler kann der Versatz um 0,6 ns vergrößert werden [Mic05].

### 6.4.5. Zeitauflösung bei fester Energie

Im vorherigen Abschnitt wurde die Energieabhängigkeit der Latenz bestimmt, also die Größe der systematischen Variation des Zeitsignals in Abhängigkeit der Energie.

Daneben gibt es noch eine Variation der Zeitinformation, die statistischer Natur ist. Diese Variation wird im Folgenden als Zeitauflösung  $\sigma_t$  bezeichnet. Diese ist von der Energie abhängig, die im zugehörigen Detektor nachgewiesen wurde. Daher wird die Zeitauflösung im Folgenden in Abhängigkeit der Energie bestimmt ( $\sigma_t(E_K)$ ).

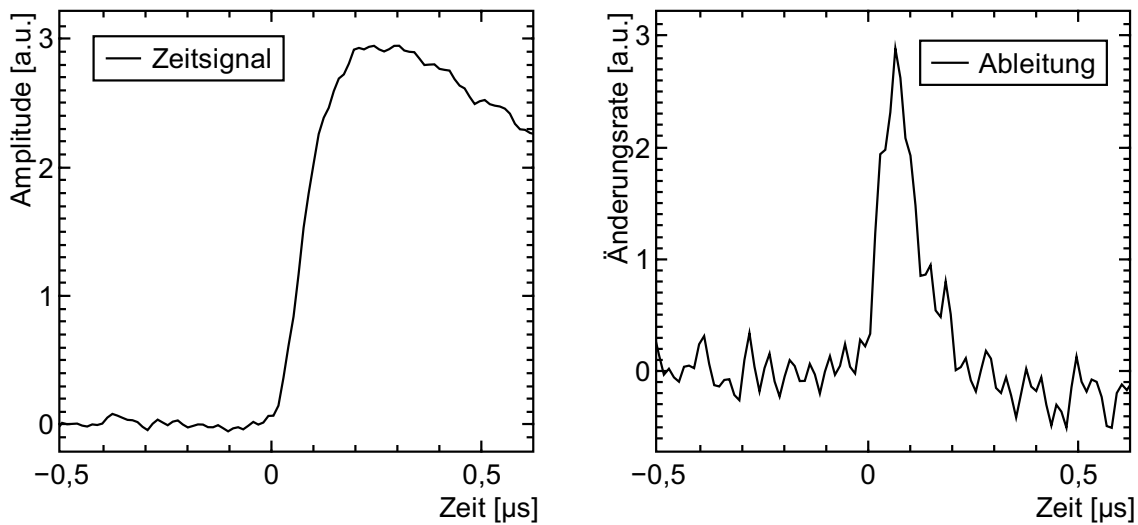
Die Ursache dieser Variation sind unkorrelierte Signale, die neben dem Detektorsignal im Zeitstrahl vorhanden sind. Ist die Ursache der unkorrelierten Signale elektronisches Rauschen,

gibt [Leo94a] zur Berechnung der Zeitauflösung  $\sigma_t$  an:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\left| \frac{dU}{dt} \right|}, \quad (6.8)$$

(siehe auch Abschnitt 5.8.2). Dabei ist  $\sigma_{\text{noise}}$  der Effektivwert des Rauschsignals und  $\frac{dU}{dt}$  die Änderungsrate oder auch Steilheit des Signals. Die Zeitauflösung ist also umso besser, je schneller sich das Signal ändert und je kleiner die Rauschspannung ist. Da sich nur die Amplitude, nicht aber die Form des Signals mit der detektierten Energie  $E_K$  ändert, ergibt sich eine höhere Änderungsrate des Signals. Für höhere Energie  $E_K$  ist also eine bessere Zeitauflösung möglich als für niedrige Energie.

Weiter folgt, dass die Zeitauflösung zu einer festen gemessenen Energie  $E_K$  von der Schwelle  $E_T$  abhängt. Die führende Flanke des Zeitsignals ist in Abbildung 6.13(a) dargestellt, dessen zeitliche Ableitung in Abbildung 6.13(b).



(a) Zeitlicher Verlauf des Signals.

(b) Zeitlicher Verlauf der Ableitung.

**Abbildung 6.13.:** Detailansicht der führenden Flanke des Zeitsignals.

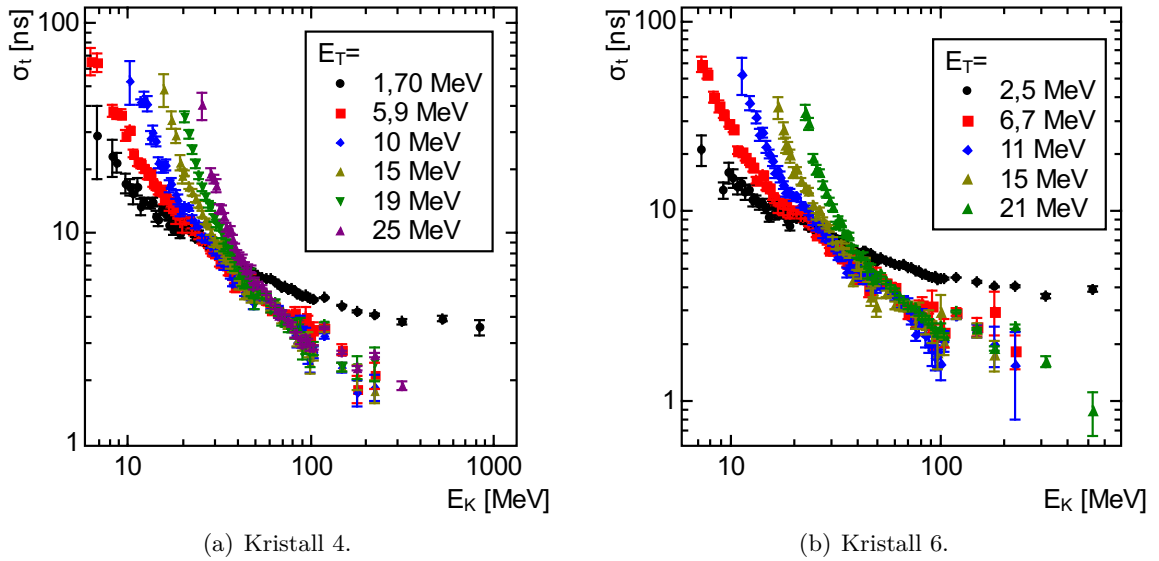
maximale Steilheit und wird anschließend wieder flacher, bis es das Maximum erreicht und wieder abfällt.

Daraus folgt:

- Liegt die gemessene Energie weit über der Diskriminatorschwelle ( $E_K \gg E_T$ ), so liegt eine höhere Schwelle im steileren Bereich des Zeitsignals. Daher verbessert sich die Zeitauflösung  $\sigma_t$ , wenn die Schwelle  $E_T$  vergrößert wird.
- Liegt die gemessene Energie leicht über der Diskriminatorschwelle ( $E_K \gtrsim E_T$ ), so liegt eine niedrige Schwelle im steileren Bereich des Zeitsignals. Daher verbessert sich die Zeitauflösung  $\sigma_t$ , wenn die Schwelle verkleinert wird.

Dieses Verhalten kann in den gemessenen Daten beobachtet werden. Abbildung 6.14 zeigt die gemessene Zeitauflösung  $\sigma_t$  in Abhängigkeit der detektierten Energie  $E_K$  bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen  $E_T$ . Bei niedrigen detektierten Energien  $E_K$  ergibt sich eine

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.14.:** Zeitauflösung  $\sigma_t$  in Abhängigkeit der detektierten Energie  $E_K$  bei unterschiedlichen Schwellen  $E_T$ .

bessere Zeitauflösung  $\sigma_t$ , je niedriger die Schwelle  $E_T$  ist. Bei hohen detektierten Energien ist es umgekehrt. Die schlechteste Zeitauflösung ergibt sich für die niedrigste Schwelle  $E_T$

### 6.4.5.1. Normierung der Energie

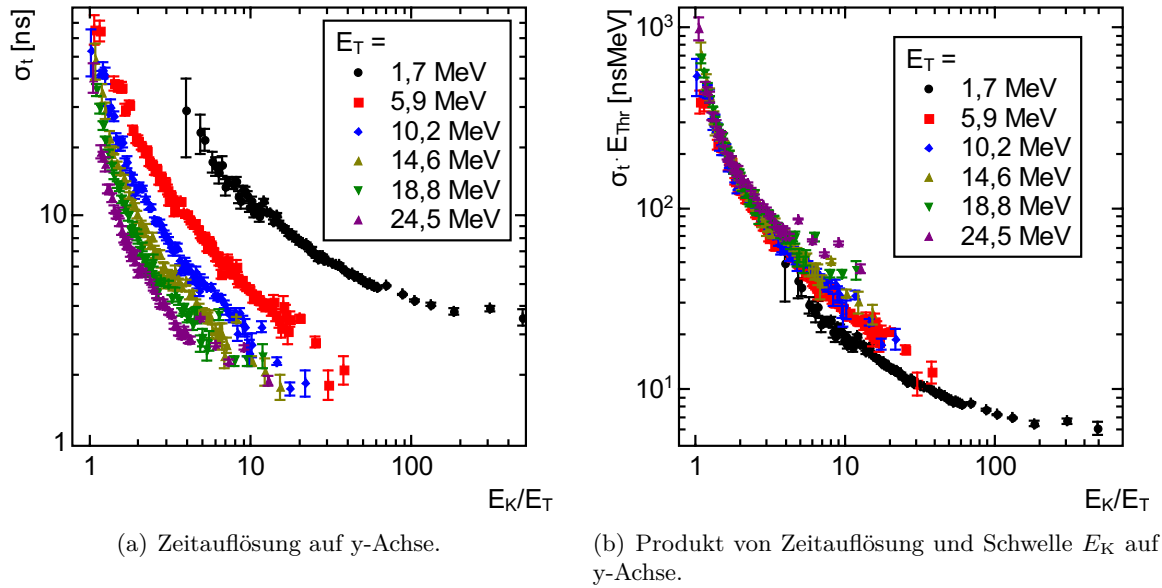
Wird die Latenz  $t_0$  in Abhängigkeit der auf die Diskriminatorschwelle normierten Energie aufgetragen, so ergibt sich für verschiedene Schwellen ein annähernd gleicher Verlauf (Abbildung 6.11). Dies kann verstanden werden, da die Signalform nicht von der Energie abhängt. In die Zeitauflösung  $\sigma_t$  fließt neben der Signalform auch die Rauschspannung direkt ein (Gleichung 6.8). Werden Signalamplitude und Diskriminatorschwelle  $E_T$  verdoppelt, so wird die Schwelle zum gleichen Zeitpunkt überschritten. Durch die Verdopplung der Signalamplitude verdoppelt sich ebenfalls die Änderungsrate, wodurch sich der Wert der Zeitauflösung  $\sigma_t$  halbiert. Als Formel ausgedrückt ergibt sich

$$\sigma_t(E_T, E_K) = c \cdot \sigma_t(c \cdot E_T, c \cdot E_K). \quad (6.9)$$

Im Plot von  $\sigma_t$  gegen  $\frac{E_K}{E_T}$  sollten daher die Kurven für unterschiedliche Schwellen nicht übereinander liegen. Die in Abbildung 6.15(a) dargestellten Messwerte zeigen das erwartete Verhalten.

Bei der Zeitauflösung  $\sigma_t$  ist jedoch eine andere Normierung möglich, um die Abhängigkeit von der Schwelle  $E_T$  zu eliminieren. Die Änderung der Zeitauflösung  $\sigma_t$  kann absorbiert werden, indem das Produkt mit der Schwelle  $E_T$  gebildet wird.

Abbildung 6.15(b) zeigt die entsprechend aufgetragenen Messwerte. Die Kurven zu unterschiedlichen Schwellen  $E_T$  liegen annähernd übereinander. Für die niedrigste Schwelle ( $E_T = 1,7$  MeV) ergibt sich ein abweichender Verlauf. Die Werte liegen signifikant unter den Werten höherer Schwellen. Bei den restlichen Messwerten liegen die Kurven zu hohen Schwellen  $E_T$  tendenziell höher als die zu niedrigen. Die Unterschiede sind jedoch deutlich geringer als in anderen Darstellungen (Abb. 6.15(a) oder 6.14).



**Abbildung 6.15.:** Plots zur Zeitauflösung in Abhängigkeit der auf die Schwelle  $E_T$  normierten Energie  $E_K$ .

Da der Verlauf der Zeitauflösung in dieser Darstellung von der Schwelle näherungsweise unabhängig ist, können Daten verschiedener Detektoren gut verglichen werden. Im Allgemeinen sind von unterschiedlichen Messungen Messwerte nur zu unterschiedlichen Schwellen  $E_T$  vorhanden.

#### 6.4.5.2. Vergleich verschiedener Kristalle

Beim Vergleich der Auflösungswerte verschiedener Kristalle ist zu beachten, dass die Diskriminatorschwellen der verschiedenen Kanäle im Allgemeinen nicht identisch sind. Schon kleine Unterschiede in den Schwellen ergeben jedoch einen deutlich veränderten Wert der Zeitauflösung  $\sigma_t$ .

Um den Einfluss unterschiedlicher Schwellen zu reduzieren, wird im Folgenden statt der Zeitauflösung  $\sigma_t(E_K)$  die normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}_t\left(\frac{E_K}{E_T}\right)$  betrachtet. Sind Messwerte von  $n$  Kristallen mit Schwellen  $E_K^{(i)}$  vorhanden, so werden die normierten Zeitaufösungen berechnet durch

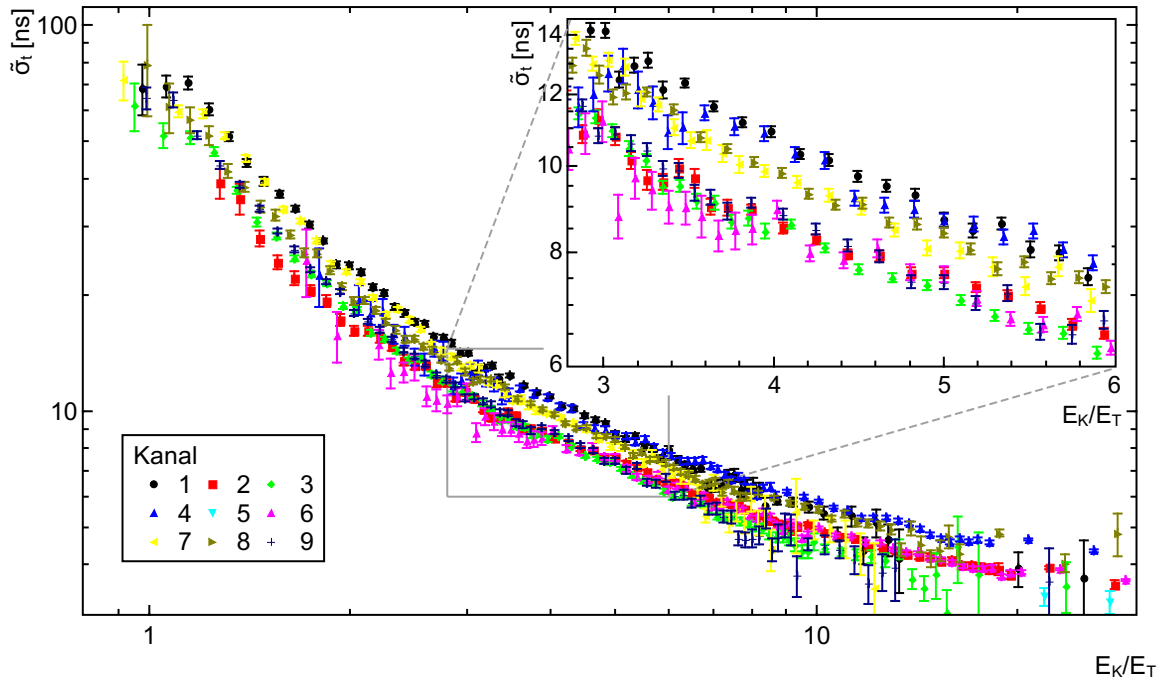
$$\tilde{\sigma}_t^{(i)} = \frac{\overline{E_T}}{E_T^{(i)}} \cdot \sigma_t^{(i)} \quad (6.10)$$

definiert. Dabei ist  $\overline{E_T}$  der arithmetische Mittelwert aller betrachteten Schwellen.

Der resultierende Wert entspricht einem Schätzwert für die Zeitauflösung  $\sigma_t$  bei einer Schwelle von  $\overline{E_T}$ . Die Tilde soll kennzeichnen, dass es sich jedoch nicht um einen echten Messwert handelt.

Abbildung 6.16 zeigt Messwerte der Detektoren von Block 1. Die mittlere Schwelle der Kristalle beträgt  $\overline{E_T} = 5,67$  MeV. Die Standardabweichung der Schwellen liegt bei 0,42 MeV. Besonders in der vergrößerten Darstellung fällt auf, dass die normierte Zeitauflösung bei gleichem  $\frac{E_K}{E_T}$  bei einigen Kristallen deutlich unterschiedlich ist. Kristall 1 hat bei  $\frac{E_K}{E_T} = 4$

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.16.:** Normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}$  der Detektoren von Block 1. Die mittlere Schwelle beträgt  $\overline{E_T} = 5,67$  MeV, deren Standardabweichung  $0,42$  MeV.

eine normierte Zeitauflösung von  $\tilde{\sigma}_t^{(1)} = (10,92 \pm 0,16)$  ns. Kristall 2 hingegen liegt bei  $\tilde{\sigma}_t^{(2)} = (8,52 \pm 0,11)$  ns. Bei  $\frac{E_K}{E_T} = 2$  fällt der Unterschied noch größer aus mit  $\tilde{\sigma}_t^{(1)} = (23,8 \pm 0,5)$  ns und  $\tilde{\sigma}_t^{(2)} = (16,1 \pm 0,5)$  ns.

### 6.4.5.3. Korrelation zwischen Zeitauflösung und Helligkeit

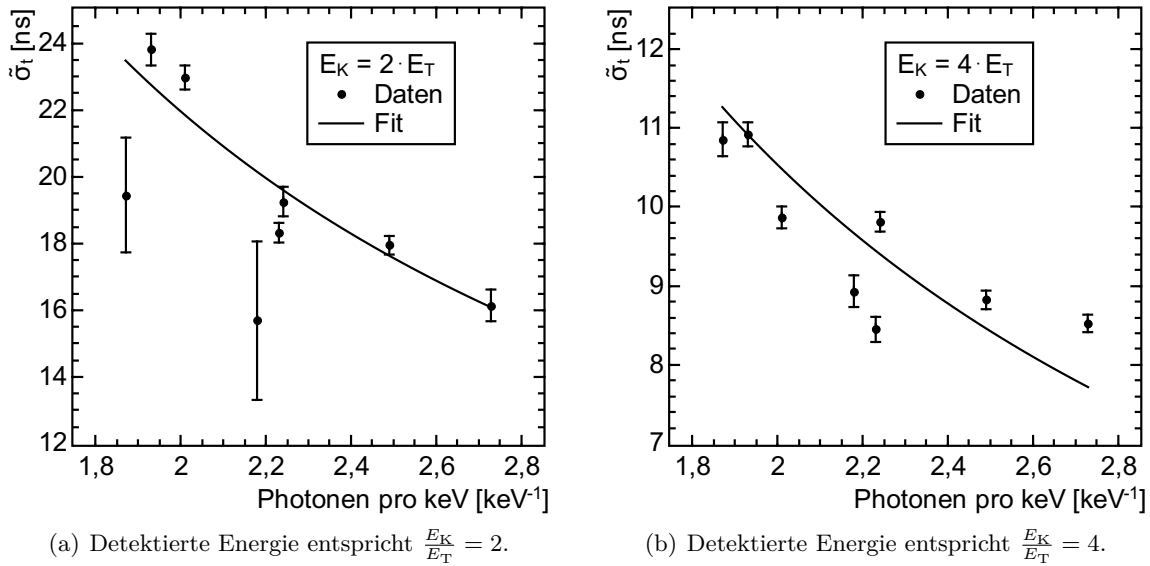
Eine mögliche Erklärung für unterschiedliche Zeitauflösung in den verschiedenen Detektorkanälen ist eine unterschiedliche Szintillationsintensität.

In verschiedenen Kristallen kann die Anzahl von Szintillationsphotonen, die die APD pro MeV erreichen, sehr unterschiedlich sein. Variationen um etwa Faktor 2,5 sind möglich (Abschnitt 5.4.2).

Sind die Rauschquellen in unterschiedlichen Kristallen gleich stark und nur in APD und Vorverstärker in relevanter Stärke vorhanden, so ergibt sich

$$\text{SNR} \propto I, \quad (6.11)$$

wobei  $I$  die Anzahl von Szintillationsphotonen bezeichnet, die eine APD pro keV detektierter Energie erreichen. Die Szintillationsintensität  $I$  wurde im Rahmen von Kalibrierungen in [Dri12] bestimmt. Abbildung 6.17 zeigt die normierte Auflösung  $\tilde{\sigma}$  in Abhängigkeit der Szintillationsintensität. Die Auflösungswerte entsprechen den Daten aus Abbildung 6.16. Gezeigt sind die Abhängigkeiten für  $\frac{E_K}{E_T} = 2$  und  $\frac{E_K}{E_T} = 4$ . An die Daten wurde eine Funktion der Form  $\tilde{\sigma}_t = \frac{a}{I}$  angepasst, welche als schwarze Linie dargestellt ist. In den Messwerten ist erkennbar, dass lichtstarke Kristalle tendenziell eine besser Zeitauflösung haben als lichtschwächere. Jedoch lässt sich der Verlauf nicht exakt durch die Fitfunktion beschreiben. Für



**Abbildung 6.17.:** Normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}_t$  in Abhängigkeit der Szintillationsintensität.  $\overline{E_T} = 5,67$  MeV. Die eingezeichnete Kurve entspricht einem Fit einer Funktion an die Daten (siehe Text).

$\frac{E_K}{E_T} = 2$  ergibt sich  $\chi^2/\text{ndf} = 6,7$  sowie  $\chi^2/\text{ndf} = 21$  bei  $\frac{E_K}{E_T} = 4$ . Neben der Szintillationsintensität muss es also noch weitere Ursachen für die unterschiedliche Zeitauflösung geben. Ein wichtiger Einfluss auf das Rauschen im hohen Frequenzbereich ist die Kapazität der APD. Diese schwankt jedoch nur um einige 10 pF [Urb14].

Beim Aufbau weiterer Prototypen ist aufgefallen, dass sich die gemessene Szintillationsintensität geändert hat. Dies konnte auf eine veränderte Güte des optischen Kontakts zwischen APD und Kristall zurückgeführt werden. Falls dies ebenfalls bei den Kristallen von Block 1 aufgetreten ist, wären die Werte für die Szintillationsintensität  $I$  aus [Dri12] für die gezeigten Messwerte nicht korrekt. Die Szintillationsintensität kann nicht neu bestimmt werden, da der Block bereits mit einer neuen Auslese ausgerüstet wurde.

#### 6.4.5.4. Zeitauflösung des Walk-kompensierten Signals

Das Walk-kompensierte Signal (siehe Abschnitt 5.10.1) wird mit den Signalen zweier Schwellendiskriminatoren generiert, die an das gleiche Analogsignal angeschlossen sind. Die Diskriminatoren haben unterschiedliche Schwellen, und das kompensierte Zeitsignal wird nur generiert, sofern der Zeitunterschied zwischen dem Überschreiten beider Schwellen nicht zu groß ist.

Effektiv ergibt sich daraus eine minimale Anstiegsrate zwischen den Schwellen oder eine minimale Amplitude. Dies entspricht wiederum einer Schwelle, die mit keiner der beiden Diskriminatorschwellen identisch ist. Die Zeitsignale von zwei Flankendiskriminatoren und dem zugehörigen Walk-kompensierten Signal ist in Abbildung 6.18(a) dargestellt.

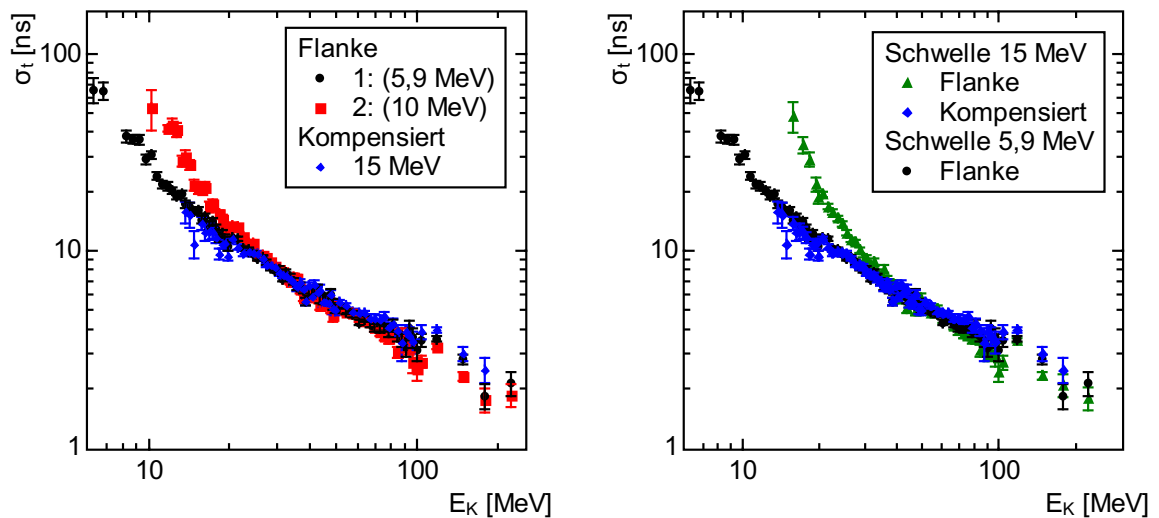
Da das Walk-kompensierte Signal durch Verzögern der unteren Schwelle generiert wird, entspricht dessen Zeitauflösung auch der der unteren Schwelle. Dies zeigt einen weiteren Vorteil der Walk-Korrektur-Methode. In der Nähe der Schwelle ist die Zeitauflösung deutlich besser als die Zeitauflösung eines Schwellendiskriminators mit der gleichen Schwelle. Dies ist in Abbildung 6.18(b) im Vergleich der grünen und blauen Datenpunkte im Bereich

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

$15 \text{ MeV} < E_K < 30 \text{ MeV}$  zu erkennen.

Bei hohen Energien ergibt sich eine Verschlechterung der Zeitauflösung durch den Walk-Korrektur-Algorithmus. Dieser ist auf einer FPGA implementiert und läuft dort getaktet mit einer Frequenz von 100 MHz. Die Zeitsignale der Diskriminatoren werden daher in Abständen von 10 ns abgetastet. Das Ausgangssignal wird im gleichen Raster generiert. Da zwischen Abtastung und Zeitpunkt des Energieeintrags im Kristall keine Korrelation besteht, ergibt sich eine Verschmierung der Zeitinformation. Das Zeitsignal wird um einen zufälligen Wert im Bereich  $0 \text{ ns} < \Delta t < 10 \text{ ns}$  zusätzlich verzögert. Der Effekt ist in Abbildung 6.18(a) zu erkennen. Das Walk-kompensierte Signal hat für  $E_K > 60 \text{ MeV}$  eine schlechtere Zeitauflösung als beide Ausgangssignale.

Der Effekt könnte durch schnelleres Abtasten reduziert werden. Für die Verwendung des Zeitsignals im Trigger ist dies jedoch nicht erforderlich, da die Größe des Koinzidenzintervalls ohnehin durch den unteren Energiebereich bestimmt wird. Um für die Analyse der Daten eine Zeitinformation zur Verfügung zu haben, sollte besser das Signal der unteren Schwelle an einen TDC zur Digitalisierung angeschlossen werden. Dieses steht für einen größeren Energiebereich zur Verfügung.



(a) Vergleich zu den Schwellen, die zur Erzeugung des kompensierten Signals verwendet wurden (schwarz und rot).

(b) Vergleich zu einem Zeitsignal eines Schwellendiskriminators, welcher die gleiche Schwelle hat (grün) und zu einem einer niedrigeren Schwelle, die zur Erzeugung verwendet wird (schwarz).

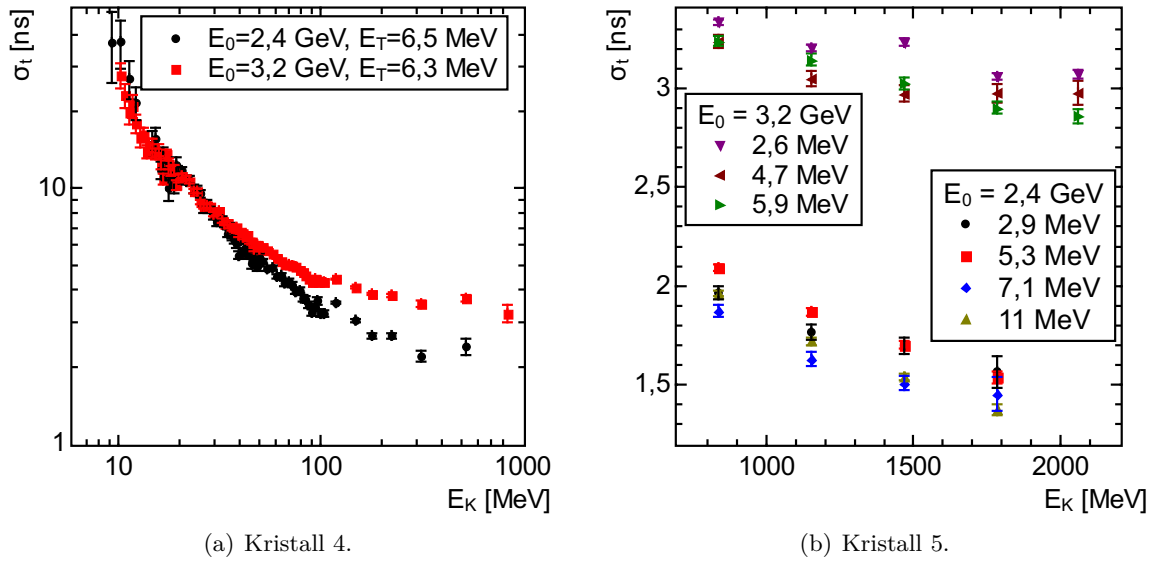
**Abbildung 6.18.:** Zeitauflösung des Walk-kompensierten Signals (blau).

### 6.4.5.5. Zeitauflösung in der $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$ -Messung

Um mit zwei Detektorblöcken gleichzeitig Messungen durchführen zu können, wurde der Teststand so umgebaut, dass genügend Kanäle in Signalverarbeitung und Digitalisierung zur Verfügung stehen. Dabei blieb zunächst unentdeckt, dass sich durch eine der Veränderungen eine verschlechterte Zeitauflösung ergab.

Die schlechteren Werte ergeben sich nur bei hohen detektierten Energien  $E_K$ . Abbildung 6.19(a) zeigt die Zeitauflösung im Energiebereich  $10 \text{ MeV} < E_K < 1 \text{ GeV}$ . Unterhalb von





**Abbildung 6.19.:** Zeitauflösung  $\sigma_t$  von Block 1 in den Messungen mit  $E_0 = 2,4$  GeV und  $E_0 = 3,2$  GeV.

$E_K = 30$  MeV liegen die Kurven der beiden Messungen übereinander, zu hohen Energien ergibt sich ein größer werdender Unterschied. Besonders deutlich ist der Unterschied in den Daten von Kristall 5 zu sehen, da hier die größte Energie deponiert wird und damit die genaueste Zeitinformation möglich ist. Die Daten zu beiden Messungen sind in Abbildung 6.19(b) gezeigt. Bei  $E_K = 1,8$  GeV beträgt die Zeitauflösung  $\sigma_t = 1,5$  ns in den Daten der  $E_0 = 2,4$  GeV-Messung. In der  $E_0 = 3,2$  GeV-Messung ergibt sich hingegen ein Wert von  $\sigma_t = 3$  ns. Im gezeigten Energiebereich ist die Auflösung in der ersten Messung zu hohen Energien hin besser werdend. In der zweiten ist sie hingegen fast konstant. Dies kann durch eine zusätzliche Unsicherheitsquelle in der Zeitinformation verursacht sein, die energieunabhängig die Zeitinformation variiert.

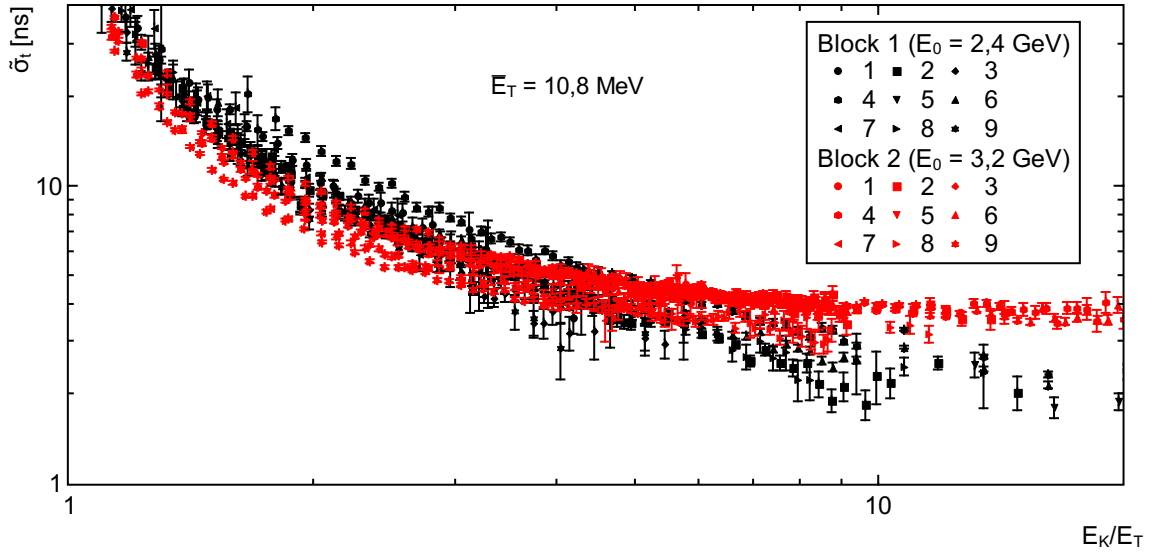
Von Block 2 sind nur Messdaten aus der Messung mit  $E_0 = 3,2$  GeV vorhanden. Diese zeigen bei hohen Energien  $E_K$  ebenfalls Zeitaufösungen im Bereich  $\sigma_t = 3$  ns. Der Vergleich der vollen Performance beider Detektorblöcke ist daher im hohen Energiebereich nicht möglich. In einer späteren Messung wurde herausgefunden, dass ein fehlerhaftes Kabel zu einer ungenauen Zeitinformation im Referenzkanal des TDCs geführt hat. Da sich dadurch für jedes Ereignis eine andere Verschiebung ergeben hat, kann dieser Fehler nicht aus den Daten herausgerechnet werden.

#### 6.4.5.6. Vergleich Block 1 und Block 2

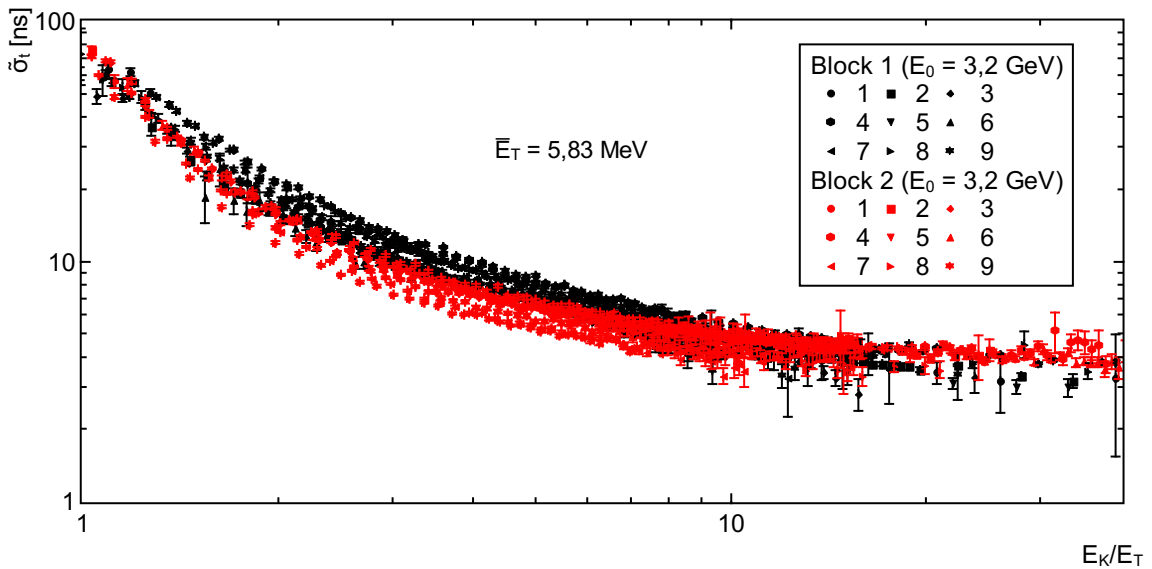
Die beiden Detektorblöcke haben im Frontend eine unterschiedliche Elektronik (siehe Abschnitt 6.1.1). Die neuere Version der Elektronik in Block 2 ist auf geringere Verlustleistung und geringeres Rauschen ausgelegt. Bei geringerem Rauschen ist eine bessere Zeitauflösung  $\sigma_t$  zu erwarten.

Da ein zweiter Detektorblock mit der neuen Elektronik aufgebaut wurde, dieser also nicht aus denselben Detektorkristallen wie Block 1 besteht, ist ein direkter Vergleich mit identischen Kristallen nicht möglich. Neben dem Rauschen der Elektronik hat ebenfalls die Szintillati-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.20.:** Normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}_t$  beider Detektorblöcke.  $\bar{E}_T = 10,8 \text{ MeV}$ . Schwarz: Daten von Block 1 aus Messung mit  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ . Rot: Daten von Block 2 aus Messung mit  $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$ . Im unteren Energiebereich ist die Auflösung von Block 2 tendenziell besser, bei hohen Energien geht die Auflösung von Block 2 gegen  $\tilde{\sigma}_t = 3 \text{ ns}$  (siehe Abschnitt 6.4.5.5).



**Abbildung 6.21.:** Normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}_t$  beider Detektorblöcke.  $\bar{E}_T = 5,83 \text{ MeV}$ . Schwarz: Daten von Block 1. Rot: Daten von Block 2. Alle Daten aus Messung mit  $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$ . Im unteren Energiebereich ist die Auflösung von Block 2 tendenziell besser, bei hohen Energien tendieren die Auflösungswerte gegen  $\tilde{\sigma}_t = 3 \text{ ns}$  (siehe Abschnitt 6.4.5.5).

onsintensität einen Einfluss.

Abbildung 6.20 zeigt die normierte Auflösung  $\tilde{\sigma}_t$  aller Kristalle beider Detektorblöcke im Vergleich. Die Auflösungswerte wurden auf eine Schwelle von  $\bar{E}_T = 10,8 \text{ MeV}$  umgerechnet. Die Einzelschwellen verteilen sich um diesen Wert mit einer Standardabweichung von

$\Delta E_T = 1,0$  MeV. Die Daten von Block 1 (2) sind schwarz (rot) dargestellt. Die Messwerte von Block 1 (2) stammen aus einer Messung mit  $E_0 = 2,4$  GeV ( $E_0 = 3,2$  GeV). Im unteren Energiebereich ist die Auflösung von Block 2 tendenziell besser als die von Block 1. Bei hohen Energien wird die gemessene Auflösung von Block 2 vom Fehler in der Elektronik dominiert (siehe Abschnitt 6.4.5.5). Die Messpunkte liegen in diesem Bereich bei Block 2 bei schlechteren Werten als bei Block 1. Abbildung 6.21 zeigt das gleiche Diagramm, jedoch mit einer mittleren Schwelle  $\overline{E_T} = 5,83$  MeV. Außerdem stammen alle Daten von Messungen mit  $E_0 = 3,2$  GeV, sodass die gemessene Auflösung bei hohen Energien gegen  $\sigma_t = 3$  ns geht. Der Verlauf bei niedrigen Energien entspricht dem des vorherigen Falls. Die Auflösung von Block 2 ist tendenziell besser als die von Block 1. Der Unterschied ist jedoch nicht so groß, dass alle Detektoren von Block 1 schlechtere Werte erreichen als alle von Block 2. Die Variationen zwischen einzelnen Kristallen und der Unterschied zwischen den mittleren Werten beider Blöcke liegen in der gleichen Größenordnung.

Zur quantitativen Betrachtung sind einige Auflösungsdaten in Tabelle 6.3 aufgelistet. Die Zeitauflösung von Block 2 ist im Mittel rund 20% besser als die von Block 1.

	$E_T = 10,8$ MeV		$E_T = 5,38$ MeV		$E_T = 5,38$ MeV	
	$\frac{E_K}{E_T} = 2$		$\frac{E_K}{E_T} = 2$		$\frac{E_K}{E_T} = 4$	
	Block 1	Block 2	Block 1	Block 2	Block 1	Block 2
Mittelwert	10,0	8,0	18,0	14,7	8,9	7,0
Maximum	13,1	9,5	21,6	16,9	10,2	7,9
Minimum	8,2	6,5	15,1	12,0	7,9	6,0
Standardabweichung	1,6	1,0	2,5	1,7	0,9	0,7

**Tabelle 6.3.:** Normierte Zeitauflösung  $\tilde{\sigma}_t$  der beiden Detektorblöcke im Vergleich bei verschiedenen normierten Energieeinträgen  $\left(\frac{E_K}{E_T}\right)$ .

### 6.4.6. Erreichbare Performance

Aus der Dunkelzählrate ergibt sich, welche Schwelle minimal eingestellt werden kann, um einen sinnvollen Betrieb zu ermöglichen. Je niedriger die eingestellte Diskriminatorschwelle ist, desto näher liegt diese am elektronischen Rauschen, und desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Schwelle vom Rauschen überschritten wird. Daher steigt die Dunkelzählrate mit sinkender Schwelle. In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, dass eine Dunkelzählrate von  $f_0 = 50$  s<sup>-1</sup> im Einzeldetektor zu einer Zufallskoinzidenzrate von  $f_z = 900$  s<sup>-1</sup> führt, wenn ein Koinzidenzfenster von  $T = 200$  ns verwendet wird. Durch diese Rate würde die Datenerfassung zu stark belastet.

Eine Einzelrate von  $f_0 = 10$  s<sup>-1</sup> führt hingegen zu einer Zufallskoinzidenzrate von  $f_z = 35$  s<sup>-1</sup>.

Die Dunkelraten können näherungsweise aus einer Messung ohne Teilchenstrahl bestimmt werden. Die Dunkelrate ist immer von kosmischer Strahlung und natürlicher Radioaktivität überlagert, sodass im aufgebauten Detektor nur die Summe beider Effekte gemessen werden kann. Die Summe liefert jedoch eine sinnvolle Abschätzung. Außerdem ist eine gute Vergleichbarkeit gegeben, da alle untersuchten Detektoren die gleiche Geometrie haben.

Abbildung 6.22 zeigt die gemessenen Raten in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle. Schwelle 2 wurde eingestellt, sodass sich eine Rate von  $f_0 \approx 10$  s<sup>-1</sup> ergibt. Die Parame-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

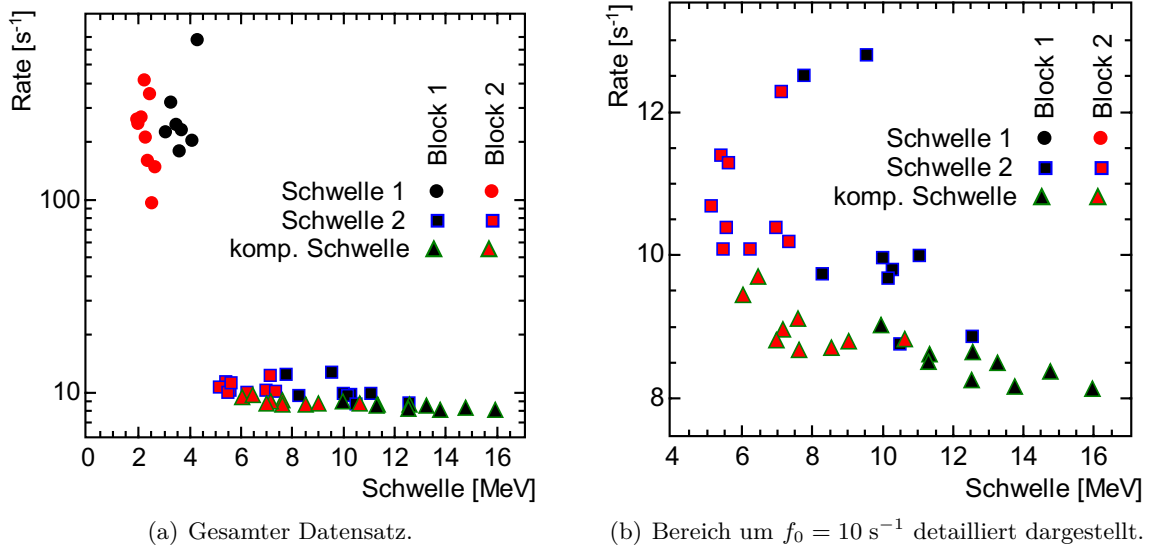


Abbildung 6.22.: Dunkelrate der Detektoren beider Blöcke.

ter des walkkompensierten Signals wurden so konfiguriert, dass sich ähnliche Raten ergeben. Der Wert von Schwelle 1 wurde auf etwa das 0,4-fache von Schwelle 2 eingestellt.

Die Daten von Block 1 sind schwarz, die von Block 2 rot dargestellt. Für vergleichbare Dunkelraten sind bei allen drei Fällen bei Block 2 niedrigerer Schwellen möglich. Als Triggersignal im späteren Aufbau wird das walkkompensierte Zeitsignal verwendet. Hier ergeben sich Schwellen zwischen  $E_K = 10$  MeV und  $E_K = 16$  MeV. Für Block 2 ergeben sich Werte im Bereich  $E_K = 6$  MeV bis  $E_K = 11$  MeV. Die Schwellen von Block 2 sind um rund Faktor 1,6 niedriger als die von Block 1. Die Zeitsignale von Schwelle 1 haben eine zu große Dunkelrate, um im Trigger verwendet zu werden. Jedoch könnten diese Signale an einen TDC angeschlossen werden, um Zeitinformationen für Energieeinträge unterhalb der Schwelle des Triggersignals zu erhalten.

Die Schwellen aller Kristalle sowie Mittelwert, Minimum, Maximum und Standardabweichung je Block sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die Werte von Block 2 erreichen das Ziel einer Schwelle von  $E_K = 15$  MeV für alle Kanäle. Weiterhin sind noch Reserven vorhanden, sodass ebenfalls bei lichtschwächeren Kristallen das Ziel erreicht werden kann.

### 6.4.7. Constant-Fraction-Diskriminaor

Die Verwendung eines Constant-Fraction-Diskriminators wurde in [Blo12] untersucht. Es wurde eine genauere Walkkorrektur erreicht, jedoch ist die Latenz zu groß, um in den Trigger eingebunden zu werden. Sollte im CBELSA/TAPS-Experiment durch eine Modifikation eine größere Latenz möglich sein, so sollte die Verwendung von Constant-Fraction-Diskriminators in Erwägung gezogen werden.

### 6.4.8. Energiemessung mit dem Zeitsignal

Obwohl in der Elektronik ein separater Zweig für die Energiemessung vorhanden ist, kann es erforderlich sein, das Zeitsignal für eine Energiemessung zu verwenden. Der Vorteil des

Kristall	Block 1			Block 2		
	Schwelle 1	Schwelle 2	walkkomp.	Schwelle 1	Schwelle 2	walkkomp.
1	4,30	11,0	14,8	2,23	5,39	6,04
2	3,62	10,2	13,3	2,63	7,10	10,6
3	*	9,53	11,3	2,36	5,54	7,60
4	*	12,53	15,9	2,51	6,96	8,53
5	3,28	8,25	11,3	2,28	5,11	6,45
6	4,08	9,98	12,6	2,43	7,32	9,02
7	3,06	7,73	9,96	2,11	6,21	7,61
8	3,67	10,1	13,8	1,96	5,45	7,17
9	3,49	10,5	12,5	1,97	5,59	6,98
Mittelwert	3,64	9,99	12,8	2,28	6,07	7,78
Minimum	3,06	7,73	9,96	1,96	5,11	6,04
Maximum	4,30	12,5	15,9	2,63	7,32	10,6
Std. Abw.	0,43	1,42	1,85	0,23	0,84	1,41

**Tabelle 6.4.:** Gemessene Schwellen. Alle Angaben in MeV. \*Daten fehlerhaft, Schwelle kann nicht bestimmt werden.

Zeitsignals ist dessen frühere Verfügbarkeit, sodass die geringere Genauigkeit in Kauf genommen werden kann.

Mögliche Anwendungen sind:

- In der Triggerelektronik kann mit einer groben Energieinformation eine einfache Walk-Korrektur vorgenommen werden. Umsetzungen finden sich in [Hon09, Kla15].
- Alle Zeitsignale können analog aufsummiert werden, sodass der gesamte Energieeintrag im Kalorimeter abgeschätzt werden kann. Damit kann die Energiesumme im Trigger verwendet werden.
- Durch eine Time-Over-Threshold Messung kann ein Wert für die Energie mit der Triggerelektronik bestimmt werden. Es ist denkbar, dass hier in FPGAs die Messwerte zu invarianten Massen von erzeugten Teilchen weiterverarbeitet werden. Die Ergebnisse könnten in einer zweiten Triggerstufe verwendet werden.

#### 6.4.8.1. Messungen zur Energiesumme

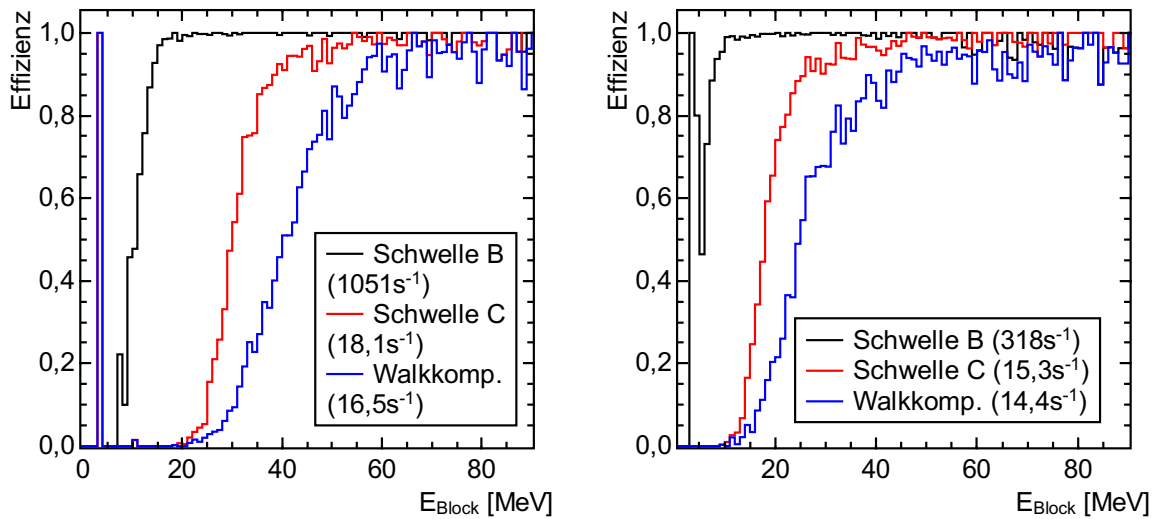
Im Teststand ist eine analoge Summierschaltung vorhanden, welche die analogen Zeitsignale von neun Kristallen summiert. Um diese Funktion zu testen, ist besonders der Aufbau mit zwei  $3 \times 3$ -Detektorblöcken geeignet, mit dem die  $\Delta$ -Resonanz gemessen werden sollte (siehe Abschnitt 6.1.2).

Im Gegensatz zu den Messungen, bei denen der Photonenstrahl direkt zentral auf den Detektor gerichtet ist, ergibt sich hier eine gleichmäßigere Verteilung der deponierten Energie über alle Kristalle.

Zur Charakterisierung wurde die Detektionseffizienz in Abhängigkeit der Energie bestimmt, ähnlich wie bei einzelnen Detektoren (siehe Abschnitt 6.4.3.1). Hier wurde statt des Energieeintrags in einem Detektor die Summe aller gemessenen Energien  $E_{\text{Block}}$  des  $3 \times 3$ -Detektors

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

gebildet. Abbildung 6.23 zeigt die so bestimmte Detektionseffizienz. Dargestellt ist jeweils



(a) Block 1. Die Ursache der hohen Effizienz bei  $E_{\text{Block}} = 3 \text{ MeV}$  ist unklar. Eine mögliche Ursache ist ein kurzes Störsignal.

(b) Block 2.

**Abbildung 6.23.:** Detektionseffizienz der Energiesumme in Abhängigkeit der deponierten Energie.

die Detektionseffizienz zwei unterschiedlicher Schwellen und die des walkkompensierten Zeitsignals. Die Detektionseffizienz wurde aus Daten mit Photonenstrahl bestimmt. In den Diagrammen sind Ebenfalls die Dunkelzählraten eingezeichnet. Diese wurden ohne Photonenstrahl bestimmt, sodass die echte Dunkelzählrate nur von kosmischer Strahlung und Hintergrundstrahlung überlagert wird.

Schwelle C wurde so eingestellt, dass sich eine Dunkelzählrate von rund  $15 \text{ s}^{-1}$  ergibt. Dies entspricht einer Schwelle von  $29,9 \text{ MeV}$  bei Block 1 und  $17,8 \text{ MeV}$  bei Block 2.

Da das elektronische Rauschen verschiedener Kristalle unkorreliert ist, ergibt sich die Rauschamplitude der summierten Kanäle aus der quadratischen Summe der Einzelkanäle. Ergibt sich die Dunkelzählrate hauptsächlich aus elektronischem Rauschen, so ist eine Skalierung der Schwelle mit der Wurzel der Anzahl der Kristalle zu erwarten. Dabei wird angenommen, dass das Rauschen in allen Kristallen ähnlich stark ist.

Mit der Elektronik von Block 2 ergibt sich als Vorhersage für das gesamte Kalorimeter ( $n = 1320$ )

$$E_{\text{T}} = 17,8 \text{ MeV} \cdot \sqrt{\frac{1320}{9}} = 216 \text{ MeV}. \quad (6.12)$$

Unter der gleichen Annahme kann die Detektionseffizienz der Summe des Testblocks  $E_{\text{T, Block}}$  aus den Einzelschwellen  $E_{\text{T},i}$  berechnet werden. Für eine vorgegebene Dunkelzählrate ergibt sich

$$E_{\text{T, Block}}^2 = \sum_{i=1}^9 E_{\text{T},i}^2 \quad (6.13)$$

Dabei muss die Dunkelzählrate der Einzelschwellen näherungsweise einander entsprechen, und es ergibt sich eine vergleichbare Zählrate für die berechnete Schwelle des Summensignals.

Block	Block 1			Block 2		
Schwelle	B	C	Walkkomp.	B	C	Walkkomp.
Berechnet [MeV]	10,1	30,2	38,8	6,9	18,4	23,7
Gemessen [MeV]	10,0	29,9	40,8	5,1	17,8	25,8
Abweichung [%]	-0,7	-1,1	5,0	-26	-3,2	8,9

**Tabelle 6.5.:** Berechnete und gemessene Schwellen der Energiesumme. Die Dunkelzählrate von Schwelle B und die des walkkompensierten Signals liegt bei  $\mathcal{O}(15 \text{ s}^{-1})$ , die von Schwelle C bei  $\mathcal{O}(400 \text{ s}^{-1})$ .

Tabelle 6.5 zeigt die so berechneten Schwellen und die aus den Daten per Fit bestimmten Schwellen. Für die Berechnung wurden die Daten aus Tabelle 6.4 verwendet.

Die berechneten und vorhergesagten Schwellen stimmen gut überein. Bei Schwelle B von Block 2 ergibt sich die größte Abweichung von 26%. Hier ist jedoch zu beachten, dass die Effizienz nicht die erwartete S-Form zeigt. Möglicherweise ist die Bestimmung der Schwelle aus den Daten schon fehlerbehaftet.

#### 6.4.9. Zusammenfassung - Messungen zum Zeitsignal

In diesem Abschnitt wurde die Auflösung, Latenz und Rauschrate des Zeitsignals bestimmt. Die Schwelle der einzelnen Messungen wurde über die Detektionseffizienz ermittelt.

Der Verlauf der Latenz  $t_0(E_K)$  zeigt eine Abhängigkeit von der im Diskriminator eingestellten Schwelle  $E_T$ . Diese Abhängigkeit kann eliminiert werden, wenn die Latenz gegen den normierten Energieeintrag  $\frac{E_T}{E_K}$  aufgetragen wird. Eine Abhängigkeit der Latenz vom Kanal wurde nicht gefunden.

Die Zeitauflösung  $\sigma_t$  zeigt Abhängigkeiten von der Schwelle  $E_T$  und vom Kanal. Die Abhängigkeit von der Schwelle kann eliminiert werden, wenn das Produkt aus gemessener Zeitauflösung und Detektionsschwelle  $\sigma_t \cdot E_T$  gegen den normierten Energieeintrag  $\frac{E_T}{E_K}$  aufgetragen wird. In dieser Darstellung liegen die Messdaten zu unterschiedlichen Schwellen auf einer Kurve, sodass verschiedene Kanäle oder Versionen der Elektronik einfach vergleichbar sind. Im Vergleich wurde gefunden, dass die Zeitauflösung in verschiedenen Kanälen unterschiedlich ist. Die Unterschiede zwischen den extremsten Kristallen liegen bei rund 30%. Es wurde eine Korrelation zur Lichtausbeute der Detektoren gefunden, die die Unterschiede jedoch nicht perfekt erklärt.

Die neuere Version der Elektronik zeigt eine um rund 20% bessere Zeitauflösung. Bei hohen Energieeinträgen konnte jedoch keine sichere Aussage getroffen werden, da im Messaufbau ein Fehler vorhanden war.

Das Zeitsignal nach Anwendung der Walk-Kompensation zeigt bei niedrigen Energien eine bessere Zeitauflösung als ein Signal eines Schwellendiskriminators mit gleicher Detektionsschwelle  $E_T$ . Das kompensierte Signal hat etwa Faktor 2 weniger Walk als das unkompensierte. Das Signal ist damit gut geeignet, um in einem Koinzidenztrigger verwendet zu werden. Es wurde gezeigt, dass die analoge Aufsummierung der Zeitsignale funktioniert und so ein Trigger auf die Energiesumme möglich ist. Mit der Dunkelzählrate als Maß für die minimal einstellbare Schwelle wurde gezeigt, dass die minimale Schwelle der Energiesumme aus den minimalen Einzelschwellen berechnet werden kann. Die Rechnung sagt für das gesamte Kalorimeter eine Schwelle von  $E_T \approx 220 \text{ MeV}$  vorher.

Minimal können Schwellen im Bereich  $6 \text{ MeV} < E_T < 11 \text{ MeV}$  eingestellt werden, wenn

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

die Dunkelzählrate noch so gering ist, dass das Signal sinnvoll in einem Koinzidenztrigger verwendet werden kann.

Bei einer Schwelle von  $E_T \approx 11$  MeV ergibt sich eine Zeitauflösung von  $\sigma_t \lesssim 10$  ns bei einem Energieeintrag von  $E_K = 20$  MeV sowie  $\sigma_t \lesssim 5$  ns bei  $E_K = 40$  MeV.

### 6.5. Messungen zum Energiesignal

Hauptaufgabe des Energiezweigs der Elektronik ist die möglichst genaue Messung der im Detektorkristall deponierten Energie. Für den Auflösungs-begriff werden die gleichen Definitionen wie in Abschnitt 6.4.1 verwendet.

Neben der genauen Energiemessung kann auch eine verbesserte Zeitmessung im Energiekanal durchgeführt werden. Im Energiezweig ergibt sich ein besseres SNR, da dessen Zeitkonstante besser auf das Szintillationssignal angepasst ist als die des Zeitkanals. Durch das bessere SNR im Energiekanal treten kleinere Signale aus dem Rauschen hervor als im Zeitkanal. Dadurch wird bei diesen Signalen eine Zeitbestimmung überhaupt erst möglich. Der Wert kann dabei aus den Messdaten eines SADCs extrahiert werden, mit dem auch die Energie bestimmt werden kann. Die Zeitinformation ist bei der Auswertung von Daten sehr wertvoll, wenn zufällig zwei physikalische Ereignisse im gleichen Datenereignis vorhanden sind. Durch die Zeitinformation können die Energieeinträge den einzelnen physikalischen Ereignissen zugeordnet werden.

#### 6.5.1. Energieauflösung

Da die Zentralaufgabe des Crystal-Barrel-Kalorimeters die Bestimmung der Energie von Photonen ist, soll die Energieauflösung auch mit Photonen untersucht werden. Besonders bieten sich Messverfahren an, bei denen die Energie des einlaufenden Photons direkt bekannt ist. Radioaktive Isotope, die Gamma-Strahlung emittieren, haben eine genau definierte Energie, jedoch sind Quellen nur im einstelligen MeV-Bereich verfügbar. Besser geeignet ist ein energiemarkierter Photonenstrahl, wie er an den Elektronenbeschleunigern ELSA und MAMI verfügbar ist. Zusammen erlauben die beiden Messplätze, den kompletten Energiebereich zu charakterisieren (10 MeV bis 2 GeV), der für den späteren Betrieb des CBELSA/TAPS-Experiments relevant ist (siehe Abschnitt 4.1.1).

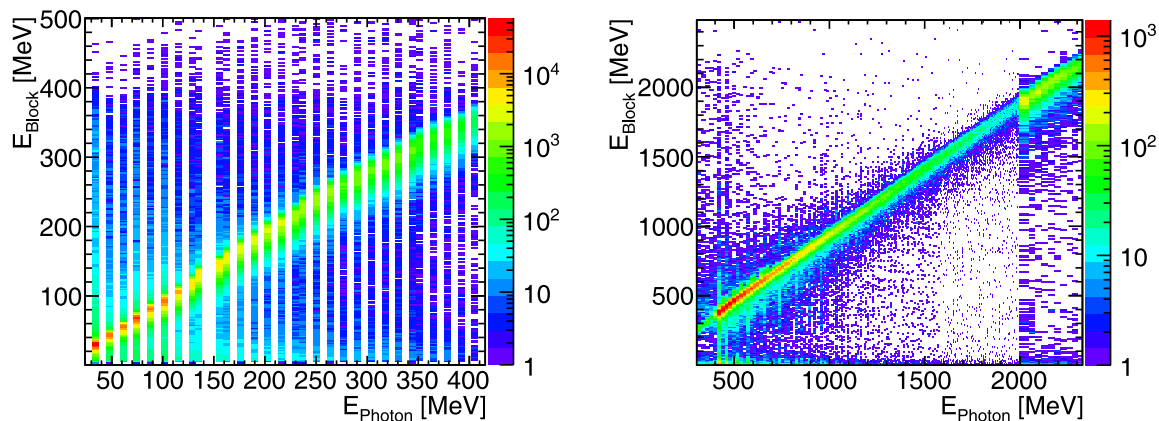
An ELSA wurde der Testaufbau mit der Datenauslese des CBELSA/TAPS-Experiment gekoppelt. Dabei konnte auf alle Informationen zugegriffen werden, die vom Tagger zur Verfügung stehen. Dies bedeutet insbesondere, dass von jedem Szintillationsdetektor des Taggers das Zeitsignal eingebunden ist. An MAMI wurden 32 Kanäle des Glasgow-Taggers in die Datenauslese eingebunden. Das bedeutet, dass zu jeder Photonenenergie eine Information vorhanden ist und das Spektrum Lücken aufweist. Aus allen vorhandenen Kanälen wurden 32 ausgewählt, sodass eine Aussage über die Energieauflösung über den gesamten Energiebereich trotzdem möglich ist.

##### 6.5.1.1. Spektren von energiemarkierten Photonenstrahlen

Wie in Tabelle 6.2 aufgelistet, wurden mehrere Messungen an den Beschleunigern ELSA und MAMI durchgeführt. Neben den unterschiedlichen Energiebereichen ist der größte Unterschied, dass von der Photonenenergiemarkierungsanlage in Mainz nur 32 der 351 Detektoren im Messaufbau angeschlossen waren. Daher weist das Photonenenergiespektrum Lücken



auf. Die gemessene Energie in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Photons ist in



(a) Messung an MAMI mit  $E_0 = 450$  MeV. Zur besseren Darstellung sind die Energiebereiche der Photonen breiter als in Realität dargestellt.

(b) Messung an ELSA mit  $E_0 = 2,4$  GeV.

**Abbildung 6.24.:** Spektren der Messungen an energiemarkierten Photonenstrahlen. Aufgetragen ist die gemessene Energie in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden energiemarkierten Photons.

Abbildung 6.24(a) dargestellt, für die Elektronenenergie  $E_0 = 450$  MeV. Zur besseren Visualisierung sind die Photonenenergiebereiche breiter dargestellt als in Realität.

Abbildung 6.24(b) zeigt das entsprechende Spektrum der Messung an ELSA bei einer Elektronenenergie  $E_0 = 2,4$  GeV. In Abbildungen 6.24(a) und 6.24(b) fällt im Vergleich zu den simulierten Spektren (siehe Abb. 6.25(a)) auf, dass teilweise erheblich höhere Energien gemessen wurden, als das einlaufende Photon hatte. Dies kann durch zufälliges gleichzeitiges Einlaufen von mehreren Photonen in den Detektor erklärt werden. Dies tritt insbesondere bei hohen Photonenraten auf. In dem Fall wird die Summe der Energien beider Photonen gemessen.

Weiterhin kann es auch vorkommen, dass das markierte Photon im Kollimator absorbiert oder gestreut und kein Photon oder nur ein Teil der Energie im Detektor nachgewiesen wird. Dadurch entsteht das Band am unteren Rand des Histogramms. Außerdem ist bei den Spektren zu beachten, dass die Häufigkeitsverteilung der Photonen etwa mit  $1/E$  skaliert (siehe Abschnitt 2.2). Daher sind bei niedrigen Energien  $E_\gamma$  mehr Einträge vorhanden als bei hohen Energien  $E_\gamma$ .

### 6.5.1.2. Daten aus einer Geant3-Simulation

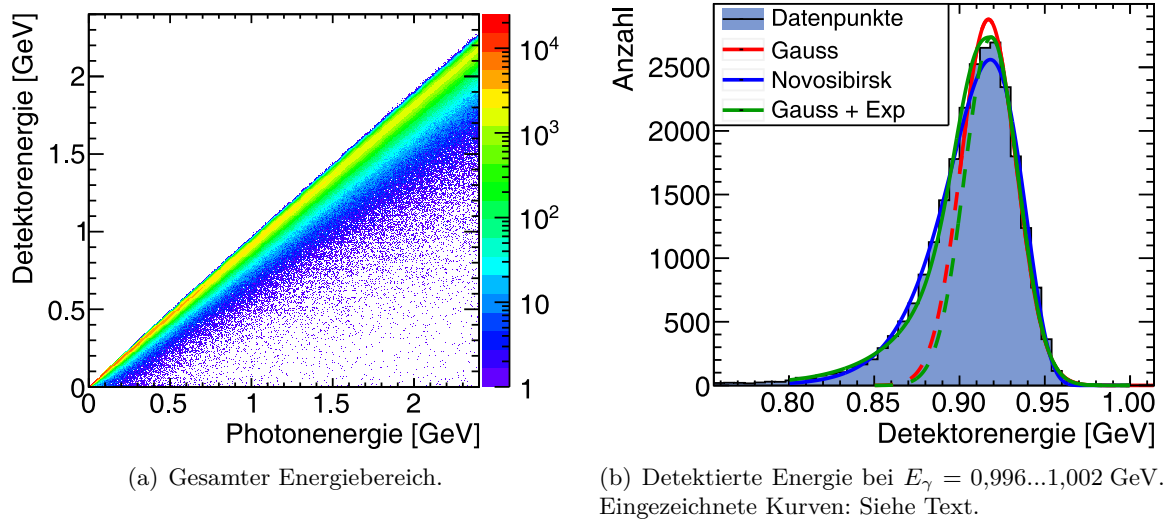
Die gemessenen Spektren sollen mit Daten aus einer Geant3<sup>1</sup>-Simulation verglichen werden. Einige Datensätze standen für die Anfertigung dieser Arbeit schon zur Verfügung [Kal13], andere wurden im Rahmen dieser Arbeit erstellt. In der Simulation sind die Geometrie des Detektors sowie dessen Materialien berücksichtigt. Wie im Experiment bewegt sich der Photonenstrahl zuerst durch einige Meter Luft, bevor er auf den Block trifft.

Die Simulation läuft ereignisweise ab. Dies bedeutet, dass immer nur ein hochenergetisches Photon generiert wird, das sich in den Detektorblock bewegt. Dies ist im Experiment nicht

<sup>1</sup>Geant: **Geometry and Tracking**. Plattform zur Simulation des Durchtritts von Teilchen durch Materie.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

der Fall. Hier können auch zwei Photonen in praktisch beliebigem zeitlichen Abstand den Detektor treffen. Im Experiment können also durch zufällige Koinzidenzen auch höhere Energien als die Primärenergie  $E_0$  im Detektor gemessen werden. In der Simulation ist dies nicht möglich. In beiden Fällen kann jedoch Energie verloren gehen, sodass auch bei großen Photonenenergien  $E_\gamma$  noch beliebig kleine Energiemengen  $E_{\text{Detektor}}$  im Detektor gemessen werden können. Abbildung 6.25 zeigt die Spektren der Simulation. Abbildung 6.25(a) zeigt das



**Abbildung 6.25.:** Energiespektren einer Geant3-Simulation des Teststandes.

gesamte Energiespektrum. Aufgetragen ist die im Szintillator detektierte Energie in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Photons. Das Spektrum der detektierten Energie für eine Photonenergie  $E_\gamma \approx 1$  GeV ist in Abbildung 6.25(b) gezeigt.

Zweck der Simulation ist, untersuchen zu können, welche Parameter einen Einfluss auf die Energieauflösung haben. So kann beispielsweise die Größe und der Auftreffort des Photonenstrahls durch das Ändern eines Parameters leicht variiert werden. Im Experiment müsste dazu der Aufbau verändert und eine weitere Messung durchgeführt werden.

Da der Testdetektor nur eine Untersektion eines ganzen Kalorimeters darstellt, ist nicht ohne Weiteres klar, ob damit die gleiche Energieauflösung erreicht werden kann. Es ist denkbar, dass sich der elektromagnetische Schauer transversal weiter ausbreitet, als der Testdetektor groß ist. In dem Fall würde man eine schlechtere Auflösung messen als mit dem ganzen Kalorimeter. Die durchgeführten Messungen können aber auf jeden Fall eine obere Schranke für die Energieauflösung liefern.

### 6.5.1.3. Bestimmung der Analysegenauigkeit

Endziel der Messung ist zu bestimmen, wie genau die gemessene Energie mit der tatsächlichen Energie des Photons übereinstimmt. Es muss also die Breite der gemessenen Verteilung bestimmt werden. Eine sinnvolle Größe ist die Halbwertsbreite (FWHM). Da bei gemessenen Daten nicht beliebig viele Ereignisse vorhanden sind, ergeben sich statistische Schwankungen in der Verteilung. Statistische Fluktuationen in der Höhe der Verteilung oder im Bereich der halben Höhe würden sich also direkt auf das Ergebnis auswirken.

Um statistische Fluktuationen in einzelnen Punkten auszugleichen, werden Funktionen an

die Daten angepasst. Problematisch ist in diesem Fall jedoch die Form der Verteilung. Bei Messungen ist der Fehler häufig normalverteilt, sodass die gemessene Verteilung durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. Die Verteilung der im Detektor nachgewiesenen Energie ist jedoch sowohl in der Simulation als auch in der Messung asymmetrisch, sodass eine andere Funktion verwendet werden muss. In diesem Unterabschnitt soll untersucht werden, wie genau verschiedene Funktionen die Breite der Verteilung wiedergeben. Dazu werden simulierte Daten verwendet. Bei diesen kann die Anzahl der Ereignisse leicht so weit erhöht werden, dass statistische Schwankungen an Bedeutung verlieren. Die Breite kann in dem Fall also auch direkt aus den Daten bestimmt werden.

Es wurden drei Funktionen an die Verteilung angepasst. Die Novosibirskfunktion ist eine modifizierte Gaußfunktion. Diese enthält einen weiteren Parameter  $\tau$  zur Beschreibung einer Asymmetrie (siehe Abschnitt 6.4.3). Für  $\lim_{\tau \rightarrow 0}$  geht die Novosibirskfunktion in die Gaußfunktion über. Ebenfalls gilt, wie bei der Gaußfunktion,  $\text{FWHM} \approx 2,35 \cdot \sigma$ , wobei  $\sigma$  der Parameter ist, der die Breite der Funktion beschreibt. Eine weitere Funktion wurde in [Hub08] zur Auswertung von Spektren des gleichen Detektors mit anderer Elektronik verwendet. Die Funktion wird hier ähnlich wie in [Hub08] definiert durch

$$h(x) = \begin{cases} A \cdot y_1(x), & \text{wenn } x > \mu, \\ A \cdot y_2(x), & \text{wenn } x \leq \mu \end{cases} \quad (6.14)$$

mit

$$y_1(x) = \exp\left(-\frac{4 \ln(2) \cdot (x - \mu)^2}{\Gamma^2}\right) \quad (6.15)$$

$$y_2(x) = y_1(x) + \exp\left(-\frac{x - \mu}{\lambda}\right) \cdot (1 - y_1(x)) \quad (6.16)$$

Dabei entspricht  $y_1(x)$  einer Gaußverteilung. In  $y_2(x)$  geht die Gaußverteilung in einen exponentiellen Abfall über. Die Steilheit des Abfalls wird durch  $\lambda$  parametrisiert, die Amplitude durch  $A$ .

Letztlich wurde eine Gaußfunktion angepasst, die durch

$$g(x) = A \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (6.17)$$

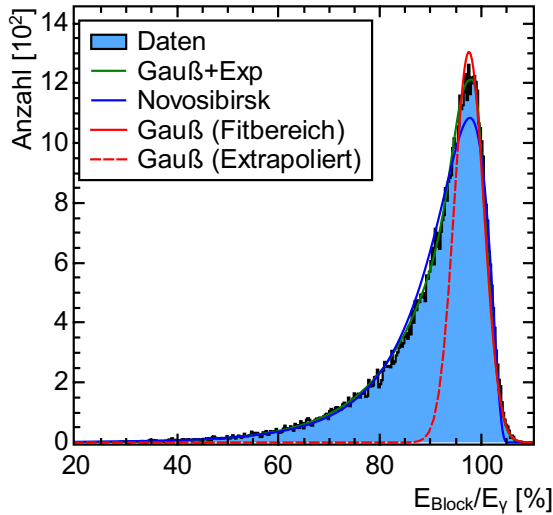
gegeben ist. Dabei ist  $A$  ein Parameter, der die Amplitude beschreibt,  $\sigma$  die Standardabweichung der Funktion und  $\mu$  der Mittelwert.

Die angepassten Funktionen sind in Abbildung 6.25(b) als durchgezogene Linien eingezeichnet. Der Gaußanteil der dritten Funktion  $h(x)$  ist grün gestrichelt eingezeichnet. Dieser entspricht Gleichung 6.15 und wurde in [Hub08] verwendet, um die Auflösung zu bestimmen. Die Verteilung ist jedoch breiter als diese Funktion. In [Hub08] wird argumentiert, dass der Ausläufer zu niedrigen Energien von Ereignissen hervorgerufen werde, bei denen nur ein Teil der Energie in den Detektorkristallen deponiert und die Energieauflösung dadurch verschlechtert werde und dass die tatsächliche Energieauflösung besser sei. Allerdings wird auch später im vollständig aufgebauten Crystal-Barrel-Kalorimeter ein Teil der Energie im inaktiven Material absorbiert (z. B. Titanhülle des Kristalls). Daher soll in dieser Arbeit die volle Breite der Verteilung als Auflösung benutzt werden.

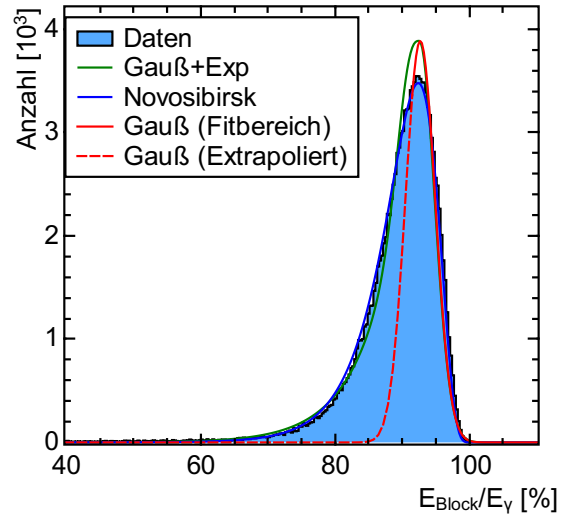
In [Dri12] wurde die Gaußfunktion nur an einen Teilbereich der Verteilung angepasst, um

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

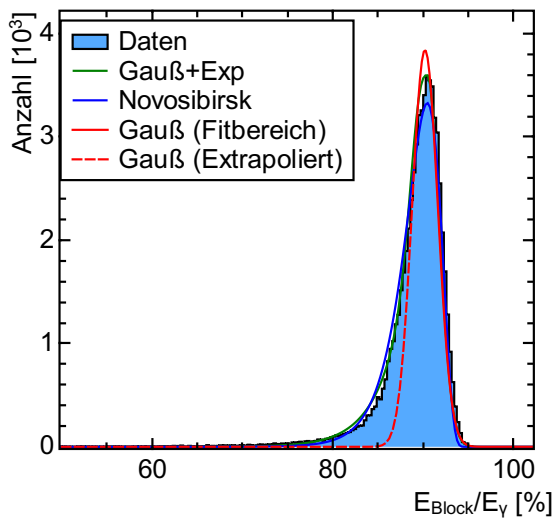
vergleichbare Werte zu [Hub08] zu erhalten. Auf die gleiche Weise wurde in dieser Arbeit die Funktion angepasst. Im angepassten Bereich ist die Funktion als durchgezogene Linie dargestellt. Im restlichen Bereich ist die Funktion gestrichelt fortgesetzt. Qualitativ betrachtet ähneln sich die teilweise angepasste Gaußfunktion und der Gaußanteil von  $h(x)$ , jedoch zeigen die Parameter der angepassten Gaußfunktion eine Abhängigkeit vom Bereich, in dem die Funktion angepasst wird. Daher wird diese Funktion im Weiteren nicht verwendet.



(a)  $E_\gamma = 20$  MeV, Rauschen 450 keV<sub>RMS</sub>.



(b)  $E_\gamma = 200$  MeV, Rauschen 450 keV<sub>RMS</sub>.



(c)  $E_\gamma = 2$  GeV.

**Abbildung 6.26.:** Beispiele für Fits an simulierte Energiedatensätze. Die Daten sind jeweils blau gefüllt dargestellt. Die angepassten Funktionen sind eingezeichnet. Die modifizierte Gaußfunktion grün, die Novosibirskfunktion blau und die Gaußfunktion rot. Im Bereich, in dem die Daten nicht für den Fit verwendet wurden, ist die Gaußfunktion gestrichelt dargestellt.

Für eine quantitative Betrachtung wurden eine Reihe von Datensätzen detaillierter betrachtet. Drei davon sind in Abbildung 6.26(a) bis 6.26(c) dargestellt. Auf den ersten Blick fällt auf, dass die Gaußfunktion nicht in der Lage ist, die Verteilung wiederzugeben, und eine asymmetrische Funktion erforderlich ist. Die beiden anderen Funktionen passen besser zu den Daten. Jedoch fällt bei genauerer Betrachtung auf, dass auch diese die Daten nicht immer perfekt beschreiben. Im gezeigten Beispiel für niedrige Energien (20 MeV, Abb. 6.26(a)) beschreibt die modifizierte Gaußfunktion die Daten gut, die Novosibirskfunktion unterschätzt

die Amplitude der Verteilung deutlich. Beim Beispiel für mittlere Energie (200 MeV, Abb. 6.26(b)) ist es umgekehrt. Die Novosibirskfunktion kann die Verteilung der Daten sehr genau wiedergeben, die modifizierte Gaußverteilung überschätzt die Amplitude sichtbar. Beim Beispiel für hohe Energie (2 GeV, Abb. 6.26(c)) scheint es wieder wie im ersten Beispiel zu sein. Eine quantitative Analyse zeigt jedoch, dass beide Funktionen die Daten mit ähnlich großer Abweichung beschreiben.

Die Werte einiger Beispiele sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Neben Breite und Fehler der

Konfiguration	Energie $E_\gamma$ [MeV]	20	200	2000	20	200
	Rauschen [ $\text{keV}_{\text{RMS}}$ ]	450	450	-	150	150
	Breite aus Daten [%]	4,84	4,37	2,07	3,27	4,32
Modifizierte Gaußfunktion	Breite [%]	4,75	3,44	1,95	2,56	3,5
	Fehler [%]	0,08	0,03	0,02	0,11	0,04
	$\chi^2$	252	3094	874	525	2773
	NDF	200	171	151	181	170
Novosibirskfunktion	Breite [%]	5,99	4,38	2,27	3,89	4,37
	Fehler [%]	0,03	0,01	0,01	0,03	0,01
	$\chi^2$	907	687	1639	803	670
	NDF	200	171	151	181	170
Abweichung	Mod. Gauß	-1,9	-21,1	-5,7	-21,8	-19,0
	Novosibirsk	23,7	0,4	9,8	18,8	1,0

**Tabelle 6.6.:** Fitergebnisse einiger exemplarischer Energiedatensätze.

Breite sind  $\chi^2$  und Anzahl der Freiheitsgrade des Fits angegeben. Die Abweichung von aus den Daten direkt extrahiertem Wert und mittels Fit bestimmtem Wert liegt maximal bei etwa 20%. Der Wert von  $\chi^2/\text{NDF}$  lässt in vielen Fällen erkennen, wie gut die tatsächliche Breite der Verteilung durch den Fit bestimmt werden kann. Jedoch ist nicht immer ein Fit vorhanden, der die Daten gut beschreibt. Beispielsweise der Fall mit  $E = 20$  MeV und einem Rauschen von  $150 \text{ keV}_{\text{RMS}}$ . Dort bevorzugt  $\chi^2/\text{NDF}$  sogar den Wert, der stärker vom direkt aus den Daten bestimmten Wert abweicht. Einen sinnvollen Wert aus den Fit-Parametern zu extrahieren, ist also komplexer als nur den Fit mit kleinstem  $\chi^2/\text{NDF}$  zu verwenden. Bei realen Daten kommt erschwerend hinzu, dass die Daten mit Untergrund überlagert sind. Dieser führt zu größeren Werten von  $\chi^2/\text{NDF}$ , auch wenn die Verteilung im relevanten Bereich gut wiedergegeben wird. Im Folgenden wird als erster einfacher Ansatz der Mittelwert der Breiten verwendet, die aus beiden Fits extrahiert werden. Dadurch wird der Fehler auf rund 10% begrenzt.

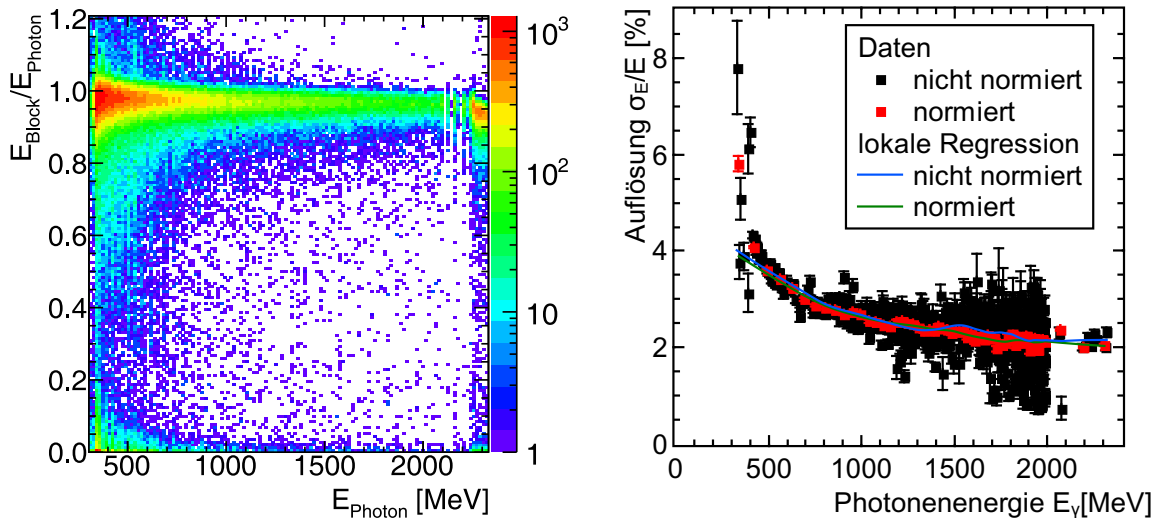
#### 6.5.1.4. Normierung der Datensätze

Die Anzahl der Ereignisse der simulierten Datensätze kann so weit erhöht werden, dass der statistische Fehler vernachlässigbar ist. Bei den gemessenen Datensätzen ist die Anzahl der Ereignisse durch die zur Verfügung stehende Strahlzeit begrenzt. Daher kann nicht unbedingt zu jeder einzelnen Faser des Taggers die Energieauflösung bestimmt werden. Teilweise müssen die Ereignisse von mehreren Fasern zusammengefasst werden. Dadurch wird die Anzahl der Ereignisse so weit erhöht, dass die statistischen Fehler die Messgenauigkeit nicht begrenzen.

Werden Verteilungen mit unterschiedlichen Schwerpunkten aufsummiert, ergibt sich eine

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

neue Verteilung mit vergrößerter Breite. Um die Breite durch das Aufsummieren nicht zu verändern, werden die Daten vor der Auswertung ereignisweise auf die Photonenergie normiert. Das normierte Spektrum ist in Abbildung 6.27(a) gezeigt. Die Datenpunkte bilden



(a) Spektrum der Daten. Die gemessene Energie ist auf die Photonenergie normiert.

(b) Daraus bestimmte Energieauflösung. Schwarz: ohne Normierung, rot: mit Normierung.

**Abbildung 6.27.:** Energieauflösung aus Messung an ELSA bei  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ .

eine annähernd horizontale Linie leicht niedriger als 1. Die Linie liegt tiefer als 1, da ein Teil des elektromagnetischen Schauers aus dem Detektor austritt oder im inaktiven Material absorbiert wird.

Der Photonenergiebereich, über welchen Daten aufsummiert werden, soll so klein gewählt sein, dass sich weder Position noch Breite der Verteilung wesentlich ändern.

Um abschätzen zu können, wie sehr die bestimmten Werte durch das Normieren und Zusammenfassen verändert werden, wurde für diesen Datensatz die Energieauflösung einmal wie in Abschnitt 6.5.1.2 ohne Normierung und einmal nach Normieren der Messwerte bestimmt. Beide Ergebnisse sind in Abbildung 6.27(b) aufgetragen. Im nicht normierten Datensatz wurde je Bin ein Fit durchgeführt. Vom normierten Datensatz wurden je 15 der insgesamt 1001 Energiebereiche zusammengefasst. Die Werte des unnormierten Datensatzes weisen große statistische Fehler auf, sodass die bestimmten Werte im Verlauf der Energie stark streuen. Die Werte des normierten Datensatzes liegen qualitativ in der Mitte der Werte der unnormierten Daten.

Eine andere Möglichkeit, um die statistischen Fluktuationen zu reduzieren, besteht im Verwenden einer lokalen Regression. Dabei wird ein nichtlinearer Verlauf an eine Punkteverteilung angepasst, ohne den funktionalen Zusammenhang kennen zu müssen. Das Verfahren ist beschrieben in [Cle79, Cle81].

Die lokale Regression des normierten Datensatzes ist grün eingezeichnet, die des nicht normierten Datensatzes blau. Beide Kurven liegen sehr ähnlich. Insbesondere bei niedrigen Energien ergeben sich Abweichungen zwischen lokaler Regression und Daten. Der größte Unterschied zwischen den beiden Regressionen tritt bei  $E_\gamma = 1,6 \text{ GeV}$  auf und liegt dort bei etwa  $\Delta \frac{\sigma_E}{E} = 0,1\%$ .

Durch die Normierung und Mittelung konnte also keine systematische Veränderung der

Werte gefunden werden. Daher werden in allen folgenden Auswertungen die Datensätze, falls nötig, normiert.

Teilweise wird eine lokale Regression angewendet, um eine gute Vergleichbarkeit zu erhalten.

### 6.5.2. Diskussion der Messgenauigkeit

In diesem Abschnitt wird betrachtet, welche Fehlerquellen vorhanden sind und inwieweit diese sich auf die Messgenauigkeit auswirken. Weiter wird betrachtet, ob der jeweilige Fehler für den späteren Betrieb des Experiments relevant ist. Beispielsweise ist die Energiekalibrierung des Prototypen nur auf einige Prozent genau.

Im CBELSA/TAPS-Experiment können die Zerfallsphotonen des neutralen Pions zur Kalibrierung verwendet werden. Iterativ werden die Kalibrierungsfaktoren aller Kristalle variiert, bis die Masse des neutralen Pions für den gesamten Winkelbereich auf mindestens 20 keV mit dem wahren Wert von 135 MeV übereinstimmt [Mü07]. Die verbleibenden systematischen Fehler werden auf etwa 1% geschätzt [Mü14].

Da im oberen Energiebereich die Energieauflösung in Simulation und Messung übereinstimmt, wird hier der Schwerpunkt auf den niedrigen Energiebereich gelegt.

#### 6.5.2.1. Einfluss der Luftstrecke

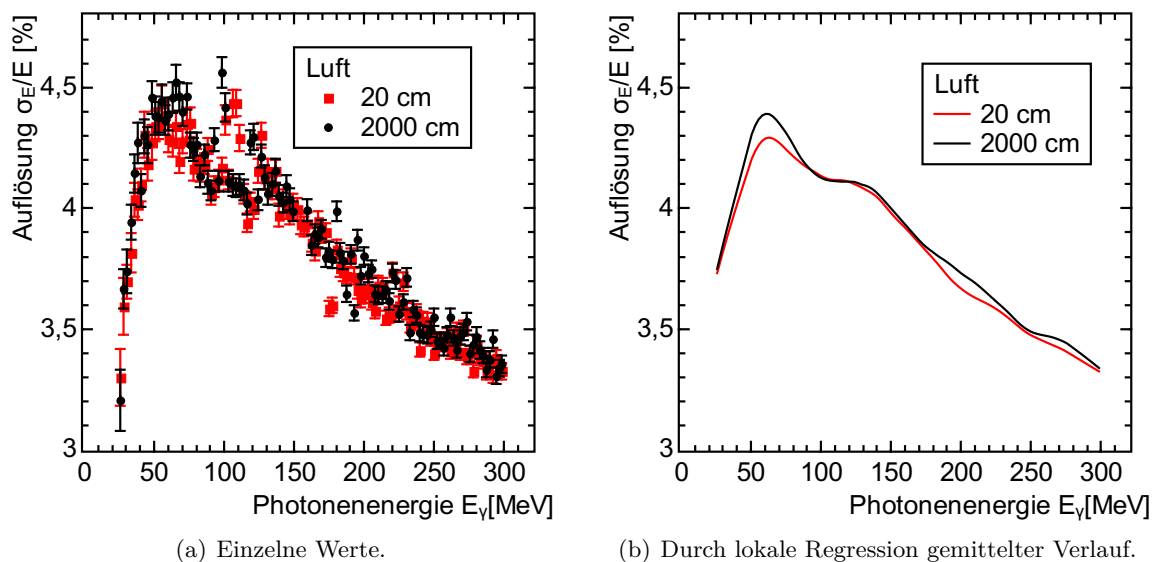


Abbildung 6.28.: Einfluss der Luftstrecke vor dem Detektorprototypen.

Da die Testmessungen an den Strahlplätzen des CBELSA/TAPS-Experiments und des Crystal-Ball-Experiments durchgeführt wurden, mussten Einschränkungen bei der Positionierung des Prototypen in Kauf genommen werden. An beiden Plätzen wurde der Prototyp hinter dem Hauptkalorimeter des jeweiligen Experiments aufgestellt. Dies bedeutet, dass sich die Photonen durch eine Luftstrecke von 7 m am CBELSA/TAPS-Experiment und durch 16 m beim Crystal-Ball-Experiment bewegen müssen.

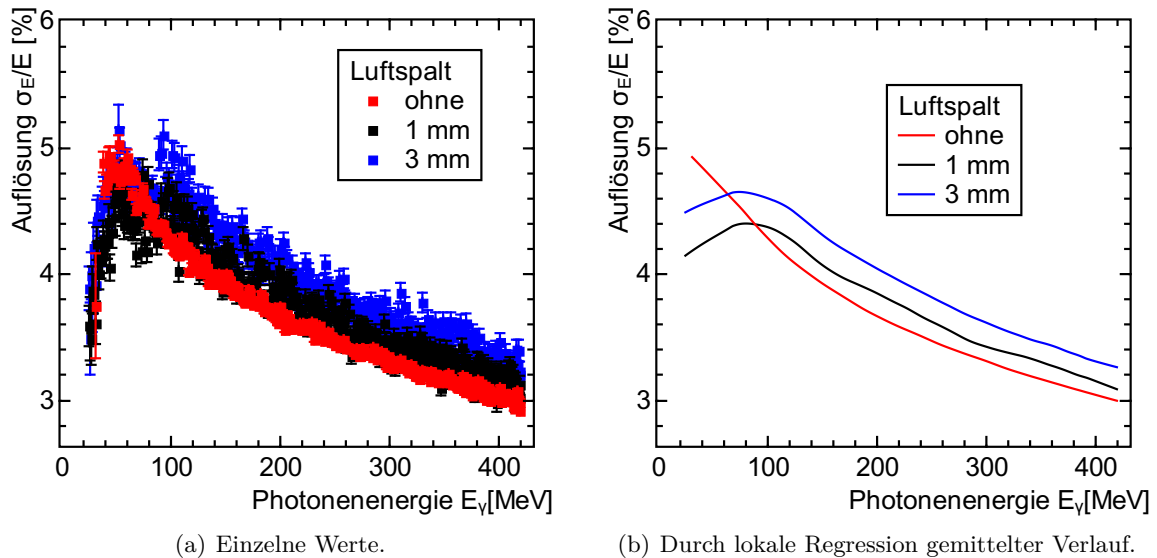
Es ist denkbar, dass die Photonen in der Luft Elektron-Positron-Paare erzeugen, diese dann auf dem weiteren Weg durch Vielfachstreuung abgelenkt werden und nur ein Teil der Energie

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

im Prototypen deponiert wird.

Um die Auswirkung auf die Energieauflösung zu untersuchen, wurden simulierte Ereignisse ausgewertet, bei denen sich die Photonen durch 20 cm bzw. 2000 cm Luft bewegt haben. Die aus den simulierten Daten bestimmte Auflösung ist im direkten Vergleich in Abbildung 6.28(a) dargestellt. Es ist kein signifikanter Unterschied zu erkennen. Zusätzlich wurden die bestimmten Werte durch lokale Regression gemittelt. Die resultierenden Kurven sind in Abbildung 6.28(b) dargestellt. Tendenziell liegt der Verlauf des Datensatzes mit der längeren Luftstrecke bei etwas schlechterer Auflösung. Allerdings ist der Effekt so gering, dass er im Folgenden vernachlässigt wird.

### 6.5.2.2. Nicht ideale Geometrie



**Abbildung 6.29.:** Auswirkung einer nicht perfekten Anordnung auf die Energieauflösung.

In der Praxis ist es nicht möglich, die Detektorkristalle perfekt auszurichten. Um den resultierenden Effekt in der Simulation zu erfassen, wäre es ideal, die tatsächlich vorhandene Geometrie genau zu kennen. Allerdings ist diese mit hinreichender Genauigkeit nur mit großem Aufwand zu messen.

Um den Effekt eines nicht ideal aufgebauten Detektors auf die Energieauflösung zu untersuchen, wurden simulierte Datensätze mit verschiedenen geometrischen Fehlern ausgewertet. Die verwendeten Geometrien sind Luftspalte von 1 mm bzw. 3 mm sowie perfekt ausgerichtete Kristalle. Die vermutete Fehljustage liegt bei rund 1 mm.

Abbildung 6.29(a) zeigt die aus der Simulation bestimmte Auflösung. Eine systematische Abhängigkeit ist deutlich zu erkennen. Um einen klareren Verlauf zu erhalten, wurden die Messwerte durch lokale Regression geglättet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.29(b). Bei einer Photonenenergie von  $E_\gamma = 200$  MeV verschlechtert sich die Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  von 3,67% zu 3,85% bei 1 mm und 4,05% bei 3 mm Luftspalt.

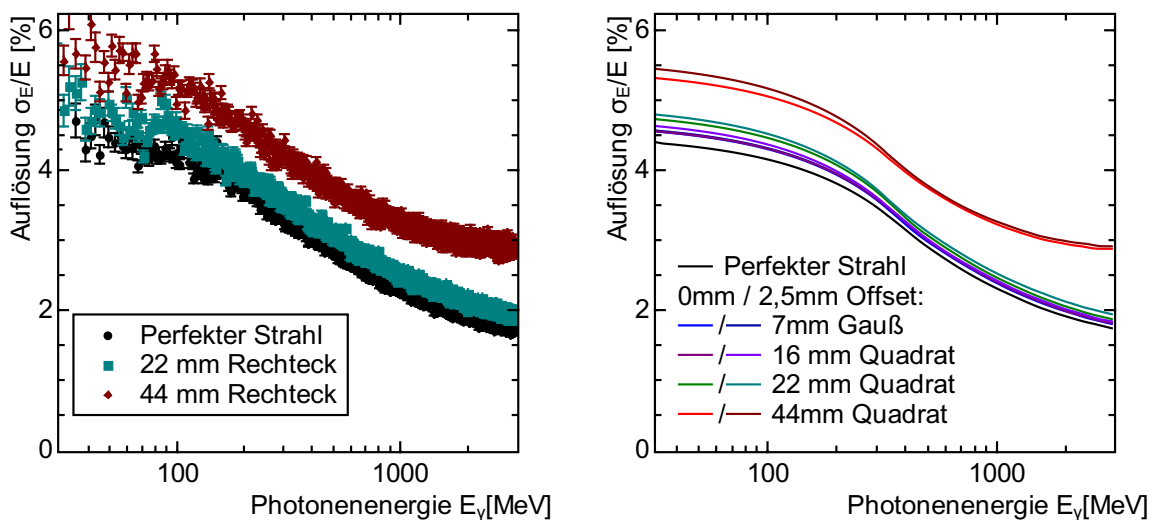
Unterhalb von 100 MeV zeigen sich zwei Effekte. Die Energieauflösung wird mit sinkender Energie besser, und der Verlauf der Daten ohne Luftspalt unterscheidet sich sehr von den Kurven mit Luftspalt.



In diesem Energiebereich ist zu beachten, dass es vorkommen kann, dass die gesamte Energie des Photons im Zentralkristall deponiert wird. Da in der hier betrachteten Version der Simulation kein Rauschen der Elektronik nachgebildet ist, ergibt sich ein scharfer Peak bei der Energie des Photons. Die Fitfunktion kann die simulierte Verteilung nur mit sehr großen Abweichungen beschreiben. Daher sind die so erhaltenen Werte für die Auflösung auch nur sehr eingeschränkt aussagekräftig.

Die Kristalle des im Testdetektor verwendeten Typs 12 sind nicht ausgelegt, um in einer  $3 \times 3$ -Anordnung aufgebaut zu werden. Daher ist anzunehmen, dass die Detektorkristalle im finalen Aufbau besser ausgerichtet sind. Allerdings ist auch dort eine perfekte Geometrie nicht zu erwarten. Da die Verschlechterung gegenüber dem Wert der Auflösung aber noch klein ist, wird dessen Untersuchung hier nicht weiter vertieft.

### 6.5.2.3. Einfluss von Strahlgröße und -versatz



(a) Ergebnisse aus den simulierten Daten von drei unterschiedlichen Konfigurationen.

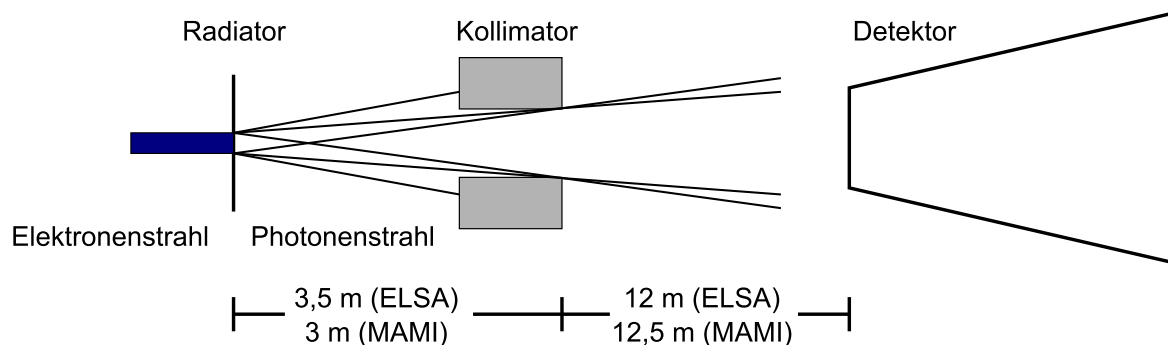
(b) Geglätteter Verlauf einer größeren Auswahl von Konfigurationen.

**Abbildung 6.30.:** Einfluss von Strahlgröße und -versatz auf die gemessene Energieauflösung.

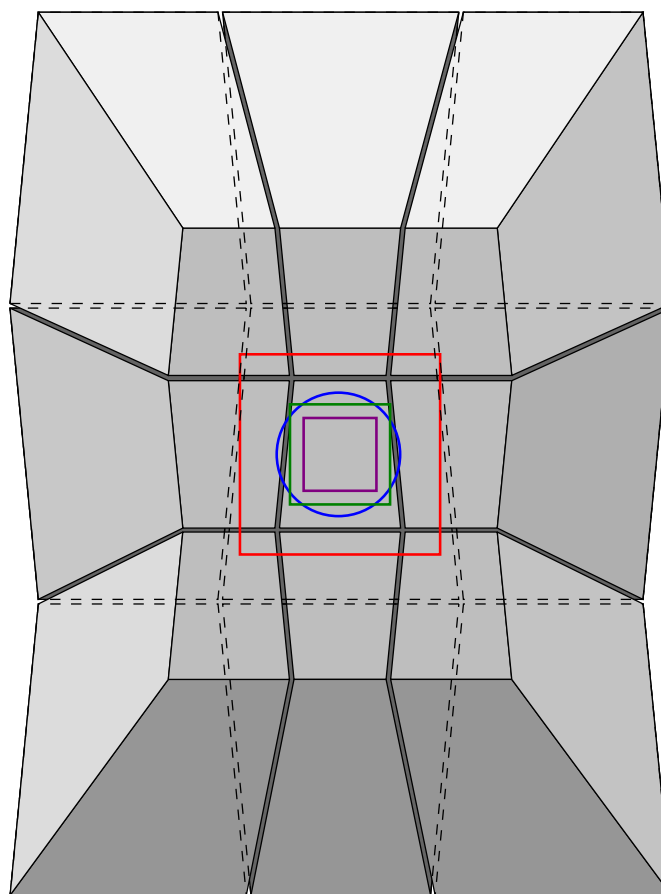
Größe und Profil des Strahlflecks sind für die beiden genutzten Strahlplätze unterschiedlich. Für dünne Bremsstrahlradiator ist der Öffnungswinkel der Bremsstrahlung umgekehrt proportional zur Primärenergie der Elektronen und von der Photonenergie in erster Näherung unabhängig [Sch51]. An beiden Messplätzen befand sich der Detektor in rund 15,5 m Entfernung vom Radiator. Für die Strahlquerschnitte ergeben sich Werte von  $d = 62$  mm(FWHM) bei einer Energie von  $E_0 = 180$  MeV bis  $d = 6$  mm(FWHM) bei  $E_0 = 3,2$  GeV. Weiterhin wird die Größe des Strahls am Messplatz durch den Kollimator bestimmt. Eine Skizze der Strahlführung zeigt Abbildung 6.31.

Für die Analyse wurden Simulationen erstellt, bei denen der Photonenstrahl ein gaußförmiges Transversalprofil hat. Die Standardabweichung beträgt 7 mm. Der Photonenstrahl der Messung an MAMI wurde mit einem Strahlfoto auf einen Durchmesser von rund 27 mm bestimmt. In diesem Bereich ist die Intensitätsverteilung annähernd homogen. In der Simu-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.31.:** Strahlführung bei den Messungen. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu. Der Elektronenstrahl ist nach dem Radiator zur Verbesserung der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.



**Abbildung 6.32.:** Skizze des Testdetektors mit eingezeichneter Strahlgröße. Blau: Strahlgröße an MAMI. Grün: Annäherung dieses Strahls in der Simulation. Violett: Annäherung des Strahls in Bonn in der Simulation. Rot: vergrößerter Strahl. Die Rückseiten der Kristalle sind gestrichelt eingezeichnet.

lation wurde dieser Strahl als homogene Verteilung in einem Quadrat der Seitenlänge 22 mm angenähert. In der Simulationsumgebung können die Positionsverteilungen des Ursprungs des Photonenstrahls nur Unabhängig für x- und y- Koordinate eingegeben werden. Daher konnte kein runder Strahl in der Simulation generiert werden. Abbildung 6.32 zeigt eine Skizze des Testdetektors, eingezeichnet sind verschiedene Strahlgrößen. Blau ist die Größe

des Photonenstrahls an MAMI eingezeichnet. Der Durchmesser des Kreises beträgt 27 mm. Grün ist dargestellt, wie der Strahl aufgrund der Einschränkungen nachgebildet wurde. Die Kantenlänge des Quadrats beträgt 22 mm. Violett ist ein quadratischer Strahl mit einer Kantenlänge von 16 mm dargestellt.

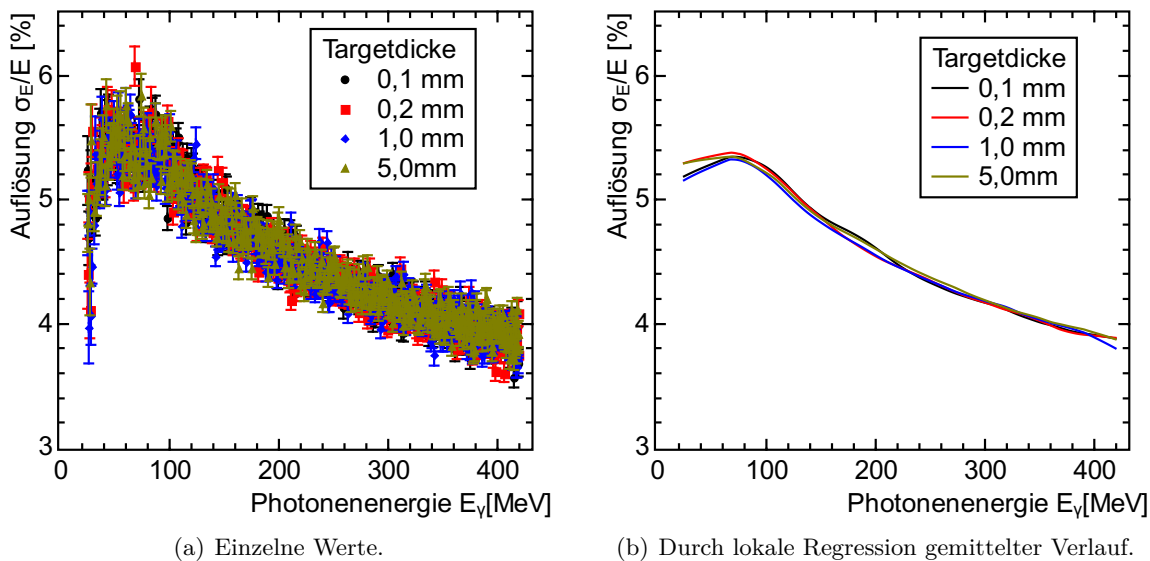
In allen Simulationen ist ein Spalt von 1 mm zwischen den Kristallen eingestellt. Es wurden Simulationen erstellt, bei denen zusätzlich die Strahlposition ein Offset von 2,5 mm relativ zur Mitte des Detektors hat.

Abbildung 6.30(a) zeigt die Auflösung, die aus den simulierten Daten bestimmt wurde. Abbildung 6.30(b) zeigt den geglätteten Verlauf. Zum Vergleich sind die Messwerte der Messung an MAMI mit  $E_0 = 450$  MeV eingezeichnet. Den größten Effekt auf die Energieauflösung hat die Strahlfleckgröße.

Durch die Spalte zwischen den Kristallen verschlechtert sich die Auflösung im betrachteten Bereich um rund 0,2%, was im Einklang mit dem Ergebnis aus Unterabschnitt 6.5.2.2 steht. Eine Ausrichtung des Detektors zur Strahlrichtung der Photonen mit einer Präzision besser als 2,5 mm erscheint realistisch. Die Ergebnisse der Simulation lassen jedoch vermuten, dass der dadurch entstehende Effekt zu vernachlässigen ist.

#### 6.5.2.4. Einfluss des Wasserstoff Targets

Während der Messung an MAMI in Mainz war das Wasserstofftarget des Crystal-Ball-Experiments aufgebaut. Dieses befand sich 4 m vor dem Prototypen. Das Target war nicht



**Abbildung 6.33.:** Auswirkung der Wasserstofftargetzelle am Crystal-Ball-Experiment.

mit Wasserstoff gefüllt, jedoch musste der Photonenstrahl die beiden 100  $\mu\text{m}$  dicken Kaptonfenster des Targets [Hä91] durchdringen, bevor er auf den Testdetektor auftraf.

Um die Auswirkung des Targets auf die Energieauflösung zu verstehen, wurden verschiedene simulierte Datensätze analysiert. Diesen liegt eine veränderte Geometrie zugrunde, bei der 4 m vor dem Detektor eine Kaptonscheibe eingefügt wurde. Es wurden die Dicken 0,1 mm, 0,2 mm, 1,0 mm und 5,0 mm verwendet. Die berechnete Auflösung ist in Abbildung 6.33(a) für alle Dicken dargestellt. Eine Abhängigkeit von der Kaptondicke ist nicht zu erkennen.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Auch im geglätteten Verlauf (siehe Abbildung 6.33(b)) ist keine Tendenz zu erkennen. Im Quelldatensatz (nicht gezeigt) ist zu erkennen, dass umso mehr Einträge vorhanden sind, bei denen die nachgewiesene Energie 0 MeV beträgt, je dicker das Kapton in der Simulation ist. Anscheinend werden also bei den meisten Interaktionen des Photonenstrahls mit der Kaptonscheibe die Reaktionsprodukte so weit von der Primärrichtung abgelenkt, dass sie nicht mehr den Detektor treffen.

### 6.5.2.5. Auswirkung der Kalibrierungsfehler

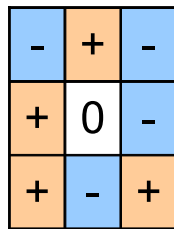
Die Kalibrierung des Detektors wurde mit radioaktiven Quellen durchgeführt. Um deren Photonenenergien im 1 MeV-Bereich mit der Backendelektronik gut auflösen zu können, muss ein 10-fach Verstärker zwischengeschaltet werden (siehe Abschnitt 6.2). Die so erreichbare Genauigkeit liegt im Bereich von einigen Prozent. Im CBELSA/TAPS-Experiment geschieht die Kalibrierung der Kristalle über die Zerfallsphotonen von neutralen Pionen. Bei dieser Methode wird eine bessere relative Genauigkeit erreicht (siehe Abschnitt 6.5.2). Eine nicht exakte Kalibrierung verschlechtert die Energieauflösung. Wird die Energie im Kristall rechts neben dem Zentralkristall beispielsweise 5% zu hoch berechnet und die im Kristall links daneben um 5% zu niedrig, ergibt sich aus der konkreten Schauerverteilung auf diese Kristalle eine Verschiebung der berechneten Energie. Die tatsächliche Verteilung des Schauers hat also auch eine Auswirkung auf die Auflösung.

Um das Ausmaß des Effekts zu verstehen, wurden Simulationen analysiert, in denen künstlich ein Kalibrierungsfehler eingefügt ist. Normalerweise wird die Energie aller Kristalle direkt aufsummiert, um den Gesamtwert zu erhalten. Bei diesen Dateien wurde jedem Kristall außer dem Zentralkristall ein Faktor zugewiesen, mit dem der Energieeintrag multipliziert wird. Danach werden die angepassten Werte aufsummiert.

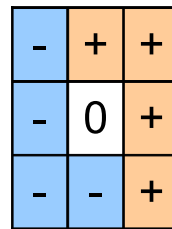
Da durchschnittlich rund 80% der Energie des einlaufenden Photons im Zentralkristall deponiert werden, würde ein Kalibrierungsfehler lediglich die Position des Peaks verschieben, nicht aber die Breite verändern.

Außerdem ist zu erwarten, dass die Strahlgröße einen Einfluss auf die Verschlechterung der Kalibrierungsfehler hat. Trifft der Photonenstrahl immer den Zentralkristall mittig, so gelangt nur ein Bruchteil der Energie in die Randkristalle. Durch den Kalibrierungsfehler wird von diesem Bruchteil ein Bruchteil zu viel oder zu wenig zur Gesamtenergie hinzugerechnet. Je weiter außen das Photon den Detektor trifft, desto größer ist der Anteil der Energie, die in Randkristallen detektiert wird, sodass deren Kalibrierungsfehler an Bedeutung gewinnen. Es wurden Simulationen mit verschiedenen Kalibrierungsfehlern erstellt. Dabei wurde jedem Kristall ein Wert zugeordnet, um den die detektierte Energie vor dem Aufsummieren verändert wurde. Die Stärke wurde im Bereich 0% bis 5% variiert. Weiter wurden zwei unterschiedliche Zuordnungen gewählt, bei welchen Kristallen die Energie vergrößert und bei welchen sie verkleinert wird. Die verwendeten Muster sind in Abbildungen 6.34(a) und 6.34(b) dargestellt. Weiter wurden unterschiedliche Simulationen mit Strahlgrößen von 0 mm bis 44 mm erstellt. In allen Simulationen wurde ein Gesamttrauschen von 150 keV nachgebildet. Eine Auswahl der Ergebnisse ist in Abbildungen 6.34(c) und 6.34(d) dargestellt. Die Konfiguration der zugrunde liegenden Simulationen ist in Tabelle 6.7 aufgelistet.

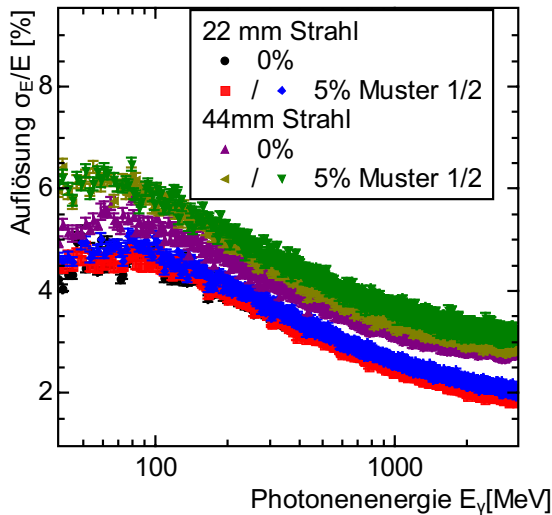
Der Effekt des Kalibrierungsfehlers ist bei 22 mm Strahlgröße sehr gering. Die stärkste Verschlechterung tritt im Bereich bis etwa 70 MeV auf. Dort beträgt sie 0,3%. Bei höheren Energien wird die Verschlechterung geringer. Ab 700 MeV ist sie geringer als 0,14%. Bei einer Strahlgröße von 44 mm ergibt sich ein anderes Bild. Einerseits ist die bestimmte Ener-



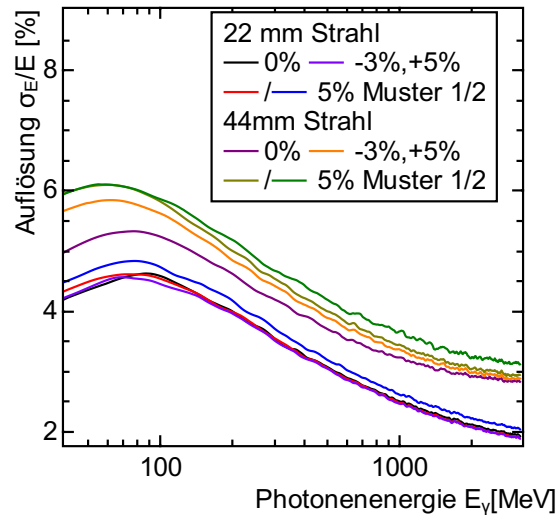
(a) Muster 1



(b) Muster 2



(c) Aus Simulation bestimmte Energieauflösung bei Kalibrierungsfehlern.



(d) Geglätteter Verlauf einer größeren Auswahl von Konfigurationen.

**Abbildung 6.34.:** Simulierter Einfluss von Kalibrierungsfehlern auf die Energieauflösung.

Strahlgröße	Kalibrierungsfehler	Muster
22 mm	0%	/
22 mm	-3% / +5%	1
22 mm	±5%	1
22 mm	±5%	2
44 mm	0%	/
44 mm	-3% / +5%	1
44 mm	±5%	1
44 mm	±5%	2

**Tabelle 6.7.:** In der Simulation verwendete Kalibrierungsfehler.

gieauflösung allgemein schlechter, andererseits haben die Kalibrierungsfehler eine stärkere Auswirkung. Im niedrigen Energiebereich wird der Wert um etwa 1% verschlechtert. Als Endergebnis soll festgehalten werden, dass die Auswirkungen der Kalibrierungsfehler vernachlässigbar sind, sofern der Photonenstrahl nicht größer als 22 mm ist und die Kalibrierungsfehler kleiner 5% sind und der Strahl auf den Zentralkristall des Detektors ausgerichtet ist.

Nicht mehr vernachlässigbar sind die Kalibrierungsfehler, wenn Messungen zur Photopro-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

duktion mit dem gesamten Kalorimeter durchgeführt werden. Dann ist es nur ein Spezialfall, dass ein Photon zentral auf einen Kristall auftrifft. Die statistischen Fehler der Kalibrierungskonstanten der Messungen mit  $E_0 = 800$  MeV und  $E_0 = 2,4$  GeV sind in Tabelle 6.8 aufgelistet [Dri12]. Die Fehler liegen zwischen 0,14% und 2,8%, im Mittel bei 1,1% [Dri12].

Kristall	$A$ [keV/ADC-Wert]	$\Delta A$ [keV/ADC-Wert]
1	75,6	2,1
2	72,3	0,8
3	73,3	0,3
4	72,2	0,4
5	75,8	1,8
6	73,9	0,1
7	73,5	0,9
8	76,8	1
9	74,4	0,2

**Tabelle 6.8.:** Statistischer Fehler der Kalibrierungskonstanten der Messungen mit  $E_0 = 800$  MeV und  $E_0 = 2,4$  GeV [Dri12].

Die Kalibrierungsfehler werden daher im Folgenden vernachlässigt.

### 6.5.2.6. Abhängigkeit von der Detektorrate

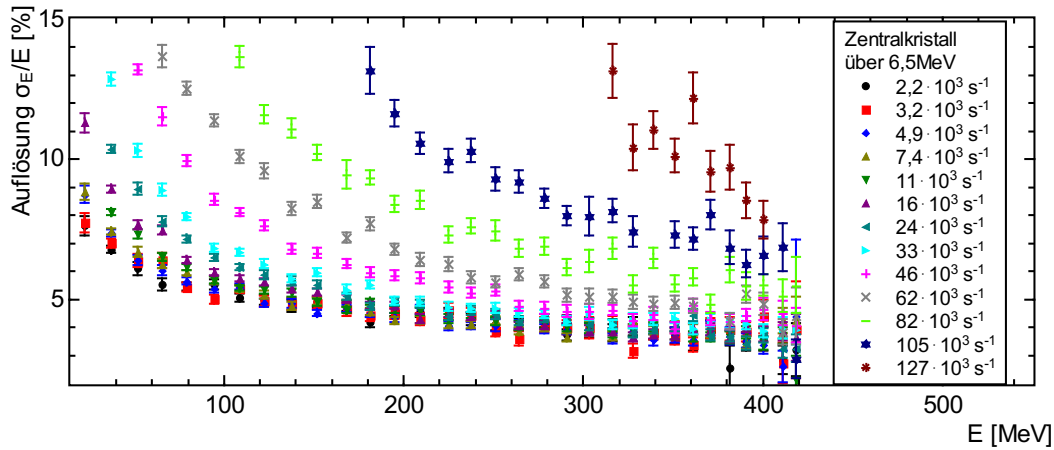
Die Energieinformationen der einzelnen Detektoren werden mit QDCs digitalisiert. Diese bilden das Integral des Signals über eine gegebene Zeitspanne. Diese wird als Gate bezeichnet und beträgt im verwendeten Teststand  $t_{\text{QDC}} = 6$   $\mu\text{s}$ . Trifft ein zweites Photon innerhalb dieser Zeitspanne auf den Detektor, so wird ein zusätzliches Signal erzeugt, das den Wert des QDCs beeinflusst. Auch kann es vorkommen, dass das Signal von einem vorherigen Photon noch nicht vollständig abgeklungen ist, wenn das betrachtete Ereignis auftritt.

Da das Signal des Vorverstärkers mit einem Kondensator ausgekoppelt wird und nur lineare Bauteile folgen, muss der zeitliche Mittelwert des Ausgangssignals für genügend große Zeitspannen unabhängig von der Signalamplitude sein. Dies bedeutet, dass sich die Baseline um so stärker zu negativen Amplituden verschiebt, je höher die Signalarate ist.

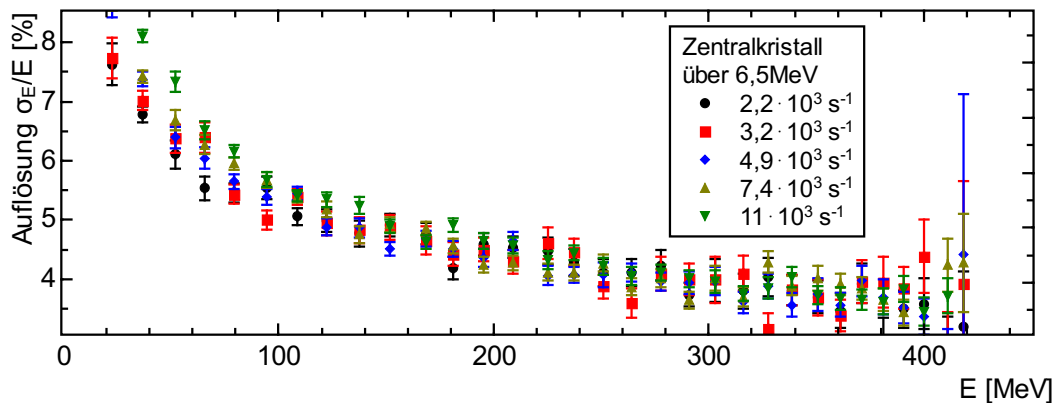
Da die Pole-Zero-Compensation im Energiefilter nie perfekt eingestellt sein kann, können nach Signalen Überschwinger mit umgekehrter Polarität des Signals vorhanden sein. Diese beeinflussen ebenfalls den QDC-Wert.

Um das Ausmaß der Ratenabhängigkeit zu ermitteln, wurden Daten von verschiedenen Strahlintensitäten analysiert. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 6.35(a) und 6.35(c) dargestellt. Die Energieauflösung wird im betrachteten Bereich um so schlechter, je höher die Detektorrate ist. Der Effekt ist bei niedrigen Energien stärker ausgeprägt als bei hohen. Beispielsweise verschlechtert sich bei einer Detektorrate von  $33 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  die Energieauflösung bei  $E_\gamma = 36,8$  MeV fast um den Faktor 2 (6,8% nach 12,9%), während bei einer Photonenenergie von  $E_\gamma = 400$  MeV nur ein geringer Einfluss vorhanden ist (3,6% nach 3,8%). Dieses Verhalten ist plausibel. Durch die hohe Rate ergeben sich feste Störeinflüsse, die den gemessenen Wert in einem gegebenen Bereich verändern können. Je größer die detektierte Energie ist, desto weniger macht diese Veränderung relativ betrachtet aus.

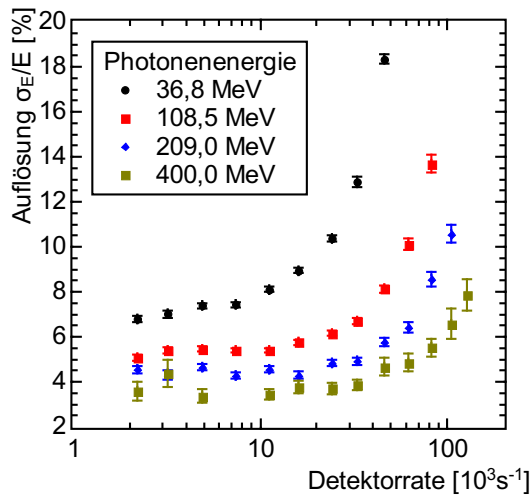
Der Einfluss auf die Energieauflösung wird ab rund  $10 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  relevant. Bei der Rate von  $11 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  liegt für  $E_\gamma = 36,8$  MeV der erste Messpunkt mit einer Verschlechterung von



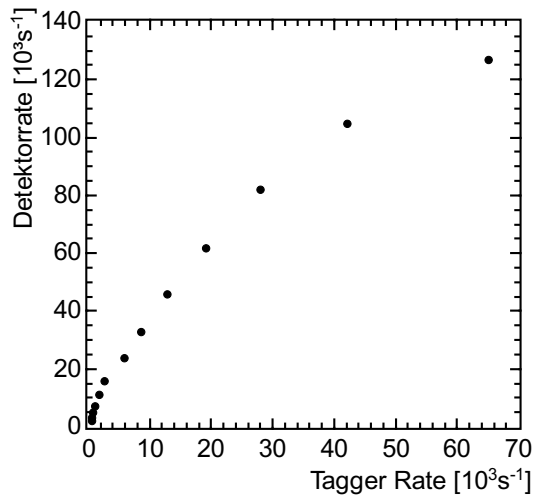
(a) Energieauflösung in Abhängigkeit der nachgewiesenen Photonenergie für unterschiedliche Zählraten. Gesamter gemessener Bereich von Detektorraten.



(b) Energieauflösung in Abhängigkeit der nachgewiesenen Photonenergie. Bereich bis etwa 4,5-facher Ratensteigerung gegenüber den Vorwärtskristallen im CBELSA/TAPS-Experiment. Die aktuell im Experiment maximal auftretende Rate liegt bei  $1,7 \dots 3,1 \text{ ks}^{-1}$  bei einer Schwelle von  $E_T = 6,5 \text{ MeV}$ .



(c) Energieauflösung in Abhängigkeit der Detektorrate.



(d) Detektorrate in Abhängigkeit der Tagger-Rate. Aufgrund der Totzeit des Detektors ergibt sich ein nichtlinearer Verlauf.

Abbildung 6.35.: Diagramme zur Abhängigkeit der Energieauflösung von der Detektorrate.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

mehr als einem Zehntel der Energieauflösung bei niedrigen Raten.

Bei Bedingungen, die dem CBELSA/TAPS-Experiment nachempfunden wurden, wurde eine maximale Zählrate von  $1,7 \dots 3,1 \text{ ks}^{-1}$  bei einer Schwelle von  $E_T = 6,5 \text{ MeV}$  gemessen (siehe Abschnitt 6.6.5).

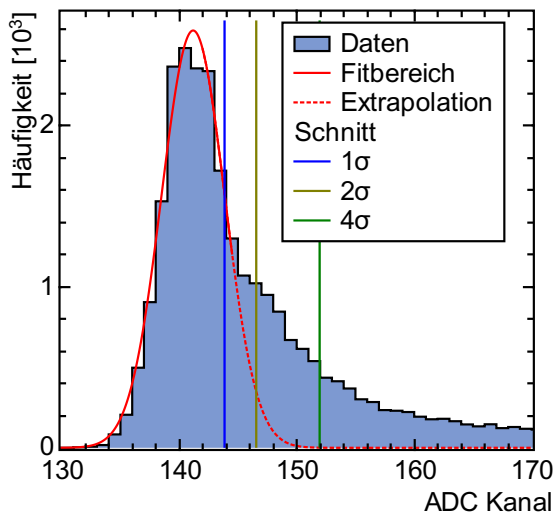
**Reduktion der Ratenabhängigkeit** Um die Einflüsse dieser Effekte auf die Energieauflösung zu reduzieren, sind verschiedene Wege denkbar.

Die Teilchenrate kann reduziert werden, sodass zufällige zusätzliche Energieeinträge vernachlässigbar selten vorkommen. Weiterhin kann die Zeitinformation ausgewertet werden, um Einträge vor und nach dem betrachteten Ereignis zu identifizieren. Dadurch können Ereignisse verworfen werden, bei denen vor oder während des QDC-Gates weitere Energieeinträge detektiert wurden. Bei den vorhandenen Daten ist dies nur eingeschränkt möglich, da das TDC-Zeitfenster sich von knapp 500 ns vor und 700 ns nach dem Ereignis erstreckt. Für einen effizienten Schnitt sollte es jedoch mindestens für die Dauer eines Pulses vor und der Dauer des Gates nach dem Ereignis Informationen über Treffer im Detektor geben (je rund  $6 \mu\text{s}$ ).

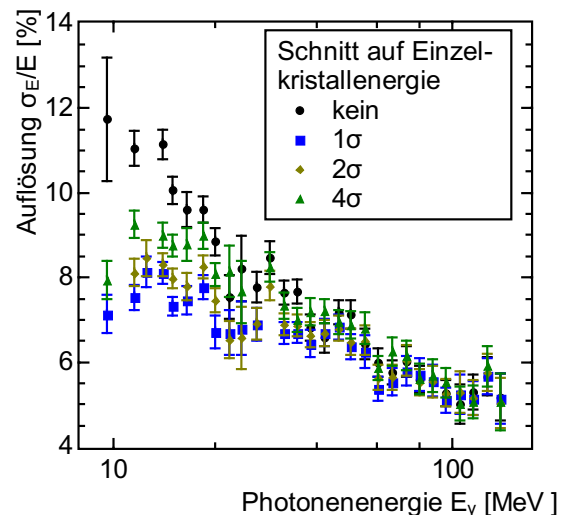
Die umfassendsten Möglichkeiten ergeben sich, wenn das Signal nicht durch einen QDC, sondern durch einen Sampling-ADC digitalisiert wird. Da in diesem Fall die Signalform noch ausgewertet werden kann, können Algorithmen zusätzliche Einträge erkennen und teilweise sogar subtrahieren, sodass eine unverfälschte Information zur Verfügung steht. Weiterhin kann die Baseline für jeden gemessenen Puls separat bestimmt werden.

### 6.5.2.7. Schnitt auf Einzelkristallenergie

Aus den gemessenen Daten wird zunächst für jeden einzelnen Kristall ein Wert für den Energieeintrag berechnet. Aus diesen Werten wird die Energie des Photons berechnet. Als



(a) Pedestal von Kanal 4 mit eingezeichneten Schwellen.



(b) Erreichte Energieauflösung.

**Abbildung 6.36.:** Verbesserung der Gesamtenergieauflösung durch Schnitte auf die Einzelkristallenergie.



einfachste Methode kann von allen 9 Werten die Summe gebildet werden. Dadurch wird jedoch unnötig Rauschen hinzugefügt, falls in manchen Kristallen kein Energieeintrag gemessen wurde. Eine weitere Methode ist, alle Werte aufzuaddieren, die ein vorgegebenes Minimum überschreiten. Um den Einfluss dieser Methode auszuwerten, wurden Daten ausgewertet, die bei niedriger Ereignisrate und  $E_0 = 180$  MeV Primärenergie aufgezeichnet wurden.

Für die Wahl der Schwellen wurde in den Spektren der ADC-Rohwerte die Breite des Pedestals durch einen Gauß-Fit bestimmt. Dann wurde die Schwelle auf 1, 2 und 4 Standardabweichungen eingestellt und die resultierende Energieauflösung bestimmt. Exemplarisch ist der Lowrange des QDCs von Kanal 4 in Abbildung 6.36(a) gezeigt. Es sind der Gauß-Fit sowie die angewendeten Schnitte dargestellt.

Abbildung 6.36(b) zeigt die damit erreichte Energieauflösung. Der beste Verlauf wird beim 1-Sigma-Schnitt erreicht.

### 6.5.2.8. Schnitt auf Zeitinformationen

Die Genauigkeit der Energieinformation kann verbessert werden, indem nur solche Ereignisse verwendet werden, bei denen in einem gegebenen Zeitraum vor und nach dem betrachteten Ereignis keine weiteren Energieeinträge im Detektor gemessen wurden. Wie in Abschnitt 6.5.2.6 erläutert wurde, ist dies im vorhandenen Fall nur mit schlechter Effizienz möglich, da für rund 90% des relevanten Zeitintervalls keine Information vorhanden ist.

Neben einem Schnitt auf die Zeitinformation des Zeitkanals ist ein Schnitt auf die Zeitinformation des Taggers möglich. Neben der unzureichenden zeitlichen Abdeckung wird die Effizienz der Schnitte weiter begrenzt. Die Triggerschwelle des Kristalls liegt bei 6,5 MeV, sodass im Bereich darunter keine Trefferinformation vorliegt. Gerade der untere Photonenenergiebereich zeigt eine hohe Ereignisrate (siehe Abbildung 2.4(a)).

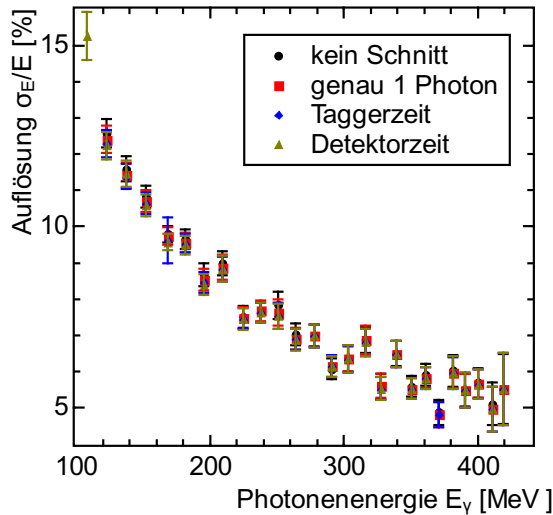
Beim Tagger sind zwei Limitierungen vorhanden. Einerseits deckt der Tagger nur einen Teil des Photonenenergiebereichs ab (vgl. Tabelle 6.2), andererseits sind Zeitinformationen nur von 32 der insgesamt 352 Kanäle vorhanden.

Es stehen Daten mit 3 unterschiedlichen Schnitten zur Verfügung. Im einfachsten Fall wird gefordert, dass nur ein Photon im Zeitspektrum des Taggers vorhanden ist und dass sich dieser zusätzlich in einem Fenster von 5 ns um den Prompt-Peak befindet. Im dritten Fall wird zusätzlich gefordert, dass die Zeitinformation des Detektors innerhalb von zwei Standardabweichungen des Prompt-Peaks liegt. Die gemessene Energieauflösung ist für alle vier Fälle in Abbildung 6.37(a) dargestellt. Um die Auswirkung der Schnitte besser erkennen zu können, ist in Abbildung 6.37(b) die Veränderung gegenüber keinem Zeitschnitt aufgetragen. Eine Verbesserung ist vorhanden, jedoch vergleichsweise gering. Bei niedrigen Energien beträgt sie etwa ein fünfzigstel des Wertes.

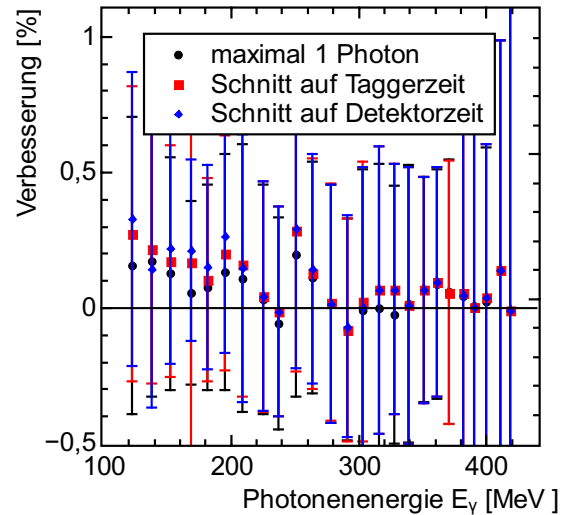
Die Fehlerbalken in Abbildung 6.37(b) stammen aus der statistischen Verteilung der einzelnen berechneten Photonenenergien. Nach allen 3 Schnitten sind rund 10% der Ereignisse entfernt, sodass sich die Grundverteilung nicht bedeutend ändern muss und die Fehler stark korreliert sind. Die Fehlerbalken haben in diesem Fall eine systematische Komponente.

Es erscheint wahrscheinlich, dass die geringe Wirksamkeit dieser Schnitte an der unzureichenden Größe des aufgezeichneten Zeitfensters liegt. Falls erneut eine vergleichbare Messung durchgeführt wird, sollte der Aufbau so verändert werden, dass Zeitinformationen für ein größeres Intervall vorhanden sind und die Wirksamkeit der Schnitte erneut betrachtet werden kann.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



(a) Auflösungswerte vor und nach verschiedenen Zeitschnitten.



(b) Verbesserung der Auflösung gegenüber keinem Zeitschnitt. Die Fehlerbalken der 3 Punkte zu jeder Energie sind systematischer Natur, da die statistische Verteilung für alle 3 Fälle gleich ist.

**Abbildung 6.37.:** Auswirkung von Zeitschnitten auf die gemessene Energieauflösung. Im verwendeten Datensatz beträgt die Detektorrate  $82 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  bei einer Schwelle von 6,5 MeV

Im verwendeten Datensatz beträgt die Detektorrate  $82 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  bei einer Diskriminator-schwelle von 6,5 MeV, was eine vergleichsweise hohe Rate ist (vgl. Unterabschnitt 6.5.2.6). Bei niedrigeren Raten ist die Auswirkung der Zeitschnitte noch geringer, da weniger Untergrund vorhanden ist. Für das Endergebnis werden alle Schnitte trotzdem angewendet.

### 6.5.2.9. Einfluss des Rauschens der Elektronik

Ein weiterer Einfluss auf die Energieauflösung ist das elektronische Rauschen der Auslese-kette. Dieses lässt sich prinzipiell nicht vermeiden, jedoch teilweise durch Optimierungen reduzieren.

Das Rauschen beträgt in der SPICE-Simulation der Ausleseelektronik  $50 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  pro Kanal im Energiezweig. Diese Werte konnten im Labor reproduziert werden. Gemessen wurden Werte zwischen  $42 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  und  $63 \text{ keV}_{\text{RMS}}$ . Dabei wurde ein optimierter Energiefilter verwendet, der in der Filtercharakteristik dem Filter des Testaufbaus ähnlich ist, jedoch einen kleineren dynamischen Bereich aufweist.

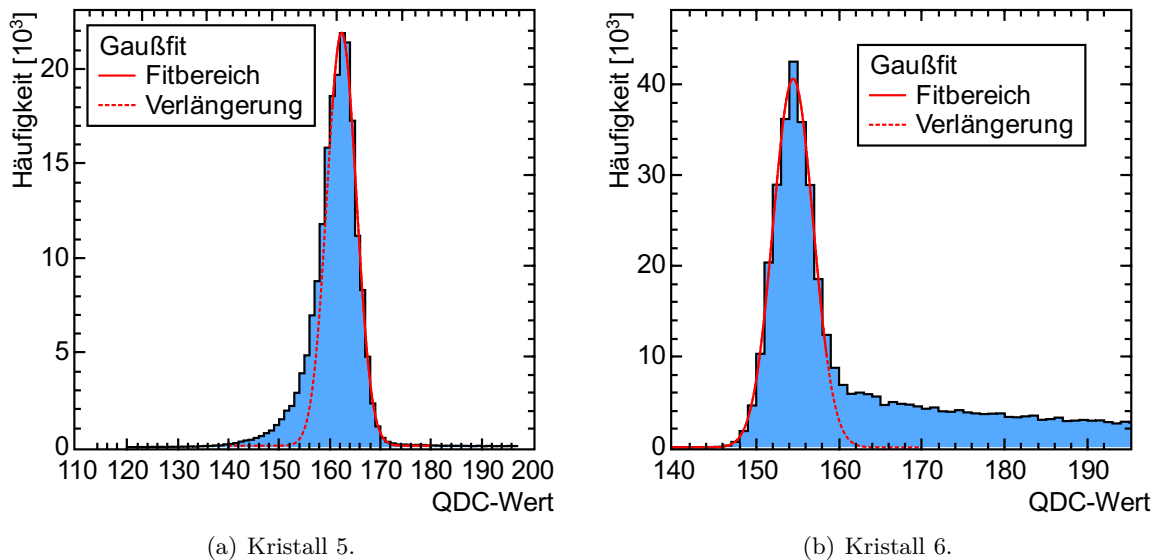
Im aktuellen Aufbau des CBELSA/TAPS-Experiments beträgt das elektronische Rauschen rund  $350 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  pro Kanal. Dieser Wert wurde aus der Breite der Pedestals während Datennahme bestimmt. Das im Testaufbau je Kanal vorhandene Rauschen liegt bei rund  $150 \text{ keV}_{\text{RMS}}$ . Bei den Messungen am Photonenstrahl wurde insbesondere im Zentralkristall ein verbreitertes Pedestal gemessen. Das Pedestal entsteht, wenn keine Energie im Detektor deponiert wurde. Dann ist der gemessene Wert nur durch das Rauschen bestimmt.

Zwar wurden keine separaten Daten mit Zufalls-Trigger aufgezeichnet, aus denen das Pedestal bestimmt werden kann, jedoch besteht auch bei dem normalen Trigger die Möglichkeit, dass das Photon, das den Trigger ausgelöst hat, im Kollimator absorbiert wird und damit nicht im Detektor absorbiert wird. Also enthalten die aufgezeichneten Daten ein Pedestal.

Insbesondere bei niedrigen Photonenenergien besteht bei den Randkristallen die Möglichkeit, dass der elektromagnetische Schauer sich nicht in diese ausbreitet, also keine Energie deponiert wird. Solche Ereignisse tragen auch zum Pedestal dieser Kanäle bei.

Während des Messbetriebs kann das Pedestal verbreitert sein. Beispiele für mögliche Ursachen sind eine zeitlich langsam variierende Baseline, Signale von unkorrelierten Energieeinträgen im Detektor oder ein vergrößerter Dunkelstrom. Daher soll das Pedestal während der Datennahme bestimmt werden.

Die Pedestals der Kristalle 5 und 6 in den Daten der 800 MeV-Messung sind in Abbildungen 6.38(a) und 6.38(b) dargestellt. Das Pedestal von Kristall 5 ist in erster Näherung Gaußver-



(a) Kristall 5.

(b) Kristall 6.

**Abbildung 6.38.:** Low-Range Pedestals in den Daten der Messung mit  $E_0 = 800$  MeV. Eingezeichnet ist die angepasste Gaußfunktion. Der Datenbereich, der nicht zur Anpassung verwendet wurde, ist gestrichelt eingezeichnet.

teilt, zeigt jedoch zu niedrigen Kanälen hin einen ausgeprägten Ausläufer. Bei den Messungen mit  $E_0 = 3,2$  GeV und  $E_0 = 2,4$  GeV sind diese Ausläufer noch deutlicher ausgeprägt. Die Standardabweichung der Daten und die Standardabweichung der angepassten Gaußverteilung unterscheiden sich deutlich. Das Pedestal von Kristall 6 geht ohne scharfe Trennung in die Daten über. Dies liegt daran, dass im gemessenen Photonenenergiebereich teilweise sehr wenig oder sogar keine Energie im Kristall 6 deponiert wird. Der Fitbereich wurde so gewählt, dass die Daten zur Verteilung nicht beitragen. Dieser Effekt tritt auch bei den Messungen mit  $E_0 = 450$  MeV und  $E_0 = 180$  MeV auf. Bei  $E_0 = 3,2$  GeV und  $E_0 = 2,4$  GeV sind Daten und Pedestal scharf getrennt.

Als Maß für die Pedestal-Breite kann nun die Standardabweichung eines Teilbereichs der Daten oder die Standardabweichung der an die Daten angepassten Gaußfunktion verwendet werden.

Die erste Variante wird bei dem asymmetrischen Pedestal von Kanal 5 als sinnvoller eingeschätzt, die zweite Variante bei den Randkristallen. Insbesondere in den Fällen, in denen Pedestal und Messwerte ineinander laufen. Auf jeden Fall sollte betont werden, dass durch dieses einfache Verfahren nur eine grobe Abschätzung der Pedestal-Breite möglich ist.

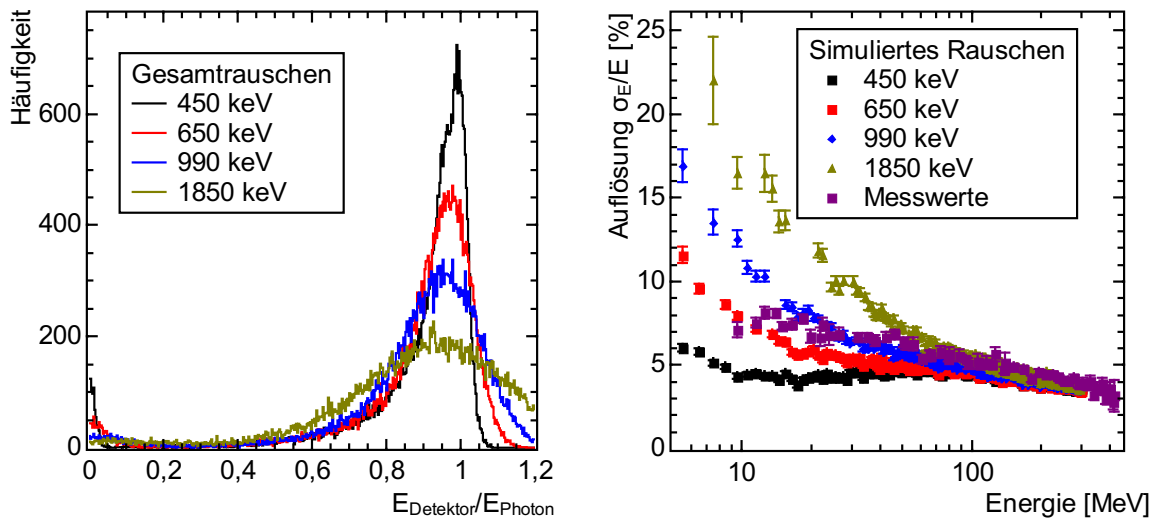
Bei den Randkristallen liegen die Pedestal-Breiten im Mittel bei  $150 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  bis  $200 \text{ keV}_{\text{RMS}}$ .

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Die breitesten Pedestals sind in den Daten der Messung mit  $E_0 = 2,4$  GeV vorhanden. Die Breite der Pedestals des Zentralkristalls sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Hier ist eine ausgeprägte Abhängigkeit von der jeweiligen Messung zu sehen. Um den Einfluss der Detektorrate auf die Pedestal-Breite zu zeigen, ist diese für zwei unterschiedliche Raten der Messung mit  $E_0 = 450$  MeV aufgelistet. Um einen Eindruck für die Auswirkung des Rauschens zu erhalten,

Messung $E_0 =$	Standardabweichung (Gaußfit)	Standardabweichung (Verteilung)
180 MeV	264 keV <sub>RMS</sub>	264 keV <sub>RMS</sub>
450 MeV, $2,2 \cdot 10^3 s^{-1}$ Rate	363 keV <sub>RMS</sub>	330 keV <sub>RMS</sub>
450 MeV, $33 \cdot 10^3 s^{-1}$ Rate	1320 keV <sub>RMS</sub>	1452 keV <sub>RMS</sub>
800 MeV	304 keV <sub>RMS</sub>	211 keV <sub>RMS</sub>
2,4 GeV	924 keV <sub>RMS</sub>	330 keV <sub>RMS</sub>
3,2 GeV	891 keV <sub>RMS</sub>	284 keV <sub>RMS</sub>

**Tabelle 6.9.:** Breite des Pedestals im Zentralkristall unter verschiedenen Bedingungen.



(a) Einfluss des Rauschens in der Simulation im Bin  $E_\gamma = 10$  MeV...11 MeV.

(b) Einfluss des Rauschens auf die Energieauflösung. Zum Vergleich sind die gemessenen Daten eingezeichnet.

**Abbildung 6.39.:** Simulierter Einfluss des Rauschens auf die Energieauflösung.

ten, wurden Simulationen erstellt, bei denen Rauschen nachgebildet wurde. Dazu wurde für jedes simulierte Ereignis ein zufälliger, gaußverteilter Wert zu der deponierten Energie hinzugerechnet. Als Maß für das Rauschen wird im Folgenden die quadratisch addierte Summe  $N_{\text{Gesamt}}$  der einzelnen Standardabweichungen  $N_i$  angegeben

$$N_{\text{Gesamt}} = \sqrt{\sum_{i=1}^9 N_i^2}. \quad (6.18)$$

In Anlehnung an die Auswertung, beschrieben wie in Abschnitt 6.5.2.7, wurde der Wert des jeweiligen Kristalls aber nur dann addiert, wenn der Energieeintrag das Rauschen über-

steigt.

In der Simulation wurde das Rauschen der Randkristalle auf  $150 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  eingestellt, das Rauschen des Zentralkristalls wurde variiert.

Die Auswirkung des Rauschens auf die Verteilung der in Simulation gemessenen Energie ist in Abbildung 6.39(a) dargestellt. Der Energiebereich der simulierten Photonen beträgt  $E_\gamma = 10 \text{ MeV} \dots 11 \text{ MeV}$ .

Abbildung 6.39(b) zeigt die Auflösungswerte, die aus den simulierten Daten bestimmt wurden. Das Rauschen zeigt hauptsächlich bei niedrigen Energien Beiträge zur relativen Energieauflösung. Ab etwa  $100 \text{ MeV}$  ist bei den durchgeführten Simulationen keine signifikante Auswirkung mehr zu sehen. Dieses Verhalten ist plausibel, da das Rauschen ein konstanter Einfluss ist, der relativ betrachtet bei hohen Energien einen geringen Einfluss haben sollte. Zum Vergleich sind Auflösungswerte der Messungen mit  $E_0 = 180 \text{ MeV}$  und  $E_0 = 450 \text{ MeV}$  bei niedrigen Raten eingezeichnet. Berechnet man das Gesamtrauschen wie bei den simulierten Daten mit Gleichung 6.18, so ergeben sich Werte im Bereich  $500 \text{ keV}_{\text{RMS}}$  bis  $570 \text{ keV}_{\text{RMS}}$ . Der Verlauf der Daten passt jedoch besser zu größeren Rauschwerten. Da das Rauschen nur mit einer sehr einfachen Methode aus den Daten bestimmt und die asymmetrische Form des Pedestals in der Simulation vernachlässigt wurde, ist keine perfekte Übereinstimmung zu erwarten.

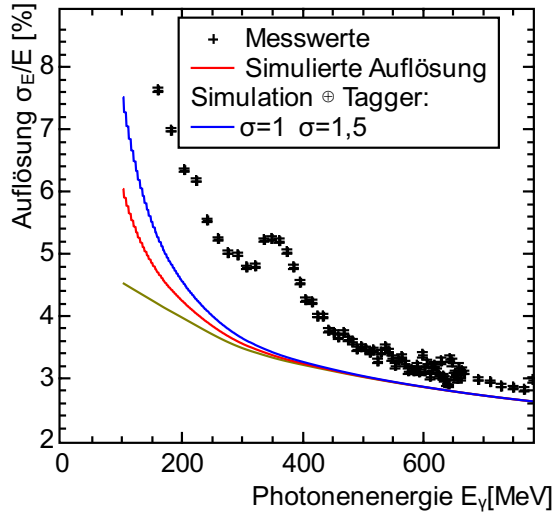
#### 6.5.2.10. Auflösung der Tagger

Die bisherige Analyse beruht auf der Annahme, dass die Energie der einlaufenden Photonen ohne Fehler bekannt ist. In diesem Unterabschnitt wird untersucht, inwieweit die Auflösung der beiden verwendeten Tagger die gemessene Energieauflösung beeinträchtigt.

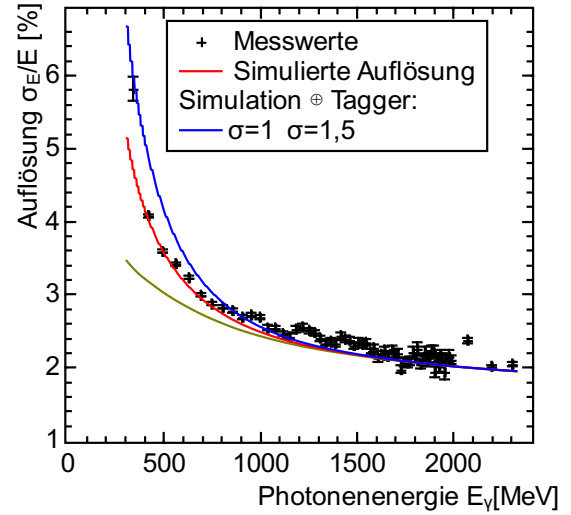
Prinzipiell sind zwei Einflüsse zu unterscheiden. Einerseits ergibt sich durch Anzahl, Position und Größe der Szintillationsdetektoren eine Quantisierung der Energieinformation. Andererseits ergibt sich eine Einschränkung aufgrund physikalischer Effekte, welche verursachen, dass die Position nach dem Tagging-Magneten nicht perfekt mit ihrem Impuls korreliert ist. Beispielsweise kann die Richtung der Elektronen nach der Bremsstrahlung durch Vielfachstreuung abgelenkt werden. Beim Tagger des CBELSA/TAPS-Experiment sind aus geometrischen Gründen nicht alle Szintillatoren in der Fokalebene des Magneten aufgestellt, sodass die Divergenz des Elektronenstrahls ebenfalls einen Einfluss auf die Genauigkeit hat. Im Folgenden wird der erste Punkt als Quantisierung, der zweite als Auflösung bezeichnet. Für den Tagger des CBELSA/TAPS-Experiment ist in [FP09] die Auflösung als Standardabweichung angegeben und beträgt das 1,5-Fache der Quantisierung bei einer Primärenergie der Elektronen von  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ . Als wichtigster Einfluss wird die Divergenz des Elektronenstrahls angegeben. Für  $E_0 = 800 \text{ MeV}$  und  $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$  Primärenergie sind keine Angaben vorhanden. Über das Taggerenergie-Polynom folgt mittels Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit der Faser eine Unsicherheit der Energie. Für die Berechnung wurden als Taggerenergie-Polynome für  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$  und  $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$  die jeweils aktuelle Version aus der Analyse-Datenbank der CBELSA/TAPS-Kollaboration verwendet. Für  $E_0 = 800 \text{ MeV}$  wurde das Polynom für  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$  skaliert verwendet.

Die so erhaltenen Werte für die Auflösung des Taggers können auf die Energieauflösung der Simulation addiert werden, um einen Eindruck für die Stärke dieses Effektes zu erhalten.

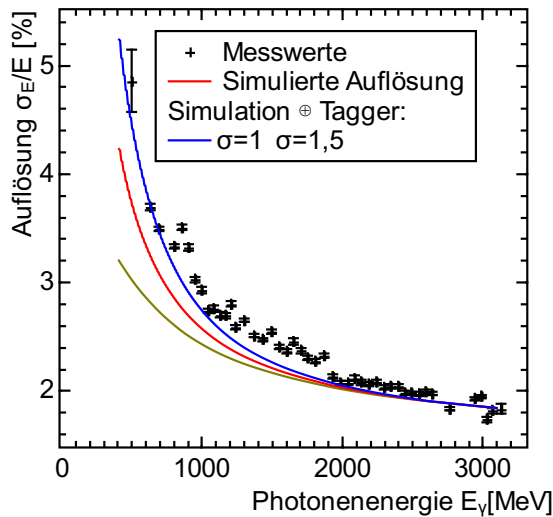
## 6. Testmessung mit dem Prototypen



(a) Primärenergie  $E_0 = 800$  MeV.



(b) Primärenergie  $E_0 = 2,4$  GeV.



(c) Primärenergie  $E_0 = 3,2$  GeV.

**Abbildung 6.40.:** Addition der Auflösung der Tagger zur simulierten Auflösung. Als Auflösung des Taggers wurde eine Standardabweichung von  $\sigma = 1$  Faserbreite und  $\sigma = 1,5$  Faserbreiten verwendet.

Berechnet wurden die Werte für die Gesamtauflösung  $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Gesamt}}$  mit

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Gesamt}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Simulation}}^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Tagger}}^2}. \quad (6.19)$$

Abbildungen 6.40(a) bis 6.40(c) zeigen die Ergebnisse von Messungen, Simulation und Rechnung im Vergleich. Die Abweichung der Daten der Messung mit  $E_0 = 2,4$  GeV kann größtenteils durch die Auflösung des Taggers erklärt werden, wenn man eine Standardabweichung von einer Faser annimmt.

Die Abweichung zwischen Simulation und Daten kann bei den Daten mit  $E_0 = 3,2$  GeV besser erklärt werden, wenn eine Standardabweichung von 1,5 Fasern angenommen wird. Beim Datensatz der Messung mit  $E_0 = 800$  MeV liegen die Messwerte bei signifikant schlechteren Auflösungen als die Simulation, auch wenn man eine Taggerauflösung von 1,5 Fasern berücksichtigt. Um einen Elektronenstrahl von  $E_0 = 800$  MeV zu erzeugen muss der Stret-

cherring von ELSA in einem Modus betrieben werden, in dem die 1,6 GeV Elektronen aus dem Booster-Synchrotron auf die Zielenergie abgebremst werden. Es ist denkbar, dass dadurch die Divergenz des Strahls größer ist als bei den beiden anderen Energien.

Die betroffenen Daten können jedoch einfach verworfen werden, da für den betroffenen Energiebereich Daten von anderen Messungen vorhanden sind. Auch wird darauf verzichtet, die Analyse zu verbessern, indem die Auflösung in die Simulation eingebaut wird, da die Genauigkeit, mit der die Auflösung bekannt ist, dafür anscheinend nicht ausreicht.

Die Energieauflösung der Taggers am Crystal-Ball-Experiment ist in [AKH<sup>+</sup>91] angegeben für eine Magnetfeldeinstellung für eine Primärelektronenenergie von  $E_0 = 800$  MeV und beträgt 0,1 MeV oberhalb einer Elektronenenergie von  $E_{e^-} = 100$  MeV. Unter der Annahme, dass dieser Wert hauptsächlich vom Weg des Elektrons durch den Magneten abhängt und mit der Primärenergie skaliert, ergibt sich eine Auflösung, die wesentlich besser ist als die Auflösung des Testaufbaus.

Zu niedrigen Elektronenenergien hin, also zu hohen Photonenenergien, wird die Auflösung schlechter. Der Wert zur niedrigsten Elektronenenergien, der in [AKH<sup>+</sup>91] gezeigt ist, liegt bei  $E_{e^-} = 75$  MeV und bei 0,5 MeV. Dies ist etwa 9,4% der Primärenergie  $E_0 = 800$  MeV. Die Szintillatoren des Taggers decken einen Bereich bis zu einer Elektronenenergie von 5%  $E_0$  ab. Also ist für den höchsten Bereich keine Information über die Auflösung vorhanden. In der Messung wurde keine nennenswerte Diskrepanz gefunden, daher wird davon ausgegangen, dass auch in diesem Bereich die Auflösung der Photonenenergie ebenfalls Größenordnungen besser ist als die Auflösung des Testaufbaus. Daher wird der Einfluss des Taggers am Mainzer Messplatz vernachlässigt.

**Einfluss der Quantisierung** Die Quantisierung der Tagger wird im Folgenden definiert über

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{\gamma,i}^{\max} - E_{\gamma,i}^{\min}}{E_{\gamma,i}^{\text{mittel}}}. \quad (6.20)$$

Dabei sind  $E_{\gamma,i}^{\min}$ ,  $E_{\gamma,i}^{\text{mittel}}$ ,  $E_{\gamma,i}^{\max}$  die minimale, mittlere, maximale auftretende Photonenenergie im Tagger-Szintillator mit dem Index  $i$ .

Die Quantisierung ist für die beiden Messplätze unterschiedlich und von der Energie abhängig. Diese ist im Bereich von hohen Photonenenergien bei beiden Plätzen kleiner als 0,3% der entsprechenden Photonenenergie  $E_\gamma$  und damit wesentlich besser als die gemessene Auflösung. Eine Auswirkung der Quantisierung auf den gemessenen Auflösungswert ist daher nicht zu erwarten.

Im Bereich der niedrigsten Energie liegt die Quantisierung im Bereich von einigen Prozent und ist nicht mehr unbedingt vernachlässigbar.

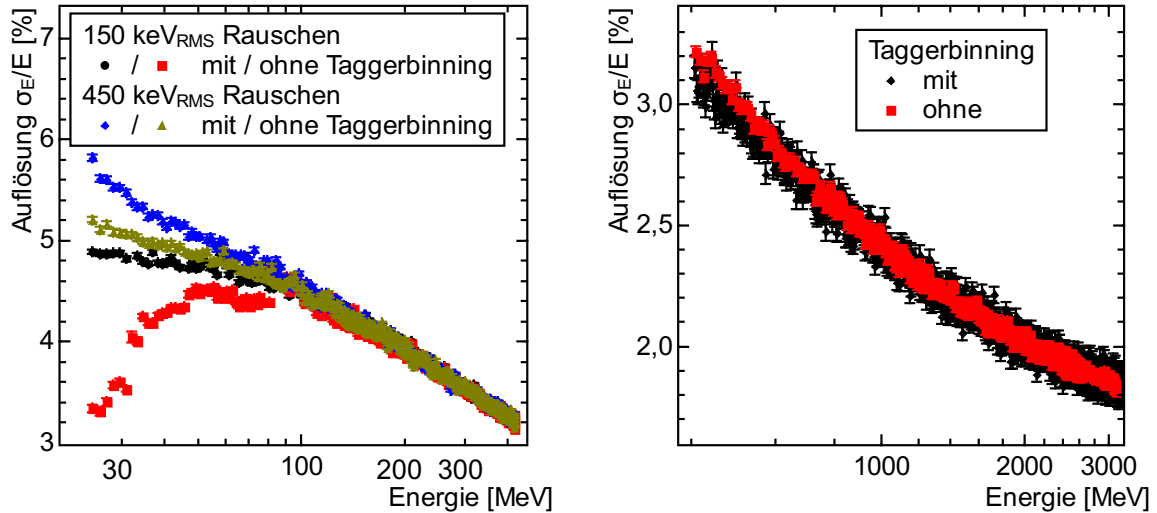
Tabelle 6.10 listet die Extremfälle beider Tagger auf. Um den Einfluss zu erkennen, wurde eine Simulation durchgeführt, in der die Tagger-Quantisierung nachgebildet ist. Dazu sind zwei Histogramme der gleichen simulierten Ereignisse vorhanden. Im einen wird die gemessene Energie auf die Energie des Photons normiert und ins Histogramm eingetragen. Im anderen wird zum Normieren nicht tatsächliche Energie des Photons verwendet, sondern das Energie-Bin, in dem das Ereignis eingetragen wird. So wird die endliche Quantisierung des Taggers implementiert.

Die Ergebnisse sind in Abbildungen 6.41(a) und 6.41(b) dargestellt. Wie erwartet, hat die Quantisierung des Taggers nur bei niedrigsten Energien einen signifikanten Einfluss, und

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

		Quantisierung $\frac{\Delta E}{E}$ [%]	$E_\gamma$ [% $E_0$ ]
Mainz	$E_{\gamma,\max}$	0,14	93
	$E_{\gamma,\min}$	5,6	5,5
Bonn	$E_{\gamma,\max}$	0,26	97
	$E_{\gamma,\min}$	2,0	13

**Tabelle 6.10.:** Quantisierung beider Tagger für die höchste und niedrigste markierte Photonenenergie ( $E_{\gamma,\max}$  bzw.  $E_{\gamma,\min}$ ).



(a) Am Mainzer Messplatz bei  $E_0 = 450$  MeV Primärenergie.

(b) Am Bonner Messplatz bei  $E_0 = 3,2$  GeV Primärenergie.

**Abbildung 6.41.:** Verschlechterung der gemessenen Auflösung durch die Quantisierung des Taggers.

auch dort ist der Effekt gering. Am Bonner Messplatz verschlechtert sich die Auflösung um rund 0,1%.

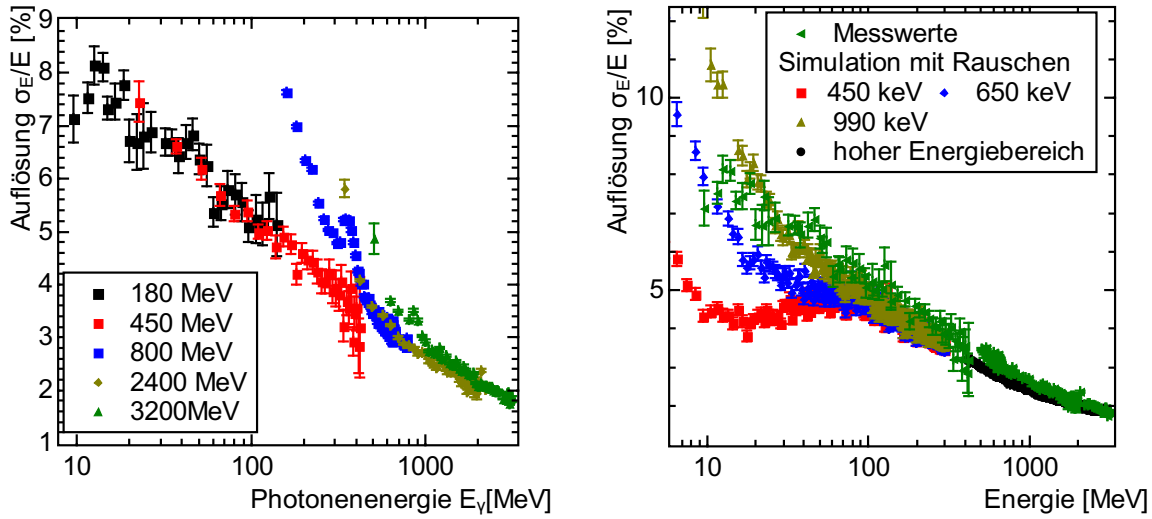
Für den Mainzer Messplatz wurden Simulationen mit unterschiedlichem Rauschen durchgeführt. In einer Konfiguration wurde es auf 450 keV<sub>RMS</sub> eingestellt. Dieser Wert entspricht etwa der Pedestal-Breite, die in den Daten der in Mainz durchgeführten Messungen beobachtet wurde. In der zweiten Konfiguration wurde das Rauschen auf 150 keV<sub>RMS</sub> reduziert. Dieser Wert ist zu erwarten, falls das elektronische Rauschen nicht durch die verwendeten Energiefilter begrenzt wird sondern durch die Frontendelektronik.

Im ersten Fall verschlechtert sich die Auflösung um rund 0,6%. Im zweiten Fall ist der Effekt stärker ausgeprägt. Durch die Quantisierung des Taggers verschlechtert sich die Auflösung in der Simulation von 3,4% zu 4,8%. Sollte die Messung in Mainz mit verbesserter Backend-Elektronik wiederholt werden, muss eine genauere Analyse zeigen, wie man diese Effekte herausrechnen kann. Alternativ ist zu erwägen, das Tagger-Mikroskop [Rei99] zu verwenden, um die Quantisierung zu verfeinern.



### 6.5.3. Gemessene Auflösung

Aus allen gemessenen Daten soll nun ein Endergebnis zusammengestellt werden, das die Energieauflösung des Testdetektors wiedergibt. Abbildung 6.42(a) zeigt die gemessene Auf-



(a) Ergebnisse der einzelnen Messungen bei unterschiedlichen Primärenergien.

(b) Für das Endergebnis verwendete Messwerte. Zum Vergleich Simulationen mit unterschiedlich starkem Rauschen.

**Abbildung 6.42.:** Aus den verschiedenen Testmessungen bestimmte Energieauflösung.

lösung der Messung an MAMI mit  $E_0 = 180$  MeV und  $E_0 = 450$  MeV, bei denen die niedrigste Strahlintensität eingestellt war (Zählrate im Tagger  $7 \text{ ks}^{-1}$  bzw.  $480 \text{ s}^{-1}$ ), sowie die Messungen an ELSA mit  $E_0 = 800$  MeV,  $E_0 = 2,4$  GeV und  $E_0 = 3,2$  GeV.

Die an MAMI gemessenen Werte liegen verträglich zueinander. Alle drei an ELSA gemessenen Datensätze zeigen zu niedrigen Energien hin Ausläufer zu schlechteren Werten. Insbesondere im Bereich  $E_\gamma = 160$  MeV bis  $E_\gamma = 400$  MeV zeigt die Messung mit  $E_0 = 800$  MeV eine deutlich schlechtere Auflösung als in den Datensätzen von MAMI. Die Abweichungen können vermutlich auf den Tagger des CBELSA/TAPS-Experiment zurückgeführt werden (vgl Abschnitt 6.5.2.10). Da die einzelnen Datensätze einander überlappen und der Einfluss des Taggers bei größeren Energien vernachlässigbar wird, ist trotzdem für den ganzen Energiebereich eine Information vorhanden.

In das Endergebnis werden nur solche Messwerte aufgenommen, bei denen der Einfluss des Taggers am CBELSA/TAPS-Experiment vernachlässigbar ist. Tabelle 6.11 zeigt, welche Be-

Datensatz	Messbereich $E_\gamma$	verwendeter Bereich $E_\gamma$
MAMI $E_0 = 180$ MeV	9,5 MeV - 153 MeV	ganz
MAMI $E_0 = 450$ MeV	22,5 MeV - 419 MeV	ganz
ELSA $E_0 = 800$ MeV	104 MeV - 782 MeV	504 MeV - 782 MeV
ELSA $E_0 = 2,4$ GeV	306 MeV - 2331 MeV	690 MeV - 2331 MeV
ELSA $E_0 = 3,2$ GeV	408 MeV - 3125 MeV	2293 MeV - 3125 MeV

**Tabelle 6.11.:** Für Endergebnis verwendeter Energiebereich.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

reiche der Datensätze für das Endergebnis verwendet wurden. Die Werte sind in Abbildung 6.42(b) aufgetragen. Zum Vergleich sind Werte aus Simulationen mit unterschiedlich starkem Rauschen eingezeichnet. Simulation und Messergebnisse weichen im Großteil um weniger als 0,5% voneinander ab. Lediglich zu niedrigen Energien hin sind größere Abweichungen zu sehen. Diese könnten auf die vereinfachenden Annahmen bei Implementation der Pedestalverbreiterung zurückzuführen sein.

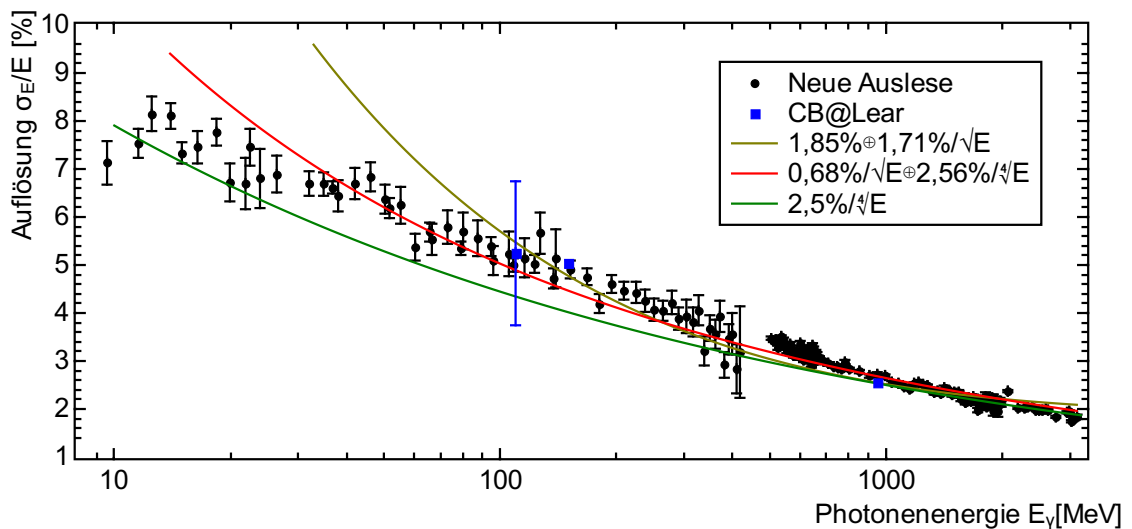
### 6.5.3.1. Parametrisierung der Energieauflösung

Abschließend soll eine Formel angegeben werden, welche die Energieauflösung wiedergibt.

In [FL82] werden drei Terme angegeben, welche allgemein in die Auflösung von elektromagnetischen Kalorimetern einfließen:

- Statistische Fluktuationen ergeben eine Variation proportional zu  $\sqrt{E}$ . Als wesentlicher Beitrag ist in [FL82] die Variation der Spurlängen der Schauerelektronen angegeben. Für die relative Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  ergibt sich daher ein Beitrag proportional zu  $1/\sqrt{E}$ .
- Durch das elektronische Rauschen wird bei jedem Ereignis ein zufälliger Wert auf die gemessene Energie addiert oder von dieser abgezogen. Da dieser Beitrag energieunabhängig ist, ergibt sich für die relative Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  ein Beitrag proportional zu  $1/E$ .
- Kalibrierungsungenauigkeiten und die Nichtuniformität der Kristalle geben laut [FL82] einen Beitrag zur Energieauflösung, welcher proportional zur Energie ist. Die relative Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  erhält also einen konstanten Term als weiteren Beitrag.

In der Formel werden alle Beiträge quadratisch addiert. Abbildung 6.43 zeigt die Messergeb-



**Abbildung 6.43.:** Energieauflösung des Testdetektors mit Fit an die Daten. Die an LEAR gemessene Auflösung [A<sup>+</sup>92] wird reproduziert.

nisse im Vergleich zu drei Funktionen, die an die Daten angepasst wurden. Eine Anpassung

dieser Formel an die Messwerte liefert

$$\frac{\sigma_E}{E} = (1,85 \pm 0,05)\% \oplus \frac{(1,71 \pm 0,06)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}. \quad (6.21)$$

Der Koeffizient des  $1/E$ -Terms beträgt 0,0016 und wird nicht mit angegeben, da er innerhalb des Fehlers mit 0 verträglich ist. Jedoch liefert diese Funktion nur eine ungenaue Beschreibung ( $\chi^2/\text{NdF} = 57$ ). In den Publikationen zu anderen CsI(Tl)-Kalorimetern ist zusätzlich oder anstelle der oben genannten Terme ein phänomenologischer  $1/\sqrt[4]{E}$ -Term vorhanden, beispielsweise beim Babar Kalorimeter [Koc02] und beim Kalorimeter des BELLE-Experiments [Che99]. Ein Fit an die gemessenen Daten mit allen vier Parametern liefert

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(0,68 \pm 0,19\%)}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus \frac{(2,56 \pm 0,11\%)}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}}. \quad (6.22)$$

Die beiden anderen Terme sind innerhalb der Fehler verträglich mit 0 und werden daher weggelassen. Auch wenn diese Funktion eine bessere Beschreibung der Daten liefert ( $\chi^2/\text{NdF} = 12$ ), sind noch systematische Abweichungen im Verlauf vorhanden. Insbesondere im Energiebereich  $E_\gamma < 30$  MeV ist die gemessene Auflösung besser als durch die Funktion beschrieben.

Zum abschließenden Vergleich sind die an LEAR gemessenen Werte [A<sup>+</sup>92], sowie die in [A<sup>+</sup>92] angegebene Formel für die Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,5\%}{\sqrt[4]{E}}$  eingezeichnet. Die Messwerte werden reproduziert.

#### 6.5.4. Linearität

Neben der Auflösung des Detektors bei fester Energie ist die Linearität zwischen Photonenenergie  $E_\gamma$  und gemessener Energie  $E_{\text{Block}}$  ein wichtiger Faktor, der im späteren Betrieb in die Messgenauigkeit einfließt.

Die Linearität wird durch verschiedene Faktoren begrenzt. Die Größe des elektromagnetischen Schauers ist von der Energie des einlaufenden Photons abhängig. Dadurch ist denkbar, dass je nach Energie unterschiedliche Anteile der Energie im passiven Material des Detektors absorbiert und nicht gemessen werden.

Weiter zeigt die Lichtsammlungseffizienz der Detektor kristalle eine Abhängigkeit von der z-Position im Detektor [Und10]. Je nach Eindringtiefe des Schauers wird also unterschiedlich viel Licht pro Energie von den APDs nachgewiesen.

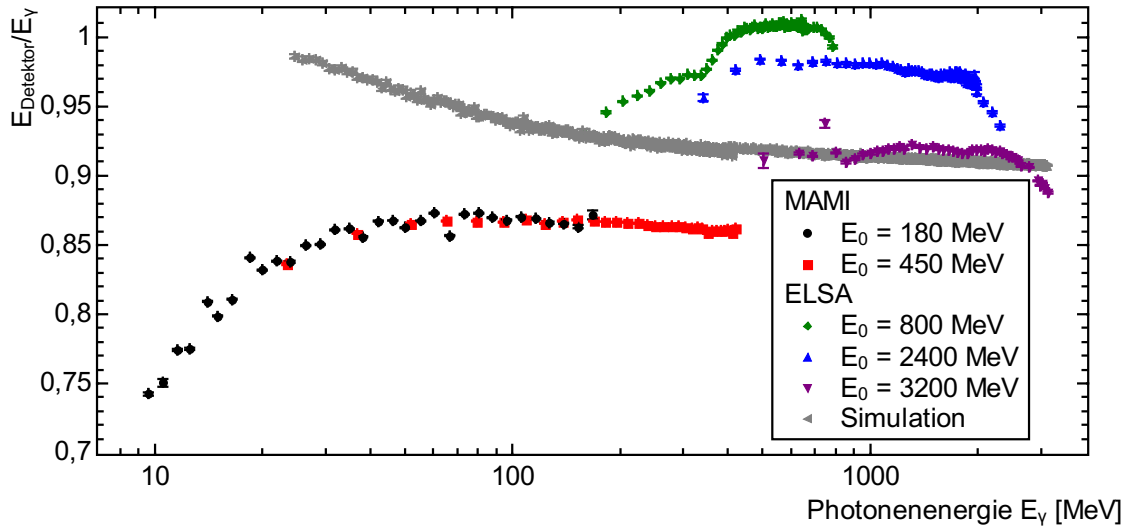
Schließlich kann die Elektronik eine nichtlineare Kennlinie aufweisen.

Bei Messungen am energiemarkierten Photonenstrahl ist der Tagger eine Fehlerquelle bei der Bestimmung der Linearität des Detektors. In [Dri12] wurden zwei Polynome zur Berechnung der Photonenenergie in der Messung an ELSA mit  $E_0 = 2,4$  GeV verglichen. Die neuere Parametrisierung ergab dort bei  $300 \text{ MeV} < E_\gamma < 700 \text{ MeV}$  eine um 2,5% geringere Abweichung vom linearen Verlauf. In dieser Arbeit wird nur die neue Parametrisierung verwendet.

Abbildung 6.44 zeigt die Linearität des Detektors in Abhängigkeit der Photonenenergie  $E_\gamma$ . Aufgetragen ist die gemessene Energie  $E_{\text{Detektor}}$ , normiert auf die Energie des einlaufenden Photons  $E_\gamma$  in Abhängigkeit derselben.

Es sind Daten der Messungen an MAMI mit einer primären Elektronenenergie  $E_0 = 180$  MeV (schwarz) und  $E_0 = 450$  MeV (rot) sowie an ELSA mit  $E_0 = 800$  MeV (grün),  $E_0 = 2,4$  GeV

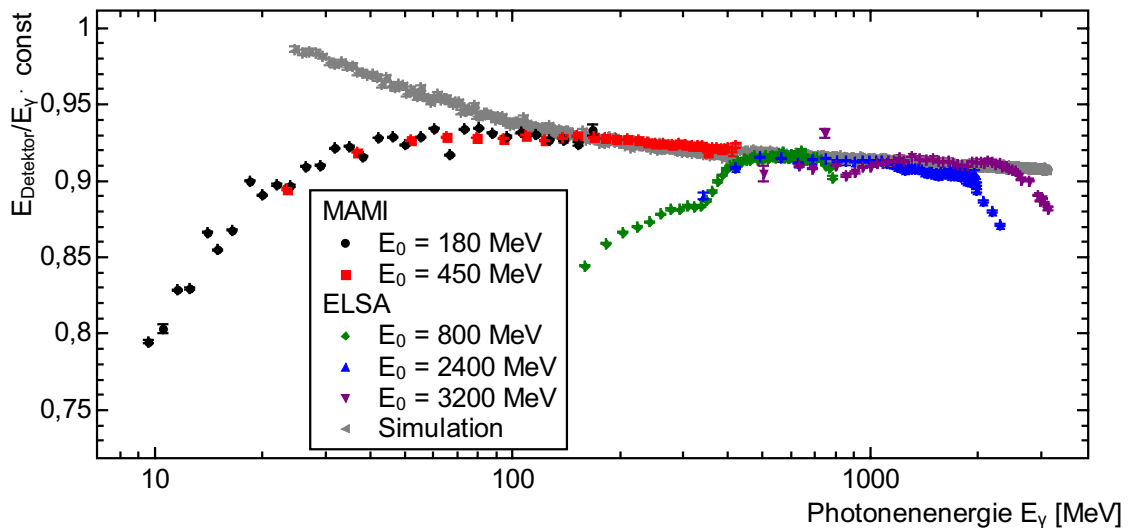
## 6. Testmessung mit dem Prototypen



**Abbildung 6.44.:** Linearität der Detektormesswerte in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Photons bei unterschiedlichen Elektronenenergien  $E_0$ .

(blau) und  $E_0 = 3,2$  GeV (violett) eingezeichnet. Außerdem ist die aus der Simulation bestimmte Nichtlinearität grau eingezeichnet. Dort zeigt sich zu hohen Energien ein fallender Verlauf; es ergeben sich größere Schauerverluste mit steigender Energie.

Ursache für eine Abweichung um einen Faktor kann ein Fehler in der Energiekalibrierung sein, die mit radioaktiven Präparaten im Energiebereich  $0,5$  MeV –  $1,8$  MeV durchgeführt wurde. Auf diesen Punkt wird im Folgenden genauer eingegangen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Werte skaliert, wobei für die beiden Messungen an MAMI ein gemeinsamer Skalierungsfaktor und für die drei Messungen an ELSA jeweils ein eigener Skalierungsfaktor verwendet wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.45 gezeigt.



**Abbildung 6.45.:** Linearität der Detektormesswerte in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Photons. Die Daten der jeweiligen Messungen wurden skaliert, um einen Kalibrierungsfehler auszugleichen.

Die Daten aus der Messung an MAMI zeigen im überlappenden Bereich eine gute Übereinstimmung. Zur Simulation ergibt sich einerseits eine absolute Abweichung, die als Ursache einen Fehler in der Kalibrierung haben kann. Andererseits zeigt sich auch eine Abweichung im Verlauf. Die Werte der Simulation sind bei niedrigen Energien ( $10 \text{ MeV} < E_\gamma < 30 \text{ MeV}$ ) fallend, die der Messdaten steigend.

Für die Auswertung der Messungen an ELSA wurden andere Kalibrierungswerte verwendet als für die der Messung an MAMI. Daher ist eine andere absolute Abweichung zu erwarten. Jedoch wurden die Messungen mit  $E_0 = 800 \text{ MeV}$  und  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$  unmittelbar aufeinanderfolgend durchgeführt und gleiche Kalibrierungswerte verwendet, sodass im überlappenden Bereich die Werte übereinstimmen sollten. Zu der Abweichung ist anzumerken, dass auch schon bei der Bestimmung der Energieauflösung aus den Daten der Messung mit  $E_0 = 800 \text{ MeV}$  deutliche Unterschiede zu den anderen Messungen vorhanden waren (siehe Abbildung 6.42(a)). Außerdem ist zu beachten, dass für diese Elektronenenergie keine eigene Kalibrierung des Taggers vorhanden ist. Stattdessen wurde die Kalibrierung für die Elektronenenergie  $2,4 \text{ GeV}$  in entsprechender Skalierung verwendet.

Die Daten der Messungen mit  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$  und  $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$  zeigen im mittleren Energiebereich ( $500 \text{ MeV} < E_\gamma < 2 \text{ GeV}$ ) einen Verlauf, der grob dem der Simulation entspricht. Bei größeren Energien ergeben sich Abweichungen. Diese können zum einen durch Abweichungen im Tagger-Polynom erklärt werden. Bei  $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$  und  $E_\gamma > 2 \text{ GeV}$  müssen Extrapolationen bei der Bestimmung des Polynoms vorgenommen werden [Dri12]. Außerdem ist das Backend nur für Energieeinträge im einzelnen Detektorkristall bis  $E_K \approx 2 \text{ GeV}$  ausgelegt. Dies kann zu einer weiteren Abweichung beitragen.

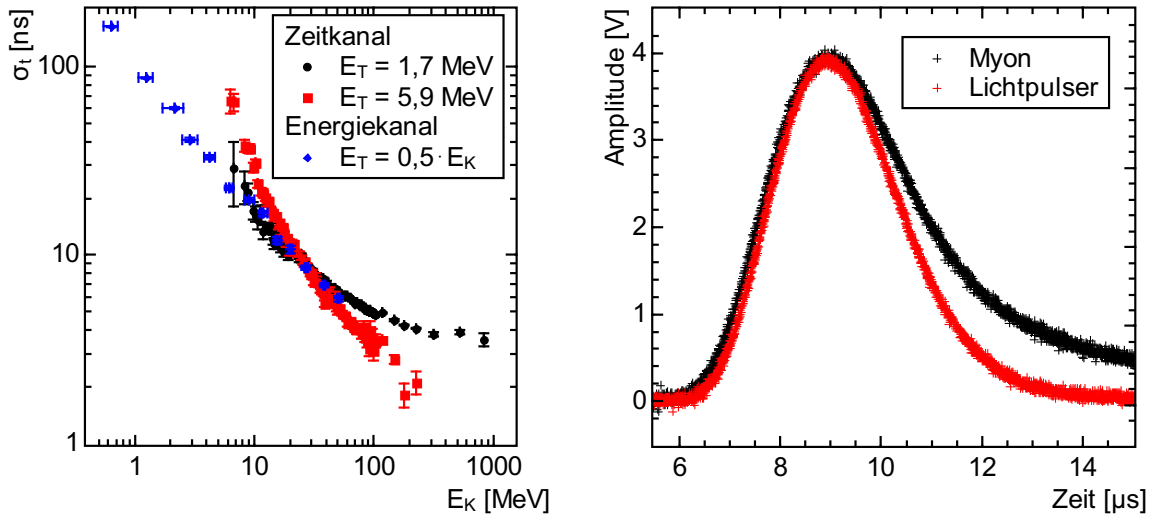
Für eine genauere Auswertung der Nichtlinearität sollten Daten von Messungen an MAMI über einen größeren Energiebereich ausgewertet werden. Die Messungen wurden bereits durchgeführt und werden in der Dissertation von M. Urban ausgewertet.

### 6.5.5. Zeitmessung mit dem Energiesignal

In der aktuell vorhandenen Konfiguration des CBELSA/TAPS-Experiment wird das Energiesignal durch QDCs digitalisiert. Der digitalisierte Wert ist dabei proportional zum Integral des geflossenen Stroms innerhalb einer vorgegebenen Zeitspanne. Informationen über Pulsform und -zeitpunkt gehen verloren. Eine andere Methode, das Energiesignal zu digitalisieren, ist die Verwendung von Sampling-ADCs. Diese tasten das Signal mit einer festen Rate ab und wandeln die zum jeweiligen Zeitpunkt anliegende Spannung in einen Digitalwert um. Also sind für einen digitalisierten Puls viele Digitalwerte vorhanden, die den Verlauf des Signals wiedergeben. Aus diesen Werten kann dann die Amplitude oder Fläche des Signals extrahiert werden, um eine Energieinformation zu erhalten. Da die Information über die Pulsform noch vorhanden ist, kann aus dieser der Zeitpunkt des Pulses extrahiert werden. Im Zusammenhang der neuen Ausleseelektronik des Crystal-Barrel-Kalorimeters ist dies interessant, da der Energiekanal ein besseres SNR aufweist als der Zeitkanal. Prinzipiell ist es daher denkbar, im Energiekanal eine Zeitinformation von Pulsen zu bestimmen, die im Zeitkanal nicht vom Rauschen getrennt werden können.

Um einen Eindruck zu erhalten, inwieweit dies tatsächlich möglich ist, wurde ein Test mit einem einzelnen Kristall durchgeführt. Anstelle eines Sampling-ADCs wurde ein Digitaloszilloskop mit 5 GSPS Abtastrate verwendet. Dieses wurde so konfiguriert, dass der Zeitpunkt ausgegeben wurde, zu dem ein Signal eine vorgegebene Schwelle überschreitet. Von den ausgegebenen Zeitpunkten wird die Standardabweichung berechnet.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen



(a) Mit Lichtpulser gemessene Zeitaufösung.

(b) Vergleich der Signalformen von Lichtpulser und kosmischen Myonen.

**Abbildung 6.46.:** Messung der Zeitaufösung im Energiekanal.

Als Signalquelle wurden nicht echte Energieeinträge verwendet sondern ein Lichtpulser, der die Signalform von CsI(Tl) imitiert. Abbildung 6.46(b) zeigt im Vergleich einen Puls im Energiekanal, der durch den Lichtpulser erzeugt wurde und einen, der durch ein kosmisches Myon entstanden ist. Die Pulse wurden skaliert, sodass sie die gleiche Amplitude aufweisen und zeitlich verschoben, damit die Maxima zum gleichen Zeitpunkt erscheinen.

Die für die Bestimmung des Zeitpunkts relevanten, führenden Flanken der Signale sind qualitativ identisch. Trotzdem soll diese Messung nur als erster prinzipieller Test des Verfahrens an der neuen Ausleseelektronik verstanden werden.

Mit dem Lichtpulser wurde eine Energiedeposition im Bereich von 0,6 MeV bis 50 MeV simuliert. Das gemessene Zeitaufösungsspektrum ist in Abbildung 6.46(a) dargestellt. Zum Vergleich sind die Auflösungswerte des Zeitkanals eingezeichnet (Abschnitt 6.4.5). Im überlappenden Energiebereich ( $5 \text{ MeV} < E_K < 50 \text{ MeV}$ ) wird im Energiekanal eine ähnliche Zeitaufösung erreicht. Im Energiebereich darunter sind nur im Energiekanal Messwerte vorhanden. Im Energiebereich darüber ist zu beachten, dass sich praktisch eine Einschränkung durch die Abtastrate der SADCs ergeben wird. Eine mögliche Abtastrate ist 50 MSPS, was Abtastintervallen von  $\Delta t = 20 \text{ ns}$  entspricht.

Es muss auf jeden Fall betont werden, dass trotzdem auf den Zeitkanal nicht verzichtet werden kann, um das Kalorimeter in die erste Stufe des Triggers einzubinden. Die Zeitinformation des Energiesignals liegt im verwendeten Versuchsaufbau erst nach rund  $4 \mu\text{s}$  vor, was weit über der maximal möglichen Latenz liegt. Für die Auswertung der Daten, die mit dem CBELSA/TAPS-Experiment aufgenommen werden, kann die Zeitbestimmung der Pulse im Energiekanal jedoch eine zusätzliche Information liefern. Diese kann notwendig sein, wenn in einem Dateneignis mehrere physikalische Ereignisse vorhanden sind, die zeitlich voneinander getrennt liegen.

### 6.5.6. Zusammenfassung - Messungen zum Energiesignal

In den vorherigen Abschnitten wurde die Energieauflösung des Testdetektors bestimmt. Dabei wurden Daten verwendet, die an den energiemarkierten Photonenstrahlen von ELSA und MAMI aufgezeichnet wurden. Der abgedeckte Energiebereich liegt bei  $9,5 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3,1 \text{ GeV}$ . Die Energieauflösung, die mit der bestehenden Elektronik an LEAR gemessen wurde [A<sup>+</sup>92], konnte dabei schon reproduziert werden. Beim Vergleich ist zu beachten, dass sich für das gesamte Kalorimeter gegenüber dem Teststand eine Verbesserung ergibt, da der elektromagnetische Schauer auch noch gemessen wird, wenn er sich weiter als bis zum nächsten Nachbarn ausbreitet.

Eine Verschlechterung kann sich ergeben, da in den betrachteten Daten der Photonenstrahl immer mittig auf den zentralen Kristall des 3×3-Testdetektors gerichtet war. Im späteren Experiment sind die Photonen gleichmäßig über die gesamte Fläche verteilt.

Im Vergleich mit Geant3-Simulationen wurden nur geringe Unterschiede gefunden. Im Energiebereich bis  $E_\gamma \approx 60 \text{ MeV}$  sollten weitere Messungen durchgeführt werden, um die Photonenrate als Grund für die Pedestalverbreiterung zu verifizieren.

Weiter konnte durch die Simulationen gezeigt werden, dass die Strahlgröße einen deutlichen Einfluss auf die bestimmte Energieauflösung hat. Bei allen durchgeführten Messungen war der Strahl jedoch klein genug, sodass keine signifikante Beeinträchtigung der Messwerte zu erwarten ist.

Neben der Strahlgröße hat die Genauigkeit der Kalibrierung noch einen deutlichen Einfluss auf die messbare Energieauflösung. Die Stärke dieses Einflusses ist jedoch wiederum von der Strahlgröße abhängig und bei den durchgeführten Messungen vernachlässigbar.

An ELSA wurde bei niedrigen Photonenenergien eine schlechtere Auflösung als bei MAMI gemessen. Die Abweichungen sind vermutlich auf die Auflösung des Taggers zurückzuführen. Sicherheit besteht in diesem Punkt jedoch nicht, da die Auflösung des Taggers nicht genau genug bekannt ist.

Die Quantisierung des Mainzer Taggers hatte bei den ausgewerteten Messungen einen geringen Einfluss auf die gemessene Auflösung. Mit einer verbesserten Backendelektronik oder bei Messungen bei noch niedrigeren Photonenraten hat die Quantisierung jedoch vermutlich einen deutlichen Einfluss. Daher sollte in Betracht gezogen werden, bei einer weiteren Messung an MAMI das Tagging-Mikroskop einzusetzen, um die Quantisierung zu verfeinern.

In den Simulationen wurde keine Auswirkung einer Luftstrecke oder der Targetzelle vor dem Detektor gefunden. Durch Geometriefehler ergibt sich in der Simulation eine leichte Verschlechterung. Bei 1 mm breiten Spalten verschlechtert sich die Auflösung um rund 0,2%. In der Simulation wurde nicht eine positionabhängige Lichtsammlungseffizienz der Kristalle nachgebildet. Diese könnte im nächsten Schritt noch durchgeführt werden und vielleicht die letzten Abweichungen zwischen Simulation und Messung erklären.

In den Messungen wurde ebenfalls die Ratenabhängigkeit der Energieauflösung ermittelt. Bei einer Steigerung der Strahlintensität im Experiment um den Faktor 4,5 ergibt sich bei niedrigen Photonenenergien nur eine minimale Verschlechterung der Auflösung.

In der Analyse der Daten wurde gefunden, dass die volle Genauigkeit nur erreicht wird, wenn nicht alle Messwerte der Detektoren aufsummiert werden, sondern nur solche die einen Energieeintrag haben. In den betrachteten Fällen ergibt sich die beste Auflösung, wenn alle Detektoren in die Summation aufgenommen werden, deren Energieeintrag eine Standardabweichung des Pedestals überschreitet.

Das Rauschen der Elektronik hat im Energiebereich  $E_\gamma < 200 \text{ MeV}$  einen Einfluss. Im Test-

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

aufbau war das Backend der limitierende Faktor im Rauschen. Das Backend soll in der ersten Umbaustufe des CBELSA/TAPS-Experiments beibehalten, später jedoch ersetzt werden. Letztlich wurden Messungen durchgeführt, die vermuten lassen, dass selbst für Energieeinträge von  $\sim 500$  keV pro Kristall eine Zeitinformation im Energiezweig extrahiert werden kann. Es sollte daher auf jeden Fall die Option weiter verfolgt werden, die Energie-Signale mit Sampling-ADCs zu digitalisieren. Aktuell ist die Entwicklung einer SADC-Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter Gegenstand einer Dissertation [Mü17].

### 6.6. Charakterisierung der Ratenabhängigkeit

Die meisten Detektoren zeigen bei hohen Raten ein verändertes Verhalten. Bei Zählrohren beispielsweise muss nach einem Signal die Spannung im Zählrohr wieder aufgebaut werden. In dieser Zeit können einfallende Teilchen nicht registriert werden.

Eine andere mögliche Eigenschaft ist die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Signalrate. Dies ist auch bei der genutzten APD-Auslese der Fall. Der Signalstrom aus der APD fließt pro Ereignis in den Eingang des Vorverstärkers. Da dieser aber mit einem Kondensator angekoppelt ist, fließt sämtliche Ladung auf längere Zeit gesehen über den Biaswiderstand der APD. Neben dem Signalstrom  $I_S$  fließt noch der Dunkelstrom  $I_D$  der APD. Daraus ergibt sich am Biaswiderstand  $R_B$  ein Spannungsabfall  $\Delta U$  nach dem Ohmschen Gesetz

$$\Delta U = R_B \cdot (I_D + I_S) =: \Delta U_D + \Delta U_S \quad (6.23)$$

Der Anteil von  $\Delta U$ , der durch  $I_S$  entsteht, ist also direkt von der Anzahl der Photonen abhängig, die pro Zeit auf die APD treffen. Im Detektor ist die APD mit einem Szintillationskristall verbunden. Die durch Szintillation erzeugte Anzahl von Photonen pro Zeit ergibt sich aus der pro Zeit im Kristall deponierten Energie.

Durch den Spannungsabfall  $\Delta U$  reduziert sich die Spannung an der APD, wodurch sich der Verstärkungsfaktor der APD verringert. Damit erscheint ein gegebenes Signal am Ausgang der Elektronik kleiner, wenn der Detektor eine hohe Rate sieht.

Um die Ausleseelektronik sinnvoll verwenden zu können, ist es einerseits wichtig zu wissen, ab welcher Rate die Effekte nicht mehr vernachlässigbar sind, andererseits welche Rate im Aufbau auftreten wird.

Um beide Fragen zu klären, wurden verschiedene Messungen durchgeführt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden.

#### 6.6.1. Messaufbau

Abbildung 6.47 zeigt den Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Ratenabhängigkeit. Er besteht aus 9 Kristallen samt neuer Frontend-Elektronik sowie der neuen Ausleseelektronik, bestehend aus Lichtpulser, Slowcontrol, Energie- und Zeitzweig. Zusätzlich ist ein Digitaloszilloskop an das Vorverstärkersignal von vier Kristallen angeschlossen. Es wurden dafür die Kristalle mit den Indices 1, 4, 5 und 7 gewählt. Kristall 5 ist der Zentralkristall im Aufbau, die anderen Kristalle sind diejenigen, die sich am nächsten am Photonenstrahl befinden und am weitesten in Vorwärtsrichtung liegen. In diesen Kristallen ist aufgrund des Lorenz-Boosts die höchste Teilchenrate zu erwarten.



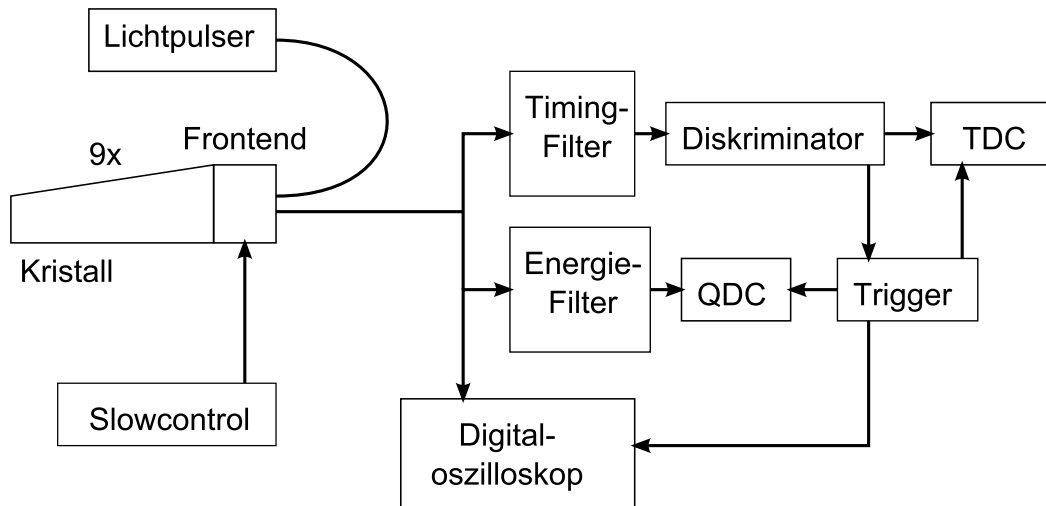


Abbildung 6.47.: Aufbau zur Charakterisierung der Ratenabhängigkeit

Die Ratenabhängigkeit kann auf verschiedenen Wegen charakterisiert werden. Als Quelle für ein Testsignal kann der Lichtpulsler verwendet werden. Dieser hat den Vorteil, dass Energieäquivalent und Rate in einem sehr großen Bereich eingestellt werden kann. Die generierten Lichtpulse entsprechen einer Energie von maximal rund 400 MeV [Urb14]. Die generierten Lichtpulse haben eine Dauer von 2  $\mu\text{s}$ . Damit ergibt sich ein Tastverhältnis von 50% bei einer Frequenz von 250 kHz, welche maximal verwendet wird.

Diese Methode ist gut geeignet, um verschiedene Versionen der Elektronik schnell zu vergleichen.

Alternativ können echte Szintillationsereignisse verwendet werden, um die Ratenabhängigkeit zu charakterisieren. Dabei kann ein Photonenstrahl direkt auf den Kristall gerichtet werden oder es können die Bedingungen im CBELSA/TAPS-Experiment nachgebaut werden. Für den letzteren Fall wurde ein Stück Polyethylen verwendet, um das Target nachzubilden. In einem Test wurden Blöcke der Dicke 8 mm, 20 mm und 30 mm verwendet. Der Durchmesser entspricht mit 20 mm dem des polarisierten Targets. Die Innenkante der Kristalle schließt mit der Strahlachse einen Winkel von  $12^\circ$  ein. Der Abstand der Vorderkante der Szintillatorkristalle zum Target beträgt 30 cm. Damit ist der Aufbau der Geometrie des Vorwärtskonus nachempfunden. Im Testaufbau sind jedoch nur Kristalle vom Typ 12 verwendet. Im Vorwärtskonus sind die Kristalle unter kleinstem Winkel vom Typ 13. Diese sind etwas kleiner als Typ 12. Die mit dem Testaufbau bestimmte Rate wird also etwas zu hoch sein.

Die Kristalle des Vorwärtskonus sind die im CBELSA/TAPS-Experiment am weitesten in Vorwärtsrichtung gelegenen Kristalle. Aufgrund des Lorenz-Boosts ist in diesem Bereich die höchste Ereignisrate zu erwarten.

Befindet sich der Aufbau im Photonenstrahl des CBELSA/TAPS-Experiments, kann bestimmt werden, welche Energiedepositionsrate pro Kristall maximal zu erwarten ist. In diesem Aufbau wurde der maximal auftretende Einbruch der Verstärkung durch verschiedene Messmethoden charakterisiert.

1. Durch die Slowcontrol kann die Biasspannung der APD gemessen werden. Durch die

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Spill-Struktur des Elektronenstrahls von ELSA ist ein Vergleich der Biasspannungen während Extraktion und ohne Extraktion möglich. Dadurch kann der Spannungsabfall durch den Signalstrom gemessen werden. Diese Messung wurde im Rahmen der Masterarbeit von J. Müllers durchgeführt [Mü13].

2. Mit dem Energiezweig der Ausleseelektronik ist es möglich zu messen, wie sich feste Referenzpunkte in Abhängigkeit der Rate verschieben. Als Referenzpunkt kann beispielsweise eine feste Intensität des Lichtpulsers verwendet werden oder eine energie-markierte Photonenenergie im Photonenstrahl.  
Im Zeitzweig kann durch die Diskriminatoren die Gesamtrate von Ereignissen oberhalb einer eingestellten Schwelle gemessen werden. Diese Messung wurde im Rahmen der Dissertation von M. Urban durchgeführt [Urb14].
3. Das Digitaloszilloskop erlaubt die Vorverstärkersignale über einen relativ langen Zeitraum aufzuzeichnen. Es können maximal 10 Millionen Datenpunkte am Stück aufgezeichnet werden. Bei einer Abtastrate von 50 MSPS ergibt sich eine Zeitspanne von 0,2 s. Dies liegt deutlich über der Abklingzeitkonstante des Szintillationslichts von rund  $1 \mu\text{s}$ , sodass in der aufgezeichneten Zeitspanne viele Szintillationsereignisse vorhanden sein können. Daher erlaubt dieser Teil des Aufbaus eine Bestimmung der absoluten Rate von Ereignissen im Kristall. Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

Im Folgenden wird die dritte Methode vorgestellt und deren Ergebnisse mit denen der anderen Methoden verglichen.

### 6.6.2. Pulsanalyse

Vom Oszilloskop steht ein zeit- und amplitudendiskretes Signal zur Verfügung. Die Werte werden im Weiteren als  $U_i$  bezeichnet.  $i$  läuft von 0 bis 9.999.999.

Um diese Daten zu verwerten, wurde eine Analyse programmiert, die die digitalisierten Daten weiterverarbeitet. Im Programm wird die Wirkung des Energiefilters aus dem CBELSA/TAPS-Experiment auf die Vorverstärkersignale nachempfunden. Die Pulse werden durch zwei Hochpassfilter verkürzt, sodass Pileup seltener auftritt. Drei Tiefpassfilter werden verwendet, um das SNR zu verbessern. Die Hochpassfilter enthalten eine Pole-Zero-Compensation, damit nach einem Puls kein Unterschwinger entsteht.

Beide Filter werden auf die digitalisierten Signale angewendet. Pro Sample wird eine Berechnungsvorschrift ausgeführt, die pro Sample einen neuen Wert für die Ausgangsspannung liefert. Alle Werte zusammen ergeben den zeitlichen Verlauf der Ausgangsspannung. Zunächst soll eine Berechnungsvorschrift für einen Hochpassfilter ohne Pole-Zero-Compensation motiviert werden.

Abbildung 6.48 zeigt einen CR-Hochpassfilter. Er besitzt eine Eingangsspannung ( $U_{\text{IN}}$ ) und eine Ausgangsspannung ( $U_{\text{OUT}}$ ). Das Verhalten wird kurz anschaulich erklärt. Soll das zeitliche Verhalten des Filters beschrieben werden, ist eine Möglichkeit, das Eingangssignal zeitlich zu diskretisieren. Dabei soll im Folgenden gelten, dass die zeitlichen Abstände der Spannungswerte so dicht beieinander liegen, dass die Änderung des Spannungswertes klein gegenüber der Gesamtspannung ist. Außerdem soll der zeitliche Abstand der Spannungswerte deutlich kleiner sein als alle charakteristischen Zeitkonstanten, die in den Filtern vorhanden sind. Als letzte Annahme soll gelten, dass die Ausgangsspannung mit einer beliebig hohen Impedanz

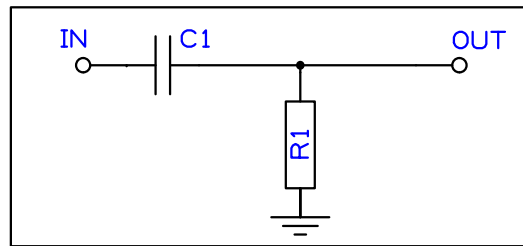


Abbildung 6.48.: CR-Hochpass.

abgegriffen wird und unabhängig von der Ausgangsspannung kein Strom in den Ausgang fließt.

Ändert sich nun die Spannung am Eingang des Filters um  $\Delta U_{\text{IN}}$ , folgt zunächst die Spannung am Ausgang des Filters dieser Änderung. Die Spannung am Kondensator ist gegeben durch  $U = Q/C$ . In einem genügend kurzen Zeitintervall ändert sich die Ladung auf dem Kondensator nicht, da der dazu nötige Strom nur über den Widerstand fließen kann.

Die Ausgangsspannung wird über den Widerstand exponentiell nach 0 V entladen. Insgesamt ergibt sich folgende Formel für das zeitliche Verhalten

$$U_{\text{OUT},i+1} = (U_{\text{IN},i} - U_{\text{IN},i-1}) + U_{\text{OUT},i} \cdot c_t. \quad (6.24)$$

Dabei ist  $c_t$  eine Konstante, welche die Abklingzeitkonstante charakterisiert. Das Abklingen der Änderung der Eingangsspannung wurde vernachlässigt, da es sehr klein ist.

Diese Gleichung kann in C-Code durch

```
OUT(i) = IN(i) - IN(i-1) + OUT(i-1) * c;
```

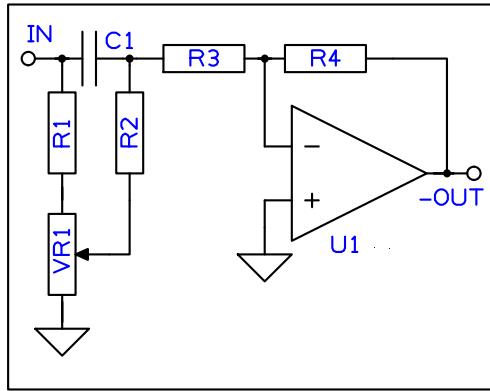
implementiert werden. Dabei sind  $\text{OUT}()$  die Ausgangswerte,  $\text{IN}()$  die Eingangsspannungen und  $c$  eine Konstante, die die Abklingzeitkonstante charakterisiert. Dieser einfache Filter hat den Nachteil, dass er bei echten Ausgangssignalen des Vorverstärkers sogenannte Unterschwinger erzeugt. Der Ausgangspuls mit positiver Amplitude ist gefolgt von einem Puls mit negativer Amplitude. Dieser entsteht an der fallenden Flanke des Eingangssignals. Die Änderung des Eingangssignals  $\Delta U_{\text{IN}}$  ist während dieser Flanke negativ. Summiert ergibt sich ein negatives Signal.

Problematisch kann dieser Effekt in der weiteren Analyse der Signale werden. Wertet man nur die Höhe des Pulses aus, ergibt sich ein falscher Wert, wenn ein zweiter Puls im Unterschwinger eines vorangegangenen Pulses liegt. Zwar kann dies mit einer passenden Analyse korrigiert werden, jedoch soll der auftretende Fehler möglichst klein gehalten werden.

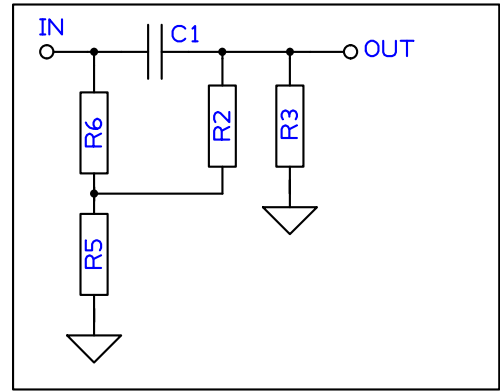
Koppelt man einen passenden Anteil des Eingangssignals auf den Ausgang, kann der Unterschwinger aufgehoben werden. Die Einkopplung wurde in Anlehnung an den Energiefilter aus dem CBELSA/TAPS-Experiment umgesetzt.

Abbildung 6.49(a) zeigt den Hochpassfilter, wie er im Filtermodul vorhanden ist, mit leichten Vereinfachungen. Um diese Schaltung mit geringem Rechenaufwand simulieren zu können, werden zunächst der Operationsverstärker und das Potentiometer VR1 ersetzt. Der Operationsverstärker ist als invertierender Verstärker geschaltet. Am invertierenden Eingang liegt also virtuelle Masse. Daher wird im Ersatzschaltbild R3 direkt mit Masse verbunden. Zur Vereinfachung der Rechnung wird  $R3 = R4$  gewählt. Daher liegt zwischen C1 und R1 die inverse Spannung des Ausgangs an. Also kann dort direkt  $-(-U_{\text{OUT}}) = U_{\text{OUT}}$  abgegriffen

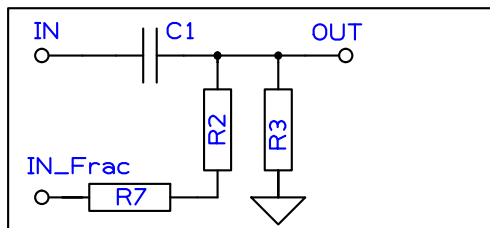
## 6. Testmessung mit dem Prototypen



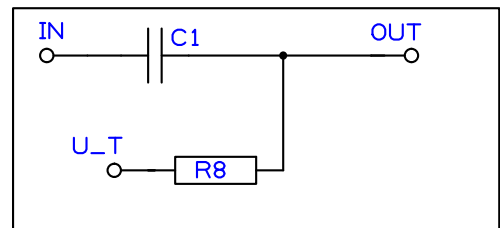
(a) Schaltung im Originalmodul.



(b) Vereinfachung: Potentiometer und Operationsverstärker ersetzen.



(c) Spannungsteiler am Eingang ersetzen.



(d) Spannungsteiler am Ausgang ersetzen.

**Abbildung 6.49.:** Motivation der Berechnungsvorschrift des Hochpassfilters

werden. Der Spannungsteiler aus Widerstand  $R1$  und Potentiometer  $VR1$  wird durch einen Spannungsteiler aus zwei Festwiderständen ( $R5$ ,  $R6$ ) ersetzt. Ist  $c$  der Anteil, auf den das Potentiometer eingestellt ist, gilt

$$R5 = c \cdot VR1, \quad (6.25)$$

$$R6 = (1 - c) \cdot VR1 + R1. \quad (6.26)$$

Das Ersatzschaltbild ist in Abbildung 6.49(b) dargestellt.

Im nächsten Schritt wird der Spannungsteiler aus den Widerständen  $R5$  und  $R6$  ersetzt. Ein Spannungsteiler verhält sich wie eine Spannungsquelle, deren Spannung sich aus dem Teilungsverhältnis und deren Innenwiderstand sich aus der Parallelschaltung der beiden Widerstände ergibt. Also kann der Spannungsteiler ersetzt werden durch eine Spannung

$$U_{IN\_Frac} = U_{IN} \cdot \frac{R5}{R5 + R6} =: U_{IN} \cdot c_1, \quad (6.27)$$

gefolgt von einem Serienwiderstand mit

$$R7 = \left( R5^{-1} + R6^{-1} \right)^{-1}. \quad (6.28)$$

Das Ersatzschaltbild ist in Abbildung 6.49(c) gezeigt.

Im letzten Schritt wird der Spannungsteiler aus  $R7$ ,  $R2$  und  $R3$  vereinfacht. Analog zum

letzten Schritt wird der Spannungsteiler durch eine ideale Spannungsquelle  $U\_T$  mit Vorwiderstand  $R8$  ersetzt. Es gilt:

$$U_T = U_{IN\_Frac} \cdot \frac{R3}{R3 + R2 + R7} = U_{IN\_Frac} \cdot c_2 = U_{IN} \cdot c_1 \cdot c_2 := c \cdot U_{IN}, \quad (6.29)$$

$$R8 = \left( (R7 + R2)^{-1} + R3^{-1} \right)^{-1}. \quad (6.30)$$

Insgesamt verbleibt ein CR-Hochpass, bei dem der Widerstand nicht gegen Masse geschaltet ist sondern gegen eine virtuelle Spannungsquelle  $U\_T$ , welche von der aktuellen Eingangsspannung abhängt. Dieser Hochpass ist in Abbildung 6.49(d) gezeigt.

Aus diesem vereinfachten Ersatzschaltbild soll nun eine Berechnungsvorschrift motiviert werden. Wie beim schon gezeigten einfachen Hochpassfilter erscheint die Änderung der Eingangsspannung  $\Delta U_{IN}$  direkt am Ausgang des Filters. Der Term lautet wieder

$$U_{IN,i} - U_{IN,i-1}. \quad (6.31)$$

Auch ist wieder ein Term vorhanden, der ein Abklingen der Spannung beschreibt. Bei diesem Filter jedoch entlädt sich der Kondensator nicht nach 0 V sondern in Richtung der Spannung die an  $R8$  anliegt. Anders ausgedrückt, klingt der Unterschied der Ausgangsspannung zur virtuellen Spannung  $U\_T = c \cdot U_{IN}$  mit einer charakteristischen Zeitkonstante  $c_\tau$  ab. Der Term dazu lautet

$$(U_{OUT} - c \cdot U_{IN}) \cdot c_\tau. \quad (6.32)$$

Zusätzlich existiert bei dem Filter mit Pole-Zero-Compensation ein dritter Term, der den direkt eingekoppelten Teil der Eingangsspannung beschreibt. Er ist gegeben durch

$$c \cdot U_{IN}. \quad (6.33)$$

Insgesamt ergibt sich als Formel

$$U_{OUT,i} = c \cdot U_{IN,i} + (U_{OUT,i-1} - c \cdot U_{IN,i}) \cdot c_\tau + U_{IN,i} - U_{IN,i-1}. \quad (6.34)$$

Insgesamt werden zwei Konstanten benötigt, um den Filter vollständig zu charakterisieren. Der Hochpassfilter ist in C-Code implementiert durch:

```
Out = IN * HP_Fraction + (Out - IN * HP_Fraction) * HP_decay + IN - last_IN;
```

Wobei  $HP\_Out$  der Ausgang des Filters ist und  $HP\_IN$  der Eingang. In  $HP\_decay$  ist die Abklingzeitkonstante charakterisiert,  $HP\_Fraction$  ist Bestandteil der Pole-Zero-Compensation.

Ein zweiter und dritter Hochpass ist im Modul des CBELSA/TAPS-Experiment etwas anders umgesetzt. Im Programm wurde die zweite Hochpassstufe genau wie die erste umgesetzt. Auf eine dritte Stufe wurde verzichtet.

Im Modul ist der Tiefpass als aktiver Filter aufgebaut. Im Programm wird der Filter in Anlehnung an einen passiven CR-Filter aufgebaut. Abbildung 6.50 zeigt einen solchen Filter. Für eine zeitdiskrete Berechnung des Filterverhaltens sind zwei Punkte relevant. In erster Näherung entspricht die neue Spannung am Ausgang des Filters der Spannung am Ausgang zum vorhergehenden Zeitpunkt

$$U_{OUT,i} = U_{OUT,i-1}. \quad (6.35)$$

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

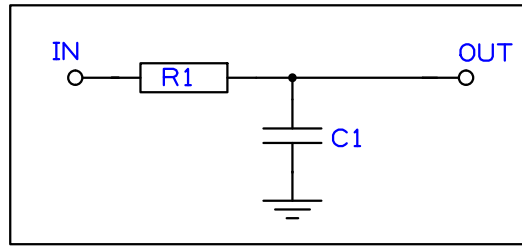


Abbildung 6.50.: CR-Tiefpass.

Zusätzlich nähert sich die Ausgangsspannung mit einer charakteristischen Zeitkonstante der Eingangsspannung an. Mit anderen Worten, der Unterschied zwischen Ausgang und Eingang klingt mit einer charakteristischen Zeitkonstante ab. Der Term dazu lautet also

$$(U_{IN,i} - U_{OUT,i-1}) \cdot c_d. \quad (6.36)$$

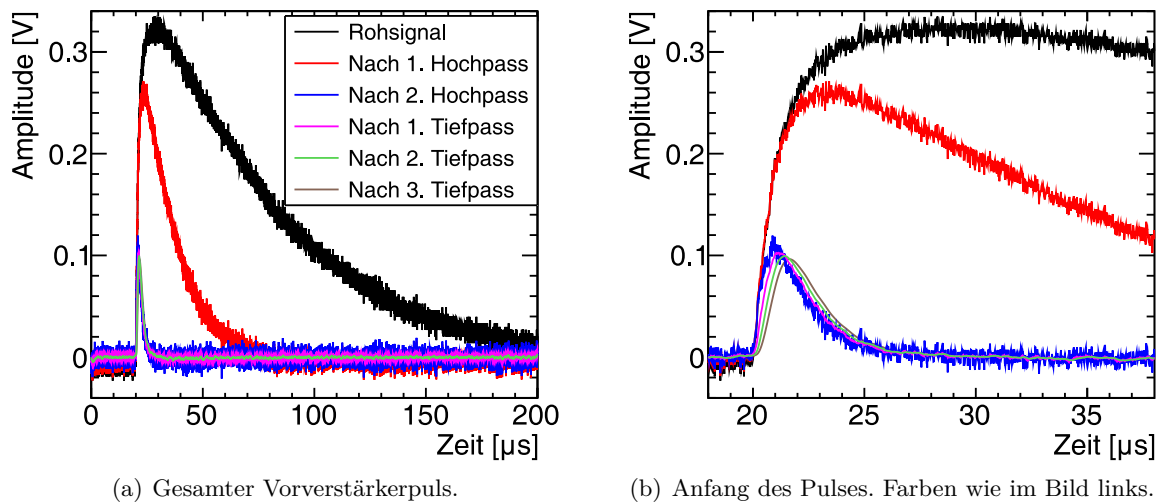
Insgesamt ergibt sich damit

$$U_{OUT,i} = U_{OUT,i-1} + (U_{IN,i} - U_{OUT,i-1}) \cdot c_d. \quad (6.37)$$

Im Programm ist der Tiefpassfilter wie folgt implementiert:

```
Out = Out + (IN - Out) * LP_decay;
```

Wobei OUT die Ausgangsspannung des Filters ist und IN die Eingangsspannung des Filters. LP\\_decay charakterisiert die Abklingzeitkonstante. Abbildung 6.51 zeigt, wie ein einzelnes



(a) Gesamter Vorverstärkerpuls.

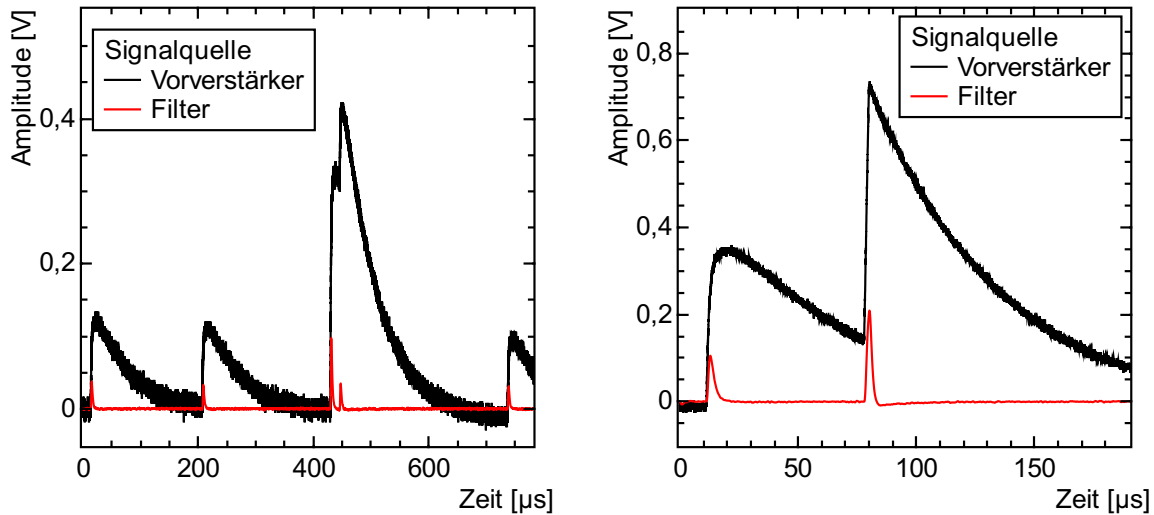
(b) Anfang des Pulses. Farben wie im Bild links.

Abbildung 6.51.: Wirkung der Signalfilter auf einen einzelnen Puls.

Szintillationssignal des Vorverstärkers durch den Filter verändert wird. Schwarz ist das Eingangssignal dargestellt, welches dem Vorverstärkersignal entspricht. Rot ist der Ausgang des ersten Hochpasses, blau der Ausgang des zweiten. In Magenta, Grün und Braun sind die Ausgangssignale der drei Tiefpassfilterstufen dargestellt. Abbildung 6.51(a) zeigt die Signale auf einer Zeitskala, auf der fast der gesamte Vorverstärkerpuls zu sehen ist. Abbildung

6.51(b) zeigt die steigende Flanke des Vorverstärkerpulses. Hier sind Ausgang vom zweiten Hochpass und von den Tiefpässen besser sichtbar. Qualitativ kann erkannt werden, dass das Signal deutlich verkürzt wird, ohne dass ein merklicher Überschwinger entsteht. Außerdem wird das Signal geglättet. Dies wird im Vergleich zwischen Ausgangssignal des 2. Hochpasses (blau) und des 3. Tiefpasses (braun) deutlich.

Abbildung 6.52 zeigt das Verhalten des Filters bei Pile-Up, also den Fall, dass ein Signal auftritt, wenn das vorhergegangene Signal noch nicht abgeklungen ist. Der Übersicht halber



(a) Mehrere Energieeinträge.

(b) Energieeintrag gefolgt von Blitz des Lichtpulsers.

**Abbildung 6.52.:** Wirkung des Filters bei hohen Raten und Pile-Up. Überlagerte Pulse können getrennt werden.

ist hier nur noch Vorverstärkersignal und Ausgangssignal nach drittem Tiefpass gezeigt.

Abbildung 6.52(a) zeigt das Signal für fünf Szintillationspulse, wobei zwei zeitlich sehr dicht aufeinander folgen. Abbildung 6.52(b) zeigt das Verhalten für ein Szintillationspuls, der von einem Blitz des Lichtpulsers gefolgt wird. Der Lichtpulsers hat eine andere Signalform als die Szintillationspulse. Das Licht des Lichtpulsers hat eine Rechteckform, während die Intensität des Szintillationspulses etwa exponentiell abfällt.

Der Ausgang des Vorverstärkers entspricht dem Integral des Eingangssignals. Zusätzlich klingt der integrierte Wert exponentiell ab. Dementsprechend ergeben sich unterschiedliche Pulsformen für beide Fälle. Das Szintillationssignal hat ein rundes Maximum. Das Vorverstärkersignal eines Lichtpulsereignisses hat ein spitzes Maximum und klingt schneller ab. Durch das schnellere Abklingen ist die Pole-Zero-Compensation nicht mehr korrekt angepasst, und es entsteht ein Unterschwinger.

Für die weitere Analyse der Daten ist dies jedoch irrelevant. Die Rate des Lichtpulsers ist so niedrig eingestellt, dass in einem ganzen Datensatz höchstens zwei Lichtpulsersignale auftreten können.

### 6.6.3. Kalibrierung

Zusätzlich zu den Kalibrierungen, die für den normalen Betrieb des Teststandes notwendig sind, müssen das Oszilloskop sowie die Datenverarbeitung der Oszilloskopdaten kalibriert

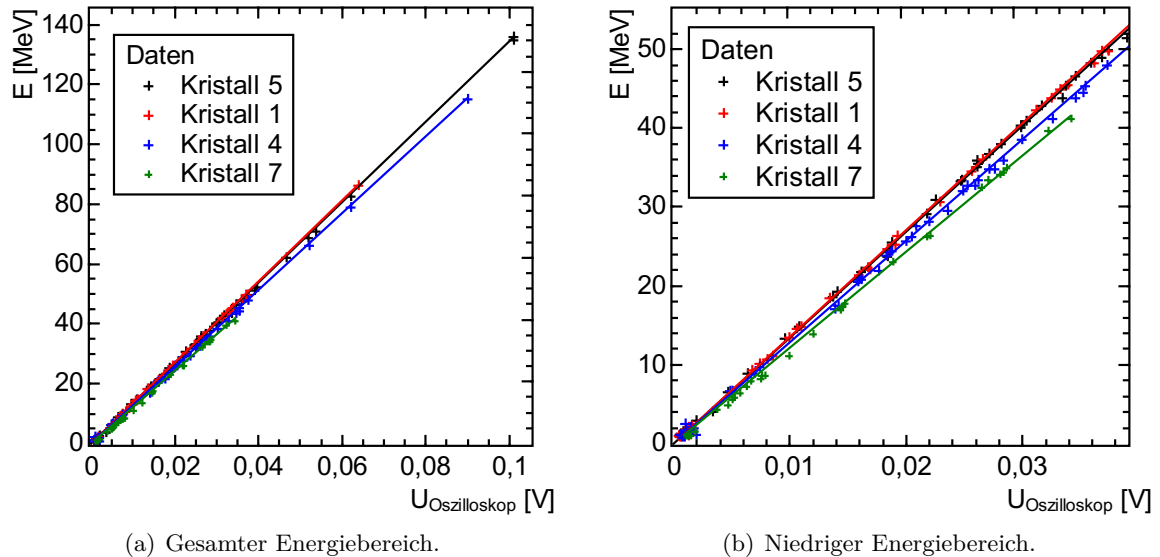
## 6. Testmessung mit dem Prototypen

werden. In diesem Abschnitt wird der Rest des Teststandes als vollständig kalibriert angenommen. Dies bedeutet insbesondere, dass der Zusammenhang zwischen QDC-Wert und im Kristall deponierter Energie bekannt ist.

### 6.6.3.1. Vorverstärkeramplitude gegen Energie

Die vom Oszilloskop aufgezeichneten Daten sind in der Einheit Volt vorhanden. Mit den Daten kann also die Amplitude der Pulse in Volt bestimmt werden. Für die weitere Auswertung ist es notwendig, die Pulshöhe in Elektronenvolt zu kalibrieren. Dazu wurden gleichzeitig Daten mit der normalen DAQ des Teststandes und mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Das Triggersignal des Teststandes wurde an das Oszilloskop angeschlossen und auch bei diesem als Triggerquelle verwendet. Das Oszilloskop wurde so konfiguriert, dass es die Daten zunächst durch einen Tiefpassfilter glättet, um das Rauschen zu reduzieren. Von den geglätteten Daten wurde die Amplitude des aufgezeichneten Pulses im Maximum bestimmt. Zusätzlich wurde die Amplitude kurz vor dem Puls bestimmt, um eine verschobene Nulllinie zu berücksichtigen. Die Differenz von beiden Werten wurde gespeichert.

Damit stehen für die aufgezeichneten Ereignisse deren Energie in MeV aus der normalen DAQ und die Amplitude in Volt vom Oszilloskop zur Verfügung. In Abbildung 6.53 sind die



**Abbildung 6.53.:** Kalibrierung von Pulsamplitude am Oszilloskop auf Energie in MeV. Die Linien entsprechen Fits an die Daten.

se Werte gegeneinander aufgetragen. Es wurden 67 Ereignisse aufgezeichnet. An die Daten wurde pro Kristall eine Funktion der Form  $y = a \cdot x$  angepasst.

Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 6.12 aufgelistet. Die so erhaltenen Faktoren können verwendet werden, um die gemessene Amplitude in eine Energie umzurechnen.

### 6.6.3.2. Amplitude vor Filter gegen Amplitude nach Filter

In der Auswertung wird die Pulshöhe nach dem digitalen Filter bestimmt. Um diese Werte in MeV umrechnen zu können, muss noch der Faktor zwischen Amplitude vor und nach dem



Kristall	$a$ [MeV/V]	$\Delta a$ [MeV/V]
1	1354,9	2,6
4	1283,9	2,8
7	1217,2	4,2
5	1345,0	2,0

**Tabelle 6.12.:** Kalibrierung von Pulshöhe am Oszilloskop auf Energie in MeV.

Filter bekannt sein.

Für diesen Zweck wurde das Analyseprogramm so erweitert, dass im Signal Pulse gesucht werden und im Ein- und Ausgang deren Amplitude bestimmt wird. Bevor Pulse im Vorverstärkersignal gesucht werden, wird von diesem der gleitende Mittelwert bestimmt. Die Fenstergröße beträgt 100 Samples, was 2  $\mu\text{s}$  entspricht. Überschreitet der gleitende Mittelwert eine gegebene Schwelle, wird das folgende Maximum im gemittelten Eingangssignal und im Ausgangssignal bestimmt. Durch die Mittelung des Vorverstärkersignals ergibt sich tendenziell ein Wert, der zu klein ist. Da die Pulslänge im Vergleich zum Mittelungsfenster jedoch groß ist, ergibt sich nur eine geringe Abweichung (siehe Abbildung 6.54(a) blaues und rotes Signal). Die Abweichung wird daher im Folgenden vernachlässigt.

Zur Verbesserung der Genauigkeit wird Zusätzlich zum Maximum auch die Nulllinie für jeden Puls separat bestimmt. Dazu wird der gleitende Mittelwert 95 Samples bestimmt, also 1,9  $\mu\text{s}$  vor dem Maximum des Ausgangs des Signalfilters.

Als Nulllinie für den Ausgang des Signalfilters wird fest 0 V verwendet. Da das Programm auf einen Datensatz mit kleiner Ereignisrate angewendet werden soll, wird der dadurch entstehende Fehler vernachlässigt.

Falls zwei Pulse innerhalb von 40  $\mu\text{s}$  gefunden werden, werden diese verworfen. Bei derart kurzen Abständen würde Pile-Up im Eingangssignal zusätzliche Schritte in der Analyse erfordern.

Abbildung 6.54(a) zeigt das Vorverstärkersignal, den gleitenden Mittelwert und Ausgang des Signalfilters von einem Puls. Die bestimmten Amplituden und Nulllinien sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Abbildung 6.54(b) zeigt die extrahierten Werte sowie den Fit einer linearen Funktion  $y = a \cdot x + b$  an die Daten. Die zwei abseits liegenden Punkte stammen von Lichtpulser Signalen (vgl. Abb. 6.52(b)) und werden im Fit ignoriert.

Für die Parameter ergibt sich

$$b = (-1,11 \pm 0,82) \cdot 10^{-4} \text{ V}, \quad (6.38)$$

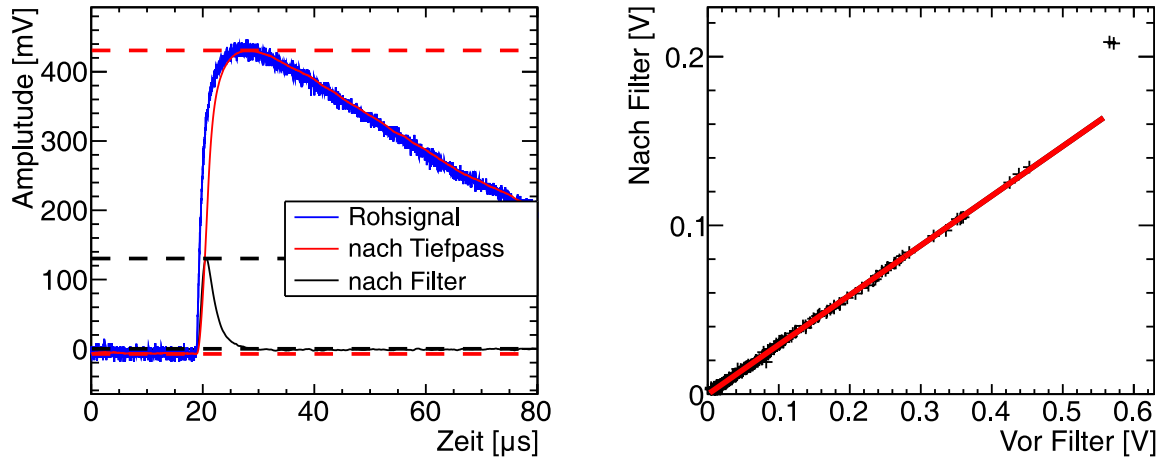
$$a = 0,29412 \pm 0,00066. \quad (6.39)$$

$b$  ist mit 0 verträglich und wird daher im Weiteren ignoriert.

#### 6.6.4. Pulsanalyse der Messdaten

Für die Kalibrierung konnten Datensätze verwendet werden, deren Rate so gering ist, dass Pile-Up selten auftritt. Tritt es doch auf, werden die Ereignisse verworfen. Dies ist bei der Bestimmung der Energierate nicht möglich. Einerseits sind Datensätze mit höherer Ereignisrate auszuwerten. Andererseits würde das Ergebnis durch Verwerfen von Ereignissen verfälscht. Daher wurde die Analyse um eine Nulllinienerkennung erweitert. Als Nulllinie wird der Ausgangswert des Signalfilters verwendet, der 90 Samples vor Erreichen des Maximums anliegt.

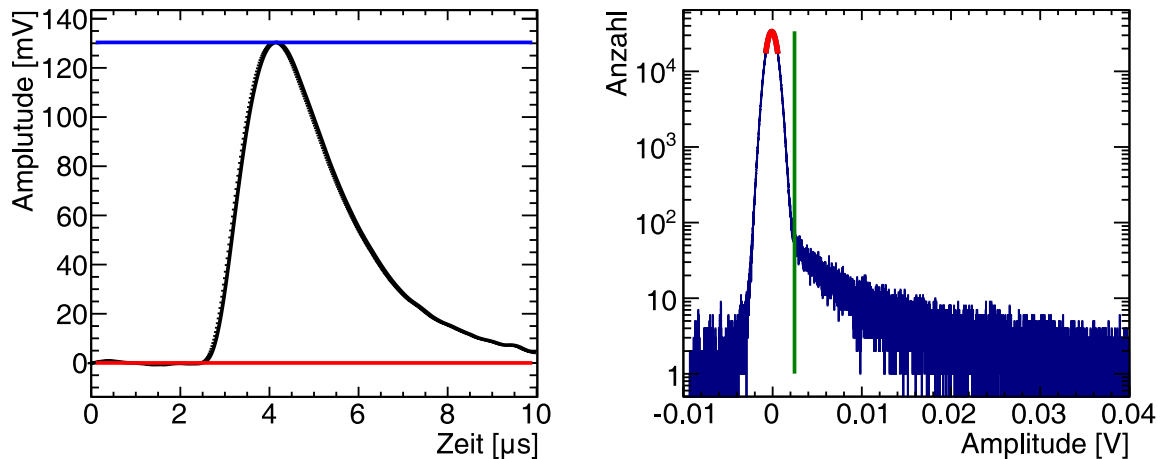
## 6. Testmessung mit dem Prototypen



(a) Beispiel für die automatische Bestimmung der Pulsamplituden. Die gestrichelten Linien sind die bestimmten Minimal- und Maximalwerte.

(b) Schwarze Punkte: Daten, rote Linie: Fit an die Daten. Abgelegene Punkte stammen vom Lichtpulser und werden ignoriert.

**Abbildung 6.54.:** Kalibrierung des Softwarefilters.



(a) Bestimmung der Pulsparameter am Beispiel eines Ereignisses.

(b) Bestimmung der Schwelle. Rot: Fit einer Gaußfunktion an die Nulllinie. Grün: Bestimmte Schwelle.

**Abbildung 6.55.:** Bestimmung von Pulsamplitude und Schwelle.

Dies entspricht  $1,8 \mu\text{s}$ . Abbildung 6.55(a) zeigt die extrahierten Werte an einem Beispiel. In der Analyse wird der komplette Datensatz nach Pulsen durchsucht. Als Endergebnis wird die Summe der Energieäquivalente aller Pulse ausgegeben. Dies entspricht der Gesamtenergie, die innerhalb der Aufzeichnungsdauer im Kristall detektiert wurde. Aus Gesamtenergie und Dauer ergibt sich eine Energierate.

Die Schwelle für die Pulserkennung wird pro Datensatz separat bestimmt. Dazu werden die Ausgangswerte des Signalfilters in einem Histogramm aufgetragen. Da auch bei hohen Ereignisraten der häufigste Fall ist, dass gerade kein Puls vorliegt, zeigt das Histogramm ein absolutes Maximum bei der Nulllinie.

Zur Auswertung wird in dieses Maximum eine Gausfunktion gefittet. Als Schwelle für die

folgende Auswertung wird die Spannung verwendet, die 4 Standardabweichungen über dem Mittelwert der Gaußfunktion liegt. Abbildung 6.55(b) zeigt die Ergebnisse an einem exemplarischen Datensatz.

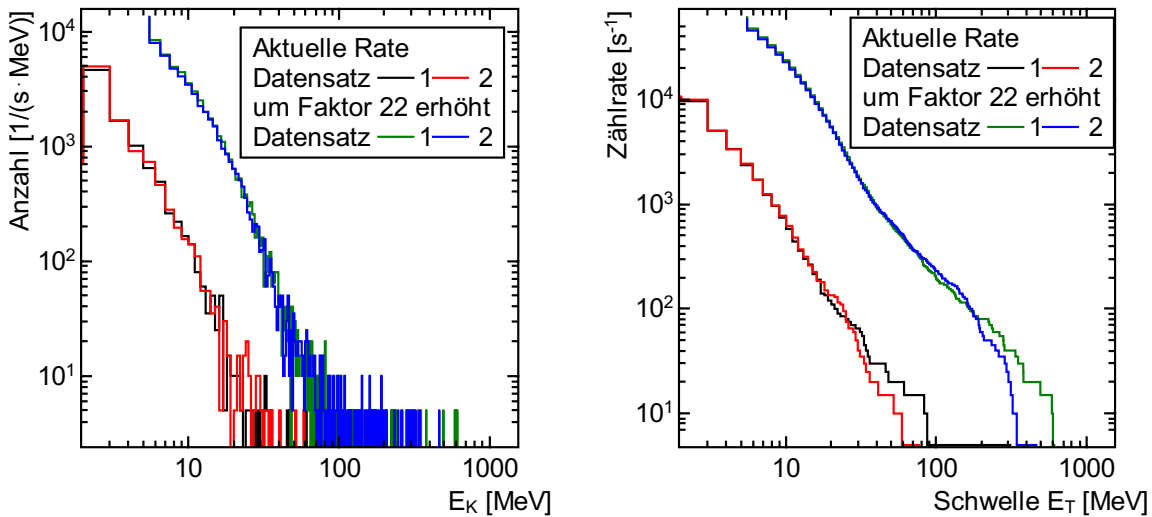
### 6.6.5. Bestimmung der Detektorrate bei Normalbedingungen

Aus den extrahierten Parametern kann die Häufigkeitsverteilung der Energieeinträge im Kristall  $E_K$  bestimmt werden. Abbildung 6.56(a) zeigt Histogramme der in der Analyse gefundenen Energieeinträge. Dargestellt sind die extrahierten Werte von je zwei Dateien zu zwei Messeinstellungen. Die Parameter beider Einstellungen sind in Tabelle 6.13 aufgelistet. Der erste Fall entspricht etwa der üblichen Einstellung des CBELSA/TAPS-Experiments, für

Fall	Radiator	Target	Strahlstrom
Normal	50 $\mu\text{m}$	8 mm	550 pA
Erhöht	300 $\mu\text{m}$	30 mm	530 pA

**Tabelle 6.13.:** Messeinstellungen der gezeigten Datensätze.

den zweiten Fall ergibt sich eine um etwa Faktor 22 erhöhte Intensität im Detektor. Dieser Faktor ergibt sich aus der Annahme, dass die Zählrate im Detektor linear mit Strahlstrom, Radiator- und Targetdicke skaliert. Wird die Anzahl aller Einträge oberhalb einer gegebenen



(a) Histogramm der Energieeinträge im Kristall.

(b) Daraus bestimmte Zählrate zu einer gegebenen Schwelle.

**Abbildung 6.56.:** Mit Pulsanalyse bestimmte Ereignisrate im Detektor (Kristall 4). Gezeigt sind je zwei Datensätze zu zwei Messeinstellungen.

Energie addiert, so ergibt sich die Anzahl von Ereignissen, die ein Diskriminator mit der gleichen Schwelle im untersuchten Zeitraum erkannt hätte. Dieser Fall ist in Abbildung 6.56(b) dargestellt.

Bei einer Schwelle von  $E_T = 22 \text{ MeV}$  ergibt sich für Normalbedingungen eine Zählrate von  $f = 1,7 \text{ ks}^{-1}$ , für die erhöhte Intensität ergibt sich  $f = 47 \text{ ks}^{-1}$ , was 25% mehr als dem 22-fachen des niedrigen Werts entspricht. Dementsprechend sind die Werte lediglich als grobe

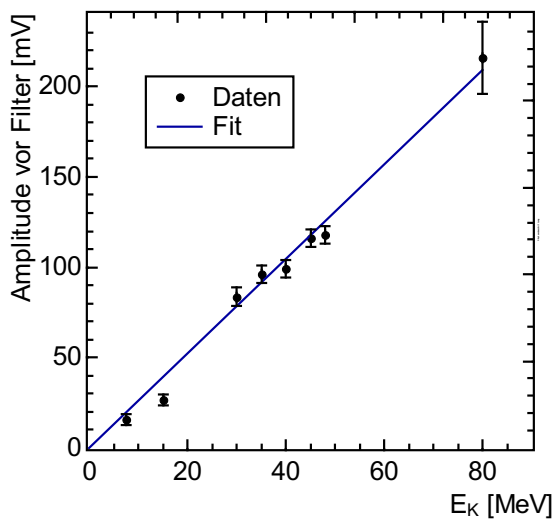
## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Abschätzung zu werten.

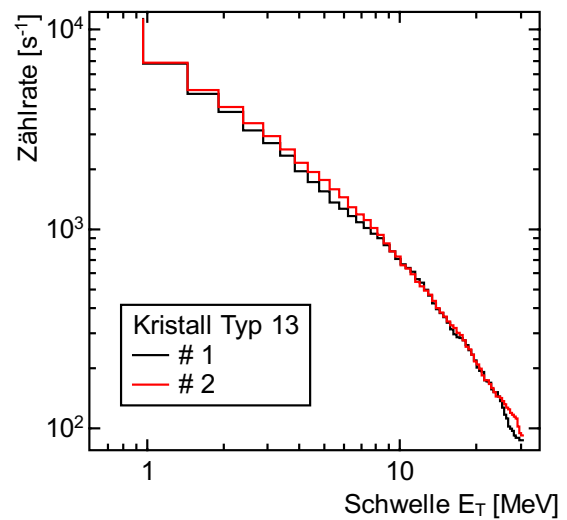
Zur Fehlerabschätzung soll angemerkt werden, dass systematische Fehler zu überwiegen scheinen. Die berechnete Detektorrate für eine Schwelle von  $E_T = 6,5$  MeV unterscheidet sich bei der niedrigen Intensitätseinstellung um 0,3% in beiden Datensätzen, bei der hohen Intensitätseinstellung um 4,5%.

Als systematische Einflüsse existieren die Ungenauigkeit der Berechnung der äquivalenten Targetlänge (siehe Abschnitt 6.6.6.5), Abweichungen durch zu große Kristalle (Typ 12 statt Typ 13, siehe Abschnitt 6.6.1) sowie Schwankungen der Intensität des Elektronenstrahls.

Zum Vergleich soll noch das Ergebnis einer Messung am CBELSA/TAPS-Experiment gezeigt werden. Hier wurde ein Digitaloszilloskop an die Signale einiger Kristalle des Forwardplugs angeschlossen. Es wurde eine ähnliche Pulsanalyse durchgeführt. Da Signale des Forwardplugs aufgrund der Photomultiplierauslese kürzer sind als die des restlichen Kalorimeters, konnte in dieser Analyse auf die Pulsformung verzichtet werden. Es wurde lediglich ein gleitender Mittelwert berechnet, um das SNR zu verbessern.



(a) Kalibrierung der Daten.



(b) Berechnete Zählrate in Abhängigkeit der Schwelle  $E_T$ .

**Abbildung 6.57.:** Ergebnis der Messung der Zählrate im CBELSA/TAPS-Experiment.

Abbildung 6.57(a) zeigt Daten zur Kalibrierung des Messaufbaus. In Abbildung 6.57(b) ist die berechnete Zählrate in Abhängigkeit der Schwelle  $E_T$  von zwei verschiedenen Kristallen im vordersten Ring des Forwardplugs dargestellt. Es ergeben sich hier Zählraten von  $f = 1,29 \text{ ks}^{-1}$  bzw.  $f = 1,17 \text{ ks}^{-1}$  bei einer Schwelle von  $E_T = 6,7$  MeV. Die analysierten Daten wurden während einer Messperiode 2010 aufgezeichnet. Die Intensität des Elektronenstrahls lag bei rund  $I = 220 \text{ pA}$ . Bei der Messung mit nachempfundenem Aufbau wurde ein um Faktor 2,4 höherer Strahlstrom genutzt. Unter der Annahme, dass die Zählrate linear mit dem Strahlstrom skaliert, ergeben sich Zählraten von  $3,1 \text{ ks}^{-1}$  bzw.  $2,8 \text{ ks}^{-1}$ .

### 6.6.6. Auswertung der Messdaten

Bei der Bestimmung der Ereignisrate, die unter normalen Bedingungen im Experiment auftritt, wurden die Targetdicke und die Intensität des Photonenstrahls variiert. Letztere er-

folgte dabei über die Verwendung von Bremsstrahlradiatoren mit unterschiedlichen Dicken ( $d = 50 \mu\text{m}, 150 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m}$ ) sowie unterschiedlichen Intensitäten des Elektronenstrahls ( $I \approx 300 \text{ pA}, 700 \text{ pA}$ ). Bei der Bewertung der Ergebnisse und dem Vergleich der verschiedenen Methoden ist zu beachten, dass der Strahlstrom während einer Messung Schwankungen unterlag. Diese waren insbesondere bei der höheren Stromstärke deutlich ausgeprägt und lagen dort in der Größenordnung von einigen 10%.

Die Auswirkungen auf die unterschiedlichen Methoden sind unterschiedlich stark.

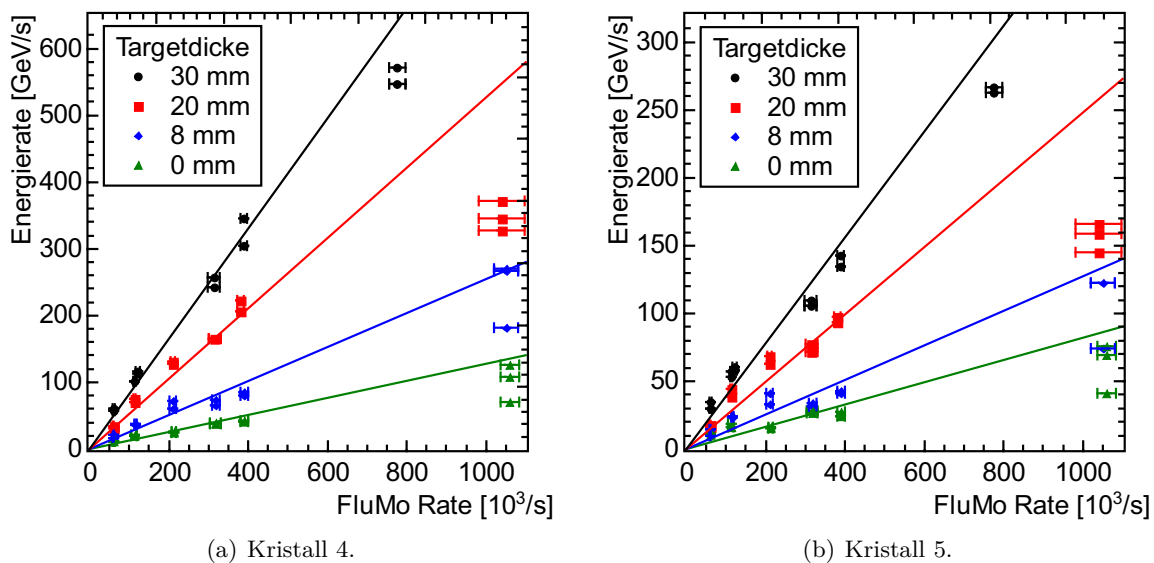
Bei der ersten Methode wird der Spannungsverlauf an der APD über 20 s gemessen, was 6,5 Spills entspricht. In der Auswertung dieser Daten wird das absolute Minimum und Maximum der Spannung gesucht. Daher ergibt sich keine Auswirkung auf den extrahierten Wert, wenn innerhalb der Messung bei einem Spill der extrahierte Strom geringer ist. Intensitätsschwankungen über einen längeren Zeitraum werden jedoch nicht gefunden.

Bei der zweiten Methode wurden einige Minuten lang Lichtpulserereignisse aufgezeichnet. Damit ergibt sich eine Mittelung über einen längeren Zeitraum.

Die dritte Methode verwendet den Signalverlauf, der für 0,2 s kontinuierlich aufgezeichnet wurde. Diese Methode ist daher am empfindlichsten gegenüber Intensitätsschwankungen über die Dauer eines Spills von knapp 2 s.

### 6.6.6.1. Energierate in Abhängigkeit der Photonenstrahlintensität

Abbildung 6.58 zeigt die gemessene Energierate in Abhängigkeit der Photonenstrahlintensität. Als Maß für die Intensität wurde dabei die im Flussmonitor (siehe Abschnitt 2.10)



**Abbildung 6.58.:** Energierate in Abhängigkeit der Photonenstrahlintensität bei verschiedenen Targetdicken. Die Punkte entsprechen Messwerten, die Linien Fits an die Daten.

gemessene Ereignisrate verwendet.

Jede Kombination von Elektronenstrahlstrom und Radiatordicke ergibt einen anderen Photonenfluss. Zu jeder Kombination wurden mindestens zwei Datensätze aufgezeichnet, sodass zu jeder Intensität zwei Messwerte vorhanden sind.

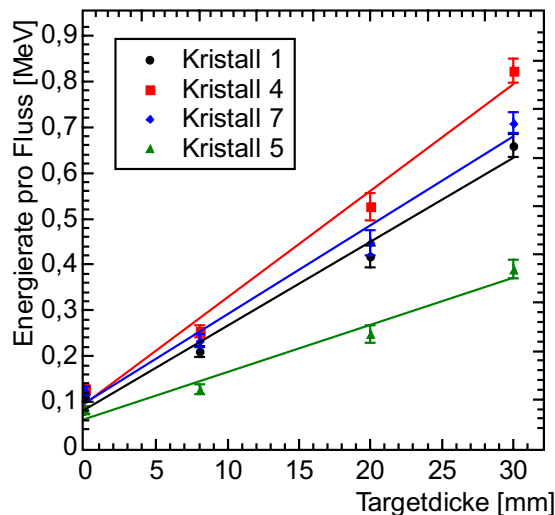
## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Die Messungen zu unterschiedlichen Targetdicken sind in unterschiedlichen Farben dargestellt. Diese Werte zeigen das erwartete Verhalten einer höheren Energierate bei dickerem Target. Es ist ebenfalls eine Messung ohne Target vorhanden (grün), aus der entnommen werden kann, dass eine Untergrundrate vorhanden ist, die mit der Strahlintensität skaliert. An die Messwerte wurde jeweils zu einer Targetdicke eine Funktion der Form  $y = a \cdot x$  angepasst. Die stärksten Abweichungen zeigen sich bei der höchsten Strahlintensität. Bei dieser wurden auch die stärksten Schwankungen im Elektronenstrahlstrom beobachtet.

Die Messwerte von Kristall 4 sind in Abbildung 6.58(a) dargestellt, die von Kristall 5 in Abbildung 6.58(b). Da Kristall 4 unter dem kleinsten Winkel zur Strahlachse liegt, ist in diesem eine höhere Energierate als in Kristall 5 zu erwarten. Dies bestätigen die Messdaten. Für jede Targetdicke ergibt sich je Kristall eine charakteristische Energierate pro Photonenfluss, die der Steigung der Geraden entspricht. Da die Energierate die Einheit Energie pro Sekunde hat und die Strahlintensität die Einheit pro Sekunde, ergibt sich für die Energierate pro Strahlintensität die Einheit Energie.

### 6.6.6.2. Energierate pro Fluss in Abhängigkeit der Targetdicke

Abbildung 6.59 zeigt die erhaltene Energierate in Abhängigkeit der Targetdicke. Es sind die



**Abbildung 6.59.:** Auf Fluss normierte Energierate in Abhängigkeit der Targetdicke. Kristalle 1, 4 und 7 befinden sich in etwa an der Position der vordersten Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters (Typ 13). Kristall 5 liegt etwa auf der Position der Kristalle vom Typ 12.

Werte von allen vier untersuchten Kristallen in unterschiedlichen Farben eingezeichnet. An die Daten wurde je Kristall eine Funktion der Form  $y = a \cdot x + b$  angepasst.

Kristall 4 steht unter dem kleinsten Winkel zum Strahl, sodass sich dort die höchste Energierate ergibt. Kristall 1 und 7 befinden sich ober- und unterhalb von Kristall 4. Damit ergibt sich ein leicht größerer Winkel zur Strahlachse. Die gemessenen Energieraten sind für Kristall 1 und 7 ähnlich und geringer als die von Kristall 4.

Kristall 5 befindet sich unter einem um etwa  $6^\circ$  größeren Winkel zur Strahlachse als Kristall 4. Die gemessenen Energieraten unterscheiden sich grob um den Faktor 2,5.

Tabelle 6.14 zeigt die Fitergebnisse zu Abbildung 6.59. Die Steigung entspricht der Energierate pro Fluss und Targetdicke, der Achsenabschnitt gibt die Untergrundenergierate pro

Kristall	Energierate pro Fluss und Targetdicke	Fehler	Untergrundenergie- rate pro Fluss	Fehler
	[keV/mm]	[keV/mm]	[keV]	[keV]
1	18,3	1,6	83,3	30,3
4	23,3	1,9	96,1	35,4
7	19,4	1,8	97,6	33,3
5	10,3	1,2	62,5	21,5

**Tabelle 6.14.:** Ergebnisse der flussnormierten Energierate in den Kristallen auf Targetdicke normiert und zugehörige Untergrundraten.

Fluss an, also die Rate, die ohne Target vorhanden ist.

### 6.6.6.3. Berechnung des Verstärkungseinbruchs

Der Abfall der Verstärkung  $\Delta G$  ergibt sich aus dem Spannungskoeffizient der APD  $\alpha_U$  und der Spannungsänderung  $\Delta U$ .

$$\Delta G = \Delta U \cdot \alpha_U. \quad (6.40)$$

Der Spannungskoeffizient ist durch eine andere Messung bekannt [Urb14], die Spannungsänderung ergibt sich aus dem Vorwiderstand  $R_B$  und dem Signalstrom  $I_S$ , der durch diesen fließt:

$$\Delta U = R_B \cdot I_S \quad (6.41)$$

Der Vorwiderstand beträgt  $R_B = 1 \text{ M}\Omega$ , der Signalstrom ergibt sich aus der Rate von detektierten optischen Photonen  $N_\gamma$ , der Quanteneffizienz  $Q$ , dem Verstärkungsfaktor  $G$  und der Elementarladung  $e$ :

$$I_S = N_\gamma \cdot Q \cdot G \cdot e. \quad (6.42)$$

Die APDs werden bei einem Verstärkungsfaktor von  $G = 50$  betrieben, die Quanteneffizienz liegt bei  $Q = 0,85$  [Ham11a]. Die Rate der detektierten optischen Photonen ergibt sich aus der Rate an detektierter Energie  $\dot{E}$  und der Anzahl der Photonen, die die APD pro detektierter Energie erreichen  $\eta_\gamma$ .

$$N_\gamma = \dot{E} \cdot \eta_\gamma. \quad (6.43)$$

Die Lichtausbeute beträgt bei den Detektoren etwa  $\eta_\gamma = 2800 \text{ MeV}^{-1}$  (siehe Abschnitt 5.4.2). Insgesamt ergibt sich

$$\Delta G = \alpha_U \cdot R_B \cdot Q \cdot G \cdot e \cdot \dot{E} \cdot \eta_\gamma. \quad (6.44)$$

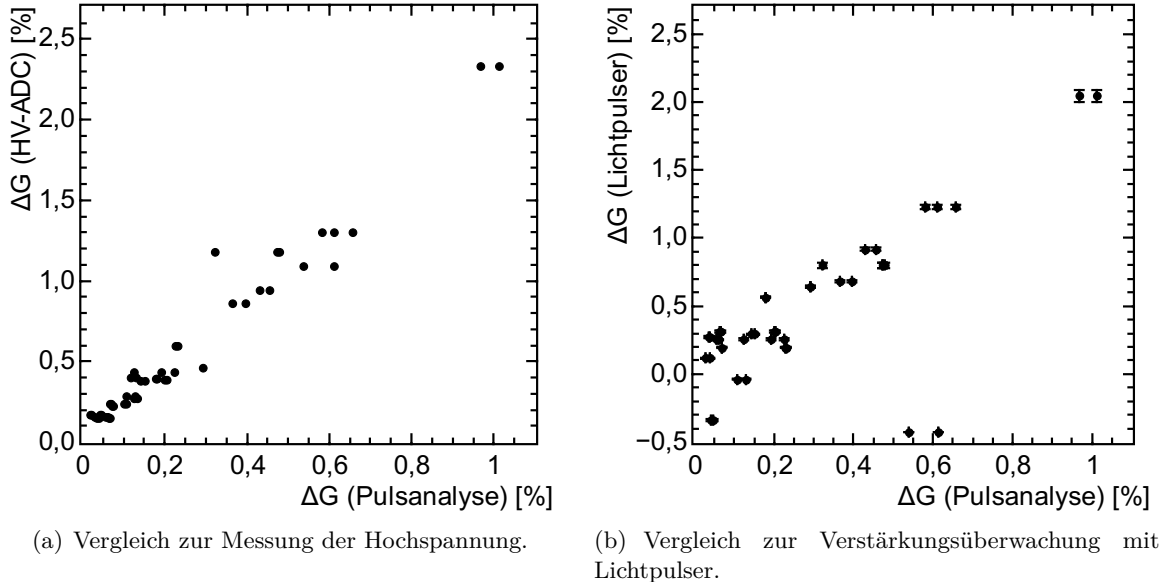
Mit dieser Formel wird im Folgenden der Verstärkungsabfall berechnet.

### 6.6.6.4. Vergleich mit den anderen Methoden

Bei einer neuen Analyse von Messdaten besteht immer das Risiko, dass ein Fehler oder ein Effekt unentdeckt bleibt. Werden unabhängige Analysen der Messdaten durchgeführt, so wird das Risiko reduziert. Besser ist, zusätzlich unterschiedliche Messmethoden zu verwenden. Daher sollen die Ergebnisse dieser Arbeit mit den beiden anderen Messmethoden aus [Urb14] und [Mü13] verglichen werden.

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Dazu wurde für alle Messmethoden der Abfall der Verstärkung  $\Delta G$  berechnet. Abbildung 6.60(a) zeigt den Vergleich zwischen der Pulsanalyse der aufgezeichneten Signale (diese Arbeit) und der Messung der Biasspannung [Mü13]. In Abbildung 6.60(b) ist der Vergleich zwischen der Pulsanalyse und der Messung des Gains mittels Lichtpulser [Urb14] gezeigt. In beiden Gegenüberstellungen ist eine deutliche Korrelation zu erkennen. Die empirischen



**Abbildung 6.60.:** Gemessener Abfall des Verstärkungsfaktors im Vergleich mit den Ergebnissen anderer Messmethoden.

Korrelationskoeffizienten betragen  $K = 0,98$  für den Vergleich mit der Spannungsmessung. Für den Vergleich mit der Verstärkungsmessung mittels Lichtpulser ergibt sich  $K = 0,94$ , wenn die beiden abseits liegenden Messpunkte vernachlässigt werden.

In Abbildung 6.60(b) fällt auf, dass die Abweichungen zwischen den dort gezeigten Messmethoden größer sind als die statistische Schwankung. Ein wichtiger systematischer Einfluss ist die Variation der Strahlintensität, die sich sehr unterschiedlich in den drei Messmethoden niederschlägt (siehe Abschnitt 6.6.6).

Für eine perfekte Übereinstimmung sollten die Messpunkte in beiden Fällen auf einer Geraden mit der Steigung  $m = 1$  liegen. Die Anpassung einer Funktion der Form  $y = m \cdot x$  ergibt sich jedoch für den Vergleich zur Spannungsmessung  $m = 2,28$  für den Vergleich zur Verstärkungsmessung  $m = 1,95$ .

In der Pulsanalyse werden nur Pulse oberhalb einer generierten Schwelle ausgewertet. Kleinere Pulse werden nicht erkannt, tragen jedoch zum Verstärkungseinbruch bei. Eine Korrelation zwischen Schwelle und Abweichung zu den anderen Messungen konnte jedoch nicht gefunden werden.

Eine andere mögliche Ursache für die systematische Abweichung ist eine falsche Annahme über die Szintillationseigenschaften des Detektors. Für die Messung der Anzahl der Photonen, die pro MeV detektiert werden, wurde ein ballistisches Defizit angenommen, das sich aus einer Simulation ergibt. In dieser Simulation wurden zwei Szintillationskomponenten mit Zeitkonstanten von  $\tau_1 = 900$  ns und  $\tau_2 = 7$   $\mu$ s mit einem Intensitätsverhältnis  $I_1/I_2 = 11$  angenommen.



Laut [GMS<sup>+</sup>13] existieren jedoch drei Komponenten  $\tau_1 = 730$  ns,  $\tau_2 = 3,1$   $\mu$ s und  $\tau_3 = 16$   $\mu$ s mit einer Gewichtung von 47,5:3,1:16. Diese Zusammensetzung ergibt rechnerisch ein ballistisches Defizit von 0,61. Bei der Berechnung der gemessenen Photonen pro MeV  $\eta_\gamma = 2800$  MeV<sup>-1</sup> wurde 0,7 angenommen. Der veränderte Wert reduziert die Abweichung, erklärt sie jedoch nicht.

Weiterhin emittiert CsI(Tl) auch nach Millisekunden noch Szintillationslicht [BLM<sup>+</sup>06, TSG<sup>+</sup>09]. Dieses trägt zum Stromfluss durch die APD und damit zum Abfall des Verstärkungsfaktors bei, kann jedoch mit der vorhandenen Messelektronik nicht erfasst werden. Aufgrund der vorhandenen Datenbasis kann dieser Effekt als Ursache für die Abweichung weder bestätigt noch ausgeschlossen werden.

Für die endgültige Bewertung des ratenbedingten Verstärkungseinbruchs sollte jedoch den beiden anderen Messmethoden vertraut werden.

Abschließend soll festgehalten werden, dass nur durch die Messung im dem CBELSA/TAPS-Experiment nachgebildeten Aufbau mit neuer Ausleseelektronik gemessen werden konnte, dass bei der Pulsanalyse um den Faktor 2 zu wenig Energierate erkannt wird. Eine Berechnung des Verstärkungsabfalls aus den Messdaten, die direkt am CBELSA/TAPS-Experiment genommen wurden (siehe Abschnitt 6.6.5), hätte einen entsprechend fehlerbehafteten Wert ergeben.

#### 6.6.6.5. Berechneter Abfall der Verstärkung bei Normalbedingungen

Aus der Energierate pro Fluss und der Flächenbelegung des Targets kann berechnet werden, welche Energierate auftritt, wenn normale Bedingungen des CBELSA/TAPS-Experiments vorhanden sind. Das polarisierte Target besteht aus einer Mischung von Butanol, Wasser und Porphyrexid im Massenverhältnis 200:10:1 [Roh03]. Bei der Berechnung der Flächenbelegung des Targets ergibt sich eine Abweichung von 1,3%, wenn der Wasser- und Porphyrexid-Anteil vernachlässigt werden. Da die Abweichung gering ist, wird im Folgenden nur der Butanol-Anteil betrachtet.

Butanol hat die Summenformel C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>O. Im Folgenden wird die Näherung verwendet, dass sich Sauerstoff und Kohlenstoff identisch verhalten. Damit sind Kohlenstoff und Wasserstoff im Verhältnis 1:2 vorhanden.

Das Target, welches für die Messung zur Verfügung stand, bestand fälschlicherweise aus Polyoxymethylen. Dies hat die Summenformel CH<sub>2</sub>O. Unter der Näherung, dass sich Sauerstoff und Kohlenstoff gleich Verhalten, ergibt sich also ein Verhältnis von 1:1 für Kohlenstoff zu Wasserstoff. Die durchgeführten Messungen können jedoch trotzdem für eine Eingrenzung der auftretenden Raten verwendet werden.

Ziel der Messung ist die Bestimmung der Energierate in den Detektoren unter normalen Experiment-Bedingungen. Dabei ist lediglich die deponierte Energie im Detektor relevant. Nicht relevant ist, welche Sorte von Teilchen die Energie deponiert hat oder durch welche physikalischen Prozesse im Target die Teilchen erzeugt werden, die sich in Richtung des Targets bewegen.

Das bedeutet, dass alle Prozesse, die der Photonenstrahl im Target hervorruft, relevant sein können. Dies können gleichermaßen elektromagnetische Prozesse sein wie Photoproduktion von Hadronen. Dabei ist zu beachten, dass jeder Prozess eine eigene Energie- und Winkelabhängigkeit besitzt sowie unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für verschiedene Targetmaterialien hat.

Um verschiedene Targets exakt vergleichen zu können, die aus unterschiedlichen Atomen

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

oder auch nur einem unterschiedlichen Mengenverhältnis bestehen, müssen für alle auftretenden Prozesse die Wirkungsquerschnitte aufintegriert werden. Dabei muss ebenfalls die Energieabhängigkeit der Intensität des einlaufenden Photonenstrahls berücksichtigt werden, die nur näherungsweise bekannt ist.

Ein exakter Vergleich ist für diese Messung jedoch nicht erforderlich. Selbst wenn der Fehler auf die gemessene Energierate  $\pm 50\%$  beträgt, kann die Frage beantwortet werden, ob der ratenbedingte Verstärkungseinbruch in einem akzeptablen Rahmen liegt.

Da Veränderungen der Targetgeometrie zu einer veränderten Energierate führen können, ist ohnehin nur eine Abschätzung der Größenordnung möglich. Beispielsweise kann ein transversales Magnetfeld, das für Transversalpolarisation erforderlich ist, Elektronen und Positronen in die Detektorkristalle lenken, die ohne Magnetfeld durch die vordere Öffnung im Crystal-Barrel-Kalorimeter entkommen würden.

Als Maß für die Quantifizierung des Targets wird die Flächenbelegung verwendet, also wie viele Atome pro Quadratcentimeter vorhanden sind. Neben anderen Größen fließen Dichte und Länge des Targets in die Flächenbelegung ein.

Zwei Targets entsprechen einander, wenn alle Flächenbelegungen übereinstimmen. Da das im Test verwendete Targetmaterial eine andere chemische Zusammensetzung hat, ist es jedoch nicht möglich, eine Länge für die Nachbildung anzugeben, bei der diese dem echten Target entspricht.

Trotzdem sind drei aussagekräftige Fälle möglich:

1. Die Nachbildung wird so gewählt, dass die Flächenbelegungen aller Atomsorten größer oder gleich denen des echten Targets ist.  
In diesem Fall ergibt sich eine obere Schranke für die Energierate, welche unter späteren Messbedingungen zu erwarten ist.
2. Im umgekehrten Fall, in dem alle Flächenbelegungen der Nachbildung kleiner oder gleich denen des echten Targets sind, ergibt sich eine untere Schranke.
3. Die Nachbildung wird so dimensioniert, dass die Flächenbelegung der schwereren Atome der des echten Targets entspricht.  
Da die elektromagnetischen Prozesse an diesen die größten Wirkungsquerschnitte haben, ist für diesen Fall eine gute Annäherung zu vermuten.

Zunächst soll nun die Flächenbelegung  $A_T$  des echten Targets berechnet werden. Diese ergibt sich aus

$$A_T = \frac{\rho \cdot l \cdot N_A \cdot n \cdot f}{M}. \quad (6.45)$$

Dabei entspricht  $\rho$  der Dichte des Materials,  $l$  der Länge des Targets,  $N_A$  der Avogadrokonstanten,  $n$  der Anzahl der Atome der betrachteten Atomsorte pro Molekül,  $f$  der Füllfaktor des Targets und  $M$  der molaren Masse des betrachteten Materials.

Butanol hat bei der Betriebstemperatur des Targets eine Dichte von  $\rho = 0,94 \text{ g/cm}^3$  [Roh03], Butanol hat eine molare Masse von  $M = 74 \text{ g/mol}$  [Roh03]. Je Molekül sind  $n = 9$  Wasserstoffatome,  $n = 4$  Kohlenstoffatome und  $n = 1$  Sauerstoffatom vorhanden. Die Länge des Targets beträgt  $l = 2 \text{ cm}$  [Jü12]. Das Butanol ist im Target in Form von kleinen Kugeln vorhanden. Dadurch ergibt sich eine nicht vollständige Ausfüllung des Targetvolumens. Dies wird im Füllfaktor erfasst, welcher für das aktuelle Target  $f = 0,610 \pm 0,015$  beträgt [Jü12].

Für die Targetnachbildung wurden die folgenden Parameter verwendet:  $\rho = 1,4 \text{ g/cm}^3$ ,  $M = 30 \text{ g/mol}$ ,  $n_H = 2$ ,  $n_C = 1$ ,  $n_O = 1$ ,  $l = 1 \text{ cm}$  und  $f = 1$ .

Die damit berechneten Flächenbelegungen des Targets sind in Tabelle 6.15 aufgeführt. Damit ergibt sich für die obere Schranke  $l = 1,7$  cm, für die untere Schranke  $l = 0,3$  cm und

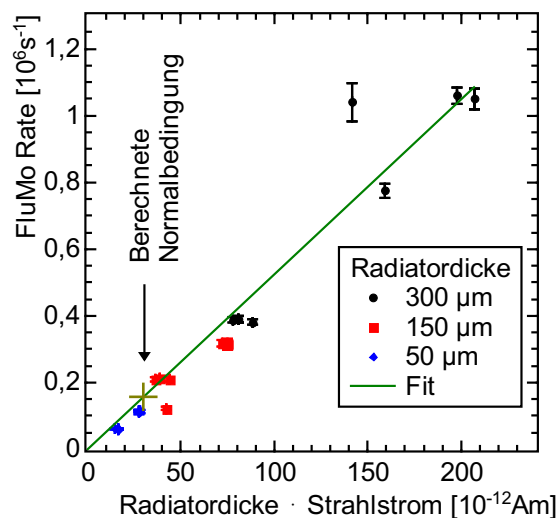
Material	Flächenbelegung im Target [ $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ]	Flächenbelegung in 1 cm Nachbildung [ $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ]	Notwendige Länge der Nachbildung [cm]
Wasserstoff	9,3	5,6	1,7
Kohlenstoff	3,8	2,8	1,4
Sauerstoff	0,93	2,8	0,3
Helium	1,5	0	—
C und O gemeinsam	4,7	5,6	0,84

**Tabelle 6.15.:** Flächenbelegung des polarisierten Targets, der Targetnachbildung und notwendige Länge der Nachbildung für gleiche Flächenbelegung.

für den vermutlich realistischen Fall  $l = 0,8$  cm.

Bei der oberen Schranke ist zu beachten, dass auch in diesem Fall das Helium des echten Targets nicht vorhanden ist. Im Vergleich zum echten Target ist jedoch der Überschuss an Sauerstoffatomen größer als die Anzahl der fehlenden Heliumatome. Da die Kernladungszahl und Nukleonenzahl von Helium kleiner sind als die von Sauerstoff, sind an Sauerstoff größere Wirkungsquerschnitte zu erwarten, sodass sich insgesamt unter dieser Annahme tatsächlich eine obere Schranke ergibt.

Bei üblichen Messbedingungen am CBELSA/TAPS-Experiment wird die Bremsstrahlung durch einen Elektronenstrahl mit  $I = 600$  nA an einem Radiator entsprechend Kupfer mit einer Dicke von  $d = 50$   $\mu\text{m}$  erzeugt.



**Abbildung 6.61.:** Mit dem Flussmonitor FluMo gemessene Rate in Abhängigkeit vom Produkt aus Radiatordicke und Elektronenstrahlstrom. Die Linie entspricht einem Fit der Funktion  $y = a \cdot x$  an die Daten. Die aus dem Fit bestimmten Normalbedingungen sind als gelbes Kreuz eingezeichnet.

Abbildung 6.61 zeigt, dass die im Flussmonitor gemessene Rate sowohl mit der Dicke des Radiators als auch mit dem Elektronenstrahlstrom linear skaliert. Ein Fit der Funktion  $y = a \cdot x$  ergibt eine Steigung von  $a = 5,240(2) \cdot 10^{18} \text{ A}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

Damit ergibt sich unter Standardbedingungen eine Rate im FluMo von

$$f_{\text{FluMo}} = 157200 \text{ s}^{-1}. \quad (6.46)$$

Die Energierate pro FluMo-Rate in Kristall 4 ergibt sich aus

$$\dot{E}/f_{\text{FluMo}} = 23,3 \text{ keV/mm} \cdot d + 96 \text{ keV} \quad (6.47)$$

(siehe Tabelle 6.14), wobei  $d$  die Dicke des Targets ist.

Zur Berechnung des Verstärkungsabfalls wird neben Gleichung 6.44 noch ein Faktor 2,28 aufgeschlagen, der sich aus dem Vergleich mit der Messung der ADC-Spannung ergibt. Tabelle

Fall	Targetdicke	Energierate	Verstärkungseinbruch	
		normal	normal	hohe Rate
Minimal	0,3 cm	26 GeV/s	0,11%	1,1%
Schätzung	0,84 cm	46 GeV/s	0,18%	1,8%
Maximal	1,7 cm	77 GeV/s	0,31%	3,1%

**Tabelle 6.16.:** Verstärkungseinbruch für die untere und obere Schranke des Targetäquivalents sowie den geschätzten realistischen Fall. Berechnete Werte für aktuelle und im Faktor 10 erhöhte Rate.

6.16 zeigt den so berechneten Abfall der Verstärkung für den unteren und oberen Grenzfall sowie für den geschätzten realistischen Fall, für aktuelle Bedingungen und einen um Faktor 10 erhöhten Photonenfluss.

Unter aktuellen Bedingungen ergibt sich ein Abfall der Verstärkung um Maximal 0,3%. Dieser Wert ist knapp eine Größenordnung kleiner als die Energieauflösung bei den höchsten Energien von  $\frac{\sigma_E}{E} = 1,8\%$  (siehe Abbildung 6.43). Damit erscheint der Abfall der Verstärkung unter diesen Bedingungen vernachlässigbar. Bei einer Erhöhung des Photonenflusses um Faktor 10 ergibt sich jedoch auch ein um den gleichen Faktor größerer Einbruch, welcher dann nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Aufgrund dieses Ergebnisses wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Version der Hochspannungsversorgung entwickelt. Ebenfalls wurde auf dem Vorverstärker der Vorwiderstand angepasst. Mit beiden Änderungen ergibt sich rechnerisch eine Abhängigkeit die rund Faktor 30 geringer ist. Die verbesserte Stabilität wurde mit einer Messung mit Lichtpulser quantitativ verifiziert [Mü13].

### 6.6.7. Zusammenfassung - Charakterisierung der Ratenabhängigkeit

Der ratenbedingte Einbruch des Verstärkungsfaktors der APD wurde unter möglichst realistischen Bedingungen des CBELSA/TAPS-Experiments gemessen. Dazu wurde in dieser Arbeit das aufgezeichnete Vorverstärkersignal ausgewertet. Der Vergleich mit alternativen Messmethoden zeigt, dass mit dieser Methode zwar proportionale Ergebnisse erzielt werden, jedoch etwa ein Faktor 2 zu wenig gemessen wird.

Der so bestimmte Verstärkungseinbruch ist unter aktuellen Normalbedingungen noch akzeptabel, nicht jedoch bei der gemäß Planung erhöhten Strahlintensität. Daher wurden Modifikationen im Frontend vorgenommen, mit denen ein Faktor 30 geringerer Verstärkungseinbruch erreicht wird.

## 6.7. Zusammenfassung - Testmessung mit dem Prototypen

Es wurde ein Teststand aufgebaut, bestehend aus einer  $3 \times 3$ -Kristallmatrix mit der neuen Frontendelektronik und einer Backendelektronik, wie sie nach dem Trigger-Upgrade im CBELSA/TAPS-Experiment vorhanden sein wird.

Für verschiedene Tests wurden zwei  $3 \times 3$ -Testdetektoren aufgebaut, wobei der zweite Detektor eine verbesserte Version der Elektronik enthält. Mit diesen Detektoren wurden Testmessungen an energiemarkierten Photonenstrahlen an den Beschleunigern ELSA und MAMI durchgeführt, um den Zeitzweig und den Energiezweig zu charakterisieren. Der Energiebereich der markierten Photonen für diese Testmessungen lag bei  $9,5 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3,1 \text{ GeV}$ .

Für das Zeitsignal haben die Messungen ergeben, dass bei den Signalen der einzelnen Detektoren Diskriminatorschwellen entsprechend  $E_T = 6 \text{ MeV} \dots 11 \text{ MeV}$  eingestellt werden können, wenn das Signal in einem Koinzidenztrigger verwendet werden soll. Niedrigere Schwellen würden zu hohen Dunkelzählraten führen, was Zufallskoinzidenzen verursachen würde. Die minimal erreichbare Schwelle ist vom einzelnen Kristall abhängig. Ein Zusammenhang mit der Lichtausbeute des Kristalls wurde gefunden, jedoch besteht keine perfekte Korrelation. Weiter wurde die Energieabhängigkeit der Latenz  $t_0(E_K)$  und der Zeitauflösung  $\sigma_t(E_K)$  von der Schwelle betrachtet und eine Darstellungsweise gefunden, in der verschiedene Messungen leicht vergleichbar sind.

Die verbesserte Version der Elektronik mit doppeltem Vorverstärker und niedrigerer Verlustleistung des Leitungstreibers hat eine um 20% bessere Zeitauflösung und erreicht im Mittel rund 40% niedrigere Schwellen als die Version des ersten Testdetektors.

Es wurde ein Algorithmus getestet, welcher den Walk der Zeitsignale reduziert. Die gemessenen Eigenschaften des resultierenden Signals sind passend zur Einbindung in die erste Triggerstufe des CBELSA/TAPS-Experiments. Außerdem wurde gezeigt, dass die analoge Summierung der Zeitsignale im Teststand funktioniert. Die in der Summe minimal nutzbare Schwelle konnte aus den Einzelkristallschwellen vorhergesagt werden. Mit einer analogen Rechnung für das gesamte Crystal-Barrel-Kalorimeter ergibt sich eine Schwelle von rund  $E_T \approx 220 \text{ MeV}$ .

Mit dem Energiesignal wurde die Energieauflösung des Testdetektors gemessen. Die dabei erhaltenen Werte entsprechen denen, die bereits früher mit dem Crystal-Barrel-Kalorimeter am LEAR (CERN) gemessen wurden. In der neuen Messung sind Messwerte über einen größeren Energiebereich vorhanden.

Die Messwerte wurden mit Simulationen verglichen, wobei nur geringe Abweichungen gefunden wurden. Mit der Simulation wurde der Einfluss von Geometriefehlern untersucht sowie dem Einfluss von Kalibrierungsfehlern, Rauschen, der Taggerauflösung, der Luftstrecke vor dem Detektor und der Wasserstofftargetzelle, die sich vor dem Detektor befand.

Weiter wurde die Ratenabhängigkeit der Energieauflösung untersucht. Bis zu einer Steigerung der Photonenstrahlintensität um den Faktor 4,5 ergeben sich nur geringe Einbußen in der Auflösung.

In einer Messung mit Lichtpulser wurde die Möglichkeit untersucht, die Zeit der Ereignisse im Energiekanal zu bestimmen. Dabei ergibt sich eine ähnliche Auflösung wie im Zeitkanal. Vorteilhaft ist, dass eine Zeitbestimmung schon bei Energieeinträgen 500 keV möglich ist. Dem steht jedoch eine deutlich höhere Latenz gegenüber, sodass diese Information nicht im Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments verwendet werden kann.

Schließlich wurde der intensitätsbedingte Einbruch der Verstärkung bei hohen Zählraten untersucht. Dazu wurde der Testaufbau so modifiziert, dass die Bedingungen im Messbetrieb

## 6. Testmessung mit dem Prototypen

des CBELSA/TAPS-Experiments nachempfunden wurden. Aufgrund der Messungen wurde eine unempfindlichere Version des Frontends entwickelt, mit der der Einbruch der Verstärkung maximal bei 0,1% liegt, wenn die Intensität des Photonenstrahls um Faktor 10 erhöht wird.

# Kapitel 7.

## Zusammenfassung und Ausblick

Bei Impulsüberträgen von  $\sim 1$  GeV/c liegt die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei  $\alpha_S \approx 1$ , weswegen die Quantenchromodynamik (QCD) in diesem Bereich störungstheoretisch nicht lösbar ist. Um Vorhersagen von Modellen und modernen Gitter-QCD-Rechnungen zu testen, können die Anregungszustände von Protonen und Neutronen untersucht werden. Eine besondere Schwierigkeit in der Spektroskopie von Nukleonen sind die energetischen Breiten der Anregungszustände, die in der gleichen Größenordnung wie deren Abstände liegen ( $\sim 150$  MeV). Dies führt dazu, dass die einzelnen Zustände überlappen und schwach koppelnde Resonanzen von stärkeren völlig überdeckt werden können.

Die Anregungszustände können durch eine Partialwellenanalyse (PWA) aus experimentellen Daten der Photoproduktion von Mesonen am Nukleon bestimmt werden. Um eine eindeutige Lösung der PWA zu erhalten, ist eine ausreichende Datenbasis notwendig, bestehend aus differentiellem Wirkungsquerschnitt, Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen. Die Polarisationsobservablen sind von besonderer Bedeutung. In diesen kommen schwach koppelnde Resonanzen stärker zur Geltung, da sich die messbaren Asymmetrien aus Interferenzen verschiedener Anregungszustände ergeben.

Die Kopplungsstärke der Resonanzen ist unterschiedlich für verschiedene Endzustände. Außerdem ist die Kopplung der Nukleonresonanzen an Neutron und Proton unterschiedlich. Um also ein vollständiges Bild vom Nukleonspektrum zu erhalten, müssen verschiedene Endzustände von Reaktionen am Proton und am Neutron untersucht werden. Am CBELSA/TAPS-Experiment am Elektronenbeschleuniger ELSA (Bonn) wurden bereits zahlreiche Messungen von Polarisationsobservablen am Proton durchgeführt. Das Messprogramm auf das Neutron zu erweitern, ist ohne weiteres nur sehr eingeschränkt möglich, da die Nachweiseffizienz von vollständig neutralen Endzuständen nur in einem sehr eingeschränkten Winkelbereich hoch ist. Um eine hohe Effizienz für den gesamten Winkelbereich zu erreichen, muss das Hauptkalorimeter, das Crystal-Barrel-Kalorimeter, in die erste Triggerstufe eingebunden werden. Dazu muss es mit einer neuen Ausleseelektronik ausgestattet werden. Die wesentliche Anforderung an die neue Auslese ist das Vorhandensein einer Zeitinformation pro Kristall, die eine hinreichend kurze Latenz aufweist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Großteil der neuen Elektronik entwickelt und getestet. Die neue Auslese besteht aus einem Frontend mit Avalanche Photodioden, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einer Baugruppe zur Bereitstellung und Überwachung der Hochspannung und einer Hauptplatine mit Leitungstreiber. Das vorhandene Backend wird durch einen Zeitzweig ergänzt. Dieser besteht aus einem Signalfilter, der auf schnelle Signale optimiert ist, einem Diskriminator, einem TDC und einem schnelleren Clusterfinder.

Um die neue Elektronik für den Umbau des Kalorimeters zu qualifizieren, wurden eine  $3 \times 3$ -Matrix aus Testdetektoren aufgebaut und verschiedene Messungen an energiemarkierten

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Photonenstrahlen an den Beschleunigern MAMI (Mainz) und ELSA (Bonn) durchgeführt.

Für den Energiezweig wurde die Energieauflösung der Detektormatrix im Energiebereich  $10 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3 \text{ GeV}$  bestimmt. Dabei wurde die Energieauflösung reproduziert, die mit dem Kalorimeter und der alten Ausleseelektronik an LEAR (CERN) gemessen wurde. Um den Einfluss verschiedener Faktoren wie beispielsweise Photonenstrahlgröße, Geometrie- und Kalibrierungsfehler auf die Energieauflösung zu verstehen, wurden ausführlich Simulationen durchgeführt.

Außerdem wurde untersucht, wie sich die Energieauflösung bei höheren Zählraten verändert. Dabei wurde bis zu einer Steigerung um den Faktor 4,5 nur eine geringe Verschlechterung im Energiebereich  $E_\gamma < 100 \text{ MeV}$  gefunden.

Weiter wurde untersucht, wie gut das Signal des Energiezweigs für eine Zeitmessung geeignet ist. Dabei wurde eine ähnliche Zeitauflösung wie im Zeitzweig gefunden. Zwar ist die Zeitinformation bis hin zu deutlich kleineren Energien extrahierbar, jedoch ist die Latenz der Information deutlich höher als im Zeitzweig, weswegen die Information nicht im Trigger verwendet werden kann. Schließlich wurde die Linearität der Energieinformation des Detektorsystems bestimmt.

Für den Zeitzweig wurde die Zeitauflösung bis zu einer detektierten Energie von  $E_K = 2 \text{ GeV}$  bestimmt. Die minimal einstellbaren Schwellen liegen bei der finalen Elektronik im Bereich  $6 \text{ MeV} < E_T < 11 \text{ MeV}$ , niedrigere Schwellen würden durch Rauschtrigger zu einer zu hohen Zufallskoinzidenzrate führen. Die bestehende Auslese hat bei einer deutlich höheren Latenz eine Schwelle von  $15 \text{ MeV}$ .

Bei einer Schwelle von  $E_T = 11 \text{ MeV}$  ergeben sich Zeitaufösungen von  $\sigma_t \lesssim 10 \text{ ns}$  bei einem Energieeintrag von  $E_K = 20 \text{ MeV}$  sowie  $\sigma_t \lesssim 5 \text{ ns}$  bei  $E_K = 40 \text{ MeV}$ . Bei einem Energieeintrag von  $E_K = 2 \text{ GeV}$  wird eine Zeitauflösung von  $\sigma_t \approx 1,5 \text{ ns}$  erreicht.

Im Zeitzweig wurde eine Summierschaltung aufgebaut und erfolgreich getestet, die eine schnelle Information über den Gesamtenergieeintrag im Kalorimeter liefert. Diese Information kann im Trigger verwendet werden.

In einer weiteren Messung wurde untersucht, wie sehr der Verstärkungsfaktor des Frontends von der Zählrate abhängt. Selbst bei einer Erhöhung der Photonenstrahlintensität um den Faktor 10 liegt die Variation der Verstärkung unterhalb von  $0,1\%$  und ist damit vernachlässigbar.

Die Elektronik konnte sich für den Detektorumbau qualifizieren. Die Baugruppen für die erste Hälfte des Crystal-Barrel-Kalorimeters wurden bereits hergestellt und werden aktuell eingebaut.

Nach dem erfolgten Umbau wird der Detektor in einer Testphase in Betrieb genommen und anschließend für Messungen an polarisierten Neutronen zur Verfügung stehen.



# Anhang A.

## Schaltpläne

### A.1. APD Hochspannungsversorgung rev. D

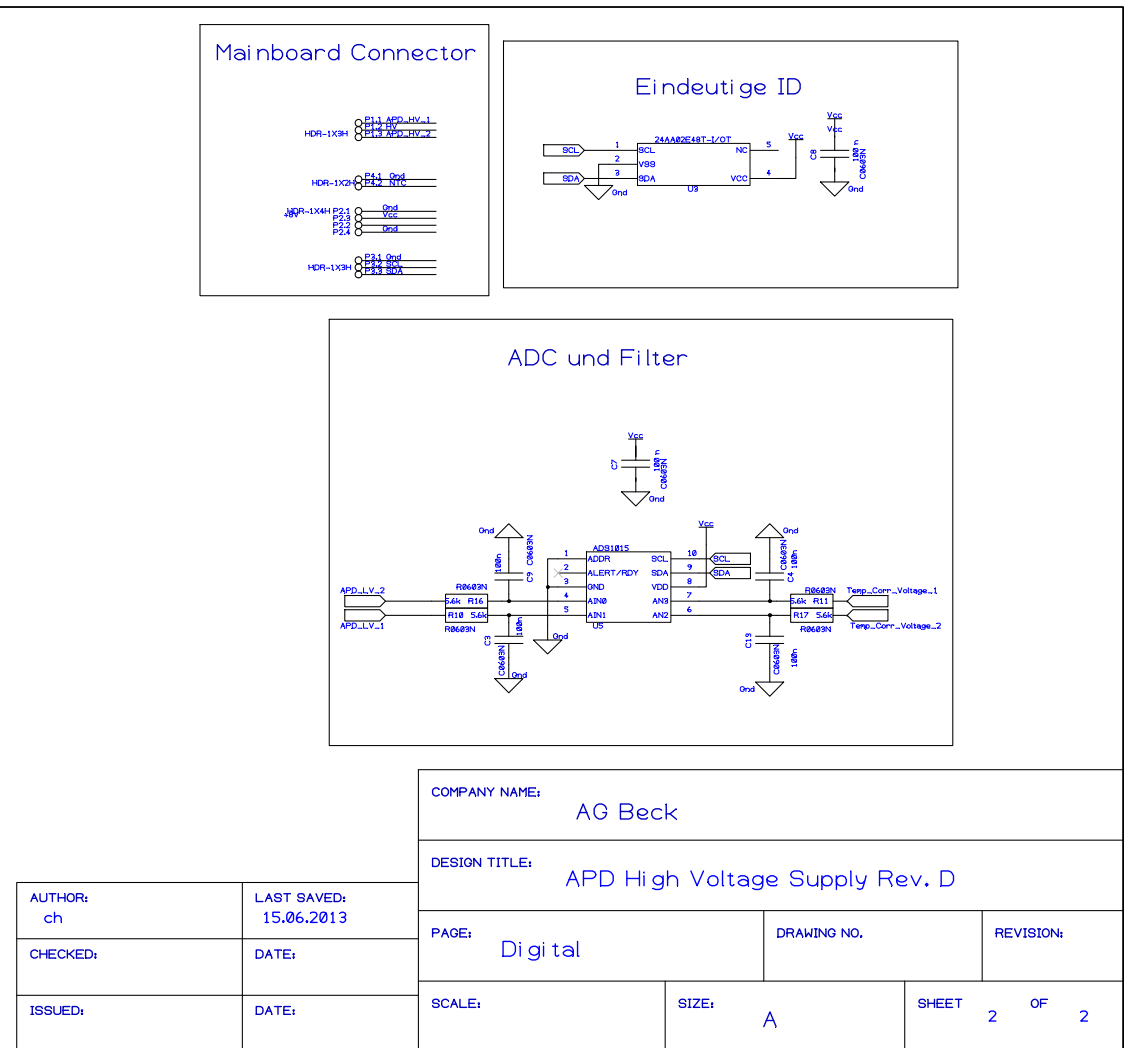


Abbildung A.1.: APD Hochspannungsversorgung rev. D Seite 2.

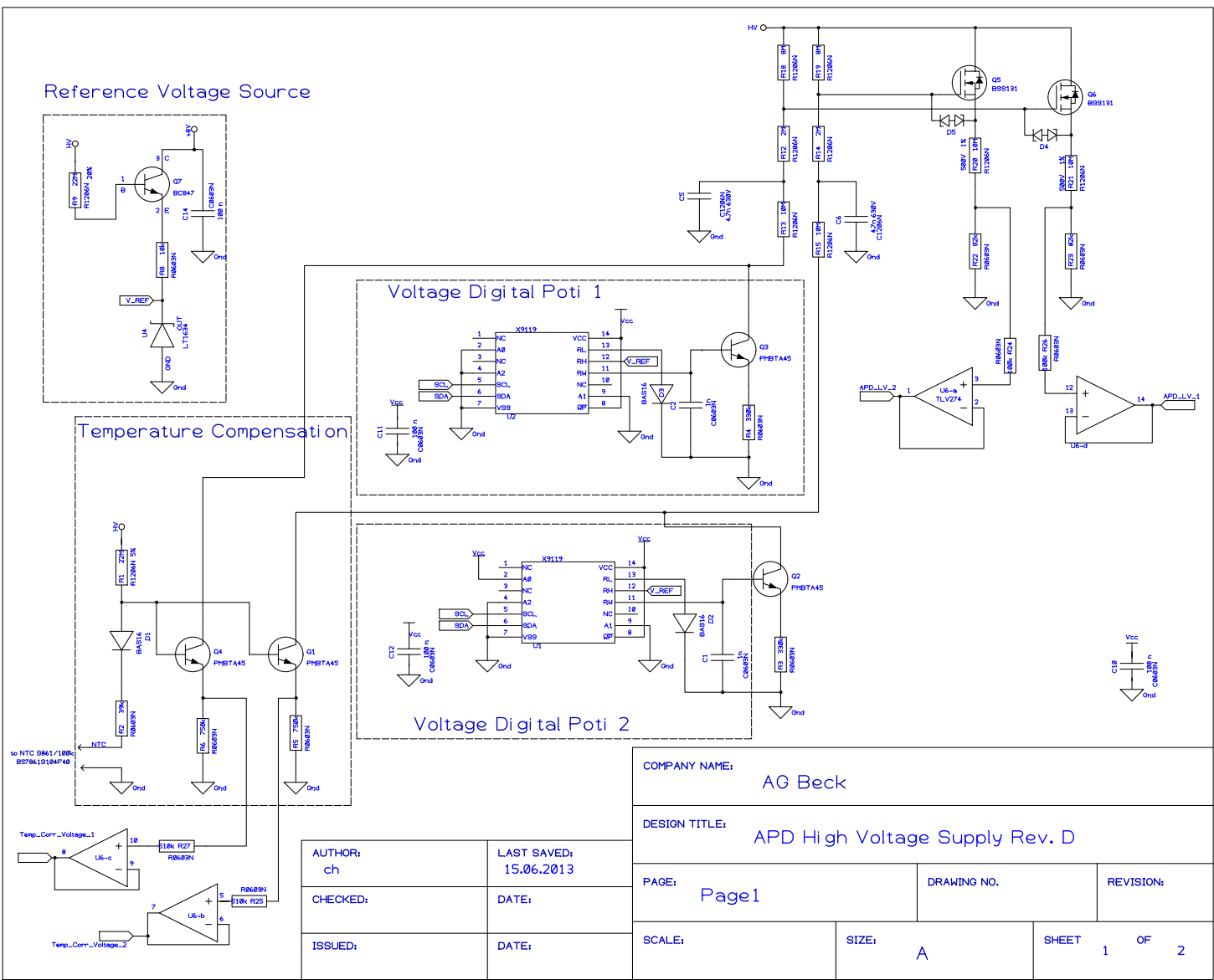


Abbildung A.2.: APD Hochspannungsversorgung rev. D Seite 1.

## A.2. APD Hochspannungsversorgung rev. F

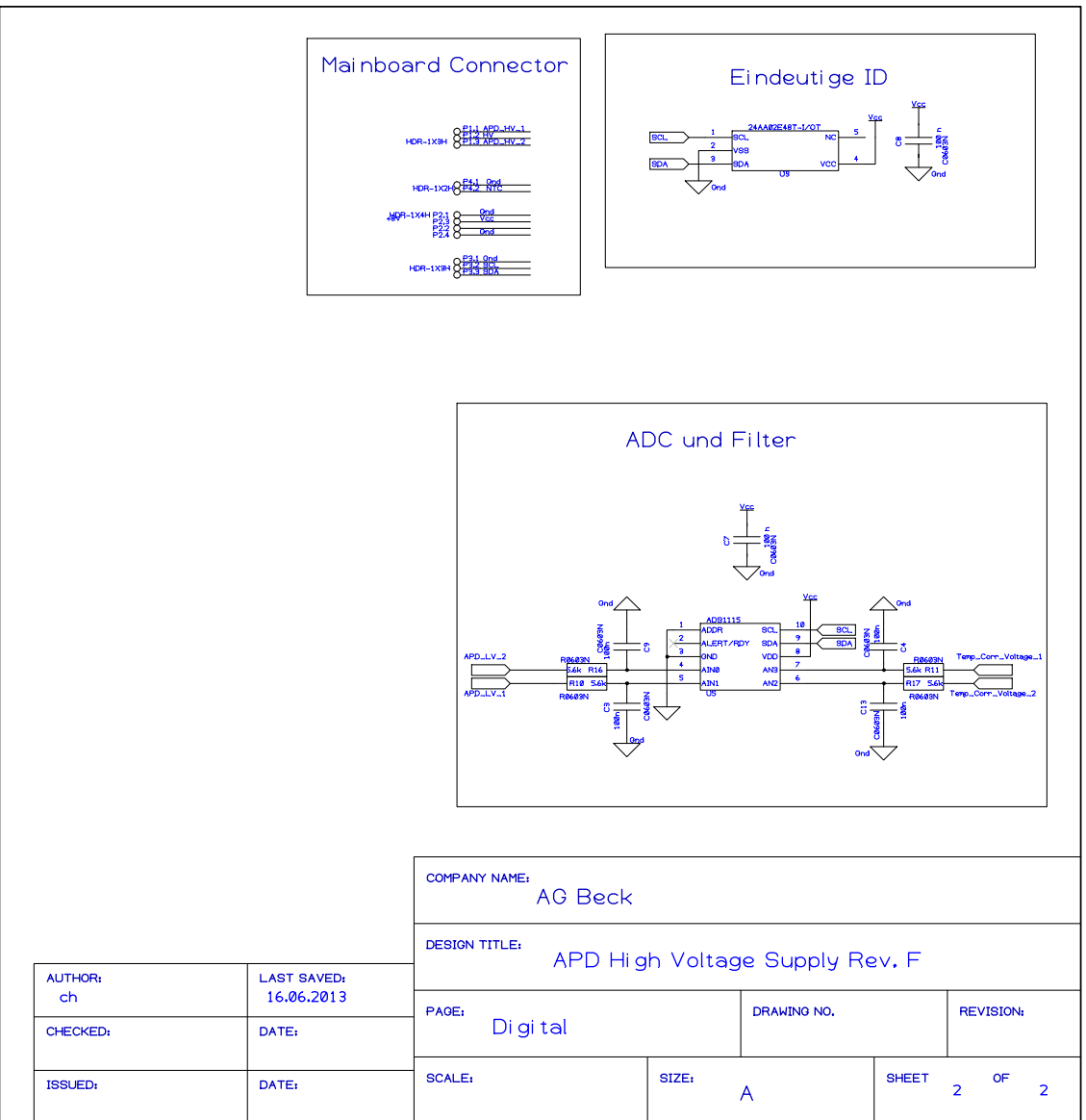


Abbildung A.3.: APD Hochspannungsversorgung rev. F Seite 2.

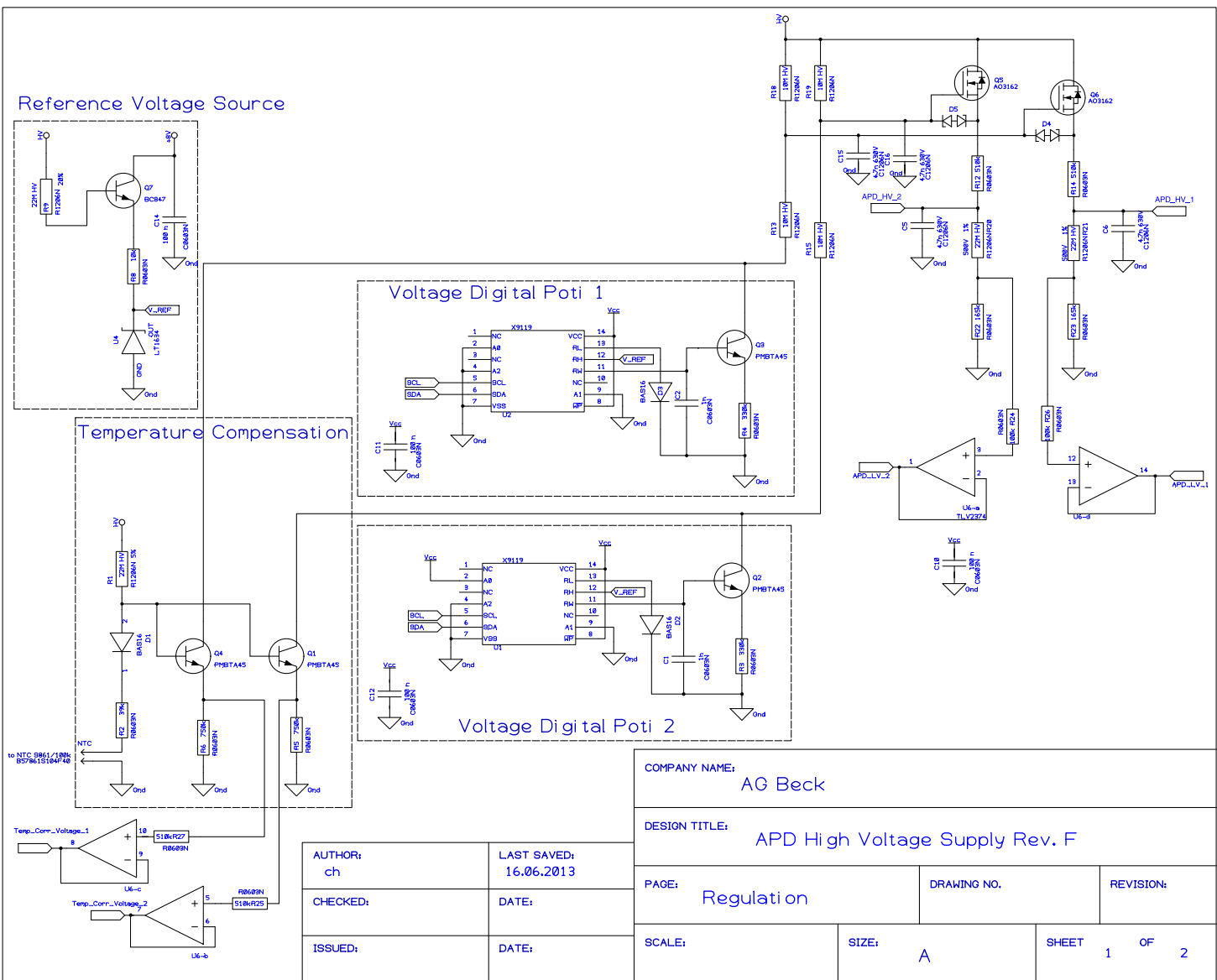
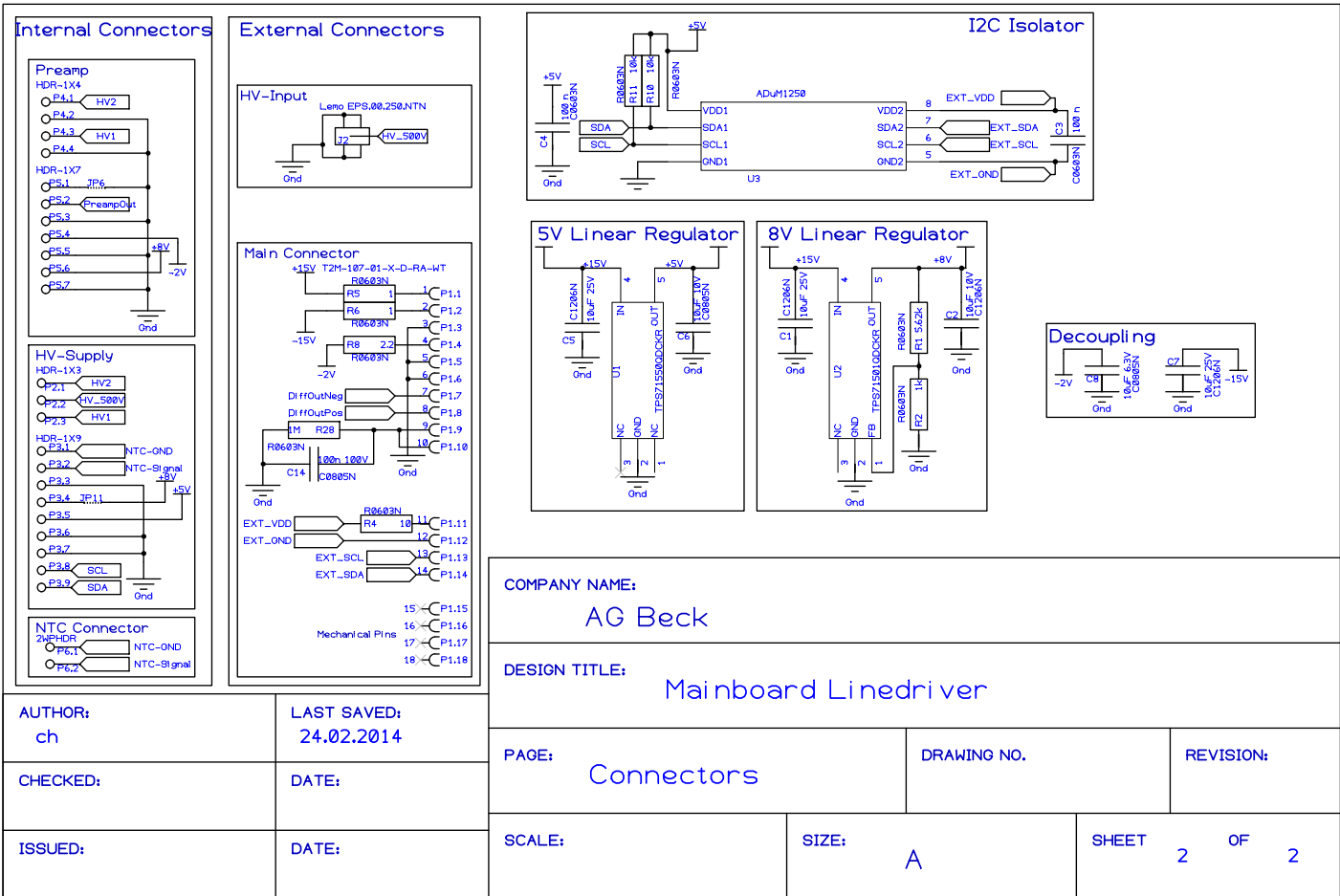


Abbildung A.4.: APD Hochspannungsversorgung rev. F Seite 1.

A.3. Mainboard 1. Version



COMPANY NAME: AG Beck			
DESIGN TITLE: Mainboard Li nedri ver			
PAGE: Connectors	DRAWING NO.	REVISION:	
SCALE:	SIZE: A	SHEET 2	OF 2

AUTHOR: ch	LAST SAVED: 24.02.2014
CHECKED:	DATE:
ISSUED:	DATE:

Abbildung A.5.: Schaltplan Mainboard 1. Version, Seite 1.

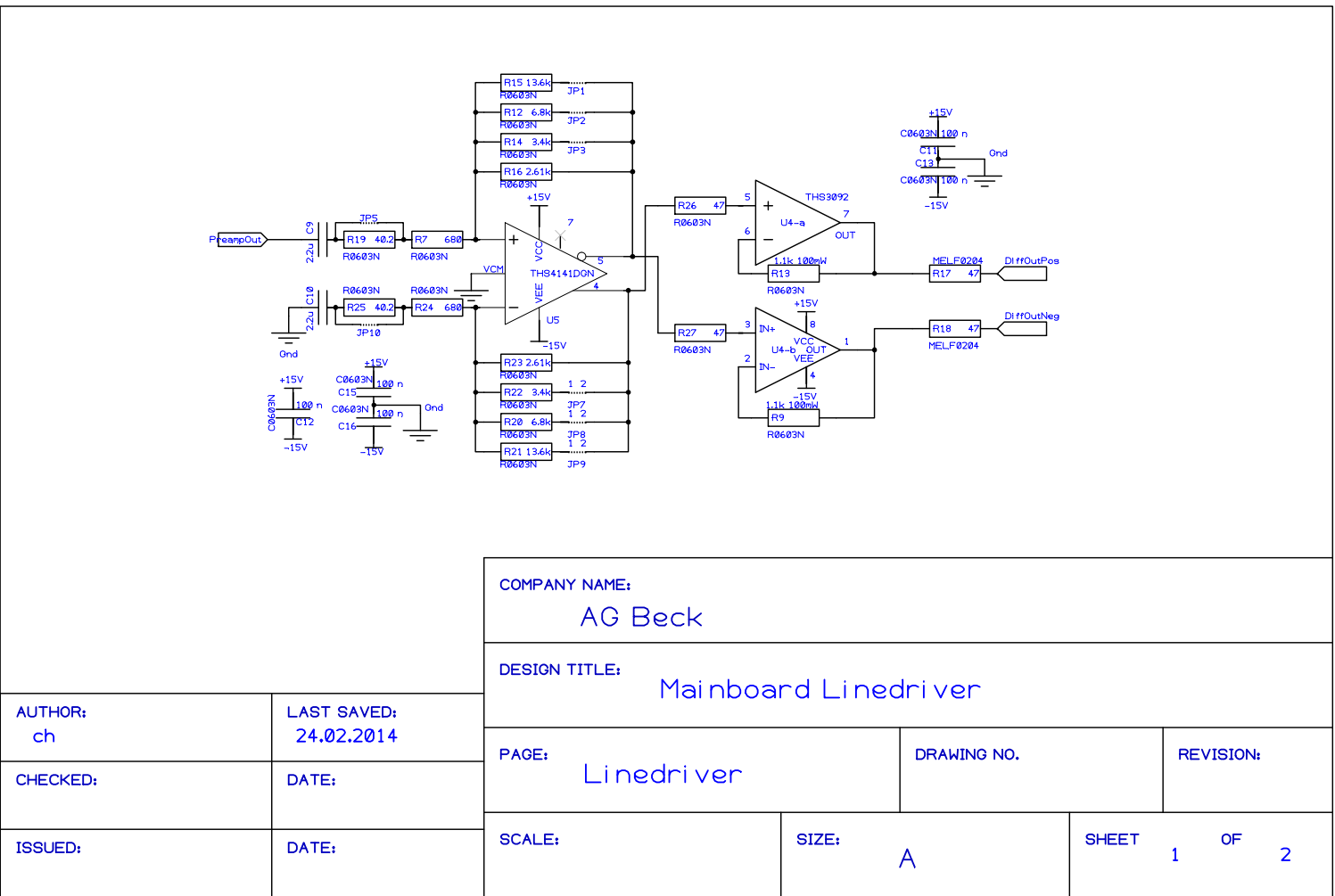


Abbildung A.6.: Schaltplan Mainboard 1. Version, Seite 2.

**A.4. Mainboard finale Version (Massenproduktion)**

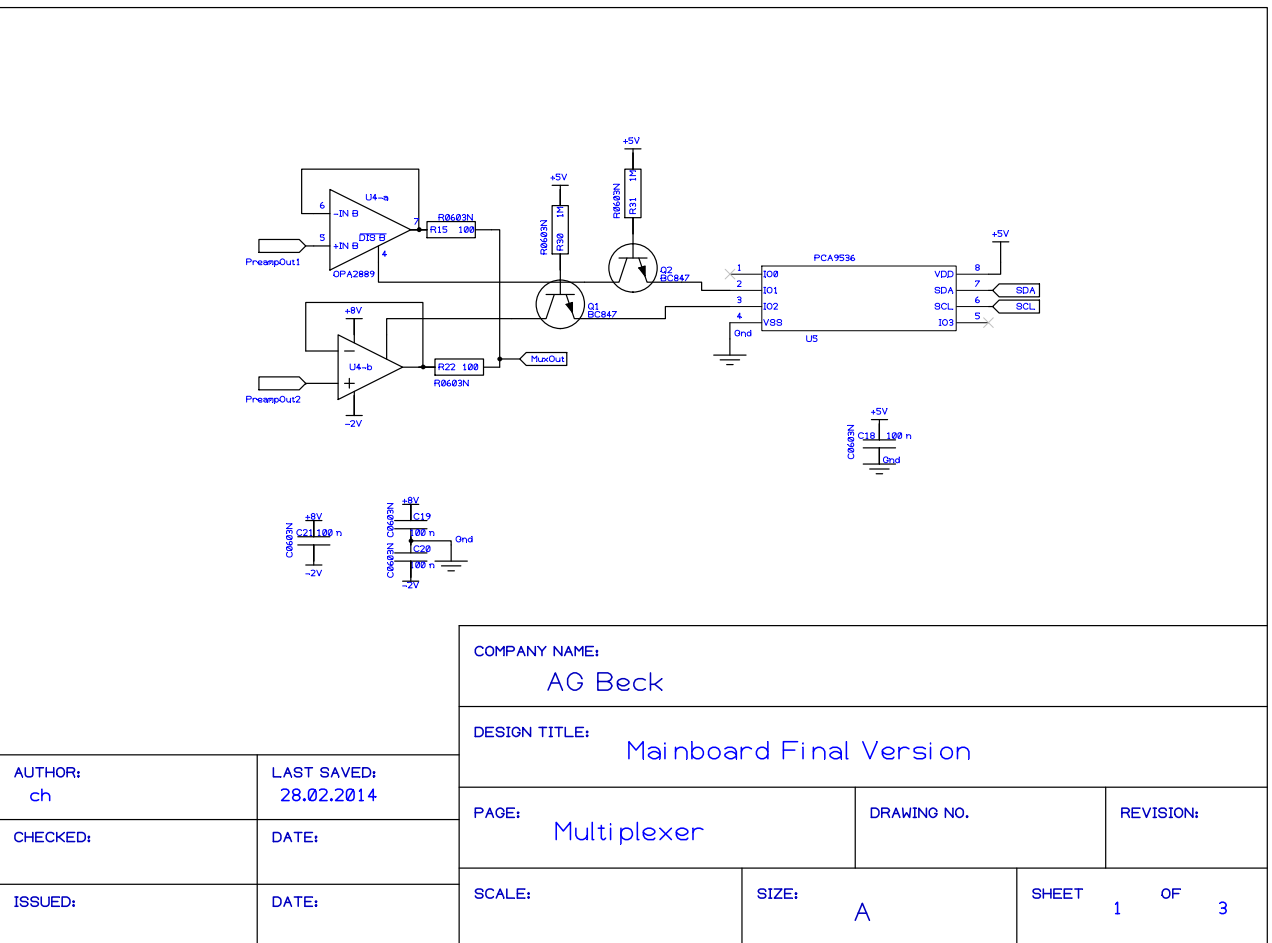


Abbildung A.7.: Schaltplan Mainboard finale Version, Seite 1.

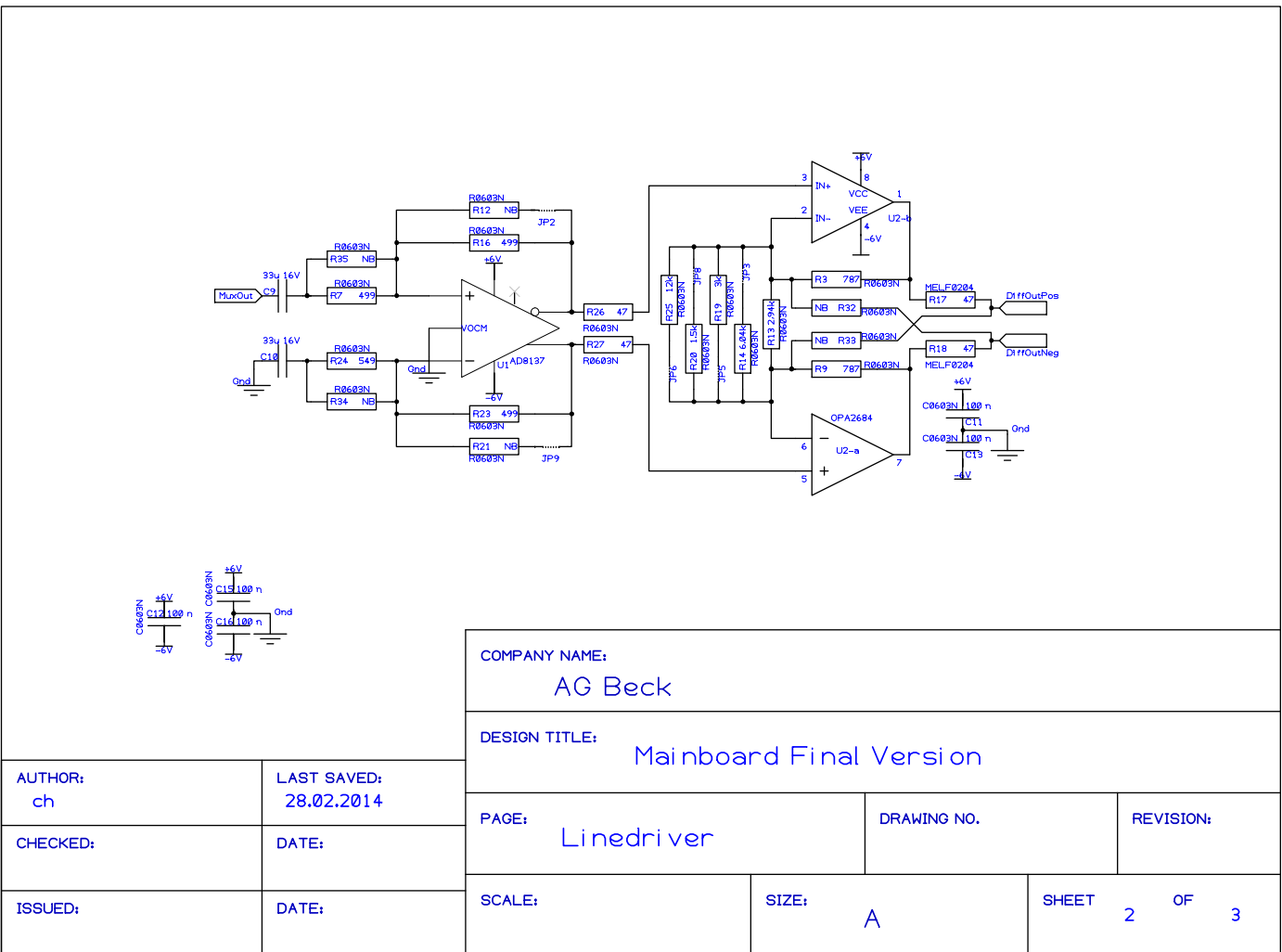


Abbildung A.8.: Schaltplan Mainboard finale Version, Seite 2.



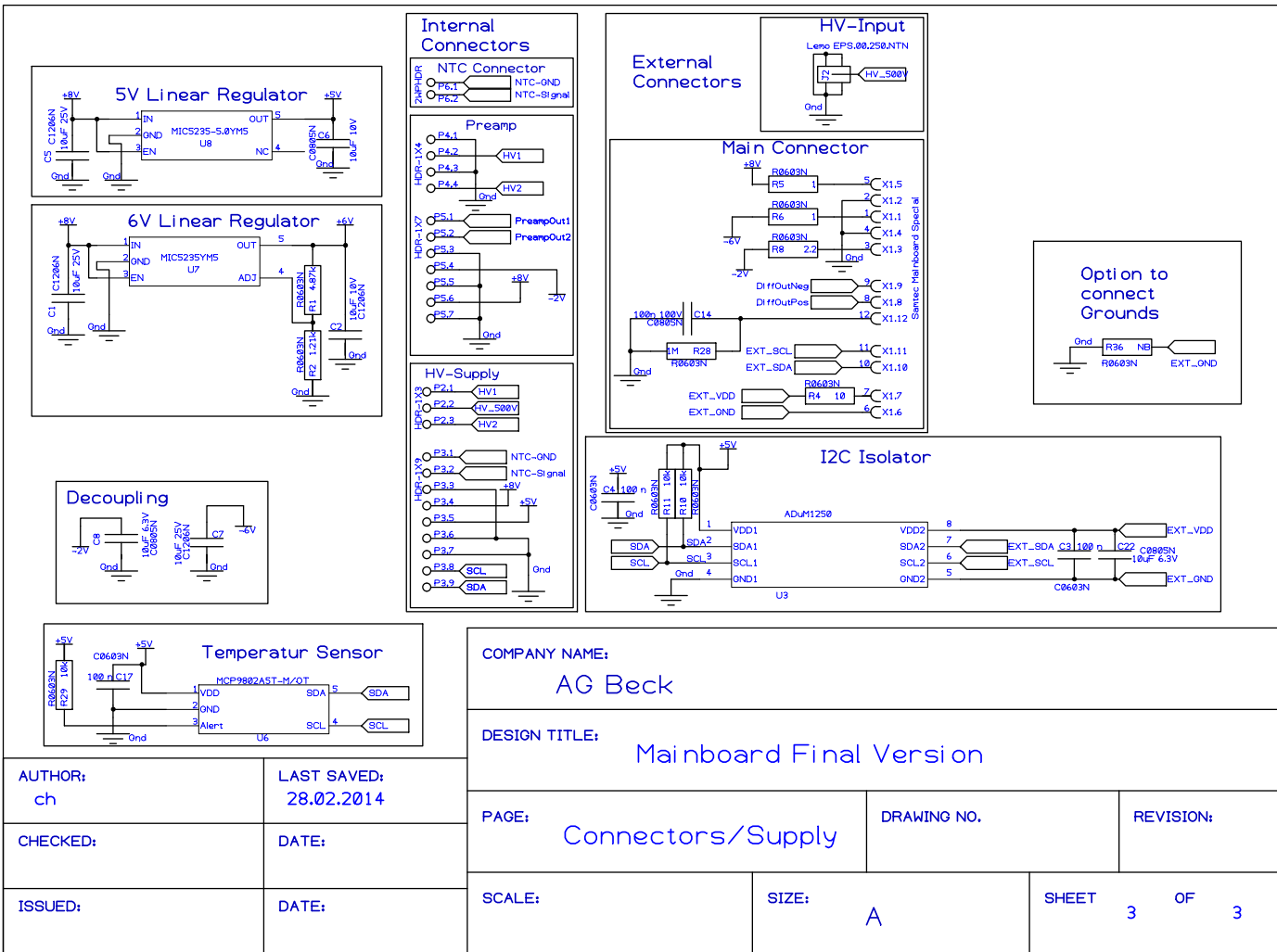


Abbildung A.9.: Schaltungsplan Mainboard finale Version, Seite 3.

**A.5. Diskriminator**

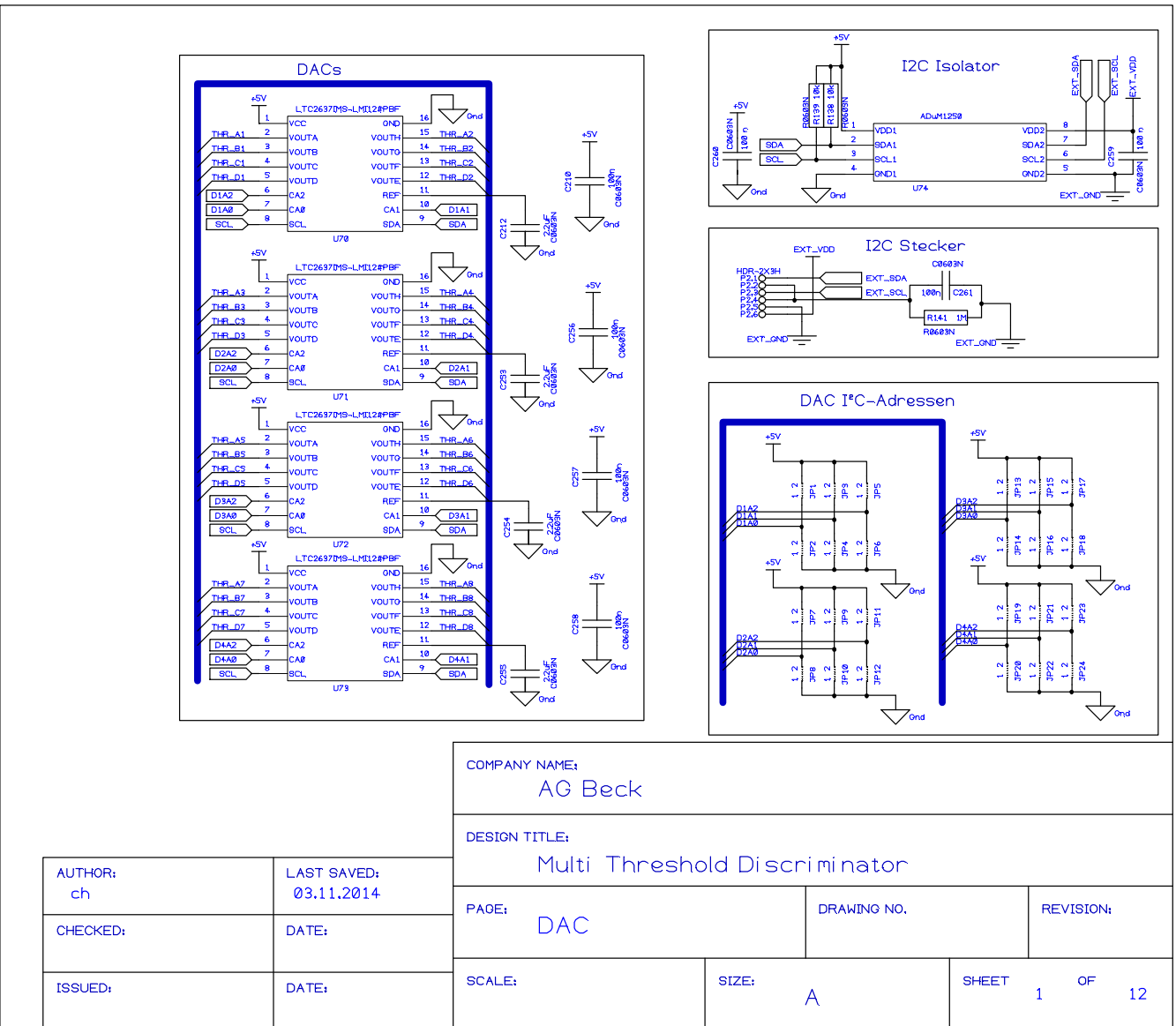
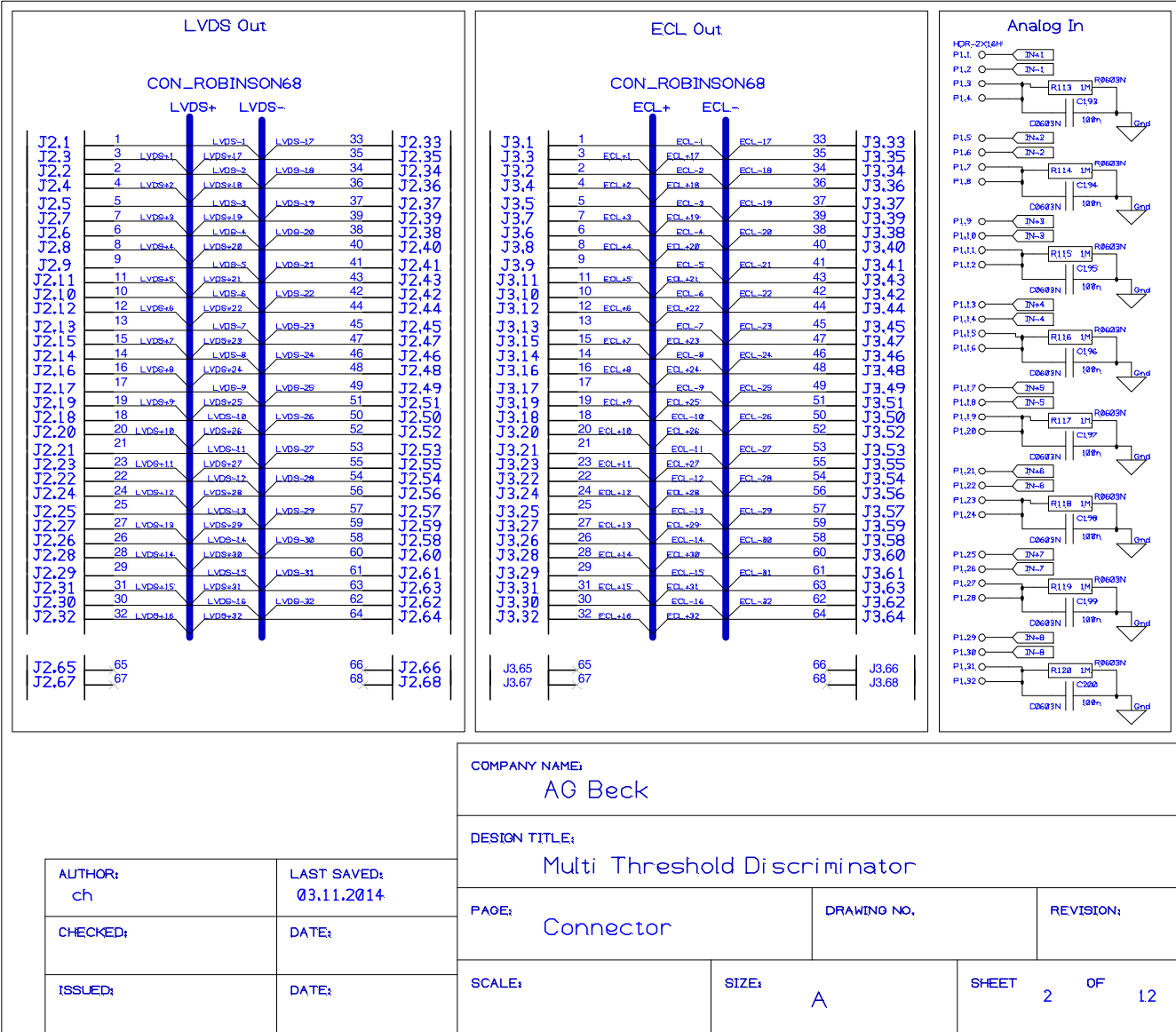


Abbildung A.10.: Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 1: DACs zur Einstellung der Schwellen.

Abbildung A.11.: Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators, Seite 2: Stecker für LVDS-, ECL- und Analogsignal.



COMPANY NAME: AG Beck			
DESIGN TITLE: Multi Threshold Discriminator			
PAGE: Connector	DRAWING NO.:	REVISION:	
SCALE:	SIZE: A	SHEET 2	OF 12

AUTHOR: ch	LAST SAVED: 03.11.2014
CHECKED:	DATE:
ISSUED:	DATE:

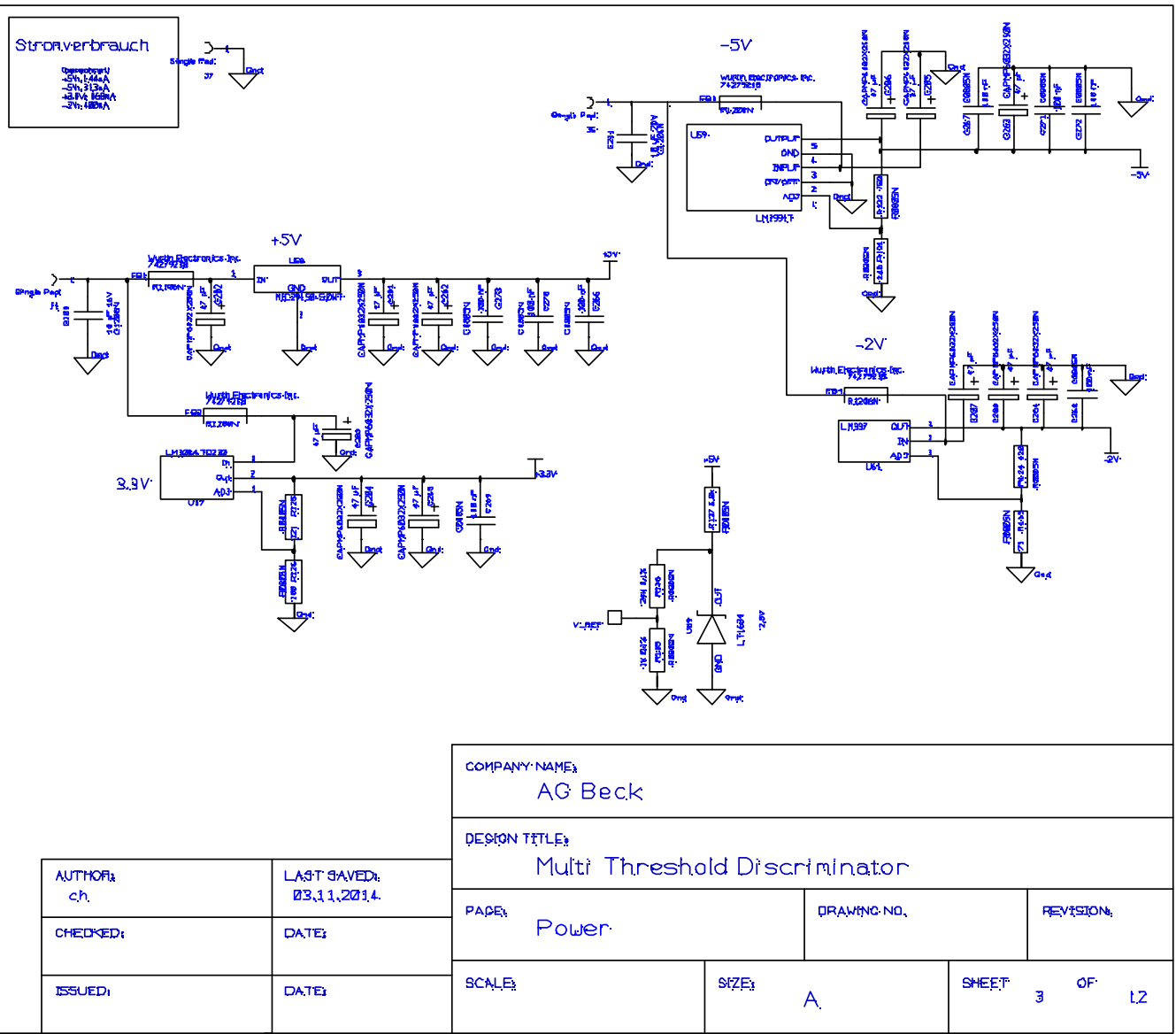


Abbildung A.12.: Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 3: Spannungsversorgung und Referenzquelle.

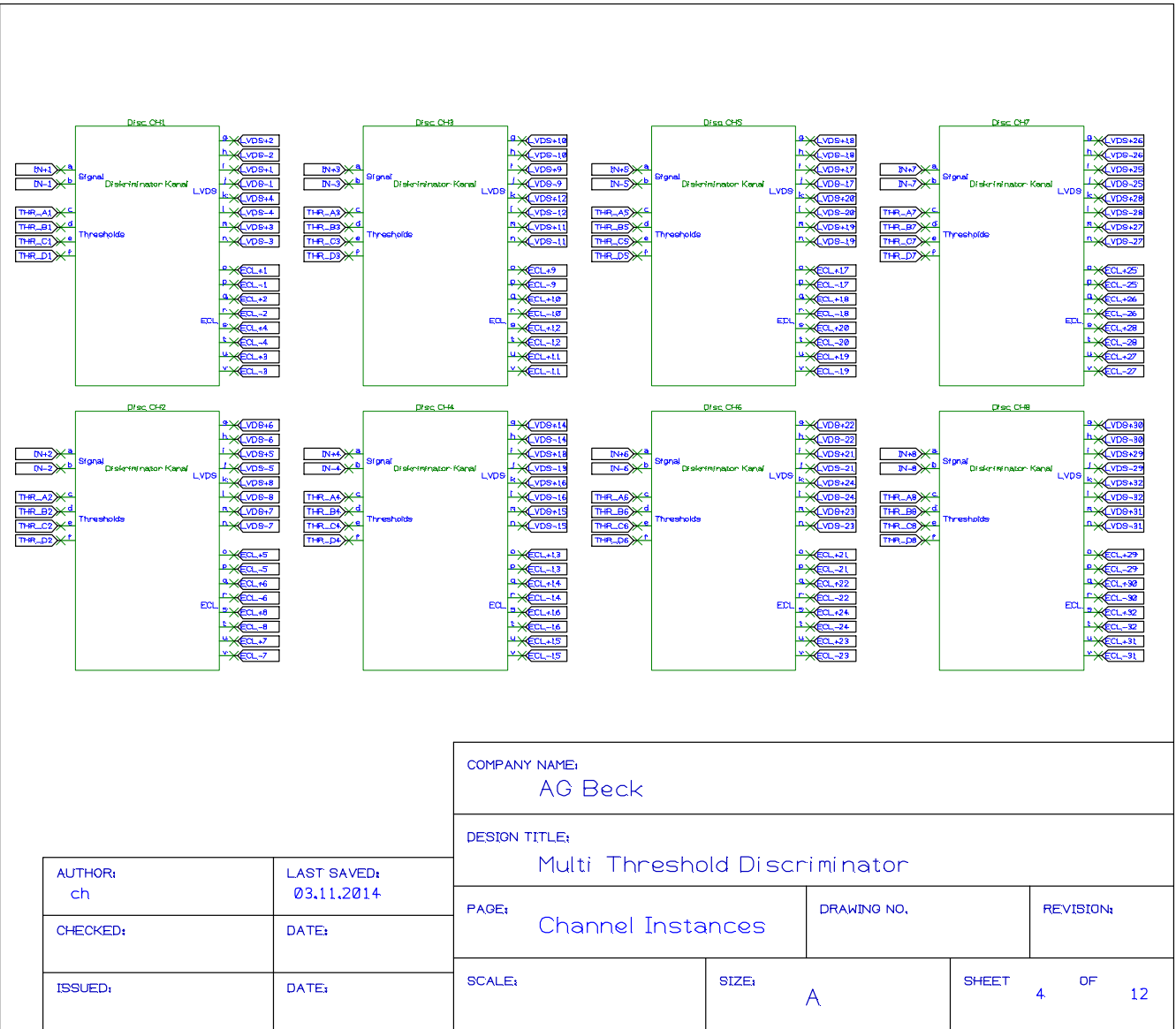
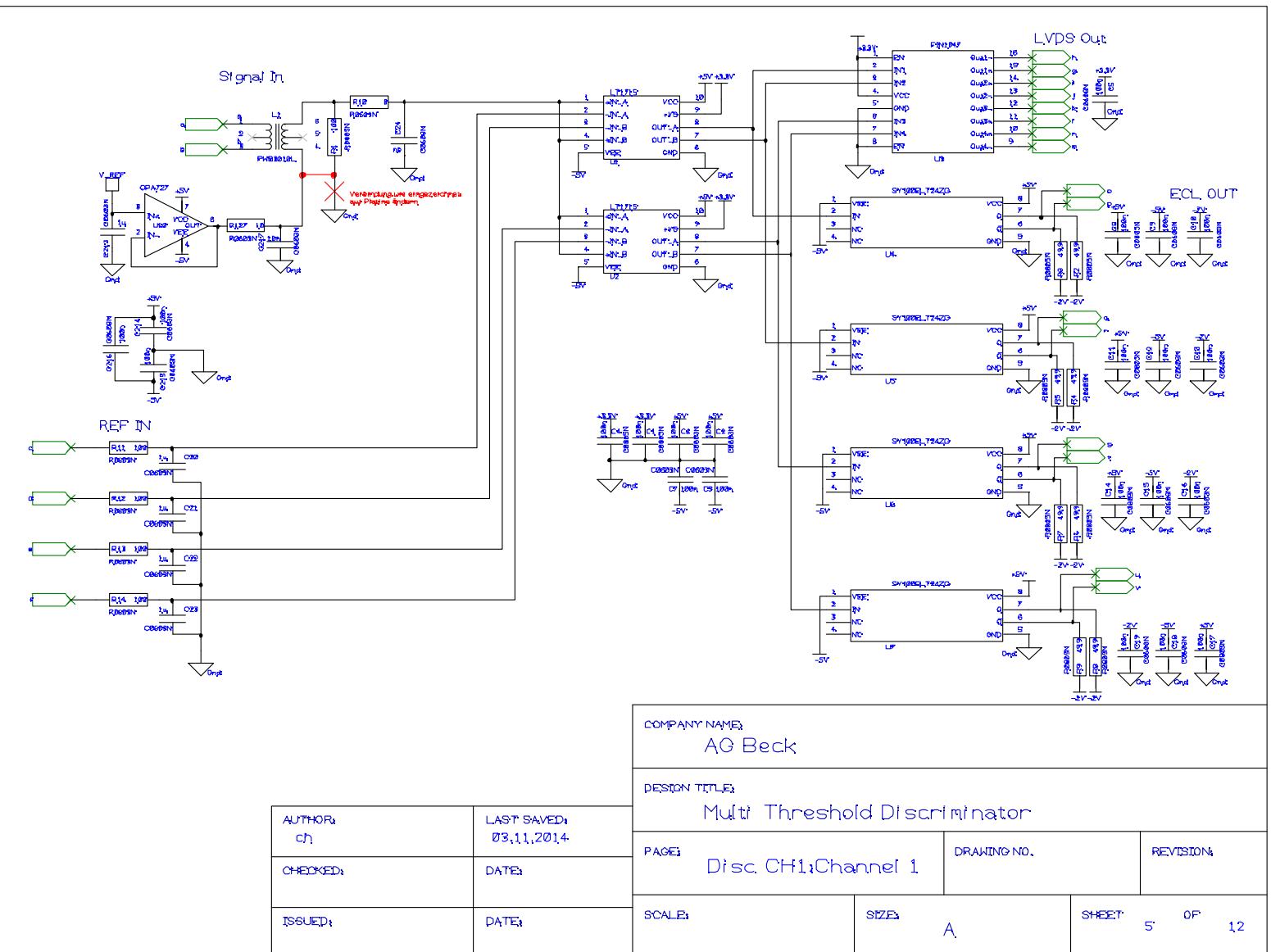


Abbildung A.13.: Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 4: Instantiierung der Kanalgruppen.



**Abbildung A.14.:** Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 5: Kanal 1 von 8. Rot eingekreizt ist ein Konstruktionsfehler, der auf der Platine behoben werden muss. Seiten 6-12 enthalten die Bauelemente für Kanäle 2-8 und sind entsprechend dieser Seite aufgebaut.

# Anhang B.

## Tabellen

### B.1. Überblick über Elektronik Revisionen

**Tabelle B.1.:** Übersicht der entwickelten Revisionen der HV-Versorgungsplatinen

Revision	Versorgungsspannung	Bemerkung
A	$\pm 5$ V, 500 V	Erste Version. Spannungsmessung indirekt durch Messung des Stroms der Stromquellen.
B	$\pm 5$ V, 500 V	Messschaltung über Sourcefolger. Damit auch Biasspannungsabfall an APD durch Signalstrom messbar.
C	+5 V, 500 V	EEPROM mit Seriennummer vorhanden. Poti durch Version mit unipolarer Spannungsversorgung ersetzt.
D	+5 V, +8 V, 500 V	Veränderte Schaltung zur Erzeugung der Referenzspannung. Erste Version in Kleinserie zum Aufbau eines Testdetektors aus 9 Kristallen.
E	+5 V, +8 V, 500 V	Abgriff der APD-Spannung hinter Sourcefolger zur Reduktion der APD-Signalstromabhängigkeit. Kondensator zur Biasspannungsglättung nachträglich hinzugefügt.
F	+5 V, +8 V, 500 V	MOSFET-Transistor gewechselt. Version in Serie hergestellt.

**Tabelle B.2.:** Übersicht der entwickelten Revisionen der Hauptplatinen.

Revision	Versorgungsspannung	Bemerkung
A	$\pm 10 \dots 15 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$ , $-5 \text{ V}$	Erste Version. Leitungstreiber noch als dritte Tochterplatine realisiert.
LD	$\pm 10 \dots 15 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$	Leitungstreiber auf Platine integriert, HV-Revisionen A und B werden nicht mehr unterstützt.
LD rev B	$\pm 10 \dots 15 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$	Temperatursensor hinzugefügt. Erste Version in Kleinserie zum Aufbau eines Detektors aus 9 Kristallen.
LD low Power	$\pm 8 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$	Neuer Leitungstreiber mit reduzierter Verlustleistung. Erste Version mit Multiplexer. Kleinserie zum Aufbau eines zweiten Detektors hergestellt.
LD SC	$\pm 8 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$	Aufgelötete Kabel statt Stecker. Kleinserie zum Aufbau eines Detektors.
LD SC rev B	$\pm 8 \text{ V}$ , $-2 \text{ V}$	Version in Massenproduktion. Aufgelötete Kabel kürzer als in Vorversion.

**Tabelle B.3.:** Vorverstärker die zum Auslesen der Kristalle verwendet wurden. Die Versionen SP917c und SP917d wurden für Messungen im Rahmen dieser Arbeit genutzt.

Bezeichnung	Bemerkung
SP883a	Vorverstärker zum Betrieb ohne weitere Elektronik im Frontend
SP917 rev 2	Version mit Leitungstreiber und Filter des Zeitzeigs
SP917c	Erste Version für Kombination mit Mainboard
SP917d	Je ein Verstärkerschaltkreis pro APD
SP917e	Kaptonleitung in Platine integriert, in Serie produziert



**Tabelle B.4.:** Daten der APDs mit Riss. Alle Werte vom Hersteller Hamamatsu.

Typ	S/N	Position	VB(V)	VR(V)	ID(nA)	Einbauposition
S11048(X3)/NG	001	C08	429	383,1	11,2	Kristall 41, APD 1
S11048(X3)/NG	002	B05	424	378,8	9,7	Kristall 35, APD 1
S11048(X3)/NG	003	D06	426	379,8	8,8	Kristall 38, APD 2
S11048(X3)/NG	004	E07	426	380,3	9,0	Kristall 44, APD 2
S11048(X3)/NG	005	D08	428	382,8	9,2	Kristall 47, APD 1
S11048(X3)/NG	006	B08	429	383,4	9,6	Kristall 57, APD 2
S11048(X3)/NG	007	H09	430	384,6	14,3	Kristall 46, APD 1
S11048(X3)/NG	008	C07	427	381,4	10,8	Kristall 203, APD 1
S11048(X3)/NG	009	A08	427	382,5	9,0	Kristall 44, APD 1
S11048(X3)/NG	010	F10	431	385,7	22,3	
S11048(X3)/NG	011	E10	431	384,7	20,8	
S11048(X3)/NG	012	D05	422	376,4	9,1	Kristall 47, APD 2
S11048(X3)/NG	013	F02	416	372,2	7,3	Kristall 38, APD 1
S11048(X3)/NG	014	C08	427	381,8	14,5	Kristall 14, APD 1
S11048(X3)/NG	015	E13	436	389,5	21,1	Kristall 41, APD 2
S11048(X3)/NG	016	G05	424	378,9	18,0	Kristall 46, APD 2
S11048(X3)/NG	017	G09	430	384,5	12,0	Kristall 33, APD 2
S11048(X3)/NG	018	G08	428	382,4	12,0	Kristall 35, APD 2
S11048(X3)/NG	019	B12	434	388,8	15,6	Kristall 203, APD 2
S11048(X3)/NG	020	D11	432	385,9	18,5	Kristall 57, APD 1
Mittelwert			427,9	382,4	13,1	
Stdabw.			4,4	4,0	4,7	

B. Tabellen

**Tabelle B.5.:** Daten der APDs aus PANDA-Prototypenproduktion. Alle Werte vom Hersteller Hamamatsu.

Typ	S/N	Position	VB(V)	VR(V)	ID(nA)	Einbauposition
S11048(X1)	OA0001	A09	394	348,5	64,8	
S11048(X1)	OA0003	D12	386	342,3	70,6	
S11048(X1)	OA0010	F15	395	349,6	54,9	Kristall 34, Ch. 2
S11048(X1)	OA0013	E01	385	341,0	54,8	Kristall 36, Ch. 1
S11048(X1)	OA0014	A10	389	345,2	62,4	Kristall 17, Ch. 1
S11048(X1)	OA0016	E01	382	338,2	75,2	
S11048(X1)	OA0018	F08	390	345,3	67,4	Kristall 45, Ch. 1
S11048(X1)	OA0019	D05	377	333,9	66,8	Kristall 45, Ch. 2
S11048(X1)	OA0021	B10	389	344,4	59,9	Kristall 43, Ch. 1
S11048(X1)	OA0028	H05	375	335,4	66,4	Kristall 37, Ch. 2
S11048(X1)	OA0032	E04	387	342,5	69,4	
S11048(X1)	OA0033	F08	378	335,6	54,3	Kristall 36, Ch. 2
S11048(X1)	OA0060	H05	391	347,7	61,0	Kristall 48, Ch. 2
S11048(X1)	OA0068	A09	387	345,5	64,3	
S11048(X1)	OA0074	F02	383	339,0	50,9	Kristall 39, Ch. 1
S11048(X1)	OA0083	D15	387	342,7	66,7	Kristall 42, Ch. 2
S11048(X1)	OA0084	D15	384	340,3	56,4	Kristall 34, Ch. 1
S11048(X1)	OA0087	B08	388	343,9	63,5	Kristall 37, Ch. 1
S11048(X1)	OA0115	G12	384	348,0	59,2	Kristall 43, Ch. 2
S11048(X1)	OA0117	A11	386	345,1	60,8	Kristall 48, Ch. 1
S11048(X1)	OA0120	C03	384	340,7	68,0	
S11048(X1)	OA0125	F02	381	337,5	61,7	Kristall 17, Ch. 2
S11048(X1)	OA0155	F15	383	340,0	53,0	Kristall 39, Ch. 2
S11048(X1)	OA0164	B10	380	336,9	58,4	Kristall 40, Ch. 2
S11048(X1)	OA0180	B08	379	335,7	72,9	
S11048(X1)	OA0185	D12	392	347,2	66,7	Kristall 42, Ch. 1
S11048(X1)	OA0195	A10	385	341,0	70,4	
S11048(X1)	OA0196	C12	388	343,8	58,8	Kristall 40, Ch. 1
S11048(X1)	OA0200	D05	379	336,3	67,3	
S11048(X1)	OA0206	F09	386	342,2	57,7	
S11048(X1)	OA0217	D03	385	340,4	67,9	
S11048(X1)	OA0226	D02	386	342,3	72,7	
S11048(X1)	OA0229	D03	384	340,2	66,3	
S11048(X1)	OA0243	F03	385	341,0	52,1	
S11048(X1)	OA0309	F03	387	342,7	62,8	
S11048(X1)	OA0323	F09	388	343,5	63,7	
S11048(X1)	OA0332	G05	380	336,6	61,1	
S11048(X1)	OA0343	G05	379	335,8	61,4	
S11048(X1)	OA0364	F04	378	335,7	60,7	
S11048(X1)	OA0365	C12	394	348,4	63,1	
Mittelwert			385	341,6	62,9	
Stdabw.			4,8	4,2	6,0	

**Tabelle B.6.:** Anzahl von APDs aus verschiedenen Waferpositionen.

Pos. im Wafer	Anzahl APDs	Pos. im Wafer	Anzahl APDs	Pos. im Wafer	Anzahl APDs
A05	15	C15	24	F03	45
A06	26	D01	44	F04	42
A07	29	D02	41	F05	45
A08	30	D03	47	F06	49
A09	34	D04	48	F07	47
A10	35	D05	52	F08	45
A11	16	D06	42	F09	47
B03	22	D07	50	F10	45
B04	38	D08	45	F11	30
B05	25	D09	35	F12	30
B06	50	D10	36	F13	31
B07	41	D11	33	F14	28
B08	43	D12	34	F15	12
B09	35	D13	23	G02	1
B10	37	D14	32	G03	23
B11	33	D15	32	G04	25
B12	33	E01	41	G05	34
B13	25	E02	45	G06	34
B14	2	E03	47	G07	40
C01	14	E04	53	G08	40
C02	44	E05	51	G09	33
C03	54	E06	48	G10	39
C04	57	E07	47	G11	33
C05	49	E08	50	G12	31
C06	42	E09	43	G13	34
C07	47	E10	43	H05	16
C08	55	E11	31	H06	27
C09	53	E12	30	H07	28
C10	38	E13	33	H08	33
C11	31	E14	33	H09	31
C12	35	E15	27	H10	33
C13	35	F01	17	H11	19
C14	31	F02	39		

**Tabelle B.7.:** Anzahl von Wafern und APDs aufgeschlüsselt nach Lot.

Lot	Wafer	Anzahl APDs	Lot	Wafer	Anzahl APDs
1	2	60	3	46	55
1	3	69	3	47	35
1	4	62	3	48	45
1	5	142	4	1	36
2	1	73	4	2	34
2	2	22	4	3	38
2	3	72	4	4	21
3	8	22	4	5	25
3	9	51	4	6	35
3	10	73	4	7	31
3	11	54	4	8	32
3	19	4	4	9	20
3	20	58	4	10	23
3	21	61	4	11	22
3	22	66	4	12	28
3	23	80	4	13	31
3	24	74	4	14	21
3	25	64	4	15	31
3	26	73	4	16	17
3	27	82	4	17	34
3	28	75	4	18	16
3	29	54	4	19	22
3	30	9	4	20	8
3	33	33	4	21	20
3	34	71	4	22	12
3	35	72	4	23	25
3	36	61	4	24	29
3	37	71	5	1	70
3	38	51	5	2	68
3	39	65	5	3	60
3	40	74	6	1	51
3	41	86	6	2	47
3	42	65	6	3	59
3	43	59	6	4	56
3	44	68	6	5	59
3	45	62	6	6	46

# Anhang C.

## Glossar

### ASIC

**A**pplication-specific **i**ntegrated **c**ircuit. Deutsch: anwendungsspezifische integrierte Schaltung. Elektronische Schaltung, die als integrierter Schaltkreis implementiert wurde. Beispiele: Frontendchips von Siliziumdetektoren.

### Baseline

Nulllinie eines elektrischen Signals.

### Bin

Englischer Begriff für Klasse. In einem Histogramm werden die Daten in unterschiedliche Klassen eingeteilt.

### Cluster

engl. cluster: Gruppe, Traube. Zusammenhängender Bereich von Unterdetektoren, die gleichzeitig einen Energieeintrag detektiert haben. Beispiel: Ein Photon trifft in das Crystal-Barrel-Kalorimeter und erzeugt einen elektromagnetischen Schauer, der sich über mehrere Kristalle erstreckt. Alle betroffenen Kristalle zusammen werden als Cluster bezeichnet.

### Clusterfinder

(engl. cluster: Gruppe, Traube; engl. to find: finden) Gerät oder Algorithmus zur Identifizierung von Clustern aus Daten oder Signalen.

### Diskriminator

Elektronische Komponente, die bei einem analogen Signal zwischen zwei Zuständen unterscheiden kann und den erkannten Zustand digital ausgibt. z. B. Schwellendiskriminator. Dieser unterscheidet, ob ein Analogsignal oberhalb oder unterhalb einer vorgegebenen Schwelle liegt.

### ELSA

**E**lectron **S**tretcher **A**nlage. Elektronenbeschleuniger in Bonn, welcher einen polarisierten Elektronenstrahl bis 2,4 GeV sowie einen unpolarisierten bis 3,2 GeV erzeugen kann. Siehe Abschnitt 2.1

## **FACE**

**F**ast **C**luster **E**ncoder. Clusterfinder des CBELSA/TAPS-Experiments. Siehe Abschnitt 2.11.1

## **Fit**

Das Anpassen der Parameter einer Funktion an Daten wird als Fitten bezeichnet, die angepasste Funktion als Fit. Die Ergebnisparameter werden auch Fit-Parameter genannt.

## **FPGA**

**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray. Deutsch: Im Anwendungsfeld programmierbare Logik-Gatter-Anordnung. Elektronischer Baustein, welcher logische Operationen durchführen kann. Die logische Verschaltung kann dabei noch in der im Betrieb befindlichen Baugruppe geändert werden.

## **FWHM**

**F**ull **w**idth at **h**alf of **M**aximum. Deutsch: Volle Breite bei halber Höhe des Maximums. Größe zur Charakterisierung der Breite einer Verteilung.

## **Latenz**

Dauer bis zum Auftreten eines Signals. Beispiel: Dauer des Eintretens eines Teilchens in einen Detektor bis zur führenden Flanke eines Digitalsignals, das die Detektion signalisiert.

## **MAMI**

**M**ainzer **M**ikroron. Rennbahnbeschleuniger in Mainz, der polarisierte Elektronen beschleunigt. Die Maximalenergie beträgt 1,6 GeV.

## **Pedestal**

Wird ein Detektorsignal digitalisiert, wenn der Detektor keinen Energieeintrag hatte, so ergibt sich das Pedestal. In einem Histogramm bilden diese Werte den sogenannten Pedestalpeak.

## **Pileup**

Das Signal eines Teilchendetektors hat häufig eine charakteristische Signalform. Wird ein zweites Teilchen detektiert, wenn das Signal des ersten noch nicht abgeklungen ist, so addiert sich das Signal des zweiten Teilchens hinzu, wodurch sich die Signalform verändert. Dieser Fall wird als Pileup bezeichnet.

## **Tagger**

Aus engl. to tag: markieren. Subdetektor zur Markierung der Energie von Photonen, welche mittels Bremsstrahlung erzeugt wurden. Siehe Abschnitt 2.3.

**Target**

Objekt, das mit einem Teilchenstrahl beschossen wird und das die Reaktionspartner enthält (engl. target: dt. Ziel). Soll eine Reaktion an einem ruhenden Nukleon stattfinden, so wird dieses auch als Target-Nukleon bezeichnet. Daneben wird auch das gesamte Gerät, welches die Target-Teilchen präpariert und bereit hält, als Target bezeichnet (siehe Abschnitt 2.4).

**Trigger**

Bestandteil einer Ausleseelektronik. Logische Elektronik, die signalisiert, dass ein gewünschtes Ereignis aufgetreten ist, das weiterverarbeitet werden soll.

**Walk**

Energieabhängigkeit der Latenz eines Zeitsignals.





# Tabellenverzeichnis

1.1.	Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen. . . . .	16
1.2.	Aufgrund von Drehimpuls- und Paritätserhaltung erlaubte Kombinationen von elektromagnetischen Multipolen $ML$ und Pion-Multipolen $M_{l\pm}$ . . . . .	19
1.3.	Auflistung der Polynome, mit denen die Observable $\check{G}$ beschrieben werden kann	28
2.1.	Bedingungen des Triggerkonfiguration trig42c.st2 . . . . .	56
4.1.	Anzahl der Ereignisse, bei denen ein Kristall einen höheren Energieeintrag als 2 GeV hat. . . . .	68
5.1.	Anzahl von Wafern und APDs aufgeschlüsselt nach Lot. . . . .	79
5.2.	Signal, Rauschen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei APD und PIN-Photodiode in niedrigem und hohem Frequenzbereich. . . . .	103
5.3.	Rauschen im Zeit- und Energiekanal bei Messungen mit Verstärkung $G = 50$ und $G = 100$ bei konstantem dynamischen Bereich. . . . .	126
5.4.	Anteil der Ereignisse, in denen mehr Cluster gefunden werden als mit der bestehenden Methode. . . . .	139
6.1.	Vergleich der beiden $3\times 3$ -Testblöcke. . . . .	146
6.2.	Messungen an ELSA und MAMI mit energiemarkierten Photonenstrahlen. . .	150
6.3.	Normierte Zeitauflösung $\tilde{\sigma}_t$ der beiden Detektorblöcke im Vergleich bei verschiedenen normierten Energieeinträgen $\left(\frac{E_K}{E_T}\right)$ . . . . .	169
6.4.	Gemessene Schwellen. . . . .	171
6.5.	Berechnete und gemessene Schwellen der Energiesumme . . . . .	173
6.6.	Fitergebnisse einiger exemplarischer Energiedatensätze. . . . .	179
6.7.	In der Simulation verwendete Kalibrierungsfehler. . . . .	187
6.8.	Statistischer Fehler der Kalibrierungskonstanten der Messungen mit $E_0 = 800$ MeV und $E_0 = 2,4$ GeV [Dri12]. . . . .	188
6.9.	Breite des Pedestals im Zentralkristall unter verschiedenen Bedingungen. . . .	194
6.10.	Quantisierung beider Tagger für die höchste und niedrigste markierte Photonenenergie ( $E_{\gamma,\max}$ bzw. $E_{\gamma,\min}$ ). . . . .	198
6.11.	Für Endergebnis verwendeter Energiebereich. . . . .	199
6.12.	Kalibrierung von Pulshöhe am Oszilloskop auf Energie in MeV. . . . .	215
6.13.	Messeinstellungen der gezeigten Datensätze. . . . .	217
6.14.	Ergebnisse der flussnormierten Energierate in den Kristallen auf Targetdicke normiert und zugehörige Untergrundraten. . . . .	221
6.15.	Flächenbelegung des polarisierten Targets, der Targetnachbildung und notwendige Länge der Nachbildung für gleiche Flächenbelegung. . . . .	225

## Tabellenverzeichnis

6.16. Verstärkungseinbruch für die untere und obere Schranke des Targetäquivalents sowie den geschätzten realistischen Fall. . . . .	226
B.1. Übersicht der entwickelten Revisionen der HV-Versorgungsplatinen . . . . .	245
B.2. Übersicht der entwickelten Revisionen der Hauptplatinen. . . . .	246
B.3. Vorverstärker die zum Auslesen der Kristalle verwendet wurden. . . . .	246
B.4. Daten der APDs mit Riss. Alle Werte vom Hersteller Hamamatsu. . . . .	247
B.5. Daten der APDs aus PANDA-Prototypenproduktion. Alle Werte vom Hersteller Hamamatsu. . . . .	248
B.6. Anzahl von APDs aus verschiedenen Waferpositionen. . . . .	249
B.7. Anzahl von Wafern und APDs aufgeschlüsselt nach Lot. . . . .	250

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Impulsübertrag $Q$ . . . . .	3
1.2. Messdaten verschiedener Experimente zu der Strukturfunktion $F_2^{em}$ . . . . .	5
1.3. Angeregte Zustände des Nukleons. . . . .	7
1.4. Massen der Baryonen Omega ( $\Omega$ ) und Nukleon (N) bei verschiedenen Pion- Massen in der Gitter-QCD-Rechnung . . . . .	8
1.5. Spektrum leichter Hadronen. . . . .	9
1.6. Mit Gitter-QCD bestimmtes Baryonspektrum . . . . .	9
1.7. Totaler Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow X$ , sowie verschiedene Endzustände. . .	11
1.8. Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . . . . .	11
1.9. Addition der Spins von Photon und Nukleon für die helizitätsabhängigen Wir- kungsquerschnitte $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ . . . . .	13
1.10. Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ . . . . .	14
1.11. Winkelabhängigkeit der Observablen $E$ . . . . .	15
1.12. Für Gleichung 1.11 verwendetes Koordinatensystem. . . . .	17
1.13. Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow N^*/\Delta^* \rightarrow p\pi^0$ . . . . .	18
1.14. Überblick zu mathematischen Größen bei Doppelpolarisationsobservablen in Photoproduktion von Mesonen am Nukleon. . . . .	20
1.15. Pion-Multipole $M_{1+}$ und $E_{0+}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . . . . .	21
1.16. Winkelabhängigkeit der Observablen $\check{G}$ . . . . .	29
1.17. Totaler Wirkungsquerschnitt der Pion-Streuung am Proton. . . . .	31
1.18. Isospin-Zerlegung der Multipole $E_{0+}$ und $M_{1+}$ der MAID-2007 PWA. . . . .	33
1.19. Observable $G$ in zwei repräsentativen Winkeln $\theta_\pi$ . . . . .	34
1.20. $E_{2-}$ -Multipol ( $l_\pi = 2$ ) aus der MAID-2007 PWA und beitragende Resonanzen. 35	
1.21. Multipole $E_{0+}$ und $E_{2-}$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ , Vergleich der Vorhersagen verschiedener Partialwellenanalysen. . . . .	36
1.22. Experimentelle Daten in der Photoproduktion von Pionen am Nukleon. . . . .	37
1.23. Von Partialwellenanalysen vorhergesagter totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma N \rightarrow N\pi^0$ . . . . .	37
1.24. Resonante Beiträge in der Photoproduktion von Pionen. . . . .	38
1.25. Nichtresonante Untergrundbeiträge in der Photoproduktion von Pionen. . . . .	38
1.26. Vergleich der am CBELSA/TAPS-Experiment gemessenen Wirkungsquerschnit- te für Photoproduktion von $\eta$ -Mesonen am Proton und am Neutron. . . . .	39
2.1. Überblick über Detektoren und Target. . . . .	41
2.2. Schema der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA [Fro14]. . . . .	42
2.3. Bremstrahlradiatoren des CBELSA/TAPS-Experiments im Goniometer. . . . .	44
2.4. Intensitäten bei der Bremsstrahlung am Diamanten [Thi13]. . . . .	45
2.5. Polarisationsgrad der erzeugten Photonen bei Bremsstrahlung mit longitudi- nal polarisierten Elektronen. . . . .	46

2.6.	Tagger des CBELSA/TAPS-Experiments. . . . .	47
2.7.	Foto des Kryostaten des Targets [Kai14]. . . . .	49
2.8.	Foto des Faserdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen [Kai14]. . . . .	50
2.9.	CAD-Zeichnung des Crystal-Barrel-Kalorimeters, Vorwärtskonus und Innendetektors. . . . .	52
2.10.	Wirkungsquerschnitte am Proton . . . . .	53
2.11.	CO <sub>2</sub> -Čerenkov-Detektors des CBELSA/TAPS-Experiments. . . . .	53
2.12.	Foto [Kai14] des MiniTAPS-Detektors. . . . .	54
2.13.	Zeichnung der Flussmonitore FluMo und GIM [Wal]. . . . .	55
2.14.	Triggerkonzept des CBELSA/TAPS-Experiments. . . . .	56
3.1.	Triggereffizienz für die Reaktion $\gamma n \rightarrow n\pi^0$ . . . . .	59
3.2.	Foto eines TPC-Prototypen [Sch]. . . . .	61
3.3.	CAD-Zeichnung des Rückstoßpolarimeters für das BGO-OD-Experiment. . . . .	62
4.1.	Energieverteilung im Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	66
5.1.	Überblick über die bestehende Ausleseelektronik des CB-Kalorimeters. . . . .	69
5.2.	Abbildungen zum anorganischen Szintillator CsI(Tl). . . . .	70
5.3.	Graphen zum Signalfilter des alten Backends des Crystal-Barrel-Kalorimeters. . . . .	71
5.4.	Leistungsspektrum von Signal und Rauschen im Energiekanal. . . . .	72
5.5.	Illustration zur Kumulierung des Szintillationssignals. . . . .	74
5.6.	Überblick über Sorten von APDs. . . . .	76
5.7.	Abhängigkeiten des Verstärkungsfaktors der 11048(X3)-APD. . . . .	77
5.8.	Histogramme zur Charakteristik aller 3500 APDs. . . . .	78
5.9.	Anordnung der APDs auf dem Wafer. . . . .	79
5.10.	Charakteristik aller 3500 APDs in Abhängigkeit des Lots. . . . .	80
5.11.	Abhängigkeit der Biasspannung von der Position im Wafer. . . . .	80
5.12.	Biasspannung der APDs nach Wafer aufgeschlüsselt. . . . .	81
5.13.	Abhängigkeit der Biasspannung vom Quellwafer. . . . .	82
5.14.	Systematische Variation der Biasspannung in Abhängigkeit der Position der APD auf dem Wafer . . . . .	82
5.15.	Abweichung der tatsächlichen Biasspannung von der berechneten . . . . .	83
5.16.	Vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers SP917. . . . .	84
5.17.	Leistungsdichte von Szintillationssignal und Rauschen am Vorverstärkerausgang. . . . .	85
5.18.	Spektrale Rauchleistungsdichte des Vorverstärkers mit APDs. . . . .	86
5.19.	Aufbau zur Messung der Verstärkungsfaktoren der Signalfilter. . . . .	87
5.20.	Messung des Verstärkungsfaktors der Signalfilter . . . . .	88
5.21.	Ballistisches Defizit. . . . .	90
5.22.	SNR in Abhängigkeit der Zeitkonstante des Vorverstärkers. . . . .	91
5.23.	Vorverstärker Baugruppen und Polyimid Platine. . . . .	92
5.24.	Vereinfachtes Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers . . . . .	95
5.25.	Rauschen eines ladungsempfindlichen Verstärkers mit PIN-Diode . . . . .	96
5.26.	Rauschen von ladungsempfindlichem Verstärker mit APD, Vergleich zu Simulation . . . . .	98
5.27.	Vereinfachtes Schaltbild eines ladungsempfindlichen Verstärkers . . . . .	99

5.28.	Rauschen von ladungsempfindlichem Verstärker mit APD, verfeinertes Modell	100
5.29.	HV-Platinen der neuen Ausleseelektronik. . . . .	105
5.30.	Prinzipschaltbild der Hochspannungsversorgung. . . . .	106
5.31.	Prinzipschaltbild der Stromsenken. . . . .	106
5.32.	Einstellen der Hochspannung mit dem Digitalpotentiometer. . . . .	107
5.33.	Schematische Darstellung der Elektronik zur Spannungsmessung. . . . .	108
5.34.	Messung der Spannung mit der HV-Platine. . . . .	111
5.35.	Übersichtszeichnung der Hauptplatine der neuen Frontendelektronik . . . . .	111
5.36.	Zwei Revisionen der Hauptplatine. . . . .	112
5.37.	Prinzipschaltbild der Vorverstärkersignalverarbeitung. . . . .	113
5.38.	Frequenzgang der Verstärkung des Leitungstreiber. . . . .	117
5.39.	Rauschspannungsdichte aus PSPICE Simulationen von Leitungstreiber und Vorverstärker. . . . .	117
5.40.	Verbesserung der Energieauflösung durch zwei APDs pro Detektorkristall. . .	119
5.41.	Abhängigkeit der Energieauflösung vom Verstärkungsfaktor der APD . . . . .	122
5.42.	Rauschen in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors der APD. . . . .	123
5.43.	Messungen zur Verstärkungsabhängigkeit der Zeitauflösung mit Lichtpulser. .	124
5.44.	Unterschied der Energieauflösung bei Verstärkungsfaktoren $G = 50$ und $G = 100$ bei konstantem dynamischen Bereich. . . . .	125
5.45.	Zeitauflösung bei Verstärkungsfaktoren $G = 50$ und $G = 100$ bei unverändertem dynamischen Bereich. . . . .	126
5.46.	Signalform am Ausgang des Vorverstärkers. . . . .	128
5.47.	Schaltplan des Timingfilters. . . . .	128
5.48.	Frequenzgang des Signalfilters für den Zeitkanal. Daten aus PSPICE-Simulation.	129
5.49.	Leistungsdichte von Szintillationssignal und Rauschen im Zeitzweig. . . . .	129
5.50.	Foto der Platine mit Signalfilter und Leitungstreibern. . . . .	130
5.51.	Analogsummierer zum Addieren der Signale des Zeitzweigs. . . . .	130
5.52.	Schaltplan eines Kanals des Diskriminators. Beschreibung siehe Text. . . . .	131
5.53.	Beispiele für Walk des Zeitsignals am Diskriminatoreingang. . . . .	132
5.54.	Ersatzschaltbild zur Ladungsteilung am Eingang des Vorverstärkers. . . . .	134
5.55.	Konzept des neuen Clusterfinders für das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	136
5.56.	Anzahl gefundener Cluster mit bestehendem Clusterfinder des CBELSA/TAPS-Experiment und mit Muster-Cluster-Methode. . . . .	138
5.57.	Summierte Energie für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ . . . . .	140
6.1.	Überblick über den Aufbau zum Test der neuen Ausleseelektronik. . . . .	145
6.2.	Schematischer Überblick über das Frontend. . . . .	146
6.3.	Schema des Testaufbaus . . . . .	147
6.4.	Mit den Detektoren des Crystal-Barrel-Kalorimeters gemessene Spektren radioaktiver Quellen. . . . .	149
6.5.	Schema der Messungen an energiemarkierten Photonenstrahlen. . . . .	150
6.6.	Beispiele zur Messung der Zeitauflösung. . . . .	153
6.7.	In Kristallen deponierte Energie bei der Messung an ELSA mit $E_0 = 2,4$ GeV.	154
6.8.	Exemplarische Ergebnisse zur Untersuchung der Zeitauflösung. . . . .	155
6.9.	Berechnung der Detektionseffizienz in Abhängigkeit der Energie. . . . .	157
6.10.	Latenz $t_0$ des Zeitsignals in Abhängigkeit der deponierten Energie $E_K$ . . . . .	158

6.11. Latenz $t_0$ des Zeitsignals in Abhängigkeit des Energieeintrags $E_K$ pro Schwelle $E_T$ . Daten von Kristall 4. . . . .	159
6.12. Latenz $t_0$ verschiedener Kanäle bei fester Schwelle $E_T$ . . . . .	160
6.13. Detailansicht der führenden Flanke des Zeitsignals. . . . .	161
6.14. Zeitauflösung $\sigma_t$ in Abhängigkeit der detektierten Energie $E_K$ bei unterschiedlichen Schwellen $E_T$ . . . . .	162
6.15. Plots zur Zeitauflösung in Abhängigkeit der auf die Schwelle $E_T$ normierten Energie $E_K$ . . . . .	163
6.16. Normierte Zeitauflösung $\tilde{\sigma}$ der Detektoren von Block 1. . . . .	164
6.17. Normierte Zeitauflösung $\tilde{\sigma}_t$ in Abhängigkeit der Szintillationsintensität. . . . .	165
6.18. Zeitauflösung des Walk-kompensierten Signals (blau). . . . .	166
6.19. Zeitauflösung $\sigma_t$ von Block 1 in den Messungen mit $E_0 = 2,4$ GeV und $E_0 = 3,2$ GeV. . . . .	167
6.20. Normierte Zeitauflösung $\tilde{\sigma}_t$ beider Detektorblöcke. $\bar{E}_T = 10,8$ MeV. . . . .	168
6.21. Normierte Zeitauflösung $\tilde{\sigma}_t$ beider Detektorblöcke. $\bar{E}_T = 5,83$ MeV. . . . .	168
6.22. Dunkelrate der Detektoren beider Blöcke. . . . .	170
6.23. Detektionseffizienz der Energiesumme in Abhängigkeit der deponierten Energie. . . . .	172
6.24. Spektren der Messungen an energiemarkierten Photonenstrahlen. . . . .	175
6.25. Energiespektren einer Geant3-Simulation des Teststandes. . . . .	176
6.26. Beispiele für Fits an simulierte Energiedatensätze. . . . .	178
6.27. Energieauflösung aus Messung an ELSA bei $E_0 = 2,4$ GeV. . . . .	180
6.28. Einfluss der Luftstrecke vor dem Detektorprototypen. . . . .	181
6.29. Auswirkung einer nicht perfekten Anordnung auf die Energieauflösung. . . . .	182
6.30. Einfluss von Strahlgröße und -versatz auf die gemessene Energieauflösung. . . . .	183
6.31. Strahlführung bei den Messungen. . . . .	184
6.32. Skizze des Testdetektors mit eingezeichneter Strahllage. . . . .	184
6.33. Auswirkung der Wasserstofftargetzelle am Crystal-Ball-Experiment. . . . .	185
6.34. Simulierter Einfluss von Kalibrierungsfehlern auf die Energieauflösung. . . . .	187
6.35. Diagramme zur Abhängigkeit der Energieauflösung von der Detektorrate. . . . .	189
6.36. Verbesserung der Gesamtenergieauflösung durch Schnitte auf die Einzelkristallenergie. . . . .	190
6.37. Auswirkung von Zeitschnitten auf die gemessene Energieauflösung. . . . .	192
6.38. Low-Range Pedestals in den Daten der Messung mit $E_0 = 800$ MeV. . . . .	193
6.39. Simulierter Einfluss des Rauschens auf die Energieauflösung. . . . .	194
6.40. Addition der Auflösung der Tagger zur simulierten Auflösung. . . . .	196
6.41. Verschlechterung der gemessenen Auflösung durch die Quantisierung des Taggers. . . . .	198
6.42. Aus den verschiedenen Testmessungen bestimmte Energieauflösung. . . . .	199
6.43. Energieauflösung des Testdetektors mit Fit an die Daten. . . . .	200
6.44. Linearität der Detektormesswerte . . . . .	202
6.45. Linearität der Detektormesswerte, skaliert . . . . .	202
6.46. Messung der Zeitauflösung im Energiekanal. . . . .	204
6.47. Aufbau zur Charakterisierung der Ratenabhängigkeit . . . . .	207
6.48. CR-Hochpass. . . . .	209
6.49. Motivation der Berechnungsvorschrift des Hochpassfilters . . . . .	210
6.50. CR-Tiefpass. . . . .	212
6.51. Wirkung der Signalfilter auf einen einzelnen Puls. . . . .	212

6.52. Wirkung des Filters bei hohen Raten und Pile-Up. . . . .	213
6.53. Kalibrierung von Pulsamplitude am Oszilloskop auf Energie in MeV. . . . .	214
6.54. Kalibrierung des Softwarefilters. . . . .	216
6.55. Bestimmung von Pulsamplitude und Schwelle. . . . .	216
6.56. Mit Pulsanalyse bestimmte Ereignisrate im Detektor (Kristall 4). . . . .	217
6.57. Ergebnis der Messung der Zählrate im CBELSA/TAPS-Experiment. . . . .	218
6.58. Energierate in Abhängigkeit der Photonenstrahlintensität. . . . .	219
6.59. Auf Fluss normierte Energierate in Abhängigkeit der Targetdicke. . . . .	220
6.60. Gemessener Abfall des Verstärkungsfaktors im Vergleich mit den Ergebnissen anderer Messmethoden. . . . .	222
6.61. Mit dem Flussmonitor FluMo gemessene Rate in Abhängigkeit vom Produkt aus Radiatordicke und Elektronenstrahlstrom. . . . .	225
A.1. APD Hochspannungsversorgung rev. D Seite 2. . . . .	231
A.2. APD Hochspannungsversorgung rev. D Seite 1. . . . .	232
A.3. APD Hochspannungsversorgung rev. F Seite 2. . . . .	233
A.4. APD Hochspannungsversorgung rev. F Seite 1. . . . .	234
A.5. Schaltplan Mainboard 1. Version, Seite 1. . . . .	235
A.6. Schaltplan Mainboard 1. Version, Seite 2. . . . .	236
A.7. Schaltplan Mainboard finale Version, Seite 1. . . . .	237
A.8. Schaltplan Mainboard finale Version, Seite 2. . . . .	238
A.9. Schaltplan Mainboard finale Version, Seite 3. . . . .	239
A.10. Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 1: DACs zur Einstellung der Schwellen. . . . .	240
A.11. Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 2: Stecker für LVDS-, ECL- und Analogsignal. . . . .	241
A.12. Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 3: Spannungsversorgung und Referenzquelle. . . . .	242
A.13. Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 4: Instantiierung der Ka- nalgruppen. . . . .	243
A.14. Schaltplan des Vier-Schwellen-Diskriminators. Seite 5: Kanal 1 von 8. . . . .	244





# Danksagung

Ich möchte mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit und zum Gelingen des Gesamtprojekts *CB-Upgrade* beigetragen haben. Auf die Gefahr hin, wichtige Personen zu übersehen, möchte ich mich bei einigen explizit bedanken.

Herrn Prof. R. Beck danke ich für die Möglichkeit dieses Projekt angehen zu können. Ich bedanke mich bei Herrn Prof K. Desch, Herrn Prof U.-G. Meißner und Herrn Prof. Manthey für die Teilnahme an der Promotionskommission.

Weiter gilt ein besonders großer Dank all denen, die mit Diplom-, Bachelor- und Masterarbeiten zum Gesamtprojekt *CB-Upgrade* beigetragen haben. Dies sind Martin Urban, Julia Bloemer, Jorrit Drinhaus, Georg Enzian, Johannes Müllers, Peter Pauli, Nora Pfützenreuter, Dimitri Schaab, Michael Stamm und Sabine Undorf.

Ebenfalls gilt ein großer Dank Michael Steinacher, der immer ein offenes Ohr für Fragen zur Elektronik hatte.

Weiter gilt mein Dank den Mitgliedern der Arbeitsgruppen, die auf verschiedenste Weise beigetragen haben, von Diskussionen über Programmierung bis zum Erstellen technischer Zeichnungen. Mein Dank gilt Philipp Hoffmeister, Christoph Wendel, Michael Lang, Dieter Walter, Ulrike Thoma, Peter Klassen, Hans-Georg Zaunick und Alexander Winnebeck. Mein besonderer Dank gilt Yannick Wunderlich für die zahllosen Erklärungen und Diskussionen zur Theorie der Photoproduktion; Florian Kalischewski und Farah Afzal für die angefertigten Simulationen.

Auch den Werkstudenten, die die vielen großen und kleinen Aufgaben beim Umbau des Detektors übernommen haben, gilt mein Dank, insbesondere Mădălina Badea, Isabelle Boverter und Catharina Münster.

Mein Dank gilt den Werkstätten des Instituts, die viele technische Beiträge geliefert haben.

Mein Dank gilt meiner Familie bei der Unterstützung auf dem gesamten Weg bis hierher. Meinem Onkel, Peter Haas, danke ich für das Korrekturlesen der Arbeit.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>92] Aker, E. ; others: The Crystal Barrel Spectrometer at LEAR. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (1992), Nr. 321, S. 69–109
- [A<sup>+</sup>08] Amsler, C. ; others: The Review of Particle Physics. In: *Physics Letters B* 667 (2008)
- [AAA<sup>+</sup>98] Abele, A. ; Adomeit, J. ; Amsler, C. ; Baker, C.A. ; others: Exotic  $\eta\pi$  state in  $\bar{p}d$  annihilation at rest into  $\bar{\pi}\pi^0\eta p_{\text{spectator}}$ . In: *Physics Letters B* 423 (1998), Nr. 1–2, 175 - 184. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)00123-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00123-3). – DOI 10.1016/S0370-2693(98)00123-3. – ISSN 0370-2693
- [AAAB<sup>+</sup>05] Achard, P. ; Adriani, O. ; Aguilar-Benitez, M. ; Alcaraz, J. ; others: Measurement of the running of the electromagnetic coupling at large momentum-transfer at LEP. In: *Physics Letters B* 623 (2005), Nr. 1–2, 26 - 36. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.07.052>. – DOI 10.1016/j.physletb.2005.07.052. – ISSN 0370-2693
- [AAB<sup>+</sup>95] Amsler, C. ; Armstrong, D.S. ; Baker, C.A. ; Barnett, B.M. ; others:  $E$  decays to  $\eta\pi\pi$  in  $\bar{p}p$  annihilation at rest. In: *Physics Letters B* 358 (1995), Nr. 3–4, 389 - 398. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)01040-W](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)01040-W). – DOI 10.1016/0370-2693(95)01040-W. – ISSN 0370-2693
- [ABB<sup>+</sup>74a] Aubert, J. J. ; Becker, U. ; Biggs, P. J. ; Burger, J. ; others: Experimental Observation of a Heavy Particle  $J$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), Dec, 1404–1406. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.33.1404
- [ABB<sup>+</sup>74b] Augustin, J. E. ; Boyarski, A. M. ; Breidenbach, M. ; Bulos, F. ; others: Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation. In: *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), Dec, 1406–1408. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.33.1406
- [ABK<sup>+</sup>12] Anisovich, A.V. ; Beck, R. ; Klempt, E. ; Nikonov, V.A. ; Sarantsev, A.V. ; Thoma, U.: Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis. In: *The European Physical Journal A* 48 (2012), Nr. 2, 1-13. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12015-8>. – DOI 10.1140/epja/i2012-12015-8. – ISSN 1434-6001
- [ABSW06] Arndt, R. A. ; Briscoe, W. J. ; Strakovsky, I. I. ; Workman, R. L.: Extended partial-wave analysis of  $\pi N$  scattering data. In: *Phys. Rev. C* 74 (2006), Oct, 045205. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.74.045205>. – DOI 10.1103/PhysRevC.74.045205

- [ADG<sup>+</sup>86] Alarja, J. ; Dauchy, A. ; Giorni, A. ; Morand, C. ; others: Charged particles identification with a CsI(Tl) scintillator. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 242 (1986), Nr. 2, 352 - 354. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(86\)90232-9](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(86)90232-9). – DOI 10.1016/0168-9002(86)90232-9. – ISSN 0168-9002
- [Afz16] Afzal, Farah N.: *Dissertation in Vorbereitung*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., vorraus. 2016
- [AKH<sup>+</sup>91] Anthony, I ; Kellie, JD ; Hall, SJ ; Miller, GJ ; Ahrens, J: Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 301 (1991), Nr. 2, S. 230-240
- [AKN<sup>+</sup>10] Anisovich, A.V. ; Klempt, E. ; Nikonov, V.A. ; Matveev, M.A. ; Sarantsev, A.V. ; Thoma, U.: Photoproduction of pions and properties of baryon resonances from a Bonn-Gatchina partial-wave analysis. In: *The European Physical Journal A* 44 (2010), Nr. 2, 203-220. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2010-10950-x>. – DOI 10.1140/epja/i2010-10950-x. – ISSN 1434-6001
- [AP77] Altarelli, Guido ; Parisi, G.: Asymptotic Freedom in Parton Language. In: *Nucl.Phys.* B126 (1977), S. 298. [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). – DOI 10.1016/0550-3213(77)90384-4
- [B<sup>+</sup>12] Beringer, J. ; others: Review of Particle Physics. In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), Jul, 010001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>. – DOI 10.1103/PhysRevD.86.010001
- [BB00] Blanter, Ya.M. ; Büttiker, M.: Shot noise in mesoscopic conductors. In: *Physics Reports* 336 (2000), Nr. 1-2, 1 - 166. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00123-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00123-4). – DOI 10.1016/S0370-1573(99)00123-4. – ISSN 0370-1573
- [BBC<sup>+</sup>00] Belogurov, S ; Bressi, G ; Carugno, G ; Conti, E ; Iannuzzi, D ; Meneguzzo, A.T: CsI(Tl) infrared scintillation light yield and spectrum. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 449 (2000), Nr. 1-2, 254 - 259. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01419-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01419-9). – DOI 10.1016/S0168-9002(99)01419-9. – ISSN 0168-9002
- [BBC<sup>+</sup>07] Bartholomy, O. ; Bogendörfer, R. ; Credé, V. ; Fabry, I. ; others: Photoproduction of  $\eta$ -mesons off protons. In: *The European Physical Journal A* 33 (2007), Nr. 2, 133-146. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2007-10455-9>. – DOI 10.1140/epja/i2007-10455-9. – ISSN 1434-6001
- [BBD<sup>+</sup>12] Ball, M. ; Böhmer, F. V. ; Dørheim, S. ; Höppner, C. ; others: Technical Design Study for the PANDA Time Projection Chamber. In: *ArXiv e-prints* (2012), Juni

- [BDP<sup>+</sup>99] Bradtke, Ch ; Dutz, H ; Peschel, H ; Goertz, S ; others: A new frozen-spin target for  $4\pi$  particle detection. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 436 (1999), Nr. 3, 430 - 442. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00383-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00383-6). – DOI 10.1016/S0168-9002(99)00383-6. – ISSN 0168-9002
- [BDS75] Barker, I.S. ; Donnachie, A. ; Storrow, J.K.: Complete experiments in pseudoscalar photoproduction. In: *Nuclear Physics B* 95 (1975), Nr. 2, 347 - 356. [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(75\)90049-8](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(75)90049-8). – DOI 10.1016/0550-3213(75)90049-8. – ISSN 0550-3213
- [Bec14a] Beck, Reinhard: *Persönliche Kommunikation*. 2014
- [Bec14b] Becker, Maximilian: *Aufbau eines Experiments zur Rückstreupolarisationsmessung an ELSA, in Vorbereitung*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014
- [Bei12] Beisert, Niklas: Vorlesungsskript Quantum Field Theory I, Kapitel 10: Scattering Matrix / ETH Zürich. Wolfgang-Pauli-Str. 27, 8093 Zürich, SWITZERLAND, 2012. – Forschungsbericht
- [BHS<sup>+</sup>] Berger, M.J. ; Hubbell, J.H. ; Seltzer, S.M. ; others: *XCOM: Photon Cross Sections Database - NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)*. – url-<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [BKGM91] Bernard, Véronique ; Kaiser, Norbert ; Gasser, Jürg ; Meißner, Ulf-G.: Neutral pion photoproduction at threshold. In: *Physics Letters B* 268 (1991), Nr. 2, 291 - 295. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)90818-B](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(91)90818-B). – DOI 10.1016/0370-2693(91)90818-B. – ISSN 0370-2693
- [BKM96] Bernard, V. ; Kaiser, N. ; Meißner, Ulf-G.: Neutral pion photoproduction off nucleons revisited. In: *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 70 (1996), Nr. 3, 483-497. <http://dx.doi.org/10.1007/s002880050126>. – DOI 10.1007/s002880050126. – ISSN 0170-9739
- [BLM<sup>+</sup>06] Brecher, C. ; Lempicki, A. ; Miller, S.R. ; Glodo, J. ; Ovechkina, E.E. ; Gaysinskiy, V. ; Nagarkar, V.V. ; Bartram, R.H.: Suppression of afterglow in CsI:Tl by codoping with Eu<sup>2+</sup>—I: Experimental. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 558 (2006), Nr. 2, 450 - 457. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.119>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.11.119. – ISSN 0168-9002
- [Blo12] Bloemer, Julia: *Verbesserung der Online-Zeitauflösung für die neue APD-Auslese*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2012
- [BM96] Borasoy, B. ; Meißner, Ulf-G.: Chiral Lagrangians for Baryons Coupled to Massive Spin-1 Fields. In: *International Journal of Modern Physics A* 11 (1996), Nr. 29, 5183-5202. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X96002376>. – DOI 10.1142/S0217751X96002376

- [BMM11] Bruns, Peter C. ; Mai, Maxim ; Meißner, Ulf-G.: Chiral dynamics of the and resonances revisited. In: *Physics Letters B* 697 (2011), Nr. 3, 254 - 259. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.008>. – DOI 10.1016/j.physletb.2011.02.008. – ISSN 0370-2693
- [BPR<sup>+</sup>99] Bradley, Michael P. ; Porto, James V. ; Rainville, Simon ; Thompson, James K. ; Pritchard, David E.: Penning Trap Measurements of the Masses of  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{87,85}\text{Rb}$ ,  $^{23}\text{Na}$  with Uncertainties  $\leq 0.2$  ppb. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), Nov, 4510–4513. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4510>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.83.4510
- [C<sup>+</sup>01] Chekanov, S. ; others: Measurement of the neutral current cross section and  $F_2$  structure function for deep inelastic  $e^+p$  scattering at HERA. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 21 (2001), Nr. 3, 443-471. <http://dx.doi.org/10.1007/s100520100749>. – DOI 10.1007/s100520100749. – ISSN 1434-6044
- [CBE08] CBELSA/TAPS Kollaboration: *trig42c.st2* [CBELSA/TAPS Hardware Doku-Wiki]. <https://doku.cb.uni-bonn.de/hardware/doku.php?id=trig42c.st2>. Version: November 2008
- [CBH<sup>+</sup>95] Chung, S. U. ; Brose, J. ; Hackmann, R. ; Klempt, E. ; Spanier, S. ; Strassburger, C.: Partial wave analysis in K-matrix formalism. In: *Annalen der Physik* 507 (1995), Nr. 5, 404–430. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19955070504>. – DOI 10.1002/andp.19955070504. – ISSN 1521-3889
- [CGLN57] Chew, G. F. ; Goldberger, M. L. ; Low, F. E. ; Nambu, Y.: Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. In: *Phys. Rev.* 106 (1957), Jun, 1345–1355. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.106.1345>. – DOI 10.1103/PhysRev.106.1345
- [Che99] Cheon, B.G.: CsI(Tl) calorimeter for BELLE. In: *pre-print* (1999), S. 197–205
- [CKM<sup>+</sup>03] Chekanov, S. ; Krakauer, D. ; Magill, S. ; Musgrave, B. ; others: ZEUS next-to-leading-order QCD analysis of data on deep inelastic scattering. In: *Phys. Rev. D* 67 (2003), Jan, 012007. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.67.012007>. – DOI 10.1103/PhysRevD.67.012007
- [Cle79] Cleveland, William S.: Robust locally weighted regression and smoothing scatterplots. In: *J. Amer. Statist. Assoc.* 74 (1979), Nr. 368, 829–836. [http://links.jstor.org/sici?sici=0162-1459\(197912\)74:368<829:RLWRAS>2.0.CO;2-L&origin=MSN](http://links.jstor.org/sici?sici=0162-1459(197912)74:368<829:RLWRAS>2.0.CO;2-L&origin=MSN). – ISSN 0003-1291
- [Cle81] Cleveland, W. S.: LOWESS: A Program for Smoothing Scatterplots by Robust Locally Weighted Regression. In: *The American Statistician* 35 (1981), S. 54
- [CMA<sup>+</sup>09] Crede, V. ; McVeigh, A. ; Anisovich, A. V. ; Bacelar, J. C. S. ; others: Photoproduction of  $\eta$  and  $\eta'$  mesons off protons. In: *Phys. Rev. C* 80 (2009), Nov, 055202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.80.055202>. – DOI 10.1103/PhysRevC.80.055202

- [CMC<sup>+</sup>06] Cladé, Pierre ; Mirandes, Estefania de ; Cadoret, Malo ; Guellati-Khélifa, Saïda ; Schwob, Catherine ; Nez, Fran ; Julien, Lucile ; Biraben, Fran : Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), Jan, 033001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.033001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.033001
- [CT97] Chiang, Wen-Tai ; Tabakin, Frank: Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. In: *Phys. Rev. C* 55 (1997), Nr. 4, S. 2054–2066
- [D<sup>+</sup>08] Dürr, S. ; others: Ab-Initio Determination of Light Hadron Masses. In: *Science* 322 (2008), 1224-1227. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1163233>. – DOI 10.1126/science.1163233
- [DBB<sup>+</sup>00] D’Angelo, A ; Bartalini, O ; Bellini, V ; Sandri, P.Levi ; Moricciani, D ; Nicoletti, L ; Zucchiatti, A: Generation of Compton backscattering  $\gamma$ -ray beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 455 (2000), Nr. 1, 1 - 6. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00684-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00684-7). – DOI 10.1016/S0168-9002(00)00684-7. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the Int. Symp. on New Visions in Laser-Beam
- [Dem04] Demtröder, W.: *Experimentalphysik*. Springer, 2004 (Springer-Lehrbuch)
- [DHH<sup>+</sup>09] Döring, M. ; Hanhart, C. ; Huang, F. ; Krewald, S. ; Meißner, U.-G.: Analytic properties of the scattering amplitude and resonances parameters in a meson exchange model. In: *Nuclear Physics A* 829 (2009), Nr. 3–4, 170 - 209. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.08.010>. – DOI 10.1016/j.nuclphysa.2009.08.010. – ISSN 0375-9474
- [Die08] Dielmann, J.: *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [DKT07] Drechsel, D. ; Kamalov, S.S. ; Tiator, L.: Unitary isobar model –MAID2007. In: *The European Physical Journal A* 34 (2007), Nr. 1, 69-97. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2007-10490-6>. – DOI 10.1140/epja/i2007-10490-6. – ISSN 1434-6001
- [Dok77] Dokshitzer, Yuri L.: Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. In: *Sov.Phys.JETP* 46 (1977), S. 641–653
- [Dri12] Drinhaus, Jorrit: *Aufbau und Test einer 3x3-CsI(Tl)-Kristallmatrix am getaggenen Photonenstrahl an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2012
- [Ebe87] Ebeling, H.: *Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 1987

- [EDRW11] Edwards, Robert G. ; Dudek, Jozef J. ; Richards, David G. ; Wallace, Stephen J.: Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD. In: *Phys. Rev. D* 84 (2011), Oct, 074508. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.074508>. – DOI 10.1103/PhysRevD.84.074508
- [EK14] Euteneuer, H. ; Kreidel, H.-J.: *Internetseite: MAMI - Beschleuniger: Wichtige Parameter*. <http://portal.kph.uni-mainz.de/B1/params.php>. Version: 2014
- [Els07] Elsner, D.: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2007
- [Enz11] Enzian, Georg: *Optimierung der Lichtsammlung für die neue APD-Auslese des Crystal-Barrel-Detektors*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2011
- [Ess89] Esslinger, K.: *CB CsI-Shaper*. Oktober 1989. – Physik-Institut der Universität Zürich, 5000-4.78-2107
- [F<sup>+</sup>11] Fabbietti, L. ; others: The PANDA GEM-based TPC Prototype. In: *NIMA* 628 (2011), S. 204–208. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.317>. – DOI 10.1016/j.nima.2010.06.317
- [Fi03] Föste, B. ; Öing, S.: *EMV-Designrichtlinien: Optimierung von Signalqualität, Abstrahlung und Störfestigkeit*. Franzis, 2003 (PC & Elektronik). <http://books.google.de/books?id=a1kpAAAACAAJ>. – ISBN 9783772354991
- [FL82] Fabjan, Christian W. ; Ludlam, Thomas W.: Calorimetry in high-energy physics. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 32 (1982), Mar, Nr. CERN-EP-82-37, S. 335–389. 31 p
- [Fle01] Flemming, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 2001
- [FP09] Fornet-Ponse, K.: *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [Fro14] Frommberger, Frank: *ELSA-Internetseite*. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html>, 2014
- [Fru05] Fruehauf, Joachim: *Werkstoffe der Mikrotechnik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2005. – ISBN 3446225579
- [Fuc05] Fuchs, Michael: *Photoproduktion neutraler Pionpaare mit dem Crystal Barrel Detektor an ELSA.*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2005. – urn:nbn:de:hbz:5n-31917
- [Fun08] Funke, Ch.: *Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des*



*Crystal-Barrel-Detektors*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2008

- [GAB<sup>+</sup>14] Gottschall, M. ; Anisovich, A. V. ; Bantes, B. ; Bayadilov, D. ; others: First Measurement of the Helicity Asymmetry for  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  in the Resonance Region. In: *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), Jan, 012003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.012003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.112.012003
- [GBR<sup>+</sup>11] Gupta, Y.K. ; Biswas, D.C. ; Roy, P. ; Nayak, B.K. ; Thomas, R.G. ; Inkar, A.L. ; Vind, R.P. ; John, B. ; Saxena, A. ; Choudhury, R.K.: Pulse height and timing characteristics of CsI(Tl)-Si(PIN) detector for and fission fragments. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 629 (2011), Nr. 1, 149 - 153. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.119>. – DOI 10.1016/j.nima.2010.11.119. – ISSN 0168–9002
- [GBS75] Gobrecht, H. ; Bergmann, L. ; Schaefer, C.: *Band 1: Mechanik, Akustik, Wärme*. De Gruyter, 1975 (Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann, Schaefer). – ISBN 3110048612
- [GDF<sup>+</sup>94] Gabler, A.R. ; Döring, W. ; Fuchs, M. ; Krusche, B. ; others: Response of {TAPS} to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 346 (1994), Nr. 1–2, 168 - 176. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90701-3](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)90701-3). – DOI 10.1016/0168-9002(94)90701-3. – ISSN 0168–9002
- [GHK<sup>+</sup>06] Gabrielse, G. ; Hanneke, D. ; Kinoshita, T. ; Nio, M. ; Odom, B.: New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron  $g$  Value and QED. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), Jul, 030802. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.030802>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.030802
- [GHK<sup>+</sup>07] Gabrielse, G. ; Hanneke, D. ; Kinoshita, T. ; Nio, M. ; Odom, B.: Erratum: New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron  $g$  Value and QED [Phys. Rev. Lett. 97, 030802 (2006)]. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), Jul, 039902. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.039902>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.99.039902
- [GL72] Gribov, V.N. ; Lipatov, L.N.: Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. In: *Sov.J.Nucl.Phys.* 15 (1972), S. 438–450
- [GLW<sup>+</sup>13] Gascón, Martín ; Lam, Stephanie ; Wang, Shidong ; Curtarolo, Stefano ; Feigelson, Robert S.: Characterization of light output and scintillation emission in CsI(Tl), NaI(Tl), and LaBr3(Ce) under isostatic pressure. In: *Radiation Measurements* 56 (2013), Nr. 0, 70 - 75. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radmeas.2013.04.017>. – DOI 10.1016/j.radmeas.2013.04.017. – ISSN 1350–4487. – Proceedings of the 8th International Conference on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation (LUMDETR 2012)

- [GMS<sup>+</sup>13] Grodzicka, M. ; Moszyński, M. ; Szczyński, T. ; Czarnacki, W. ; Szawlowski, M. ; Świdorski, Ł. ; Kaźmierczak, Ł. ; Grodzicki, K.: Characterization of CsI:Tl at a wide temperature range ( $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  to  $+22\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 707 (2013), Nr. 0, 73 - 79. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.111>. – DOI 10.1016/j.nima.2012.12.111. – ISSN 0168–9002
- [Got13] Gottschall, Manuela: *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  am CBELSA/TAPS-Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2013. – urn:nbn:de:hbz:5n-31917
- [Gru06] Gruener, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [Hä91] Härter, Friedhelm: *Aufbau eines Kryo-Target-Systems*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 1991
- [HAA<sup>+</sup>08] Horn, I. ; Anisovich, A.V. ; Anton, G. ; Bantes, R. ; others: Study of the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ . In: *The European Physical Journal A* 38 (2008), Nr. 2, 173-186. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2008-10657-7>. – DOI 10.1140/epja/i2008-10657-7. – ISSN 1434–6001
- [Ham04] Hamamatsu Photonics K.K.: *Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode)*. [http://neutron.physics.ucsb.edu/docs/Avalanche\\_photodiodes\\_info.pdf](http://neutron.physics.ucsb.edu/docs/Avalanche_photodiodes_info.pdf), Mai 2004. – Technical Information SD-28
- [Ham05] Hamamatsu Photonics: *Si APD S8664 series, Datenblatt*. 2005
- [Ham09] Hamann, Ch.: *Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2009
- [Ham11a] Hamamatsu Photonics: *Delivery Specification Sheet Proto Type, Silicon Avalanche Diode Type No. S11048(X3)*. März 2011
- [Ham11b] Hamamatsu Photonics K.K.: *Delivery Specification Sheet Proto Type: Silicon Avalanche Photodiode Type No. S11048(X3)*. März 2011. – K30-B70082
- [Ham12] Hamamatsu Photonics K.K. Support: *Persönliche Kommunikation*. 2012
- [Har08] Hartmann, Jan: *Zeitkalibrierung und Photonenzflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [HDH<sup>+</sup>12] Huang, F. ; Döring, M. ; Haberzettl, H. ; Haidenbauer, J. ; Hanhart, C. ; Krewald, S. ; Meißner, U.-G. ; Nakayama, K.: Pion photoproduction in a dynamical coupled-channels model. In: *Phys. Rev. C* 85 (2012), May, 054003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.85.054003>. – DOI 10.1103/PhysRevC.85.054003

- [Heu11] Heurich, Nikolas: *Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2011
- [Hil00] Hillert, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. 2000 Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
- [Hof01] Hoffmann, M.: *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2001
- [Hof14] Hoffmeister, Philipp: *Modifikation und Erweiterung eines Datenerfassungssystems für das CBELSA/TAPS-Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014
- [Hon09] Honisch, Christian: *Untersuchungen zu einer neuen Avalanche-Photodioden-Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2009
- [Hub08] Huber, Benjamin: *The Readout of CsI(Tl)-Crystals with Large-Area-Avalanche-Photodiodes using a sampling ADC*, Justus-Liebig University Giessen, Diplomarbeit, 2008
- [HW03] Haken, H. ; Wolf, H.C.: *Atom- und Quantenphysik*. Springer Berlin Heidelberg, 2003 (Physics and astronomy online library). <http://books.google.de/books?id=xCif8kBEXp0C>. – ISBN 9783642185199
- [IK78] Isgur, Nathan ; Karl, Gabriel: P. In: *Phys. Rev. D* 18 (1978), Dec, 4187–4205. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.18.4187>. – DOI 10.1103/PhysRevD.18.4187
- [Inf11] Infineon Technologies AG: *BSS131, SOPMOS Small-Signal-Transistor*. 2011
- [Jü12] Jürgensen, Inke: *Determination of the beam asymmetry  $\Sigma$  in the reaction  $\gamma C \rightarrow X p \pi^0$* , Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2012
- [JKA<sup>+</sup>11] Jaegle, I. ; Krusche, B. ; Anisovich, A.V. ; Bacelar, J.C.S. ; others: Quasi-free photoproduction of  $\eta$ -mesons off the deuteron. In: *The European Physical Journal A* 47 (2011), Nr. 8, 1-25. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2011-11089-0>. – DOI 10.1140/epja/i2011-11089-0. – ISSN 1434-6001
- [KAA<sup>+</sup>95] Krusche, B. ; Ahrens, J. ; Anton, G. ; Beck, R. ; others: Near Threshold Photoproduction of  $\eta$ -Mesons off the Proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), May, 3736–3739. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3736>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.74.3736
- [Kai] Kaiser, David: *Persönliche Kommunikation*
- [Kai07] Kaiser, D.: *Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007

- [Kai14] Kaiser, David: *Steuerung und Überwachung einer Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014
- [Kal13] Kalischewski, Florian: *Persönliche Kommunikation*. 2013
- [Kam09] Kammer, S.: *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2009
- [Kar02] Karki, James: *Fully-Differential Amplifiers*. <http://www.ti.com/lit/an/sloa054d/sloa054d.pdf>, January 2002. – SLOA054D
- [Ket13] Ketzner, Bernhard: A time projection chamber for high-rate experiments: Towards an upgrade of the ALICE TPC. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 732 (2013), Nr. 0, 237 - 240. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.08.027>. – DOI 10.1016/j.nima.2013.08.027. – ISSN 0168–9002. – Vienna Conference on Instrumentation 2013
- [Kla15] Klassen, Peter: *Dissertation in Vorbereitung*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., voraus. 2015
- [Koc02] Kocian, Martin: Performance and calibration of the crystal calorimeter of the BABAR detector. In: *Proceedings of the Tenth International Conference on Calorimetry in Particle Physics (CALOR 2002), Pasadena, CA, USA, 2002*, S. 167–174
- [Koo14] Koop, Karsten: *Nachweis von vorwärtsgestreuten Protonen in photoninduzierten Reaktionen am Nukleon*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014
- [KR10] Klempt, Eberhard ; Richard, Jean-Marc: Baryon spectroscopy. In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010), Apr, 1095–1153. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1095>. – DOI 10.1103/RevModPhys.82.1095
- [Kru11] Krusche, B.: Photoproduction of mesons off nuclei. In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), Nr. 1, 199-238. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01491-2>. – DOI 10.1140/epjst/e2011-01491-2. – ISSN 1951–6355
- [KSK<sup>+</sup>05] Kataoka, J. ; Saito, T. ; Kuramoto, Y. ; Ikagawa, T. ; Yatsu, Y. ; Kotoku, J. ; Arimoto, M. ; Kawai, N. ; Ishikawa, Y. ; Kawabata, N.: Recent progress of avalanche photodiodes in high-resolution X-rays and  $\gamma$ -rays detection. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 541 (2005), Nr. 1–2, 398 - 404. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.081>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.01.081. – ISSN 0168–9002. – Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors Proceedings of the 5th International Symposium on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors (STD 5) Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors
- [LeC97] LeCroy Research Systems: *Model 1882F and 1885F Fastbus Analog-to-Digital Converters*. Juni 1997

- [Leo94a] Leo, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer London, Limited, 1994 <http://books.google.de/books?id=8VufE4SD-AkC>. – ISBN 9783540572800
- [Leo94b] Leo, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to approach, Second Revised Edition*. New York, Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1994
- [Leu01] Leukel, Roman: *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der  $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2001
- [LHP67] Lederer, C. M. ; Hollander, Jack M. ; Perlman, Isadore: *Table of Isotopes*. John Willey & Sons, INC., 1967
- [Lin01] Linear Technology: *4ns, 150MHz Dual Comparator with Independent Input/Output Supplies*. 2001
- [Lip75] Lipatov, L.N.: The parton model and perturbation theory. In: *Sov.J.Nucl.Phys.* 20 (1975), S. 94–102
- [LKMP01] Loering, U. ; Kretzschmar, K. ; Metsch, B. C. ; Petry, H. R.: Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces. In: *European Physical Journal A* (2001), Nr. 10, S. 309–346
- [LMP01] Löring, U. ; Metsch, B.Ch. ; Petry, H.R.: The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces. In: *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 10 (2001), 395-446. <http://dx.doi.org/10.1007/s100500170105>. – ISSN 1434–6001. – 10.1007/s100500170105
- [Mü07] Müller, Jonas: *Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007
- [Mü11] Müllers, Johannes: *Test und Charakterisierung einer Platine zur Hochspannungsversorgung der Avalanche-Photodioden am Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2011
- [Mü13] Müllers, Johannes: *Design and Test of a Slowcontrol for the APD Trigger Upgrade of the Crystal Barrel Calorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2013
- [Mü14] Müller, Jonas: *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  in der Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  am CB/TAPS-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., vorraus. 2014
- [Mü17] Müllers, Johannes: *Development of a Sampling ADC readout for the Crystal Barrel Calorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., vorraus. 2017
- [McG08] McGehee, W. R.: *The Gamma Intensity Monitor at the Crystal-Barrel-Experiment*, Massachusetts Institute Of Technology, Bachelorarbeit, 2008

- [Mei88] Meißner, Ulf-G.: Low-energy hadron physics from effective chiral Lagrangians with vector mesons. In: *Physics Reports* 161 (1988), Nr. 5–6, 213 - 361. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(88\)90090-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(88)90090-7). – DOI 10.1016/0370-1573(88)90090-7. – ISSN 0370-1573
- [Mic05] Micrel Incorporated: *TTL-to-Differential ECL Translator Sy100ELT24*. 2005
- [MKA<sup>+</sup>08] McGeorge, J.C. ; Kellie, J.D. ; Annand, J.R.M. ; Ahrens, J. ; others: Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C. In: *The European Physical Journal A* 37 (2008), Nr. 1, 129-137. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2007-10606-0>. – DOI 10.1140/epja/i2007-10606-0. – ISSN 1434-6001
- [MKD<sup>+</sup>14] Muramatsu, N. ; Kon, Y. ; Daté, S. ; Ohashi, Y. ; others: Development of high intensity laser-electron photon beams up to 2.9 GeV at the SPring-8 LEPS beamline. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 737 (2014), Nr. 0, 184 - 194. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.039>. – DOI 10.1016/j.nima.2013.11.039. – ISSN 0168-9002
- [Mon84] Montague, Bryan W.: Polarized beams in high energy storage rings. In: *Physics Reports* 113 (1984), Nr. 1, 1 - 96. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(84\)90031-0](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(84)90031-0). – DOI 10.1016/0370-1573(84)90031-0. – ISSN 0370-1573
- [MT05] Mohr, Peter J. ; Taylor, Barry N.: CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2002. In: *Rev. Mod. Phys.* 77 (2005), Mar, 1–107. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.77.1>. – DOI 10.1103/RevModPhys.77.1
- [NG10] Nakamura, K ; Group, Particle D.: Review of Particle Physics. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 37 (2010), Nr. 7A, 075021. <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>
- [NM<sup>+</sup>10] Nanova, M. ; Metag, V. ; others: In-medium  $\omega$  mass from the  $\gamma + \text{Nb} \rightarrow \pi^0 \gamma + X$  reaction. In: *Phys. Rev. C* 82 (2010), Sep, 035209. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.82.035209>. – DOI 10.1103/PhysRevC.82.035209
- [NMR<sup>+</sup>12] Nanova, M. ; Metag, V. ; Ramos, A. ; Oset, E. ; Jaegle, I. ; Makonyi, K.: Transparency ratio in  $\gamma A \rightarrow \eta' A'$  and the in-medium  $\eta'$  width. In: *pre-print* (2012)
- [Nov91] Novotny, R.: The BaF<sub>2</sub> photon spectrometer TAPS. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-38 (1991), S. 379–385
- [Nov98] Novotny, R.: Performance of the BaF-2 calorimeter TAPS. In: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 61B (1998), S. 137–142. [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632\(97\)00552-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632(97)00552-5). – DOI 10.1016/S0920-5632(97)00552-5
- [NXP09] NXP Semiconductors: *PESDxL1BA series, Low capacitance bidirectional ESD protection diodes in SOD323*. 2009
- [NXP10a] NXP Semiconductos: *PMBTA45 500 V, 150 mA NPN high-voltage low V<sub>CEsat</sub> (BISS) transistor*. [http://www.nxp.com/documents/data\\_sheet/PMBTA45.pdf](http://www.nxp.com/documents/data_sheet/PMBTA45.pdf), März 2010

- [NXP10b] NXP Semiconductors: *PCA9536, 4-bit I2C-bus and SMBus I/O port*. [www.nxp.com/documents/data\\_sheet/PCA9536.pdf](http://www.nxp.com/documents/data_sheet/PCA9536.pdf), August 2010. – PCA9536\_5
- [NXP12] NXP Semiconductors: *BC847 series 45 V, 100 mA NPN general-purpose transistors*. [http://www.nxp.com/documents/data\\_sheet/BC847\\_SER.pdf](http://www.nxp.com/documents/data_sheet/BC847_SER.pdf), August 2012
- [OHDG06] Odom, B. ; Hanneke, D. ; D'Urso, B. ; Gabrielse, G.: New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), Jul, 030801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.030801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.030801
- [OM59] Olsen, Haakon ; Maximon, L. C.: Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening. In: *Phys. Rev.* 114 (1959), May, 887–904. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.114.887>. – DOI 10.1103/PhysRev.114.887
- [Ome81] Omelayenko, A. S.: "Ambiguities of the multipole analysis of neutral-pion photoproduction from nucleons". In: *YaF* 34 (1981), Nr. 730
- [PAN08] PANDA collaboration: Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC). In: *pre-print* (2008). <http://dx.doi.org/arXiv:0810.1216v1>. – DOI arXiv:0810.1216v1
- [PBC<sup>+</sup>07] Pee, H. van ; Bartholomy, O. ; Crede, V. ; Anisovich, A.V. ; others: Photoproduction of  $\pi$  mesons off protons from the  $\Delta(1232)$  region to  $E_\gamma = 3$  GeV. In: *The European Physical Journal A* 31 (2007), Nr. 1, 61-77. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-10160-3>. – DOI 10.1140/epja/i2006-10160-3. – ISSN 1434-6001
- [Pee09] Pee, Harald van: *Persönliche Kommunikation*. 2009
- [Pen02] Penner, Gregor: *Vector Meson Production and Nucleon Resonance Analysis in a Coupled-Channel Approach*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Diss., 2002
- [Per10] PerkinElmer Optoelectronics: *Avalanche Photodiode: A User Guide*. [http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP\\_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf](http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf), 2010. – 600013\_01 DTS1104P
- [Pet06] Peters, K.: A Primer on Partial Wave Analysis. In: *International Journal of Modern Physics A* 21 (2006), Nr. 27, 5618-5624. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X06034811>. – DOI 10.1142/S0217751X06034811
- [Pos00] Pospischil, Thomas: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Protonen-Polarimeters an MAMI und Messung der Proton-Polarisation in der Reaktion  $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  in paralleler Kinematik im Bereich der  $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2000
- [PRSZ95] Povh ; Rith ; Scholz ; Zetsche: *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Reprint 1995

- [Rö14] Rönchen, Deborah: *Baryon resonances in pion- and photon-induced hadronic reactions*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014. – urn:nbn:de:hbz:5n-35717
- [RCL<sup>+</sup>06] Ren, Guohao ; Chen, Xiaofeng ; Lu, Sheng ; Li, Zhongbo ; Xue, Xuanping ; Shen, Dingzhong: Non-uniformity of light output in large-sized CsI(Tl) crystals grown by non-vacuum Bridgman method. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 564 (2006), Nr. 1, 364 - 369. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.081>. – DOI 10.1016/j.nima.2006.05.081. – ISSN 0168–9002
- [RDH<sup>+</sup>13] Rönchen, D. ; Döring, M. ; Huang, F. ; Haberzettl, H. ; Haidenbauer, J. ; Hanhart, C. ; Krewald, S. ; Meißner, U.-G. ; Nakayama, K.: Coupled-channel dynamics in the reactions  $\pi N \rightarrow \pi N, \eta N, K\Lambda, K\Sigma$ . In: *The European Physical Journal A* 49 (2013), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2013-13044-5>. – DOI 10.1140/epja/i2013-13044-5. – ISSN 1434–6001
- [RDH<sup>+</sup>14] Rönchen, D. ; Döring, M. ; Huang, F. ; Haberzettl, H. ; Haidenbauer, J. ; Hanhart, C. ; Krewald, S. ; Meißner, U.-G. ; Nakayama, K.: Photocouplings at the Pole from Pion Photoproduction. In: *pre-print* (2014)
- [Rei99] Reiter, Andreas: *Entwicklung und Test eines ortsauflösenden Detektors für die Photomarkierungsanlage*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 1999
- [RM11] Ronniger, M. ; Metsch, B.Ch.: Effects of a spin-flavour-dependent interaction on the baryon mass spectrum. In: *The European Physical Journal A* 47 (2011), Nr. 12, 1-15. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2011-11162-8>. – DOI 10.1140/epja/i2011-11162-8. – ISSN 1434–6001
- [RO05] Roberts, W. ; Oed, T.: Polarization observables for two-pion production off the nucleon. In: *Phys. Rev. C* 71 (2005), May, 055201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.71.055201>. – DOI 10.1103/PhysRevC.71.055201
- [Roh03] Rohlof, Ch.: *Entwicklung polarisierter Targets zur Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2003
- [S<sup>+</sup>05] Suft, G. ; others: A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 531 (2005), S. 416–424
- [SAA<sup>+</sup>99] Salvo, Rachele ; Ajaka, J. ; Anghinolfi, M. ; Bartalini, O. ; others: The graal experiment: Beam polarization asymmetries in pseudoscalar meson photoproduction. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 49 (1999), Nr. 2, 43-48. <http://dx.doi.org/10.1007/s10582-999-0084-6>. – DOI 10.1007/s10582-999-0084-6. – ISSN 0011–4626
- [Sai07a] Saint-Gobain Crystals: *CsI(pure) Cesium Iodide Scintillation Material*. [http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product\\_Data\\_Sheets/CsI-Pure-Data-Sheet.pdf](http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product_Data_Sheets/CsI-Pure-Data-Sheet.pdf), 2007



- [Sai07b] Saint-Gobain Crystals: *CsI(Tl), CsI(Na) Cesium Iodide Scintillation Material, Datenblatt*. [http://www.detectors.saint-gobain.com/Media/Documents/S000000000000001004/SGC\\_CsI\(Na\)\\_CsI\(Tl\)\\_Data\\_Sheet.pdf](http://www.detectors.saint-gobain.com/Media/Documents/S000000000000001004/SGC_CsI(Na)_CsI(Tl)_Data_Sheet.pdf), 2007
- [Sch] Schmitz, Roman: *Persönliche Kommunikation*
- [Sch51] Schiff, L. I.: Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung. In: *Phys. Rev.* 83 (1951), Jul, 252–253. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.83.252>. – DOI 10.1103/PhysRev.83.252
- [Sch04] Schmidt, Christoph: *Entwicklung eines neuen Datenakquisitionssystems für das CB-ELSA-Experiment*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2004
- [Sch08] Schmitz, Roman: *Simulationen zum Nachweis geladener Teilchen für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [Sch11] Schedler, M.: *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2011
- [Sch13] Schaab, Dimitri: *Design and Characterisation of an automated Teststation for the High Voltage Board for the APD Upgrade of the Crystal Barrel*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2013
- [Sch14] Schmitz, Roman: *Dissertation in Vorbereitung*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., voraus. 2014
- [Sei09] Seifen, T.: *Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2009
- [SJB<sup>+</sup>99] Schwob, C. ; Jozefowski, L. ; Beauvoir, B. de ; Hilico, L. ; Nez, F. ; Julien, L. ; Biraben, F. ; Acef, O. ; Zondy, J.-J. ; Clairon, A.: Optical Frequency Measurement of the  $2S - 12D$  Transitions in Hydrogen and Deuterium: Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), Jun, 4960–4963. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.4960>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.82.4960
- [SM01] Skulski, W. ; Momayezi, M.: Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 458 (2001), Nr. 3, 759 - 771. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00938-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00938-4). – DOI 10.1016/S0168-9002(00)00938-4. – ISSN 0168-9002
- [Sok06] Sokhoyan, V.: *New photomultiplier readout for the Crystal Barrel forward-detector*. Report for the European Graduate School: “Complex Systems of hadrons and nuclei”, 2006

- [Spi05] Spieler, H.: *Semiconductor Detector Systems*. OUP Oxford, 2005 (Oxford scholarship online). <http://books.google.de/books?id=MUMb3y37yqYC>. – ISBN 9780198527848
- [SRHH11] Schedler, M. ; Roth, A. ; Hillert, W. ; Heiliger, D.: A BROADBAND RF STRIPLINE KICKER FOR DAMPING TRANSVERSAL MULTIBUNCH INSTABILITIES. In: *Proceedings of IPAC2011* (2011), S. 481–483
- [Ste10] Steinacher, M.: *Resultate PSpice Simulationen*. CB APD-Meeting, August 2010
- [Ste11] Steinacher, M.: *CB APD Single/Dual-Preamplifier*. CB APD-Meeting, November 2011
- [Ste13a] Steinacher, Michael: Crystal Barrel APD Preamplifier Dual Starrflex SP 917E / REV 1.0 Datasheet. (2013), Februar
- [Ste13b] Steinacher, Michael: *PSPICE-Simulationen*. Februar 2013
- [Ste14] Steinacher, Michael: *Persönliche Kommunikation*. 2014
- [Str96] Ströher, H.: Electromagnetic and Hadronic Probes of Nuclear Matter: Portrait of the European Photon Detector TAPS. In: *Nuclear Physics News* 6 (1996), Nr. 1, 7-15. <http://dx.doi.org/10.1080/10506899609411060>. – DOI 10.1080/10506899609411060
- [T<sup>+</sup>05] Trnka, D. ; others: Observation of In-Medium Modifications of the  $\omega$  Meson. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), May, 192303. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.192303>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.192303
- [TAB<sup>+</sup>12] Thiel, A. ; Anisovich, A. V. ; Bayadilov, D. ; Bantes, B. ; others: Well-Established Nucleon Resonances Revisited by Double-Polarization Measurements. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), Sep, 102001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.102001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.109.102001
- [Tel10] Teledyne LeCroy: *WaveRunner® Xi-A Series Datasheet*. <http://teledynelecroy.com>, April 2010
- [Tex05] Texas Instruments: *500-uA/CH 3-MHz Rail-to-Rail Input/Output Operational Amplifiers with Shutdown (Rev. D)*. 2005
- [Tex08a] Texas Instruments: *Dual, Low-Power, Wideband, Voltage-Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER with Disable*. <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/opa2889.pdf>, January 2008. – SBOS373B
- [Tex08b] Texas Instruments: *Low-Power, Dual Current-Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER*. <http://www.ti.com/lit/gpn/opa2684>, Juli 2008. – SBOS239D
- [Thi12] Thiel, Annika: *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $G$  in  $\pi^0$ -Photoproduktion*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2012. – urn:nbn:de:hbz:5n-29189
- [Thi13] Thiel, Annika: *Persönliche Kommunikation*. 2013

- [TSG<sup>+</sup>09] Thacker, S.C. ; Singh, B. ; Gaysinskiy, V. ; Ovechkina, E.E. ; Miller, S.R. ; Brecher, C. ; Nagarkar, V.V.: Low-afterglow CsI:Tl microcolumnar films for small animal high-speed microCT. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 604 (2009), Nr. 1–2, 89 - 92. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.01.036>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.01.036. – ISSN 0168–9002. – {PSD8} Proceedings of the 8th International Conference on Position Sensitive Detectors
- [TW01] Thomas, A.W. ; Weise, W.: *The Structure of the Nucleon*. Wiley, 2001. – ISBN 9783527402977
- [UHG<sup>+</sup>97] Udem, Th. ; Huber, A. ; Gross, B. ; Reichert, J. ; Prevedelli, M. ; Weitz, M. ; Hänsch, T. W.: Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen  $1S-2S$  Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), Oct, 2646–2649. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2646>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.79.2646
- [Und10] Undorf, Sabine: *Untersuchungen zur Lichtsammlung von Caesiumiodid-Kristallen*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2010
- [Urb11] Urban, Martin: *Compensation of the Temperature Dependence of Avalanche Photodiodes for a new Readout of the Crystal Barrel Calorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2011
- [Urb14] Urban, Martin: *Aufbau eines Lichtpulsesystems zur Messung des Verstärkungsfaktors der APDs in der neuen CB-Ausleseelektronik*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, in Vorbereitung, voraus. 2014
- [Wal] Walther, Dieter: *Zeichnungen*
- [Wal87a] Walther, Dieter: *Crystal Barrel Line Driver*. 1987. – CERN, Genf
- [Wal87b] Walther, Dieter: *Crystal Barrel Vorverstärker*. 1987. – CERN, Genf
- [Wat52] Watson, Kenneth M.: The Hypothesis of Charge Independence for Nuclear Phenomena. In: *Phys. Rev.* 85 (1952), Mar, 852–857. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.85.852>. – DOI 10.1103/PhysRev.85.852
- [WBB<sup>+</sup>05] Wu, C. ; Barth, J. ; Braun, W. ; Ernst, J. ; others: Photoproduction of  $\rho$  mesons and  $\Delta$ -baryons in the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  at energies up to  $\sqrt{s} = 2.6$  GeV. In: *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 23 (2005), Nr. 2, 317–344. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2004-10093-9>. – DOI 10.1140/epja/i2004-10093-9. – ISSN 1434–6001
- [WBPS12] Workman, Ron L. ; Briscoe, William J. ; Paris, Mark W. ; Strakovsky, Igor I.: Updated SAID analysis of pion photoproduction data. In: *Phys. Rev. C* 85 (2012), Feb, 025201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.85.025201>. – DOI 10.1103/PhysRevC.85.025201
- [WBT14] Wunderlich, Y. ; Beck, R. ; Tiator, L.: The complete-experiment problem of photoproduction of pseudoscalar mesons in a truncated partial-wave analysis. In:

- Phys. Rev. C* 89 (2014), May, 055203. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.89.055203>. – DOI 10.1103/PhysRevC.89.055203
- [Weh08] Wehrfritz, Marco: *Entwicklung und Test eines Silizium-Photomultiplier-Triggers für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [Wei08] Weitzel, Quirin: *Precision Meson Spectroscopy: Diffractive Production at COMPASS and Development of a GEM-based TPC for PANDA*, Technische Universität München, Diss., 2008
- [Wen08] Wendel, Ch.: *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2008
- [Win06] Winnebeck, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [Win09] Winnebeck, A.: *Design Studies for a Tracking Upgrade of the Crystal Barrel Experiment at ELSA and Installation of a Tracking Test Bench*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [WPBS12] Workman, Ron L. ; Paris, Mark W. ; Briscoe, William J. ; Strakovsky, Igor I.: Unified Chew-Mandelstam SAID analysis of pion photoproduction data. In: *Phys. Rev. C* 86 (2012), Jul, 015202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.86.015202>. – DOI 10.1103/PhysRevC.86.015202
- [Wun12] Wunderlich, Yannik: *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2012
- [Wun16] Wunderlich, Yannick: *Dissertation in Vorbereitung*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., voraus. 2016
- [Zim10] Zimmermann, Rebecca: *Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2010