



FACHBEREICH MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN  
FACHGRUPPE PHYSIK  
BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL

**Entwicklung eines integrierten  
LED-Kalibrationssystems und Studien zur  
Ortsauflösung  
für das szintillatorbasierte  
hadronische CALICE Kalorimeter**

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades  
von  
Sebastian Weber

18. April 2012

Diese Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20131213-090928-8

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn:nbn:de:hbz:468-20131213-090928-8>]

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>1. Teilchenbeschleuniger und -detektoren in der Hochenergiephysik</b>	<b>9</b>
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
1.1.1. Materieteilchen	9
1.1.2. Wechselwirkungen	10
1.1.3. Der Higgs-Mechanismus	12
1.2. Higgs-Produktion und Nachweis an $e^+e^-$ -Beschleunigern	12
1.3. Teilchenbeschleuniger der Hochenergiephysik	14
1.3.1. Der International Linear Collider (ILC)	16
1.3.2. Der Compact Linear Collider (CLIC)	18
1.4. Detektoren der Hochenergiephysik	18
1.4.1. Spurdetektoren	19
1.4.2. Kalorimeter	20
1.5. Particle-Flow-Konzept	24
1.6. Der International Large Detector (ILD)	27
1.6.1. Magnetsystem	27
1.6.2. Spurdetektoren	27
1.6.3. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)	28
1.6.4. Hadronisches Kalorimeter	29
1.6.5. Myonendetektor	30
<b>2. Kalorimeterentwicklung der CALICE-Kollaboration</b>	<b>31</b>
2.1. Halbleiterbasierte Auslese	31
2.1.1. PiN-Dioden	31
2.1.2. Avalanche-Photodioden (APD)	33
2.1.3. Avalanche-Photodioden im Geiger-Modus	34
2.1.4. Siliziumphotomultiplier (SiPM)	36
2.2. Szintillatorkacheln des AHCALs	41
2.3. Physik-Prototyp	42
2.3.1. ECAL	42
2.3.2. AHCAL	45
2.3.3. TCMT	47
2.3.4. Logische Bezeichnung der Detektorzellen (CellIndex)	48
2.4. Auslesesystem des Physik-Prototypen	48
2.4.1. CRC	57

2.4.2.	CMB	57
2.4.3.	Der Prototyp am Teststrahl	58
2.5.	Technischer Prototyp des AHCALs	60
2.5.1.	HBU	61
2.5.2.	Auslesesystem	63
2.5.3.	Kühlung und gepulster Betrieb	64
<b>3.</b>	<b>Aufbau eines Testsystems zur Entwicklung des LED-Kalibrationsystems</b>	<b>67</b>
3.1.	$\mu$ DAQ-Auslesesystem	67
3.1.1.	Spannungsversorgung	69
3.1.2.	Mikrocontroller	70
3.1.3.	Digitale Ansteuerung der HABs	70
3.1.4.	Trigger, Pulsgenerator und HOLD-Scan	71
3.1.5.	Betrieb mit externem Trigger	72
3.1.6.	Pegelkonverter und ADC	74
3.1.7.	Firmware	76
3.1.8.	Datenübertragung	76
3.2.	Analogeigenschaften des $\mu$ DAQ-Auslesesystems	81
3.2.1.	Linearität	83
3.2.2.	$\mu$ DAQ-internes Rauschen	84
3.2.3.	Systemrauschen	85
3.3.	Positionierungssystem	87
3.4.	Messkopf	88
3.5.	Klimakammer	89
3.6.	MPPC-Modul	91
3.7.	Photomultiplier	93
<b>4.</b>	<b>Entwicklung des integrierten LED-Kalibrationssystems</b>	<b>95</b>
4.1.	Anforderungen an das integrierte LED-Kalibrationssystem	95
4.1.1.	Erzeugung geringer Lichtmengen	96
4.1.2.	Erzeugung mittlerer bis großer Lichtmengen	96
4.1.3.	Unabhängigkeit von der Länge des Triggerpulses	97
4.1.4.	Homogenität	97
4.1.5.	Wiederholrate und Kalibrationsszenario	98
4.1.6.	Platzbedarf auf dem HBU	98
4.1.7.	Wärmeentwicklung	99
4.2.	Beschreibung des integrierten Kalibrationssystems	99
4.2.1.	Die LED-Pulserschaltung	99
4.2.2.	Integration der LED-Pulserschaltung in das HBU	101
4.2.3.	Testplatinen	102
4.3.	Bauteilwahl und Charakterisierung der LED-Pulserschaltung	104
4.3.1.	Wahl der LED	104
4.3.2.	Widerstand R1 und Ladekapazität CL	108

4.3.3. Widerstand R2 . . . . .	112
4.3.4. Widerstand R3 . . . . .	113
4.3.5. Transistor . . . . .	115
4.4. Abgleich der Lichtleistung mit CL1 und CL2 . . . . .	117
4.5. Positionsabhängigkeit . . . . .	120
4.6. Leiterbahneffekte . . . . .	121
4.7. Wärmeentwicklung . . . . .	124
4.8. Temperaturabhängigkeit . . . . .	127
4.9. Ausfallsicherheit . . . . .	127
4.10. Stromfluss durch die LED . . . . .	130
4.11. Langzeittest . . . . .	131
4.12. Sättigung . . . . .	133
4.12.1. Messung des Sättigungseffekts . . . . .	133
4.12.2. Simulation des Sättigungseffektes . . . . .	135
4.12.3. Mathematische Beschreibung des Sättigungseffekts . . . . .	138
4.13. Konzept zur Messung des optischen Übersprechens und zur Überwachung der erzeugten Lichtmenge . . . . .	140
4.14. Notched-Fiber Kalibrationssystem . . . . .	142
4.15. Fazit . . . . .	143
<b>5. Positionskorrektur des Physik-Prototypen</b> . . . . .	<b>145</b>
5.1. Konzept der Positionskorrektur . . . . .	146
5.2. Globale Positionskorrektur . . . . .	147
5.2.1. Resultate für das AHCAL 2007 . . . . .	150
5.2.2. Resultate für das ECAL für 2007 . . . . .	154
5.2.3. Resultate für das AHCAL 2011 . . . . .	154
5.3. Lagenweise Positionskorrektur . . . . .	154
5.3.1. Myonen-Selektion . . . . .	157
5.3.2. Prinzip der lagenweisen Korrektur . . . . .	158
5.3.3. Lagenweiser Versatz des AHCALs für verschiedene XY-Tischpositionen . . . . .	162
5.3.4. Lagenweiser Versatz für das gescherte AHCAL . . . . .	162
5.3.5. Manuelle Messung des Versatzes des AHCALs . . . . .	166
5.3.6. Lagenweiser Versatz des ECALs . . . . .	166
5.4. Fazit . . . . .	166
<b>6. Ortsauflösung des AHCALs für Elektronen</b> . . . . .	<b>171</b>
6.1. Stufenkorrektur . . . . .	172
6.2. Bestimmung der Auflösung . . . . .	176
6.2.1. Auflösung nach einfacher Stufenkorrektur . . . . .	177
6.2.2. Auflösung nach lagenweiser Stufenkorrektur . . . . .	178
6.3. Fazit . . . . .	181
<b>Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>183</b>

<b>Anhang</b>	<b>185</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>185</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>195</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>199</b>

# Einleitung

Mit dem LHC<sup>1)</sup> ging im September 2008 der bisher leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger weltweit in Betrieb. Mit ihm erhofft man sich die Beantwortung offener Fragen der Teilchenphysik, die experimentelle Bestätigung oder Widerlegung einiger Theorien und die mögliche Entdeckung neuer Phänomene in einem bisher unerreicht hohen Energiebereich.

Als Protonenbeschleuniger erreicht er jedoch in vielen Bereichen nicht die hohe Präzision eines  $e^+e^-$ -Beschleunigers. Daher ist für die Zukunft der Bau eines  $e^+e^-$ -Beschleunigers mit Schwerpunktenergien bis 3 TeV geplant. Um dessen Potential ausschöpfen zu können, werden exzellente Teilchendetektoren benötigt, welche unter anderem eine Energieauflösung für hadronische Jets von  $30\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$  erreichen. Dies wird durch neue Ansätze in der Art der Energiemessung wie dem Particle-Flow-Konzept erreicht, welches auf der möglichst exakten Verfolgung der Teilchenspuren auch in den zu diesem Zweck hochgranularen Kalorimetern basiert.

Im Rahmen der CALICE<sup>2)</sup>-Kollaboration werden verschiedene Kalorimeterkonzepte verfolgt und anhand von Prototypen auf die geforderte Leistungsfähigkeit untersucht. Des Weiteren wird auch die technische Realisierbarkeit eines vollständigen Detektors überprüft. Eine Möglichkeit für ein hochgranulares hadronisches Kalorimeter in Sandwich-Bauweise besteht in der Verwendung von Stahlabsorberplatten und Szintillatorkacheln mit einer Größe von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  als aktivem Material, in welche Siliziumphotomultiplier (SiPM) als neuartige, hochempfindliche Lichtsensoren eingelassen sind. Das Kalorimeter wird insgesamt über etwa 8 Mio. Szintillatorkacheln verfügen, so dass die weitgehende Integration der Ausleseelektronik in das Volumen des Kalorimeters notwendig ist.

Als Halbleiter weisen SiPM eine große Abhängigkeiten von verschiedenen Umgebungseinflüssen auf und erfordern daher eine Möglichkeit, in gewissen Zeitabständen mit Hilfe von kurzen, schwachen Lichtpulsen eine Kalibration durchführen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher das ebenfalls in das Kalorimetervolumen *integrierte LED-Kalibrationssystem* entwickelt, das die Erzeugung von schwachen Lichtpulsen mit einer Länge von 5 – 10 ns, aber auch von intensiven Lichtpulsen zur Untersuchung des Sättigungsverhaltens der SiPM erlaubt. Es besteht im Wesentlichen aus einer elektronischen Schaltung zur Ansteuerung einer LED über jeder Szintillatorkachel, so dass hohe Anforderungen an die Skalierbarkeit und Kompaktheit des Systems gestellt werden.

---

<sup>1)</sup>Large Hadron Collider

<sup>2)</sup>Calorimeter for a Linear Collider Experiment

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden Daten analysiert, die in verschiedenen Teststrahlperioden mit einem existierenden, etwa  $1 \text{ m}^3$  großen Prototypen des szintillatorbasierten hadronischen Kalorimeters gewonnen wurden. Dabei wurde die exakte Position des gesamten Prototypen, sowie der einzelnen Detektorlagen in Bezug auf ein Referenzkoordinatensystem bestimmt. Mit Hilfe dieser Positionskorrektur ist eine Erhöhung der erreichbaren Ortsauflösung möglich, welche ebenfalls für elektromagnetische Schauer in dem Prototypen untersucht wurde.

# 1. Teilchenbeschleuniger und -detektoren in der Hochenergiephysik

Beginnend mit den ersten Experimenten auf dem Gebiet der Teilchenphysik Anfang des 20. Jahrhunderts wurde eine immer größere Anzahl an Teilchen entdeckt, deren Erzeugung und Untersuchung die Aufwendung immer höherer Energien mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern erfordern. Eine grundlegende Theorie zur Beschreibung der Teilchen existiert mit dem Standardmodell der Teilchenphysik, welches viele bekannte Phänomene sehr gut beschreibt und in der Vergangenheit bereits Vorhersagen erlaubte, die erst Jahrzehnte später experimentell bestätigt werden konnten. Solche Vorhersagen, aber auch Unstimmigkeiten führten in jüngster Zeit zum Bau des bisher leistungsfähigsten Teilchenbeschleunigers, dem Large Hadron Collider am CERN bei Genf. Für die Zukunft existieren bereits Konzepte für den Bau weiterer Teilchenbeschleuniger, um weitere Phänomene zu untersuchen, oder bekannte Resultate mit hoher Präzision zu überprüfen.

Dieses Kapitel gibt einen sehr einfach gehaltenen Überblick über das Standardmodell und erläutert die Konzepte, Funktionsprinzipien und Ziele zukünftiger Beschleunigeranlagen und Detektoren.

## 1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie aus zwölf in [Tabelle 1.1](#) aufgeführten Materieteilchen, welchen jeweils ein Antiteilchen mit ähnlichen Eigenschaften, aber umgekehrten Quantenzahlen gegenübersteht. Die Wechselwirkungen unter den Materieteilchen erfolgt über den Austausch von vier Eichbosonen, wodurch sich die elektromagnetische, die starke, sowie die schwache Kraft erklären lassen. Die vierte bekannte Grundkraft, die Gravitation, wird durch das Standardmodell nicht erfasst.

### 1.1.1. Materieteilchen

Von den Materieteilchen bilden die Elektronen ( $e^-$ ), Myonen ( $\mu^-$ ) und Taus ( $\tau^-$ ) zusammen mit den zugehörigen Neutrinos  $\nu_{e/\mu/\tau}$  die Gruppe der Leptonen, welche sich durch ihre Eigenschaft auszeichnen, als freie Teilchen existieren zu können. Während die ersten drei Teilchen eine einfache negative Elementarladung tragen und eine Masse von 511 keV bis 1777 MeV besitzen, scheinen die Neutrinos quasi masselos zu sein, und besitzen keine Ladung. Neutrinos gehen daher nur selten Wechselwirkungen mit der restlichen Materie ein und sind nur mit erheblichem Aufwand nachweisbar.

**Tabelle 1.1.:** Materieteilchen des Standardmodells zusammen mit ihrer Masse und elektrischer Ladung<sup>[65]</sup>.

	1. Familie	2. Familie	3. Familie	Ladung [e]
Leptonen	$e$ 512 keV	$\mu$ 105,7 MeV	$\tau$ 1777 MeV	-1
	$\nu_e$ <2 eV	$\nu_\mu$ <2 eV	$\nu_\tau$ <18 eV	0
Quarks	$u$ 1,7 – 3,1 MeV	$c$ 1,25 GeV	$t$ 174,2 GeV	+2/3
	$d$ 4,1 – 5,7 MeV	$s$ 95 GeV	$b$ 4,2 GeV	-1/3

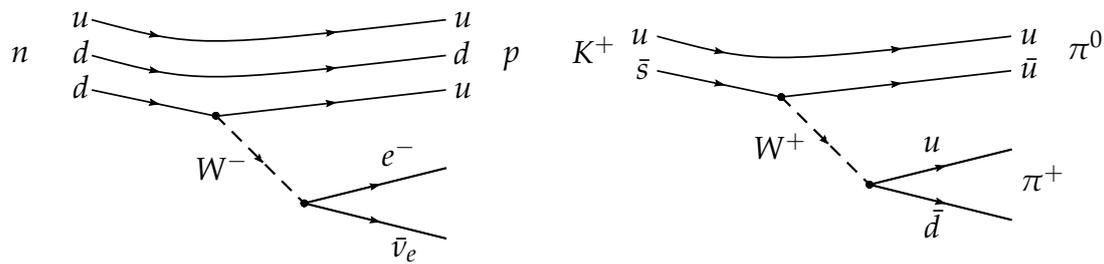
Die restlichen sechs Materieteilchen bilden die Gruppe der Quarks mit Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom (u, d, c, s, t, b). Sie verfügen über eine zum Teil erhebliche Masse von 1,7 MeV bis zu 174 GeV sowie eine Ladung von  $-1/3$  oder  $+2/3$  Elementarladungen. Ein wesentliches Merkmal von Quarks gegenüber Leptonen ist, dass diese nicht einzeln als freie Teilchen existieren können, sondern stets zu zweit oder zu dritt als Hadron auftreten. Diese als *Confinement* bezeichnete Eigenschaft lässt sich durch die Einführung einer Farbladung bestehend aus den Farben Rot, Grün, Blau und den Antifarben Antirot, Antigrün und Antiblau beschreiben. Nur Teilchen, in denen sich die einzelnen Farbladungen additiv neutralisieren, können frei existieren.

Je zwei Quarks und zwei Leptonen bilden zusammen eine Familie, die erste Familie besteht beispielsweise aus Elektron, Elektroneneutrino, Up- und Down-Quark. Nur die Teilchen dieser ersten Familie sind stabil, mit Ausnahme der Neutrinos zerfallen sämtliche der wesentlich schwereren Teilchen der beiden anderen Familien zu denen der ersten. Die im Alltag angetroffene Materie besteht daher aus Teilchen der ersten Familie. Eine Erzeugung von Teilchen der zweiten und dritten Familie ist durch Teilchenkollisionen mit hohen Energien möglich, welche beispielsweise beim Auftreffen kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre stattfinden. Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern können solche Kollisionen auch gezielt herbei geführt werden.

### 1.1.2. Wechselwirkungen

#### Elektromagnetische Kraft

Die aus dem Makroskopischen bekannte elektromagnetische Kraft wirkt auf alle geladenen Teilchen des Standardmodells und wird durch den Austausch von Photonen ( $\gamma$ ) beschrieben. Neben elastischen Streuprozessen ist diese Kraft für die Paarerzeugung und



**Abbildung 1.1.:** Links: Beta-Zerfall eines Neutrons zu einem Proton, einem Elektron und Elektronen-antineutrino. Rechts: Zerfall eines Kaons zu zwei Pionen. Durch das Abstrahlen eines  $W^\pm$  wird ein Quark in ein anderes überführt.<sup>[62]</sup>

-vernichtung verantwortlich. Das Fehlen einer Ruhemasse verleiht den Photonen eine unendliche Reichweite.

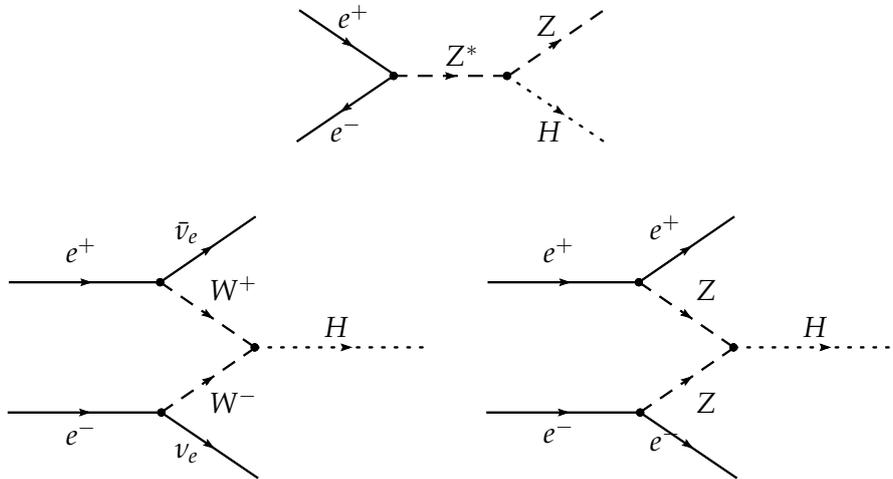
### Schwache Kraft

Die Schwache Kraft wird durch den Austausch von  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen charakterisiert und wirkt als einzige Kraft auf sämtliche Materieteilchen des Standardmodells. Ebenso einzigartig ist ihre Eigenschaft, die Umwandlung eines Teilchens in ein anderes Teilchen der selben Gruppe (Quarks, Leptonen) zu ermöglichen. Prominente Beispiele hierfür sind der in [Abbildung 1.1](#) dargestellte Beta- und Kaon-Zerfall. Die Bosonen besitzen hohe Massen von  $80,4 \text{ GeV}$  ( $W^\pm$ ) und  $91,2 \text{ GeV}$  ( $Z$ )<sup>[65]</sup>, so dass ihre Reichweite auf etwa  $10^{-18} \text{ m}$  begrenzt ist.

### Starke Kraft

Gluonen als masselose Austauschteilchen der starken Kraft wirken ausschließlich auf die Farbladung der Quarks, und sind für die Bindung von zwei oder drei Quarks zu einem Hadron verantwortlich. Dazu tragen sie selbst zwei Farbladungen, um die Farbladung der Quarks austauschen zu können. Die ausgeübte Kraft zwischen zwei Quarks wächst mit zunehmendem Abstand und führt, sofern die Energie hierzu ausreicht, zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares, welches sich auf die ursprünglichen Quarks aufteilt. Aus dem ursprünglichen Hadron mit zwei Quarks gehen so zwei Hadronen mit je zwei Quarks hervor, die sich unabhängig voneinander bewegen können.

Bei sehr hochenergetischen Prozessen in Teilchenbeschleunigern setzt sich dieser als Hadronisierung bezeichnete Prozess kaskadenartig fort, bis die Energie nicht mehr zur Erzeugung neuer Quark-Antiquark-Paare ausreicht. Es entsteht so eine hohe Anzahl einzelner Teilchen, welche sich mit dem Impuls der primären Quarks in einem schmalen Strahl fortbewegen. Die Analyse dieses als *Jet* bezeichneten Strahls in einem Detektor lässt Rückschlüsse auf die stattgefundenen Prozesse zu.



**Abbildung 1.2.:** Dominante Higgs-Produktionsmechanismen an  $e^+e^-$ -Beschleunigern. Im Fall der Higgs-Strahlung (oben) lässt sich die Masse des Higgs-Bosons aus dem Rückstoß des  $Z$  bestimmen. Abhängig von der Masse des Higgs-Bosons und der Schwerpunktenenergie des Beschleunigers treten jedoch andere Produktionsmechanismen, wie die Fusion von  $W^\pm$ -Bosonen (links) oder von  $Z$ -Bosonen (rechts) in den Vordergrund. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser und anderer Mechanismen ist in [Abbildung 1.3](#) aufgetragen.<sup>[30]</sup>

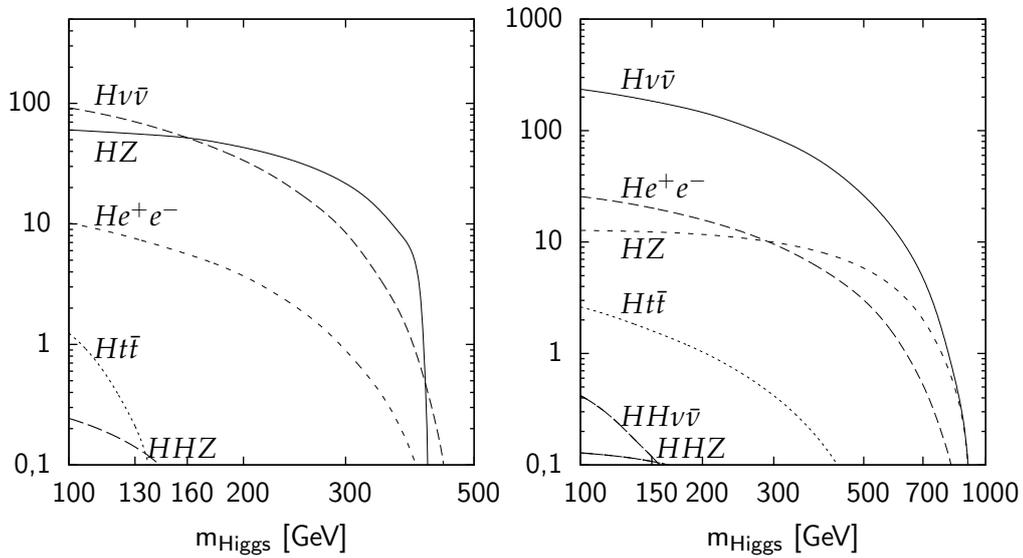
### 1.1.3. Der Higgs-Mechanismus

Bei der Betrachtung der Kräfte des Standardmodells fällt auf, dass die  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen der schwachen Wechselwirkung eine erhebliche Masse besitzen, während die Austauschteilchen der übrigen Kräfte masselos sind. Eine mögliche Theorie geht von ebenfalls masselosen Bosonen der schwachen Kraft aus, welche mit einem nach dem Physiker Peter Higgs benannten Feld wechselwirken, wodurch ihnen die gemessenen Massen verliehen werden. Das Austauschteilchen dieses Feldes, das Higgs-Boson, wurde bisher allerdings experimentell nicht nachgewiesen. Da die Theorie des Higgsmechanismus viele experimentell beobachtete Phänomene beschreiben kann, ist der Nachweis der Existenz eines Higgs-Bosons eines der höchsten Ziele der gegenwärtigen Hochenergiephysik.

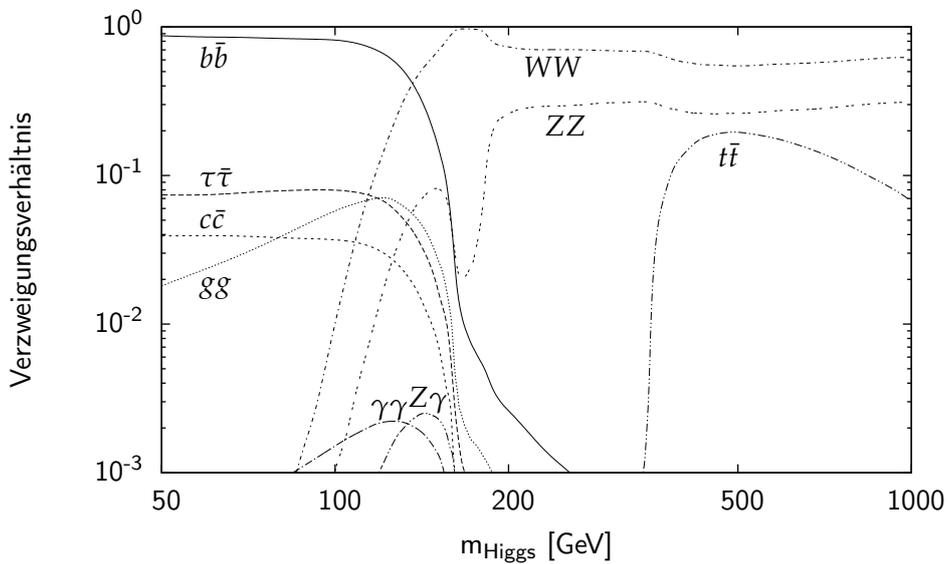
## 1.2. Higgs-Produktion und Nachweis an $e^+e^-$ -Beschleunigern

An einem  $e^+e^-$ -Beschleuniger existieren für das Standardmodell drei dominante Higgs-Produktionsmechanismen, welche in [Abbildung 1.2](#) dargestellt sind<sup>[30]</sup>.

Bei einer Schwerpunktenenergie von 500 GeV dominiert neben der  $WW$ -Fusion, welche in der Produktion von einem Higgs-Boson und zwei Neutrinos resultiert, die Higgs-



**Abbildung 1.3.:** Querschnitte in fb ( $10^{-43} \text{ m}^2$ ) für verschiedene Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons. **Links:** Bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV. **Rechts:** 1 TeV.<sup>[30]</sup>



**Abbildung 1.4.:** Wahrscheinlichkeit für das Auftreten verschiedener Zerfallsmechanismen des Higgs-Bosons. Unterhalb einer Higgs-Masse von 140 GeV zerfällt es zum größten Teil in zwei Bottom-Quarks, für höhere Energien dominiert der Zerfall in ein WW- oder ZZ-Paar.<sup>[30]</sup>

Strahlung, bei welcher ein bei der Vernichtung eines  $e^+e^-$ -Paares entstehendes Z-Bosons ein Higgs-Boson abstrahlt. Bei einer Schwerpunktennergie von 1 TeV fällt der Einfluss der WW-Fusion sehr viel stärker aus, zum Teil tritt auch die ZZ-Fusion häufiger als die Higgs-Strahlung auf.

Die Higgs-Strahlung bietet eine elegante Möglichkeit, die Masse des Higgs-Bosons zu messen. Die Energie des ursprünglichen Z-Bosons entspricht exakt der Schwerpunktennergie der kollidierenden Teilchen, so dass sich die Higgs-Masse aus dem Rückstoß des Z-Bosons berechnen lässt. Diese Methode ist unabhängig von den Zerfallsprozessen des Higgs-Bosons und erlaubt die Massenbestimmung auch dann, wenn das Higgs-Boson und seine Zerfallsmechanismen nicht den Erwartungen des Standardmodells entsprechen. Die Energie des Z-Bosons muss hierfür allerdings sehr genau bestimmt werden können. Dies gelingt leicht für den Zerfall in zwei Leptonen, der Zerfall in Quarks ist mit etwa 70% allerdings sehr viel häufiger<sup>[65]</sup>. Um ihn nutzen zu können, ist daher eine sehr gute Energieauflösung für die entstehenden Jets notwendig.

Bei der WW-Fusion entstehen neben dem Higgs-Boson zwei Neutrinos, welche sich in einem Teilchendetektor nur durch das Fehlen von Energie bemerkbar machen. Die Untersuchung des Higgs stützt sich in diesem Fall ausschließlich auf dessen Zerfallsprodukte. Diese bestehen nach [Abbildung 1.4](#) im Fall eines leichten Higgs-Bosons mit einer Masse unterhalb von 140 GeV aus hauptsächlich aus zwei Bottom-Quarks, bei höheren Massen zerfällt das Higgs-Boson in etwa zwei Drittel der Fälle zu zwei W-Bosonen und in einem Drittel zu zwei Z-Bosonen. Um das Higgs-Boson untersuchen zu können, muss daher zwischen W- und Z-Bosonen unterschieden werden können.

### 1.3. Teilchenbeschleuniger der Hochenergiephysik

Von 1983 bis 2010 wurde am Fermilab bei Chicago mit dem Tevatron ein Beschleuniger für Protonen und Antiprotonen mit einer Schwerpunktennergie von bis zu 1,96 TeV mit Hilfe zweier Ringbeschleuniger von je 6 km Umfang betrieben. Mit dieser hohen Energie konnte auch das letzte der sechs Quarks, das bereits 1977 nach Entdeckung des Bottom-Quarks postulierte Top-Quark erstmals experimentell nachgewiesen werden<sup>[65]</sup>.

Der bisher leistungsstärkste  $e^+e^-$ -Beschleuniger war LEP (*Large Electron Positron collider*), welcher in den Jahren 1989 bis 2000 vom europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf betrieben wurde. Er bestand aus einem unterirdischen Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km, in welchem Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktennergie von bis zu 209 GeV zur Kollision gebracht werden konnten. Mit ihm konnte beispielsweise die Existenz von genau drei Neutrino-Arten nachgewiesen und die Masse der W- und Z-Bosonen präzise vermessen werden<sup>[65]</sup>.

Nach dem Abbau von LEP wurde in dessen Tunnel mit dem LHC (*Large Hadron Collider*) der bisher leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger für Protonen geschaffen und 2008 in Betrieb genommen. Mit einer Schwerpunktennergie von bis zu 14 TeV lässt sich ein weiter bisher unerforschter Energiebereich abdecken, um unter anderem die Existenz des Higgs-Teilchens nachzuweisen. Nach aktuellen Ergebnissen liegt die Masse des Higgs-

Bosons vermutlich in einem Bereich von 115 bis 130 GeV, ein Wert von 124 bis 126 GeV gilt als sehr wahrscheinlich. Die für eine fundierte Aussage benötigte Datenmenge wird jedoch erst im Laufe des Jahres 2012 erreicht<sup>[44]</sup>.

Beim Vergleich von Tevatron und LEP fällt auf, dass LEP einen sehr viel größeren Umfang als Tevatron besitzt, obwohl die erreichte Schwerpunktennergie nur einen Bruchteil beträgt. Ebenso erreicht der LHC bei gleicher Größe ein Vielfaches der Schwerpunktennergie von LEP. Ein Grund hierfür ist die Synchrotron-Strahlung, die ein geladenes Teilchen auf einer Kreisbahn permanent abgibt. Der Energieverlust eines Teilchens hängt vom Bahnradius sowie in der vierten Potenz von der Masse und Energie ab:

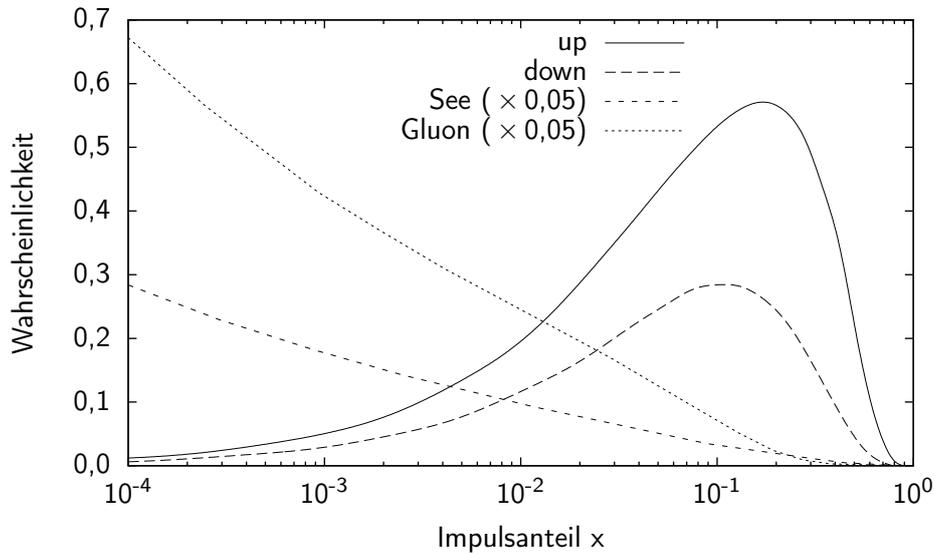
$$P_{\text{Sync}} \sim \frac{E^4}{R \cdot m^4} \quad (1.1)$$

Dieser Energieverlust, welcher für LHC beispielsweise bis zu 8 MW beträgt, muss durch die Beschleunigerstrecke permanent kompensiert werden. Ein Vergleich zeigt, dass der Verlust bei gleicher Energie für leichte Elektronen um den Faktor  $1,6 \cdot 10^{13}$  höher als für Protonen liegt.  $e^+e^-$ -Ringbeschleuniger fallen daher generell größer aus und werden mit einer geringeren Schwerpunktennergie betrieben.

Der Vorteil der höheren Schwerpunktennergien von Protonenbeschleunigern relativiert sich durch den inneren Aufbau der Protonen. Diese bestehen aus drei Valenzquarks, Seequarks und Gluonen, welche allgemein als Partonen bezeichnet werden und sich den longitudinalen Impuls des Protons teilen. Die Wahrscheinlichkeit, bei einer Kollision ein Parton mit dem Anteil  $x$  am Gesamtimpuls anzutreffen, wird über *Parton Density Functions* (PDF) angegeben, welche von der Höhe des Energieübertrags  $Q^2$  abhängen. Eine solche PDF ist beispielhaft in [Abbildung 1.5](#) für  $Q^2 = 10 \text{ GeV}$  gezeigt. Die Energie, mit der zwei Partonen aufeinander treffen, weist daher ein breites Spektrum auf und beträgt im Mittel nur einen Bruchteil der Schwerpunktennergie der Protonen. Auch ist bei einer Kollision nicht bekannt, welche Partonen beteiligt sind. Die verbleibenden Partonen der beiden Protonenfragmente führen zudem im Detektor zu unerwünschten Untergrundsignalen.

Dem gegenüber kollidieren in einem  $e^+e^-$ -Beschleuniger elementare Teilchen ohne eine bekannte Substruktur. Die bekannte Schwerpunktennergie wird daher vollständig bei der Kollision umgesetzt, und durch das Fehlen von Fragmenten entsteht in erster Ordnung kein Untergrundsignal.  $e^+e^-$ -Beschleuniger erlauben daher einerseits sehr präzise Messungen, andererseits sind mit ihnen Phänomene untersuchbar, welche an Protonenbeschleunigern z.B. wegen des Untergrundes verborgen bleiben.

Für die Zukunft der Bau eines leistungsstarken  $e^+e^-$ -Beschleunigers geplant, welcher als Linearbeschleuniger ausgelegt sein wird, um die Verluste durch Synchrotronstrahlung zu vermeiden. Mit ILC und CLIC existieren zwei im Folgenden beschriebene Konzepte mit unterschiedlichem Energiebereich, aber auch unterschiedlicher Komplexität. Die Entscheidung für eines dieser Konzepte beruht nicht zuletzt auf den Resultaten, welche mit Hilfe des LHCs gewonnen werden.

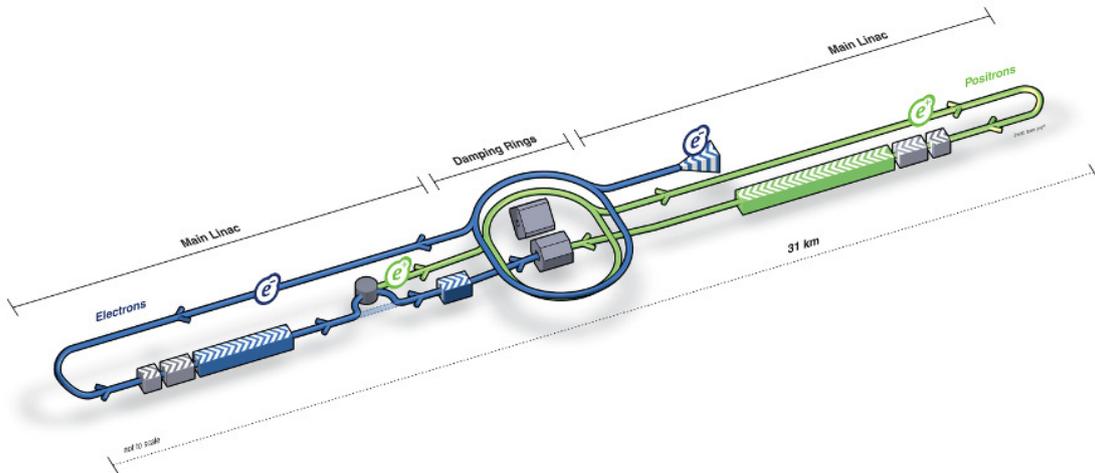


**Abbildung 1.5.:** Parton Density Function für Protonen bei einem Energieübertrag von  $Q^2 = 10 \text{ GeV}$ , gemessen am Teilchenbeschleuniger HERA, DESY. Protonen setzen sich zusammen aus drei Quarks und den an sie koppelnden Gluonen. Zusätzlich entstehen und verschwinden permanent Quark-Antiquark-Paare, die als Seequarks bezeichnet werden.<sup>[46]</sup>

### 1.3.1. Der International Linear Collider (ILC)

Ein mögliches Design für einen zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleuniger existiert mit dem in [Abbildung 1.6](#) skizzierten ILC<sup>[31]</sup> (*International Linear Collider*). Er besitzt auf einer Gesamtlänge von 31 km zwei Hauptbeschleunigerstrecken aus supraleitenden Hohraumresonatoren mit einer Länge von je 11 km. Mit ihnen sind Feldstärken von bis zu 31,5 MV/m möglich, um Elektronen und Positronen auf eine Schwerpunktenenergie von 200 bis 500 GeV zu beschleunigen. Durch eine Verlängerung der Beschleunigerstrecken ist eine Erhöhung der Energie auf bis zu 1 TeV möglich.

Die Erzeugung der Elektronen und Positronen geschieht in zwei Schritten. Mit Hilfe von intensiver Laserstrahlung werden zunächst Elektronen aus einer Photokathode ausgelöst und in einen Vorbeschleuniger geleitet. In diesem erreichen die Elektronen eine Energie von 5 GeV, bevor sie in den nachfolgenden Dämpfungsring gelangen. Zur Produktion der Positronen werden die Elektronen in ihren Hauptbeschleuniger geleitet, und auf eine Energie von 150 GeV beschleunigt, bevor sie aus dem Beschleuniger ausgekoppelt und in einen Undulator geführt werden. Durch das räumlich alternierende Magnetfeld des Undulators entsteht Synchrotron-Strahlung, welche mit einer Energie in der Größenordnung von 10 MeV auf ein Wolfram-Ziel trifft. Bei dieser Energie entstehen unter anderem durch Paarbildung Elektronen und Positronen, welche das Ziel verlassen können. Die Positronen werden von den restlichen Teilchen separiert und nach Durchlaufen eines 5 GeV-Vorbeschleunigers ebenfalls in einen eigenen Dämpfungsring geleitet.



**Abbildung 1.6.:** Konzept des ILCs. In der Mitte befinden sich Dämpfungsringe, die zum Speichern und Formen von Bunches mit einer Energie von 5 GeV dienen. Die Positronen (grüner Bereich) werden mit Hilfe des beschleunigten Elektronenstrahls erzeugt. Zwei Detektoren lassen sich durch Verschieben abwechselnd nutzen.<sup>[27]</sup>

Die Dämpfungsringe mit einem Umfang von je 6,7 km befinden sich im zentralen Bereich des ILCs und dienen zunächst als Speicher, um die erzeugten Elektronen und Positronen zu sammeln. Ihre Hauptaufgabe liegt jedoch in der Verringerung der Emittanz, d.h. der Angleichung der longitudinalen und Reduzierung der transversalen Impulskomponenten sowie der Formung von Teilchenpaketen, den *Bunches* mit je etwa  $2 \cdot 10^{10}$  Teilchen. Sind die Dämpfungsringe mit bis zu 2625 Bunches gefüllt und ist die gewünschte Emittanz erreicht, werden die Bunches beider Ringe zu den Hauptbeschleunigern geführt, auf die gewünschte Energie beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Synchronisierung zwischen der Phase des Beschleunigungsfeldes und dem Zeitpunkt der Injektion der Bunches ist ebenfalls Aufgabe der Dämpfungsringe.

Der zeitliche Abstand zwischen den Injektionen beträgt 370 ns, so dass alle Bunches innerhalb von etwa 1 ms in die Hauptbeschleuniger gelangen und einen *Train* bilden. Das anschließende Erzeugen von neuen Bunches benötigt 198 ms, so dass die Trains im ILC mit einer Rate von 5 Hz aufeinander treffen.

Ein Maß für die Kollisionsrate einzelner Teilchen in einem Beschleuniger ist die Luminosität

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{A} f \quad (1.2)$$

welche sich aus der Querschnittsfläche  $A$  zweier aufeinander treffender Bunches, ihrer Teilchenanzahl  $N_1$  und  $N_2$  sowie der Wiederholrate  $f$ , mit der Bunches aufeinander treffen, ergibt. Sie beträgt für den ILC  $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie beispielsweise die des LHCs. Es ist allerdings zu beachten, dass die Ereignisrate von den Wechselwirkungen und damit von der Teilchenart abhängt.

Bedingt durch den 5 Hz-Zyklus des ILCs ist dessen mittlere Wiederholrate  $f$  sehr gering. Um dennoch eine hohe Luminosität zu erreichen, besitzen die Bunches am Ort der Kollision eine laterale Größe von  $640 \times 5,7 \text{ nm}^2$ .

Um mit dem ILC zuverlässige physikalische Ergebnisse zu erhalten, ist der Bau von zwei unterschiedlichen Detektoren geplant. Auf Grund der hohen Energie und der geringen Größe der Bunches ist eine Umlenkung in den ein oder anderen Detektor technisch nicht umsetzbar. Daher sind die Detektoren beweglich gelagert und können abwechselnd in den Strahlbereich gefahren werden. ILD, einer der geplanten Detektoren, wird in [Abschnitt 1.6](#) beschrieben.

Generell ist die Umsetzung des ILC-Konzeptes auf Basis existierender Technologien bereits heute weitgehend möglich.

### 1.3.2. Der Compact Linear Collider (CLIC)

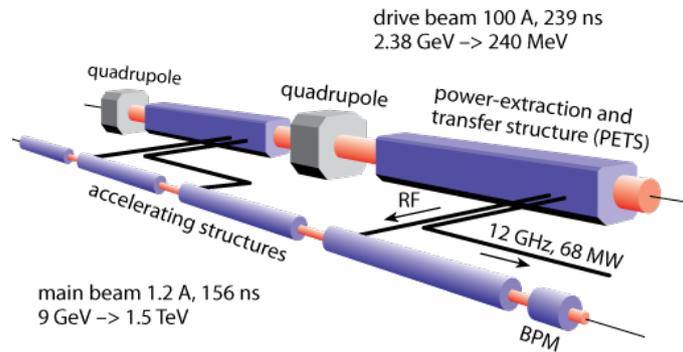
Neben ILC wird mit CLIC<sup>[7]</sup> (Compact Linear Collider) am CERN ein weiteres Konzept für einen linearen Elektron-Positron-Beschleuniger verfolgt. Dessen Schwerpunktenenergie liegt mit bis zu 3 TeV jedoch deutlich höher und lässt sich nur durch Einsatz neuer Beschleunigungstechnologien erreichen. So ist für CLIC ein Beschleunigungsgradient von 100 MV/m vorgesehen, der mit konventionellen Hohlraumresonatoren nicht erreicht werden kann.

Die Lösung besteht in der Verwendung von zwei Teilchenstrahlen, von denen einer zur Erzeugung des Beschleunigungsfeldes für den zweiten eingesetzt wird. Dieser erste Strahl besteht aus Bunches mit etwa  $5,2 \cdot 10^{10}$  Elektronen, die mit einer Energie von 2,4 GeV in spezielle, in [Abbildung 1.7](#) dargestellte Hohlleiterstrukturen geführt werden. Da die Bunches eine sehr geringe Länge besitzen, entspricht dies Strompulsen mit einem Maximum von etwa 100 A. Die von den Bunches erzeugten, sehr starken elektromagnetischen Felder werden über die Hohlleiter in eine parallel verlaufende Beschleunigungsstruktur geleitet. In dieser befinden sich Bunches von etwa  $10^9$  Elektronen bzw. Positronen mit einer Anfangsenergie von 9 GeV, die durch das Feld auf bis zu 1,5 TeV beschleunigt werden.

Durch dieses Konzept ist CLIC ein sehr komplexer Beschleuniger, der mit heutigen Mitteln noch nicht gebaut werden kann. Dennoch wird in aktuellen Studien stets auch der Bau des CLICs statt des ILCs in Betracht gezogen.

## 1.4. Detektoren der Hochenergiephysik

Zur Erfassung der Ereignisse, welche bei der Kollision von Teilchen in einem Teilchenbeschleuniger stattfinden, werden verschiedenartige Detektoren gebaut. Ihre genaue Konstruktionsweise unterscheidet sich mit Hinblick auf die auftretenden Energien, existierende Technologien, Eigenschaften der Beschleuniger und Leistungsanforderungen, die sich aus den zu untersuchenden physikalischen Sachverhalten ergeben. Prinzipiell bestehen solche Detektoren jedoch meist aus einem Spurdetektor, welcher von einem



**Abbildung 1.7.:** Beschleunigerstruktur des CLIC. Durch die rechte Röhre wird ein sehr intensiver Elektronenstrahl geführt, welcher ein starkes elektromagnetisches Feld erzeugt. Dieses wird in die linke Röhre geleitet und beschleunigt dort den zur Kollision vorgesehenen Strahl.<sup>[7]</sup>

elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter umgeben ist. Diesen schließt sich oft ein Myonen-Detektor an.

#### 1.4.1. Spurdetektoren

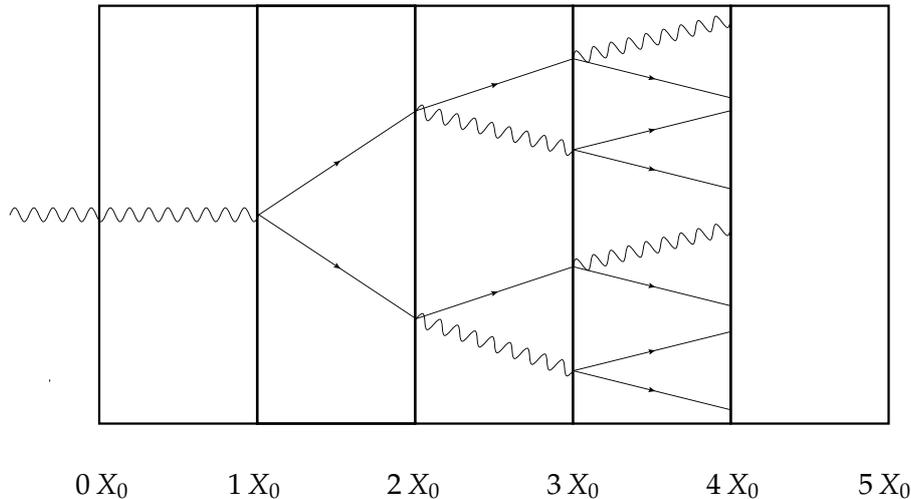
Spurdetektoren befinden sich in direkter Nähe zu dem Kollisionspunkt, und machen sich die ionisierende Wirkung von geladenen Teilchen zu Nutze, um ihre Bahn zu bestimmen. Ein angelegtes Magnetfeld  $B$  führt zu einer kreisförmig gebogenen Bahn mit dem Radius

$$R = \frac{p_T}{eB} \quad (1.3)$$

mit welchem der zu diesem Feld transversale Impuls  $p_T$  des Teilchens gemessen werden kann. Die Gesamtkrümmung der Teilchenbahn bestimmt die Präzision, mit der der Radius gemessen werden kann, und damit die Impulsauflösung. Sie hängt daher von der Stärke des Magnetfeldes, der darin zurückgelegten Strecke  $L$  sowie dem Impuls selbst ab, so dass sich zusammen mit der Ortsauflösung  $\sigma_{r\varphi}$  des Detektors folgende Abhängigkeit ergibt<sup>[20]</sup>:

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} \sim \frac{\sigma_{r\varphi} p_T}{BL^2} \quad (1.4)$$

Da die Energie der Teilchen im nachfolgenden Kalorimeter gemessen wird, sollte der Energieverlust im Spurdetektor gering ausfallen, was durch einen möglichst materialarmen Aufbau erreichbar ist. Eine Möglichkeit bilden daher gasgefüllte Kammern, in welchen Teilchen eine zusammenhängende Spur hinterlassen, die mit hoher Präzision vermessen werden kann. Eine Alternative bilden z.B. halbleiterbasierte Detektoren, die zwar ebenfalls eine hohe Ortsauflösung erreichen und bei einem sehr hohen Teilchenfluss zum Teil überlegen sind, dafür jedoch nur wenige Spurpunkte erfassen.



**Abbildung 1.8.:** Einfaches Modell eines elektromagnetischen Schauers. Nach je einer Strahlungslänge  $X_0$  strahlt ein Elektron/Positron ein Photon ab, und ein Photon erzeugt durch Paarbildung ein  $e^+e^-$ -Paar. Da sich die Energie der Teilchen mit jedem Schritt halbiert, endet der Prozess, sobald die Energie unter die zur Abstrahlung bzw. Paarbildung notwendige Energie unterschreitet.

#### 1.4.2. Kalorimeter

Die Energiebestimmung von Teilchen erfolgt traditionell in Kalorimetern, in welchen die Teilchen absorbiert werden, und so ihre Energie abgeben. Die Teilchen erzeugen dabei im Absorbermaterial eine Kaskade weiterer Teilchen, welche als *Schauer* bezeichnet wird und die zu messende Energie beinhaltet. Der Nachweis der Energie geschieht dabei meist über die ionisierende oder anregende Wirkung der Teilchen auf Materie.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzelnen Material wie z.B. Natriumiodid, welches gleichzeitig als Absorber- und Nachweismaterial dient, und verfügen über ein hervorragendes Auflösungsvermögen. Oft ist allerdings ihr Absorptionsvermögen zu gering, oder andere Gründe sprechen gegen ihren Einsatz in Detektoren für Teilchenbeschleuniger. Daher werden Kalorimeter meist in *Sandwich*-Bauweise, bestehend aus alternierenden Lagen von Absorber- und Nachweismaterialien realisiert, obwohl deren Energieauflösung deutlich schlechter ausfällt.

Der Bau von Kalorimetern orientiert sich an den unterschiedlichen Arten der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie. So sind die Schauer elektromagnetischer Teilchen eher kurz und erfordern für eine präzise Energiebestimmung viele dünne Absorber- und Nachweislagen. Da die Interaktion von Hadronen mit Materie sich in einer größeren räumlichen Ausdehnung abspielen, durchlaufen sie das dünne Kalorimeter meist, und bilden erst in dem nachfolgenden, hadronischen Kalorimeter einen Schauer aus.

### Elektromagnetische Schauerentwicklung

Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie<sup>[20]</sup> verlieren diese bei Energien oberhalb mehrerer 100 MeV ihre Energie in erster Linie durch Bremsstrahlung, bei der sie Photonen abstrahlen. Der Energieverlust pro Wegstrecke lässt sich beschreiben durch:

$$-\frac{dE(x)}{dx} = \frac{E(x)}{X_0} \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (1.6)$$

Dabei ist  $X_0$  die Strahlungslänge, eine Konstante, die von der Dichte und elementaren Zusammensetzung des durchdrungenen Stoffs abhängt und die Strecke angibt, auf der die Energie des Elektrons auf  $1/e$  bzw. etwa 37% abgefallen ist.

Hochenergetische Photonen verlieren ihre Energie hauptsächlich durch Paarerzeugung. Da die entstehenden  $e^+e^-$ -Paare ihrerseits durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen, entsteht ein Teilchenschauer, dessen wesentliche Eigenschaften bereits durch ein einfaches, in [Abbildung 1.8](#) skizziertes Modell beschrieben werden können. Geht man davon aus, dass auch Photonen nach einer Strahlungslänge in  $e^+e^-$ -Paare zerfallen, erhält man nach  $t$  Strahlungslängen

$$N(t) = 2^t \quad (1.7)$$

Teilchen. Geht man weiterhin davon aus, dass die Energie eines Teilchens sich bei jedem Prozess gleichmäßig verteilt, besitzen alle Teilchen nach  $t$  Strahlungslängen eine Energie von

$$E(t) = E_0 \cdot 2^{-t} \quad (1.8)$$

Der Prozess der Schauerentwicklung erreicht sein Maximum nach  $t_{\max}$  Strahlungslängen und bricht danach ab, sobald die Energie der Teilchen eine kritische Energie  $E_c$  unterschreitet, ab der der Energieverlust nur noch durch Ionisation stattfindet:

$$E(t) = E_c \quad \Rightarrow \quad t_{\max} = \frac{1}{\ln 2} \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (1.9)$$

Auch die kritische Energie ist eine materialabhängige Konstante und ist zusammen mit einigen Strahlungslängen in [Tabelle 1.2](#) für einige Stoffe aufgeführt.

Mit einem Sandwichkalorimeter, dessen aktive Lagen die Anzahl der Teilchen nach jeder Interaktionslänge erfasst, lässt sich die Gesamtanzahl der Teilchen und die dazu lineare Energie bestimmen:

$$S = \sum_{t=0}^{t_{\max}} = 2^{t_{\max}+1} - 1 \approx 2 \cdot 2^{t_{\max}} = 2 \frac{E_0}{E_c} \quad (1.10)$$

Die statistische Energieauflösung beträgt daher

$$\frac{\sigma_E}{E_0} = \frac{\sqrt{S}}{S} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.11)$$

In der Realität wird die Energieauflösung durch weitere Parameter beeinflusst, neben dem genannten statistischen Einfluss spielt in erster Linie die Auflösung des Auslesesystems eine Rolle, so dass die Energieauflösung elektromagnetischer Schauer nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung allgemein durch folgenden Ausdruck parametrisiert werden kann:

$$\frac{\sigma_E^{\text{EM}}}{E_0} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \quad (1.12)$$

Mit Sandwich-Kalorimetern lassen sich im besten Fall Auflösungen von  $1\% \oplus 7\% / \sqrt{E}$  erreichen<sup>[20]</sup>.

Die Position des Schauermaximums wird durch [Gleichung 1.9](#) ebenfalls gut angenähert und weicht um nur  $\pm 0,5$  Strahlungslängen von der Realität ab. Allerdings bricht der Schauer an dieser Position nicht ab. Vielmehr erfolgt die Deposition von 98% der Energie des primären Teilchens bis in eine Tiefe von  $2,5 t_{\text{max}}$ .

Die laterale Entwicklung der Energiedeposition eines Schauers ist in [Abbildung 1.9](#) dargestellt. Allgemein nimmt die Breite des Schauers mit der Eindringtiefe zu und kann empirisch durch die Summe von zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden:

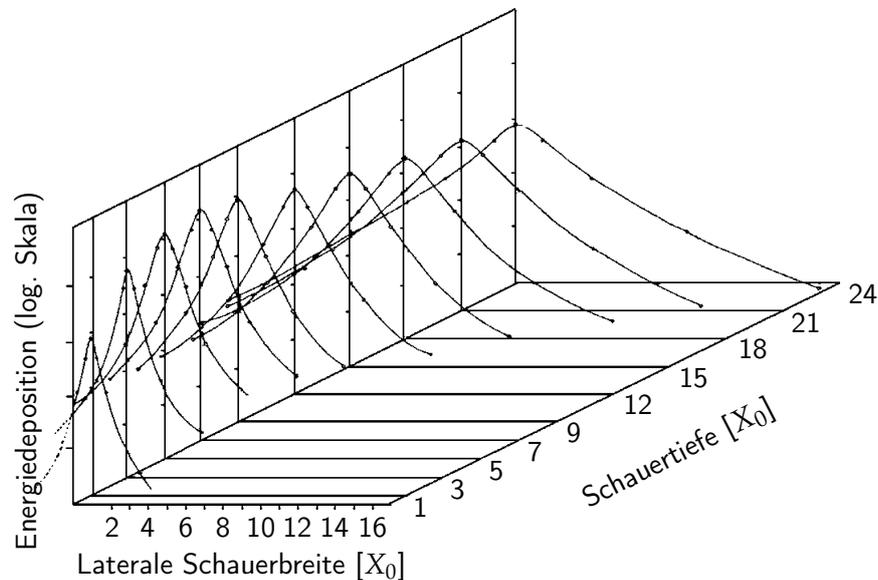
$$E(r) = E_1 \cdot \exp\left(-\frac{r}{s_1}\right) + E_2 \cdot \exp\left(-\frac{r}{s_2}\right) \quad (1.13)$$

Als Maß für die Breite des Schauers wird der Molière-Radius  $R_M$  angegeben, welcher einen Zylinder um die Bahn des primären Teilchens beschreibt, in dem 90% der Gesamtenergie deponiert werden:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (1.14)$$

### Hadronische Schauerentwicklung

Die Entwicklung hadronischer Schauer<sup>[20]</sup> erfolgt prinzipiell ähnlich wie die elektromagnetischer Schauer, ist jedoch von einer Vielzahl unterschiedlicher Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem Absorbermaterial geprägt. So dominiert bei Hadronen die nukleare Wechselwirkung mit Atomkernen, welche dabei in viele Fragmente zerbrechen und so wie in [Abbildung 1.10](#) gezeigt verschiedene neue Teilchen freisetzen können. Die zurückgelegte Strecke eines Hadrons bis zu einer Wechselwirkung wird über die materialabhängige *Nukleare Interaktionslänge*  $\lambda_I$  charakterisiert, welche das Pendant zur Strahlungslänge  $X_0$  darstellt, und ebenfalls für einige Materialien in [Tabelle 1.2](#) aufgeführt ist. Sie fällt jedoch meist größer als  $X_0$  aus.



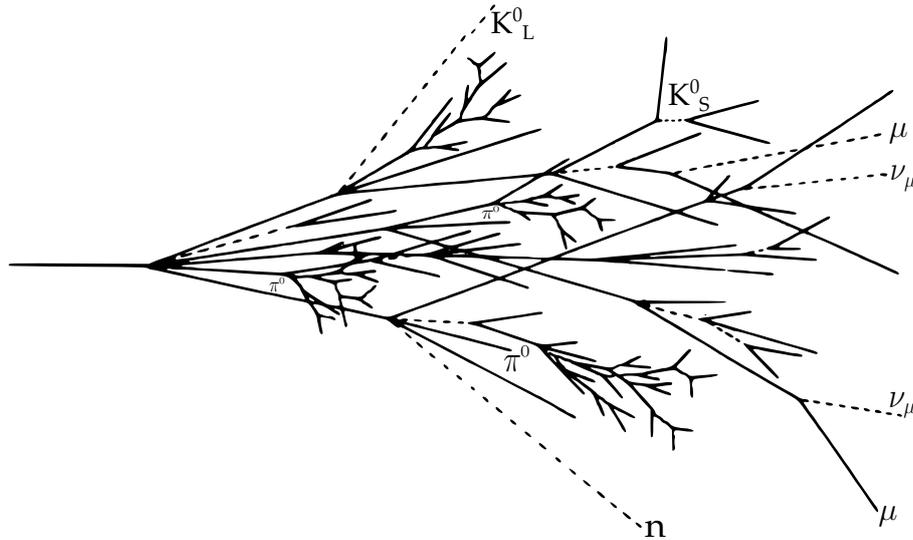
**Abbildung 1.9.:** Laterale und longitudinale Energiedeposition eines 6 GeV Elektron-Schauers in Blei. Mit zunehmender Tiefe nimmt die Breite des Teilchenschauers zu.<sup>[20]</sup>

Die bei einer Interaktion freigesetzten Teilchen können ebenfalls Hadronen sein, die weitere hadronische Wechselwirkungen verursachen, aber auch elektromagnetische Teilchen. Während bei hadronischen Wechselwirkungen stets ein Teil der Energie z.B. für das Aufbrechen der Atomkerne aufgewandt und so für die Energiemessung unsichtbar wird, wird die Energie der elektromagnetischen Teilchen weitgehend vollständig erfasst. Eine Ausnahme bilden Myonen, welche den Detektor oft verlassen können, und so ihre Energie nicht vollständig in ihm deponieren.

Da das Verhältnis der verschiedenen, bei jeder Interaktion entstehenden Teilchenarten statistischen Schwankungen unterliegt, unterliegt die gemessene Gesamtenergie eines hadronischen Schauers starken Fluktuationen. Bei der Angabe einer Energieauflösung

**Tabelle 1.2.:** Nukleare Interaktionslänge  $\lambda_I$ , Strahlungslänge  $X_0$  und kritische Energie  $E_c$  für ausgewählte Stoffe.<sup>[?]</sup>

Material	Ordnungszahl	$\lambda_I$ [cm]	$X_0$ [cm]	$E_c$ [MeV]	$\frac{\lambda_I}{X_0}$
Luft	–	74700	30420	87	2,46
Kohlenstoff	6	38,10	18,8	83	2,02
Aluminium	13	39,0	8,9	43	4,38
Eisen	26	16,8	1,76	22	9,55
Wolfram	74	9,6	0,35	8,0	27,43
Blei	82	17	0,56	7,4	30,36



**Abbildung 1.10.:** Skizzierter hadronischer Schauer mit unterschiedlichen Wechselwirkungen. Entstehende Pionen zerfallen beispielsweise zu Photonen oder Myonen, und führen zu einer erhöhten lokalen Energiedeposition, oder einer generell zu geringen Energiedeposition.<sup>[20]</sup>

dominiert daher der energieabhängige Teil und ein konstanter Term kann oft vernachlässigt werden:

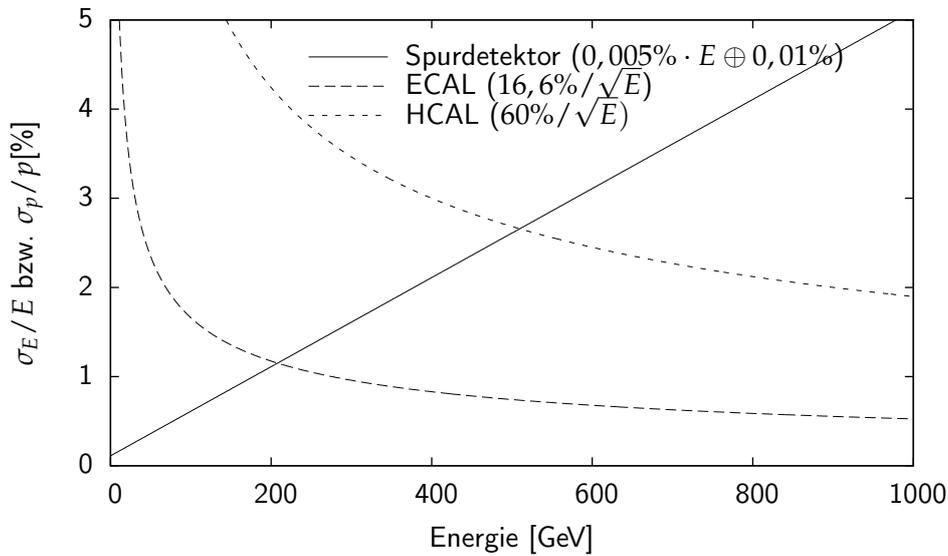
$$\frac{\sigma_E^{\text{had.}}}{E_0} = \frac{b}{\sqrt{E}} \quad (1.15)$$

Die beste erreichbare Auflösung liegt mit etwa  $35\%/\sqrt{E}$  deutlich über der für elektromagnetische Schauer<sup>[20]</sup>.

## 1.5. Particle-Flow-Konzept

Die Eigenschaften eines  $e^+e^-$ -Beschleunigers erlauben die präzise Untersuchung verschiedener Teilchen und Phänomene der Hochenergiephysik. Dies kann allerdings nur gelingen, sofern die Detektoren des Beschleunigers ebenfalls über eine außerordentliche Leistungsfähigkeit verfügen. Zur Untersuchung des Higgs-Bosons ist beispielsweise die zuverlässige Unterscheidung von Z- und W-Bosonen sowie die möglichst genaue Messung deren Energie bzw. der Energie der aus ihnen resultierenden Jets notwendig. Dies führt zu einer geforderten Energieauflösung für Jets von  $\sigma_E/E = 30\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$  für die Detektoren des ILC.

In traditionellen Kalorimetern wird die Energie der Jets, welche sich generell aus geladenen und ungeladenen Hadronen sowie Photonen zusammensetzen, in den Kalorimetern der Detektoren gemessen. Insbesondere die Energieauflösung eines hadronischen Kalorimeters ist eher gering. So erreicht auch das geplante analoge hadronische Kalorimeter, welches Gegenstand dieser Arbeit ist, nur eine Auflösung von  $\sigma_E/E =$

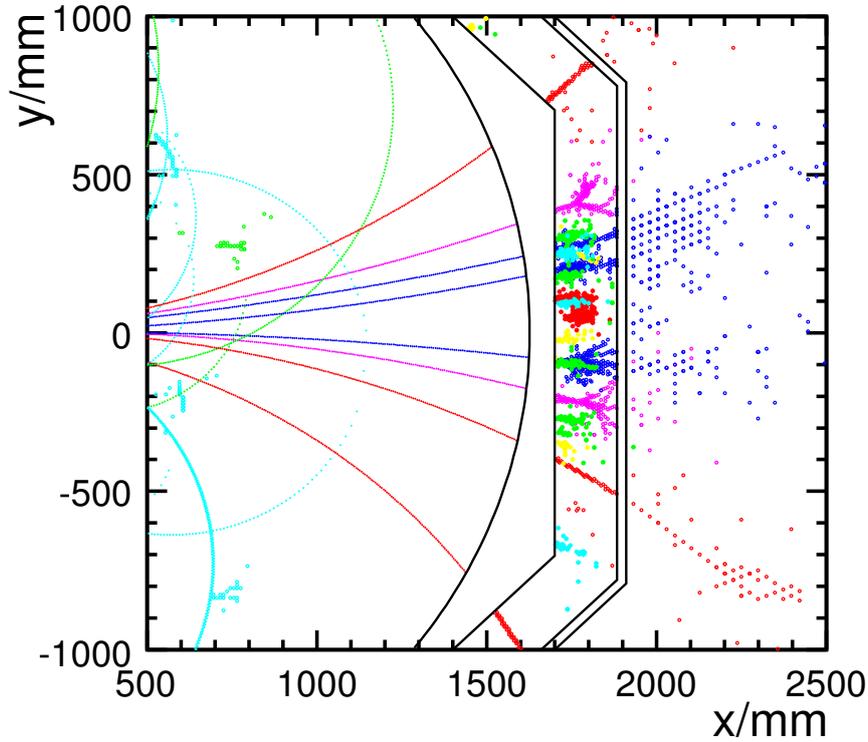


**Abbildung 1.11.:** Energie- bzw. Impulsauflösung der drei Detektorsysteme des ILDs. Die Auflösung des Spurdetektors übertrifft die des ECALs bis etwa 200 GeV und die des HCALs bis etwa 510 GeV.

$60\% \sqrt{E [\text{GeV}]}$ , die des elektromagnetischen beträgt  $\sigma_E/E = 16,6\% \sqrt{E [\text{GeV}]}$ <sup>[28]</sup>. Eine sehr viel bessere Impuls- und damit Energieauflösung erzielt der Spurdetektor mit  $\sigma_E/E = 0,005\% \cdot E [\text{GeV}] \oplus 0,01$ <sup>[28]</sup>, wengleich dies nur für geladene Teilchen gilt. Ein einfacher Vergleich in [Abbildung 1.11](#) zeigt, dass der Spurdetektor daher dem elektromagnetischen Kalorimeter bis zu einer Energie von etwa 200 GeV, dem hadronischen bis zu etwa 500 GeV überlegen ist.

Dies führt zu dem Ansatz, die Energie der geladenen Teilchen mit dem Spurdetektor zu messen, während die Energie von ungeladenen Teilchen wie Photonen und Neutronen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter erfasst werden. Da weiterhin die gesamte Energie in den Kalorimetern deponiert wird, ist eine Zuordnung der Energien zu geladenen und ungeladenen Teilchen notwendig.

Ein Beispiel zeigt [Abbildung 1.12](#) anhand der Simulation eines 100 GeV-Jets in einem Detektor. Zahlreiche geladene Teilchen hinterlassen eine durch das anliegende Magnetfeld gebogene Spur im Spurdetektor (links), und deponieren ihre Energie in den Kalorimetern (mitte und rechts). Daneben ist jedoch auch eine große Anzahl Spuren im Kalorimeter erkennbar, die nicht mit einer Spur im Spurdetektor in Zusammenhang gebracht werden können, und daher von ungeladenen Teilchen verursacht werden. Für die präzise Energiebestimmung des Jets müssen die Spuren möglichst aller Teilchen in den Kalorimetern erkannt und verfolgt werden, was den Ausdruck *Particle-Flow-Konzept* motiviert.

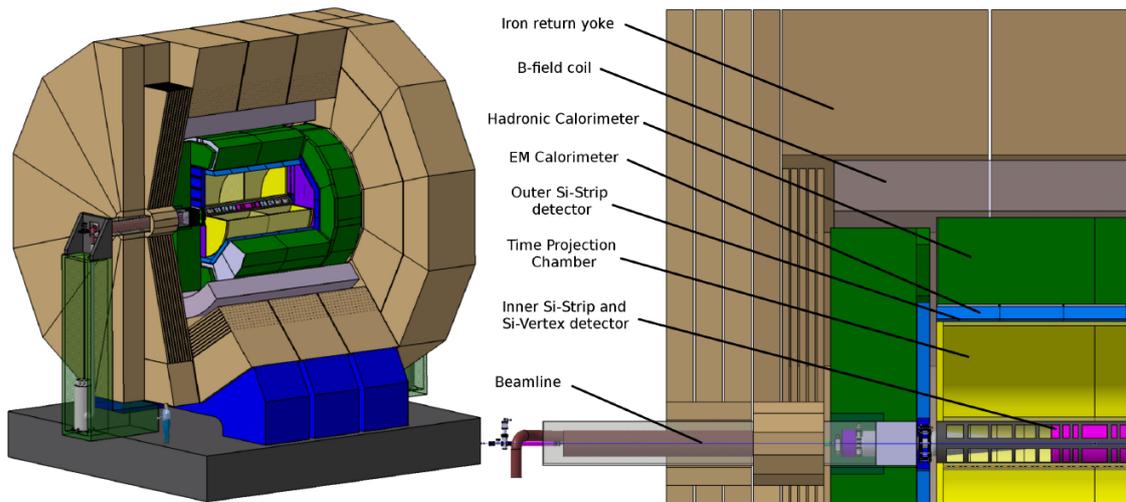


**Abbildung 1.12.:** Simulation eines 100 GeV-Jets in einem hochgranularen Kalorimeter. Geladene Teilchen hinterlassen sowohl im Spurdetektor (links) als auch im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (mitte und rechts) eine Spur. Neutrale Teilchen erzeugen dagegen nur in den Kalorimetern ein Signal. Die exakte Zuordnung der Energiedeposition, hier farbig dargestellt, ist essenzieller Bestandteil des Particle-Flow-Konzepts.<sup>[60]</sup>

Ausgehend von der Zusammensetzung eines Jets aus etwa 60% geladenen Hadronen  $h^\pm$ , 30% Photonen  $\gamma$  und 10% neutralen Hadronen  $h^0$  ergibt sich eine theoretische Energieauflösung eines Jets von

$$\sigma_E = (0,6 \cdot \sigma_{h^\pm}) \oplus (0,3 \cdot \sigma_\gamma) \oplus (0,1 \cdot \sigma_{h^0}) \quad (1.16)$$

welche insgesamt zu etwa  $\sigma_E/E = 19\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$  führt<sup>[60]</sup>. In der Realität liegen die einzelnen Spuren oft sehr nahe beieinander, so dass es häufig zu einer falschen Zuordnung der Energiedepositionen, *Confusion* genannt, kommt. Die erreichbare Energieauflösung hängt daher auch in hohem Maße von der Leistungsfähigkeit der Algorithmen zur Auswertung der Daten ab, und liegt zur Zeit insgesamt bei etwa  $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$ <sup>[32]</sup>. Damit ist die geforderte Auflösung zwar erreicht, eine weitere Verbesserung durch die Optimierung der Algorithmen ist jedoch zu erwarten.



**Abbildung 1.13.:** Perspektivische und Schnittansicht des ILDs. Dargestellt sind Halbleiter-Spurdetektoren (magenta), Driftkammer (gelb), elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter (blau, grün), Magnetspule (grau) und Eisen-Joch (braun).<sup>[28, 63]</sup>

## 1.6. Der International Large Detector (ILD)

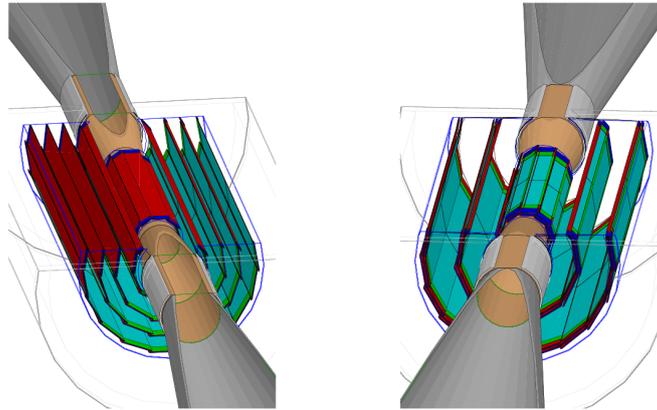
Der in [Abbildung 1.13](#) gezeigte International Large Detector<sup>[28]</sup> (ILD) stellt ein mögliches Konzept für einen Detektor des ILCs dar und besteht aus einer typischen, zwiebelschalenförmig um den Kollisionspunkt zentrierten Anordnung von Spurdetektoren und Kalorimetern, welche von einem Magnetsystem umgeben sind. Das Design der einzelnen Komponenten ist jedoch nur lose festgelegt und lässt mehrere Alternativen offen.

### 1.6.1. Magnetsystem

Das Magnetsystem des ILDs besteht aus einem supraleitenden Solenoiden, der ein Feld von 3,5 bis 4 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Um die hohe Energieauflösung des ILDs nicht durch zusätzliches Material zwischen Spurdetektoren und Kalorimetern zu verringern, befinden sich auch die Kalorimeter innerhalb des Magneten. Die maximale Größe des Magneten wird durch die Kosten begrenzt, die mit zunehmendem Radius sehr stark anwachsen. Dadurch wird auch die maximale Größe der übrigen Detektorkomponenten eingeschränkt.

### 1.6.2. Spurdetektoren

In direkter Nähe zum Kollisionspunkt befindet sich ein Halbleiter-Pixeldetektor, der mit einer sehr hohen räumlichen Auflösung den präzisen Ursprungsort (*Vertex*) eines Jets bestimmen kann und daher als Vertex-Detektor (VTX) bezeichnet wird. Er ist damit in der Lage, Teilchen bestehend aus den relativ langlebigen, schweren Quarks (Charm, Bottom), die erst eine gewisse Zeit nach ihrer Entstehung, und damit einer bestimmten vom



**Abbildung 1.14.:** Zwei mögliche Varianten des Vertex-Detektors, bestehend aus fünf Einzellagen oder drei Doppellagen<sup>[28]</sup>.

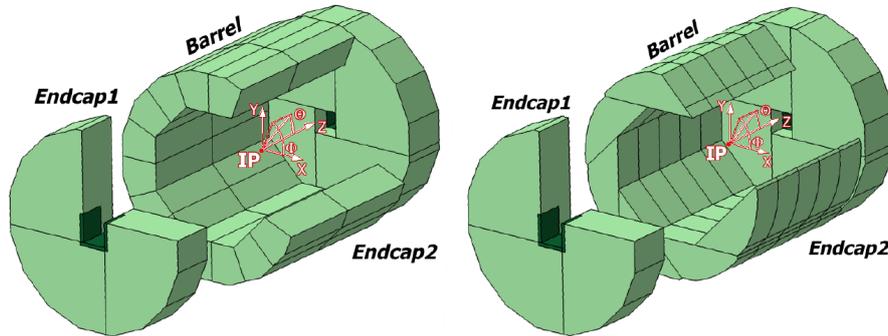
Interaktionspunkt aus zurückgelegten Strecke zerfallen, zu erkennen. Zur Zeit existieren zwei mögliche, in [Abbildung 1.14](#) gezeigte Varianten, nach denen der Detektor entweder aus fünf Einzellagen, oder drei Doppellagen aufgebaut sein wird. Der Vertex-Detektor wird allerdings nur einen zylindrischen Bereich abdecken, und so Teilchen mit einem sehr kleinen Winkel zur Strahlachse nicht erfassen können.

Der Vertex-Detektor ist daher von einem zweilagigen Silizium-Streifendetektor mit niedrigerer Auflösung umgeben, der auch den Bereich der Endkappen abdeckt und so auch Teilchen erfasst, die den Interaktionspunkt unter sehr kleinem Winkel verlassen.

Die beiden Spurdetektoren sind in eine sehr große Driftkammer (*Time Projection Chamber*, TPC) mit einem Durchmesser von 1,5 m eingebettet. Diese besteht aus einer zentral angeordneten Kathode und zwei Anoden an den Endkappen. Erzeugt ein durchfliegendes geladenes Teilchen eine Ionisationsspur, driften die darin enthaltenen Elektronen zu den Anoden, wo die Ionisationsspur als zweidimensionale Projektion erfasst wird. Die dritte Dimension wird aus der Driftzeit der Elektronen ermittelt. Zwar ist die generelle Auflösung der Driftkammer geringer als die der anderen Spurdetektoren, da sie jedoch bis zu 224 Punkte der auf Grund ihrer Größe sehr langen und durch das Magnetfeld gebogenen Teilchenspur erfasst, ermöglicht sie nach [Gleichung 1.4](#) eine exzellente Impulsbestimmung der Teilchen. Durch den geringen Materialeinsatz verlieren die Teilchen in ihr zudem kaum Energie.

### 1.6.3. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Den Spurdetektoren schließt sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) an, welches in Sandwich-Bauweise realisiert wird. Vorgesehen sind 30 Absorberlagen aus Wolfram, deren Dicke von innen nach außen zunimmt, um eine bessere Energieauflösung für niederenergetische Teilchen zu erreichen. Als aktives Material kommen sowohl Halbleiterdetektoren mit einer Segmentierung von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  und insgesamt  $10^8$  Auslesekanälen als auch  $10^7$  Szintillatoren mit einer Größe von  $45 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$  in Frage. Ein existieren-



**Abbildung 1.15.:** Zwei mögliche Varianten für die Unterteilung des HCALs in einzelne Baugruppen. Für das analoge hadronische Kalorimeter wird zur Zeit die links gezeigte Variante bevorzugt.<sup>[28]</sup>

der Prototyp des halbleiterbasierten ECALs (SiECAL) wird in [Abschnitt 2.3.1](#) beschrieben, während das szintillatorbasierte ECAL (ScECAL) große Gemeinsamkeiten mit dem in [Abschnitt 2.5](#) beschriebenen Prototypen des hadronischen Kalorimeters besitzt. Insgesamt besitzen beide Konzepte eine Dicke von 20 cm bzw.  $24 X_0$ , das halbleiterbasierte erreicht dabei eine Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 16,6\%/\sqrt{E [\text{GeV}]} \oplus 1,1\%$ .<sup>[28]</sup>

#### 1.6.4. Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) ist ebenfalls als Sandwichkalorimeter ausgelegt und wird über insgesamt 48 Stahlabsorber mit einer Dicke von je 16 mm verfügen, um  $5,5 \lambda_I$  zu erreichen. Der verwendete Stahl ist eine nicht magnetische Legierung, da ferromagnetische Absorber u.a. die Spurrkammern des Detektors vor dem Magnetfeld des Solenoiden abschirmen würden. Da die Größe des HCALs durch die mögliche Größe des Solenoiden begrenzt wird, steht für die aktiven Lagen jeweils nur eine Dicke von 5,4 mm zur Verfügung. Als Auslesesystem kommen ebenfalls mehrere Konzepte in Betracht: Ein szintillatorbasiertes Kalorimeter mit einer Segmentierung von  $3 \times 3 \text{ cm}$ , das neben einer reinen Ortsinformation auch eine Energieinformation liefert, ist Gegenstand dieser Arbeit, und wird daher ausführlich in [Kapitel 2](#) beschrieben. Daneben existieren digitale und semidigitale Konzepte, die keine oder nur eine grobe Energieinformation liefern und stattdessen eine sehr feine Segmentierung im Bereich von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  zur Bestimmung der deponierten Energie nutzen. Messungen an aktuellen ergaben, dass die maximal erreichbare Energieauflösung des analogen hadronischen Kalorimeters zur Zeit bei  $\sigma_E/E = 60\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$  liegt.<sup>[28]</sup>

Für die Unterteilung des HCALs in einzelne Baugruppen kommen die beiden in [Abbildung 1.15](#) gezeigten Varianten in Betracht. Während die linke Variante technisch leichter umzusetzen ist und zur Zeit für das analoge HCAL bevorzugt wird, weist die rechte Variante weniger radial verlaufende tote Bereiche auf, in denen kein aktives Material liegt.

### **1.6.5. Myonendetektor**

Als Myonendetektor kommen ebenfalls verschiedene Konzepte in Betracht. Prinzipiell ist ihre Integration in das Eisen-Joch des Magnetsystems vorgesehen, die genutzte Auslesetechnologie steht jedoch noch nicht fest. Möglich wäre beispielsweise auch hier ein szintillatorbasiertes System.

## 2. Kalorimeterentwicklung der CALICE-Kollaboration

Die CALICE-Kollaboration (*CA*lorimeter for a *L*inear *C*ollider *E*xperiment) ist ein internationaler Zusammenschluss mehrerer Universitäten und Institute mit dem Ziel, Kalorimeter für den Detektor eines zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleunigers zu entwickeln. Obwohl der Schwerpunkt auf der Entwicklung von Kalorimetern für den ILC liegt, wird auch ihre mögliche Verwendung in den Detektoren des CLIC in Betracht gezogen. Dabei werden unterschiedliche Konzepte verfolgt und mit Hilfe von Prototypen auf die Leistungsfähigkeit und technische Realisierbarkeit untersucht. So wird als Alternative zu einem halbleiterbasierten elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) eines mit Szintillatoren als aktivem Material untersucht. Auch für das hadronische Kalorimeter existieren zur Zeit mehrere Konzepte. Das analoge hadronische Kalorimeter (AHCAL) besitzt Szintillatoren mit einer Größe von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , die mit Siliziumphotomultipliern, neuartigen leistungsfähigen Lichtsensoren, ausgelesen werden. Es damit möglich, eine (analoge) Information über die erzeugte Lichtmenge zu erhalten. Dem gegenüber gibt beispielsweise das ebenfalls entwickelte digitale Kalorimeter (DHCAL) nur eine Ortsinformation und misst die deponierte Energie über eine hohe Granularität von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ .

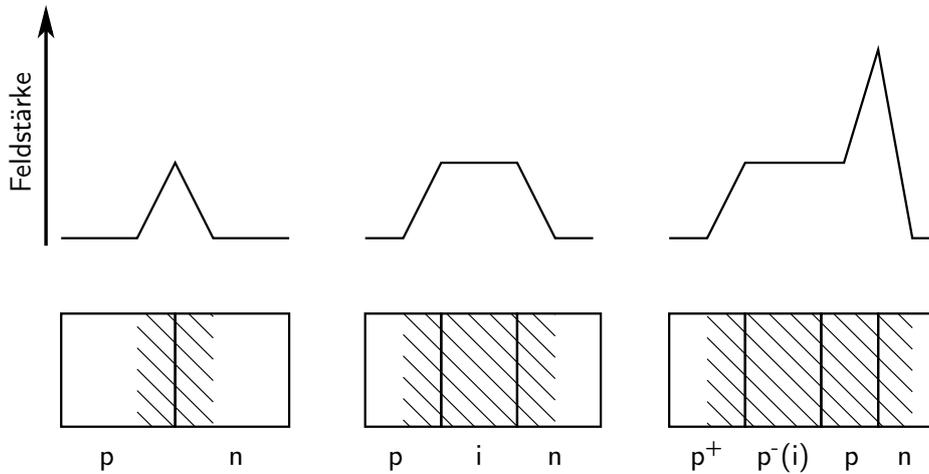
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit dem Kalibrationssystem des AHCALs, aber auch mit Daten, die mit einem Prototypen dieses Detektors sowie dem halbleiterbasierten ECAL am Teststrahl gewonnen wurden. Daher werden die Prototypen dieser beiden Detektoren an dieser Stelle vorgestellt.

### 2.1. Halbleiterbasierte Auslese

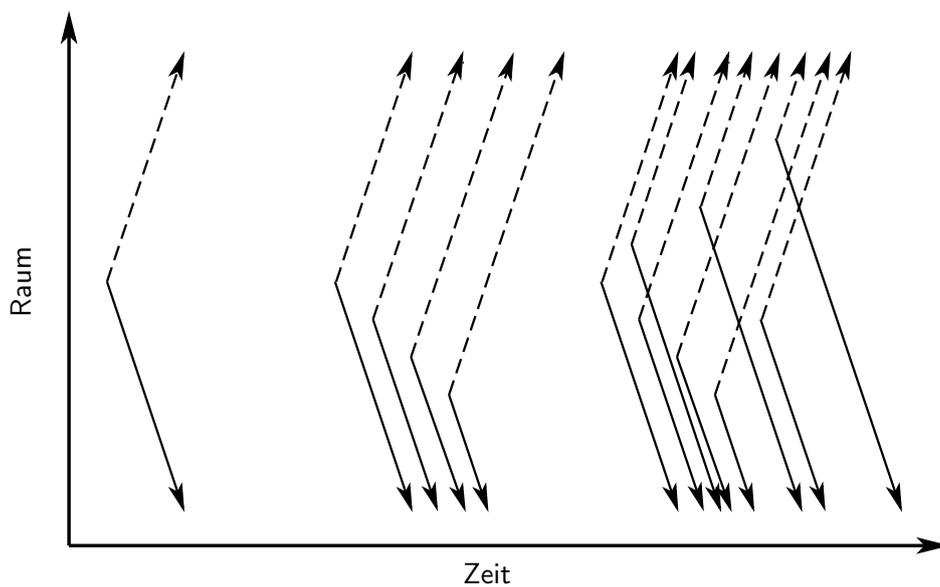
Halbleiter sind fester Bestandteil heutiger Detektoren, da sie nicht nur in der Ausleseelektronik zum Einsatz kommen, sondern auch als Sensoren oder als aktives Detektormaterial Verwendung finden. So existieren Bauteile, die in ihrer Funktion herkömmlichen, auf der Ionisation von Gasen basierenden Detektoren entsprechen und oft Vorteile in Kosten, Leistung und Größe besitzen. So nutzt das ECAL PiN-Dioden als aktives Material, während das AHCAL mit Siliziumphotomultipliern zur Messung sehr geringer Lichtmengen ausgestattet ist.

#### 2.1.1. PiN-Dioden

Gewöhnliche Dioden bestehen aus zwei Bereichen mit positiver (p-) und negativer (n-)Dotierung. An der Grenze zwischen diesen beiden Bereichen wandern die negativen



**Abbildung 2.1.:** Betrag des elektrischen Feldes in verschiedenen Dioden. **Links:** gewöhnlicher p-n-Übergang. Die maximale Feldstärke wird nur in einem kleinen Bereich erreicht. **Mitte:** PiN-Diode mit intrinsisch leitender Zwischenschicht. Diese dient mit dem hohen, annähernd konstanten Feld als Absorptionsbereich für nachzuweisende Teilchen. **Rechts:** Avalanche-Photodiode mit komplexerem Aufbau. Dem Bereich konstanter Feldstärke schließt sich ein weiterer mit sehr hoher Feldstärke an, in welchem eine Ladungsverstärkung stattfindet.



**Abbildung 2.2.:** Lawineneffekt in Halbleiterdioden. **Links:** PiN-Diode ohne Lawinenbildung. **Mitte:** Avalanche-Diode, in der nur Elektronen neue Elektron-Loch-Paare erzeugen. **Rechts:** Avalanche-Diode im Geigermodus, in dem auch Löcher weitere Paare auslösen.

Ladungsträger in den p-dotierten Bereich, und bauen ein der Bewegung entgegenwirkendes elektrostatisches Feld auf, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. So entsteht die Sperrschicht, ein Bereich mit einer durch das Fehlen von freien Ladungsträgern stark herabgesetzten Leitfähigkeit und einem elektrostatischen Feld, dessen Maximum entlang der Grenze zwischen den dotierten Bereichen verläuft (*Abbildung 2.1*, links). Durch das Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung an die dotierten Bereiche kann die Größe der Sperrschicht und damit die maximale Feldstärke erhöht werden. Dieser Bereich der maximalen Feldstärke ist sensitiv auf Ionisation durch einfallende Teilchen oder Photonen, da die entstehenden Elektron-Loch-Paare durch das Feld getrennt werden, bevor sie rekombinieren können. Die durch die Ionisation freigesetzte Ladung kann als Strompuls registriert werden.

Um die Effizienz dieses Effektes zu erhöhen, kann zwischen den dotierten Bereichen ein weiterer, nicht oder nur sehr gering dotierter Bereich eingebracht werden. Dieser verfügt von Natur aus (intrinsisch) über eine geringe Ladungsträgerkonzentration und bildet daher mit den dotierten Bereichen eine PiN-Diode. Die Sperrschicht im p- und n-dotierten Bereich bildet sich über diesen intrinsisch leitenden Bereich hinweg aus. Damit nimmt die Dicke der Sperrschicht um die Dicke dieser Schicht zu, und das elektrostatische Feld besitzt über den gesamten Bereich seinen Maximalwert. (*Abbildung 2.1*, Mitte) Auf diese Weise kann ein sehr großer auf Ionisation sensitiver Bereich geschaffen werden, in welchem die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines Signals durch Photonen oder niederenergetische Teilchen maximal ist und hochenergetische Teilchen oder Photonen ein größeres Signal erzeugen.

Eine PiN-Diode ist damit vergleichbar mit einer gasgefüllten Ionisationskammer, besitzt jedoch auf Grund der zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren benötigten Energie von etwa 3,4 eV in Silizium eine sehr viel bessere Auflösung gegenüber einem Gas, für welches Energien in der Größenordnung von 30 eV benötigt werden.

Gegenüber sichtbarem Licht weisen PiN-Dioden nur eine geringe Empfindlichkeit auf, da jedes Photon mit nur einem erzeugten Elektron-Loch-Paar nur ein sehr kleines Signal erzeugt. Für hochenergetische Teilchen und Photonen bietet sie jedoch den Vorteil einer geringen Temperaturabhängigkeit und eines geringen Rauschverhaltens, was sie für den Einsatz im ECAL des ILDs prädestiniert.

### 2.1.2. Avalanche-Photodioden (APD)

Eine gegenüber PiN-Dioden deutlich höhere Lichtempfindlichkeit lässt sich durch Einführung eines p-n-Übergangs mit sehr hoher Feldstärke erreichen. So besitzen Avalanche-Photodioden (APD) ebenfalls einen nicht oder nur leicht positiv ( $p^-$ ) dotierten, intrinsisch leitenden Bereich, der als Absorptionsgebiet für die zu detektierenden Photonen dient. Er ist jedoch von einem normal positiv ( $p$ ) und einem stark positiv ( $p^+$ ) dotierten Bereich umgeben, an den normal dotierten Bereich schließt sich ein negativ dotierter Bereich an (*Abbildung 2.1*, rechts). Dies führt ebenfalls zu einem relativ konstanten elektrostatischen Feld im intrinsisch leitenden Bereich, so dass Elektron-Loch-Paare getrennt werden, und die Elektronen in Richtung des n-dotierten Bereichs driften. Dort

angekommen, werden die Elektronen durch eine sehr hohe Feldstärke derart beschleunigt, dass sie weitere, sekundäre Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Von diesen sind nur die Elektronen in der Lage, weitere Paare zu erzeugen, da sie gegenüber den Löchern eine höhere Beweglichkeit besitzen und stärker beschleunigt werden. Die Lawine bricht daher ab, sobald alle Elektronen den p-dotierten Bereich erreicht haben.

Innerhalb der Lawinen entstehen etwa 100 bis 1000 Ladungsträger, so dass mit APDs gegenüber PiN-Dioden ein stärkeres Signal und damit eine höhere Lichtempfindlichkeit erreicht wird. Für die Detektion einzelner Photonen ist das Signal im Allgemeinen dennoch zu schwach.

APDs sind auf Grund des Verstärkungseffekts mit Proportionalkammern vergleichbar.

### 2.1.3. Avalanche-Photodioden im Geiger-Modus

Eine weitere Steigerung der Lichtempfindlichkeit lässt sich durch eine Erhöhung der Feldstärke im PN-Übergang einer APD durch eine veränderte Dotierung oder eine höhere Betriebsspannung  $U_B$  erreichen. Hierdurch erhalten auch die in die entgegengesetzte Richtung driftenden Löcher eine ausreichende Energie, um weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Über den gesamten Bereich des p-n-Übergangs werden daher wie in [Abbildung 2.2](#) skizziert permanent neue Elektron-Loch-Paare erzeugt, und die Lawine bricht nicht selbständig ab. Das Entstehen einer solchen Lawine wird Durchbruch genannt und führt bei einem geringen Vorwiderstand zu einem permanenten Strom, und einem Spannungsabfall  $U_{BR}$  (Durchbruchspannung) über der Diode. Dies ist die minimale Spannung, um den Lawineneffekt aufrecht zu erhalten.

Bei einem hohen Vorwiderstand in der Größenordnung von 1 bis 10 M $\Omega$  fällt die Spannung unter die Durchbruchspannung, so dass die Lawine zum Erliegen kommt. Die Diode geht in den nicht leitenden Zustand über und die anliegende Spannung steigt wieder auf den Wert von  $U_B$ .

In diesem Fall kommt es zu einem kurzen Ladungsfluss durch die Diode, welcher durch die Spannungsänderung sowie die Kapazität der Diode bestimmt wird:

$$Q = C \cdot (U_B - U_{BR}) \quad (2.1)$$

Damit ist das erzeugte Signal nicht von der Energie des einfallenden Teilchens abhängig. Zwar ist es so im Idealfall möglich, einzelne Photonen nachzuweisen, eine Information über die Intensität lässt sich jedoch höchstens über die Rate der auftretenden Strompulse gewinnen.

Diese Betriebsart der Avalanche-Diode weist große Ähnlichkeit mit der Funktionsweise des namensgebenden Geiger-Müller-Zählrohrs auf. Auch dieses registriert lediglich das Vorhandensein ionisierender Teilchen und gibt über die Rate der Pulse einen Hinweis auf deren Anzahl.

### Temperaturabhängigkeit der Amplitude

Eine wichtige Eigenschaft von Geiger-APDs ist die hohe Temperaturabhängigkeit ihrer Signalamplitude, welche einen negativen Temperaturkoeffizienten aufweist. Der Grund hierfür liegt in den thermischen Gitterschwingungen innerhalb des Kristallgefüges. Durch diese steigt mit zunehmender Temperatur die Wahrscheinlichkeit für elastische Stöße zwischen den Atomen des Gitters und den Elektronen bzw. Löchern, bei denen zwar ein Energieübertrag, jedoch keine Ionisation statt findet. Als Folge wird eine größere Feldstärke benötigt, um die Elektronen und Löcher für eine Ionisation und Lawinenbildung ausreichend zu beschleunigen. Die Durchbruchspannung  $U_{BR}$  steigt an, und das erzeugte Signal verringert sich bei konstant gehaltener Betriebsspannung  $U_B$ . Diese Abhängigkeit ist weitgehend linear und kann durch eine lineare Nachregelung der Betriebsspannung kompensiert werden. Im Umkehrschluss kann durch Kühlung einer Geiger-APD sowohl eine geringere Betriebsspannung als auch eine geringere benötigte Differenz  $U_B - U_{BR}$  bei gleichbleibender Amplitude der Signale benutzt werden.

### Dunkelrate

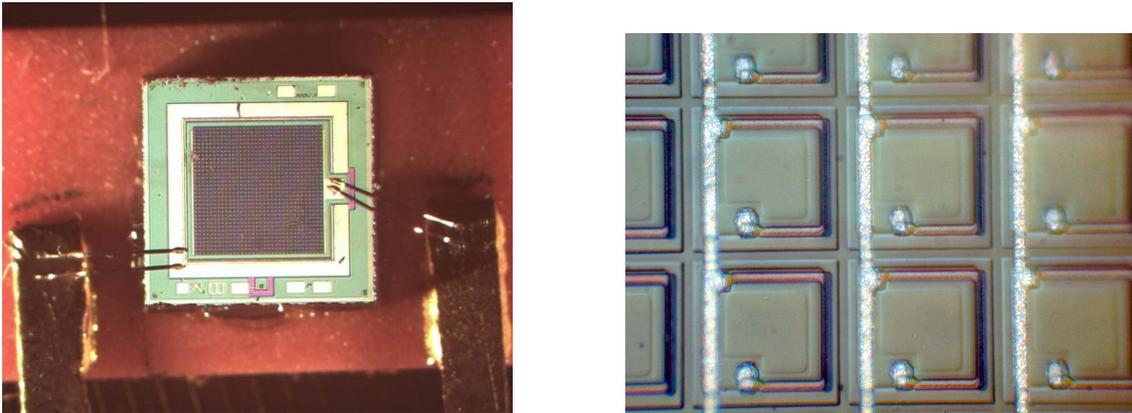
Ein grundsätzliches Problem der Geiger-APD ist ihre Dunkelrate. Die hohe Feldstärke im p-n-Übergang begünstigt einen Tunneleffekt der Elektronen, so dass eine Wahrscheinlichkeit zum spontanen Entstehen von Elektron-Loch-Paaren und damit einer Lawine existiert. Damit entstehen unerwünschte zufällige Signale, welche prinzipbedingt die gleiche Amplitude wie wahre Signale besitzen, und von diesen nicht unterscheidbar sind.

Die Wahrscheinlichkeit des Tunneleffekts wird durch die Höhe der Feldstärke und damit die Differenz zwischen der angelegten Betriebsspannung  $U_B$  und der Durchbruchspannung  $U_{BR}$  bestimmt. Eine höhere Betriebsspannung führt daher zu einer höheren Dunkelrate.

Erschwerend kommt hinzu, dass die Durchbruchspannung einen kritischen Parameter bei der Produktion von Geiger-APDs darstellt. Sie ist in sehr hohem Maße von einer möglichst exakten Dotierung des p-n-Übergangs abhängig und unterliegt daher einer hohen Exemplarstreuung.

Die Betriebsspannung  $U_B$  einer Geiger-APD, welche mit einigen 10 V in der gleichen Größenordnung wie die Durchbruchspannung liegt, muss daher individuell sehr fein justiert werden. Einerseits soll ein guter Kompromiss zwischen erzeugter Signalstärke und Dunkelrate gefunden werden, andererseits muss die Exemplarstreuung der Durchbruchspannung kompensiert werden.

Bei gleich bleibender Signalamplitude kann die Dunkelrate ebenfalls durch Verringerung der Temperatur verkleinert werden, da durch die niedrigere benötigte Spannung auch die Feldstärke und damit die Tunnelwahrscheinlichkeit abnimmt.



**Abbildung 2.3.:** SiPM des AHCAL Physik-Prototypen. Auf einer Fläche von etwa  $1\text{ mm}^2$  befinden sich 1156 Pixel. In der Vergrößerung sind die Pixel mit den Vorwiderständen als rosafarbenen Strukturen zu erkennen, die senkrechten silbernen Strukturen bilden die elektrische Verbindung der Pixel.

### Quanteneffizienz

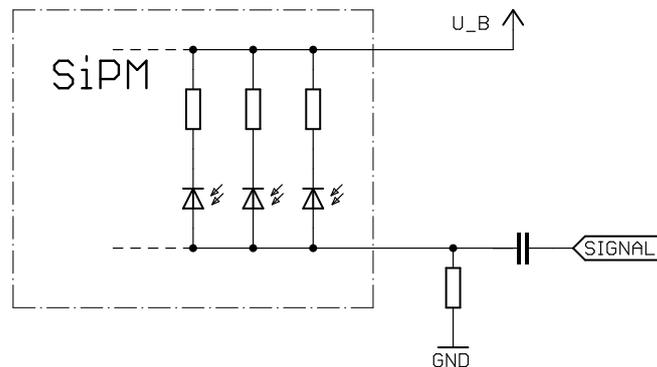
Die Quanteneffizienz beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein auf eine APD treffendes Photon ein Signal auslöst und ist generell von der Wellenlänge des Photons und dem verwendeten Material der Geiger-APD abhängig. Sie hängt jedoch ebenfalls von der Feldstärke im intrinsischen Bereich der Diode ab, welche die entstehenden Elektron-Loch-Paare an einer Rekombination hindert und sie in entgegengesetzte Richtung ableitet. Die Effizienz nimmt daher mit zunehmender Betriebsspannung zu.

#### 2.1.4. Siliziumphotomultiplier (SiPM)

Der Nachteil, die Intensität insbesondere eines kurzen Lichtpulses mit einer Geiger-APD nicht messen zu können, lässt sich durch die Anordnung einer größeren Anzahl Geiger-APDs inklusive der benötigten Vorwiderstände auf einem einzigen Halbleiter kompensieren. Man erhält so ein Bauteil, welches einerseits durch das Funktionsprinzip der Geiger-APDs in der Lage ist, einzelne Photonen zu registrieren, andererseits durch die Anzahl der Pixel einen gewissen dynamischen Bereich aufweist. In Anlehnung an röhrenbasierte Photomultiplier (PMT, *Photo Multiplier Tube*), mit welchen durch eine Ladungsverstärkung ebenfalls geringe Lichtmengen im Bereich weniger Photonen nachgewiesen werden können, werden diese Bauteile meist Siliziumphotomultiplier (SiPM) genannt. Es sind jedoch auch andere Bezeichnungen wie beispielsweise MPPC (*Multi Pixel Photon Counter*, Hamamatsu<sup>[23]</sup>) üblich.

#### Aufbau und Signalerzeugung des SiPM

Die Einheiten aus Geiger-APD und Vorwiderstand sind auf einem SiPM in einem in [Abbildung 2.3](#) gezeigten Raster angeordnet und werden daher *Pixel* genannt. Sie sind wie in



**Abbildung 2.4.:** Innerer Aufbau des SiPM. Durch die Parallelschaltung zahlreicher Geiger-APDs ergibt sich das Gesamtsignal als Summe der Einzelsignale.

Abbildung 2.4 skizziert parallel miteinander verbunden, so dass ein SiPM über nur zwei elektrische Anschlüsse verfügt, an welche die Betriebsspannung angelegt wird. Treffen Photonen auf die Pixel, setzen diese eine spezifische Ladungsmenge frei, die gemäß dem Funktionsprinzip der Geiger-APDs ausschließlich von der angelegten Spannung sowie der Kapazität der Pixel in der Größenordnung von 50 fF abhängt<sup>[23]</sup>, nicht jedoch von der Energie oder Anzahl der auf einen Pixel treffenden Photonen. Das Gesamtsignal des SiPM ergibt sich als Summe der ausgelösten Zellladungen, welche ein Maß für die registrierte Lichtmenge darstellt. Die Anzahl der vorhandenen Pixel limitiert dabei den dynamischen Bereich.

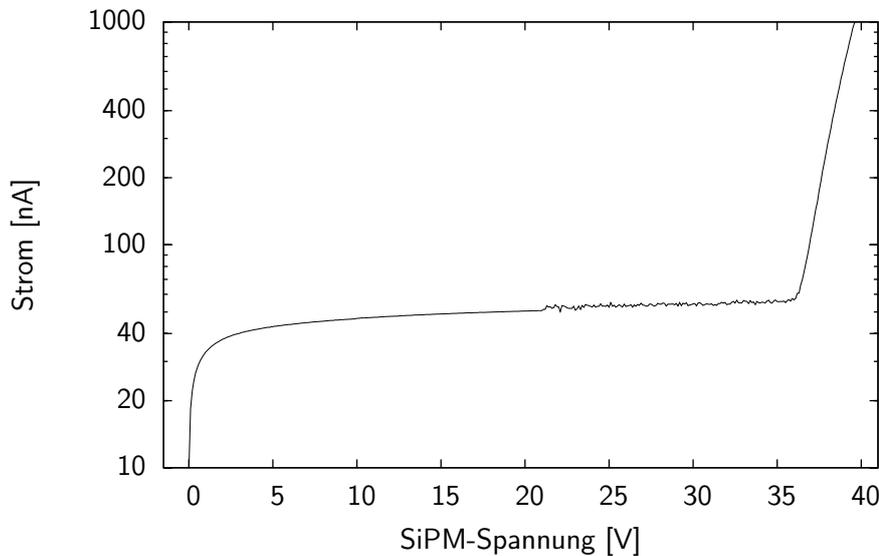
### Vor- und Nachteile von SiPM

Gegenüber PMTs weisen SiPM entscheidende Vorteile auf, die sie für den Einsatz im AHCAL des ILDs prädestinieren. Erst ihre geringe Größe ermöglicht den Einsatz direkt im Detektor, und bedingt durch den einfachen Aufbau in Form eines einzelnen Halbleiterchips liegt ihr Preis bereits heute unter dem von PMTs. In Zukunft ist mit einem weiteren Preisverfall bis in den ein- bis zweistelligen Eurobereich zu rechnen, welcher durch den aufwändigen inneren Aufbau von PMTs nicht erreicht werden kann.

Die Betriebsspannung von 30 – 100 V und die Notwendigkeit von nur zwei Anschlussleitungen verringern den Verkabelungsaufwand und benötigen eine weniger aufwändige Elektronik.

Ein weiterer Vorteil ist die Resistenz gegenüber hohen Magnetfeldern, wie sie im ILD herrschen werden. So konnte in Tests keine nennenswerte Beeinträchtigung durch Magnetfelder von bis zu 4 T festgestellt werden<sup>[19]</sup>.

Die Nachteile der SiPM ergeben sich in erster Linie aus denen der Geiger-APDs. Sie weisen ebenfalls eine hohe Temperaturabhängigkeit auf und ihre ideale Betriebsspannung variiert von SiPM zu SiPM stark und muss daher einzeln eingestellt werden. Durch die hohe Anzahl an Pixeln ergibt sich eine hohe Dunkelrate im Bereich von 10 bis 100 kHz<sup>[23]</sup>, welche sich beispielsweise in der in [Abbildung 2.5](#) gezeigten Strom-



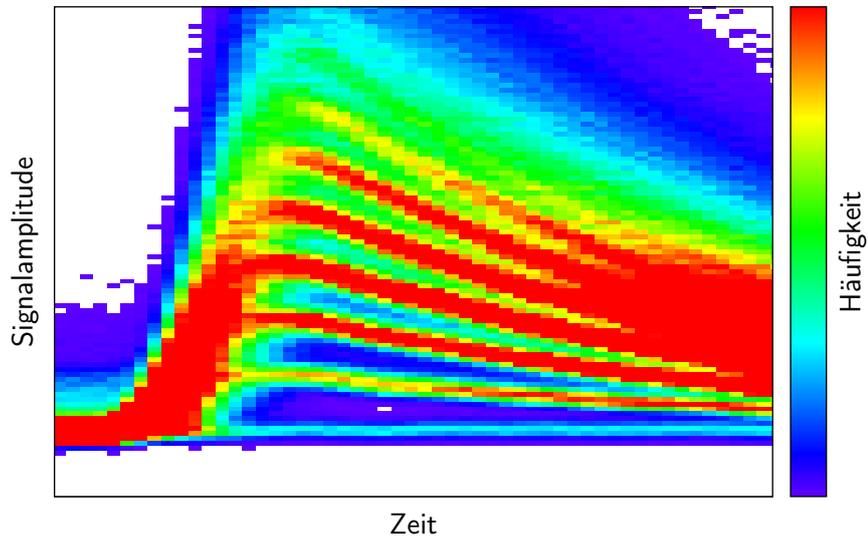
**Abbildung 2.5.:** Gemessene Strom-Spannungskennlinie eines SiPM des AHCAL Physik-Prototypen. Der Verlauf zeigt den typischen Dunkelstrom sowie den durch die aufkommende Dunkelrate stark ansteigenden Strom ab etwa 37 V. Für diesen SiPM wurde eine Betriebsspannung von 39 V benutzt. Das auftretende Rauschen ab 21 V ist auf eine Spannungsbereichumschaltung des verwendeten Messgerätes zurückzuführen.

Spannungs-Kennlinie durch einen starken Anstieg des Stroms äußert. Von Vorteil ist jedoch, dass selten mehr als ein Pixel zur gleichen Zeit durch die Dunkelrate spontan ausgelöst wird. Der Einfluss auf die Signalamplitude ist daher eher gering, sofern die Rate nicht zu hoch ist.

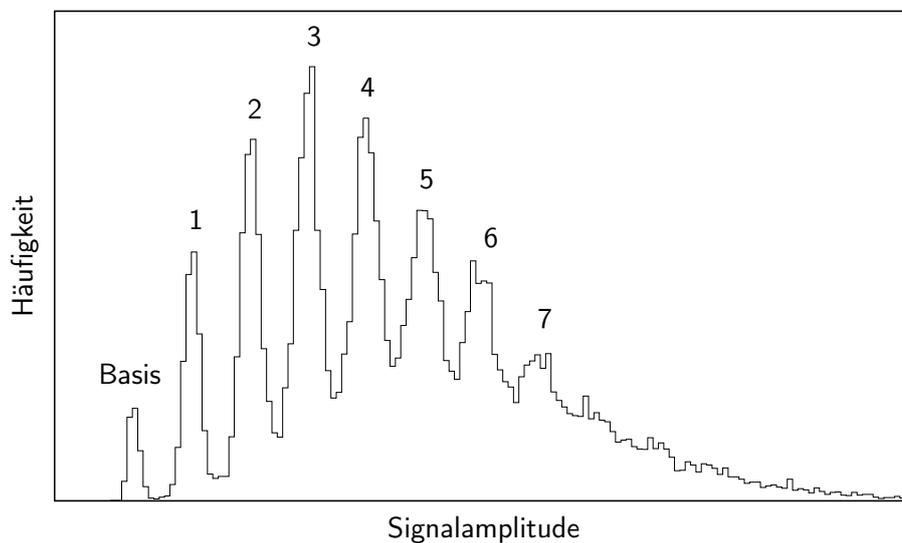
### Kalibration mit SinglePhoton-Spektren (SPS)

Auf Grund der starken Unterschiede in der idealen Betriebsspannung sowie der stark unterschiedlichen Signalamplitude wird eine Möglichkeit zur Kalibration der SiPM benötigt, um sie als Lichtsensor im AHCAL des ILDs nutzen zu können. Allgemein würde man hierfür eine Lichtquelle mit bekannter Intensität einsetzen. Auf Grund ihrer besonderen Eigenschaften bieten SiPM jedoch eine wesentlich elegantere Möglichkeit:

[Abbildung 2.6](#) zeigt den zeitlichen Signalverlauf eines SiPM bei Bestrahlung mit kurzen Lichtpulsen geringer Intensität. Die konstanten Einzelsignale der ausgelösten Pixel summieren sich zu einem diskreten Gesamtsignal, welches in einem in [Abbildung 2.7](#) dargestellten Histogramm der gemessenen Amplituden zu einer kammartigen Struktur führt. Das erste Maximum entspricht dem *Basissignal*, welches gemessen wird, falls kein Pixel ausgelöst wurde. Die weiteren Maxima stellen *Pixelsignale* dar, an ihnen lässt sich die Anzahl ausgelöster Pixel abzählen. Da zum Auslösen eines einzelnen Pixels ein einzelnes Photon ausreicht, wird ein solches Histogramm *SinglePhoton-Spektrum* (SPS) genannt.



**Abbildung 2.6.:** Zeitlicher Verlauf des Signals eines SiPMs bei Einstrahlung geringer Lichtmengen. Die Zusammensetzung des SiPM aus mehreren Geiger-APDs zeigt sich durch eine Diskretisierung des Signals.



**Abbildung 2.7.:** Histogramm der in [Abbildung 2.6](#) gezeigten Signalarhöe. An den Maxima lässt sich die Anzahl der ausgelösten Pixel abzählen, das erste Maximum entspricht jedoch dem Basissignal (keine ausgelösten Pixel). Ein solches Histogramm wird SinglePhoton-Spektrum (SPS) genannt.

Der konstante Abstand zwischen den einzelnen Pixelsignalen entspricht dem Signal, welches ein einzelner ausgelöster Pixel erzeugt. Obwohl dessen Größeneinheit durch die vielfältige Signalverarbeitung der Ausleseelektronik arbiträr ist, basiert dieser Wert auf der verstärkenden Wirkung der Geiger-APDs auf die primär ausgelösten Elektronen-Loch-Paare. Er wird daher als *Verstärkung*, *Verstärkungsfaktor* oder *Gain* bezeichnet.

Der Verstärkungsfaktor stellt zusammen mit der Position des Basissignals die zwei wichtigen zur Kalibration und Konfiguration des SiPM-basierten Detektors notwendigen Größen dar. So wird für eine ideale Betriebsspannung des SiPM erwartet, dass der Verstärkungsfaktor innerhalb eines bestimmten Bereichs liegt, was anhand des SPS überprüft werden kann. Der wichtigste Grund für die Kalibration ist jedoch die Möglichkeit, beliebige mit dem SiPM aufgezeichnete Signale in ein *Pixeläquivalent* ( $P_e$ ), also eine theoretische Anzahl an Pixeln umrechnen zu können. Dies stellt ein normiertes Maß für die erfasste Lichtmenge dar und erlaubt so eine weitere Umrechnung, beispielsweise in eine deponierte Energie im Detektor. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass das Signal von SiPM auf Grund von Sättigungseffekten bedingt durch die begrenzte Anzahl an Pixeln nicht für den gesamten dynamischen Bereich proportional zur einfallenden Lichtmenge ist. Dies wird in [Abschnitt 4.12](#) ausführlich behandelt.

Durch thermisches Rauschen weist das Signal eines einzelnen Pixels eine gaußförmige Verteilung  $\sigma_p$  auf. Daher ergibt sich für die Summe von  $n$  Pixelsignalen eine mit  $\sqrt{n}$  anwachsende Verbreiterung der Verteilung:

$$\sigma_n = \sqrt{n} \cdot \sigma_p \quad (2.2)$$

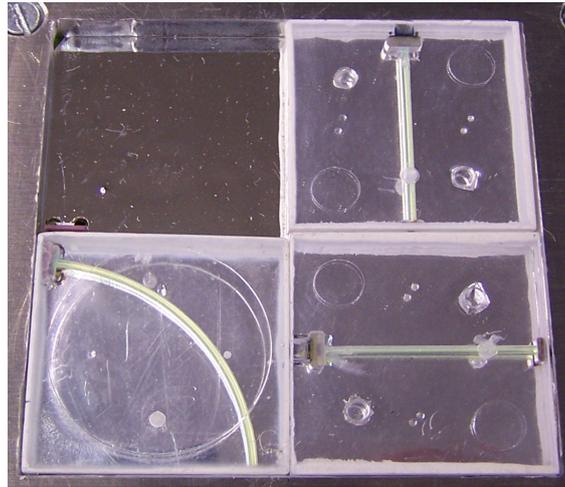
Durch das Rauschen  $\sigma_A$  der Ausleseelektronik erfolgt eine weitere Verbreiterung der Signale, so dass sich die Breite des Gesamtsignals mit

$$\sigma_n = \sqrt{n} \cdot \sigma_p \oplus \sigma_A \quad (2.3)$$

beschreiben lässt. Mit zunehmender Anzahl auslösender Pixel kommt es daher zu einer Verbreiterung der Signale, die schließlich zu einem Kontinuum verschmelzen. Ein SPS ist daher nur bei geringen Lichtmengen zu beobachten.

Um den Verstärkungsfaktor eines SiPM zu bestimmen, wird gewöhnlich eine Summe von mehreren Gaußfunktionen in die Daten des SPS eingepasst. Dabei werden unterschiedliche Ansätze verfolgt, um den benötigten Rechenaufwand zu reduzieren. Eine Möglichkeit besteht in der vorherigen Untersuchung jedes einzelnen Pixelsignals zur Bestimmung möglichst guter Startwerte<sup>[42]</sup> für die Parameter, eine andere Möglichkeit ist die Reduktion der Anzahl an Parametern basierend auf der Annahme eines konstanten Abstands zwischen den Pixelsignalen und der zunehmenden Verbreiterung der Signale nach [Gleichung 2.3](#)<sup>[17]</sup>.

Es ist bemerkenswert, dass die Kalibration der gesamten Auslekette von den SiPM bis zum digitalisierten Messwert des Signals über ein einfaches Histogramm erfolgen kann, welches bei Einstrahlung geringer Lichtmengen aufgenommen wird. Dabei ist die Erzeugung einer präzise vorgegebenen Lichtmenge nicht erforderlich, sie muss lediglich in einem Bereich liegen, in welchem einige wenige Pixel ausgelöst werden.



**Abbildung 2.8.:** Unterschiedliche Typen von Szintillatorkacheln. **Links:** Kachel des Physik-Prototypen mit einer Dicke von 5 mm und einer gebogenen Wellenlängenschieberfaser. **Rechts:** Zwei Kacheln des technischen Prototypen mit einer Dicke von 3 mm und einer geraden Faser.

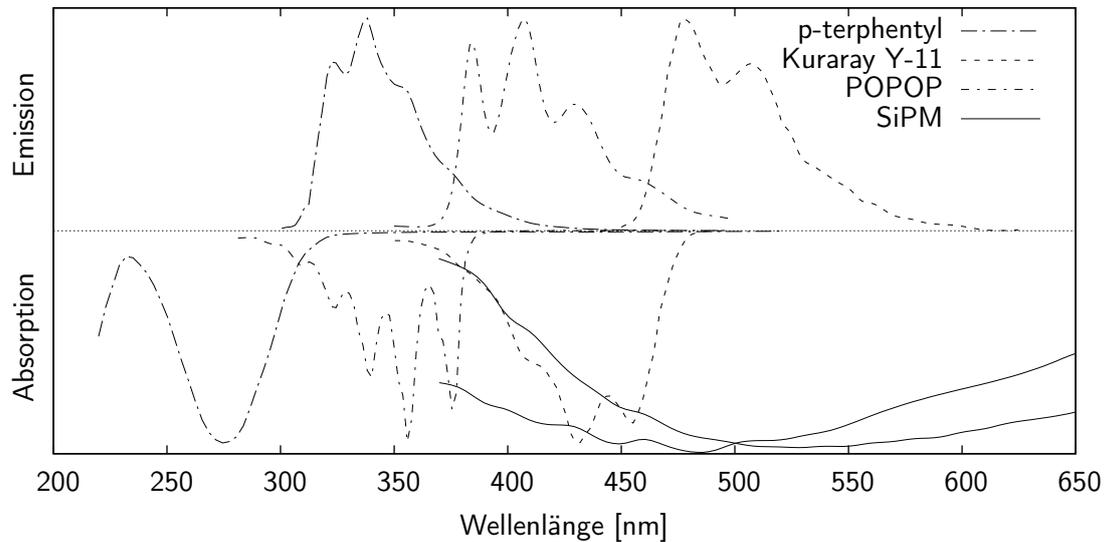
## 2.2. Szintillatorkacheln des AHCALs

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen SiPM dienen im AHCAL des ILDs der Messung der Lichtmenge, welche in Szintillatorkacheln beim Durchgang von Teilchen erzeugt wird, und ein direktes Maß für die deponierte Energiemenge darstellt.

Die in [Abbildung 2.8](#) gezeigten Szintillatorkacheln bestehen aus Polystyren (BASF-134) als Basismaterial, welchem verschiedene szintillierende Additive mit unterschiedlichen in [Abbildung 2.9](#) gezeigten Wellenlängenbereichen beigemischt sind. Als Hauptszintillatormaterial wird p-Terphylen mit einer Konzentration von 1% verwendet, welches beim Durchgang von Teilchen zum Leuchten angeregt wird und Licht mit einer mittleren Wellenlänge von 340 nm erzeugt. Um dieses aus dem Szintillator zu extrahieren, ist die Kachel mit einer Konzentration von 0,03% POPOP dotiert, dessen Absorptionsspektrum weitgehend dem Emissionsspektrum des p-Terphylens entspricht. Es emittiert das Licht im blauen bis UV-Bereich mit etwa 410 nm.

In die Szintillatorkacheln ist eine Wellenlängenschieberfaser (Kuraray Y-11) eingelassen, welche dieses Licht aufnimmt und in grünes Licht mit einer Wellenlänge von etwa 500 nm konvertiert. Sie ist gleichzeitig als Lichtleiter konzipiert und führt das Licht einem SiPM am Rand der Kachel, dessen spektrale Empfindlichkeit ein Maximum im Bereich von 500 nm aufweist, zu. Das andere Ende der Faser führt zu einem Spiegel, welcher sich ebenfalls am Rand der Kachel befindet.

Die Randseiten der Szintillatorkacheln sind durch eine chemische Behandlung weiß und reflektieren das Licht aus dem Inneren daher diffus zurück.



**Abbildung 2.9.:** Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorkacheln<sup>[10, 50]</sup> sowie spektrale Empfindlichkeit zwei unterschiedlicher SiPM<sup>[15]</sup>. Bei den SiPM handelt es sich nicht um die im AHCAL eingesetzten Typen, ihr Verhalten ist diesen jedoch ähnlich.

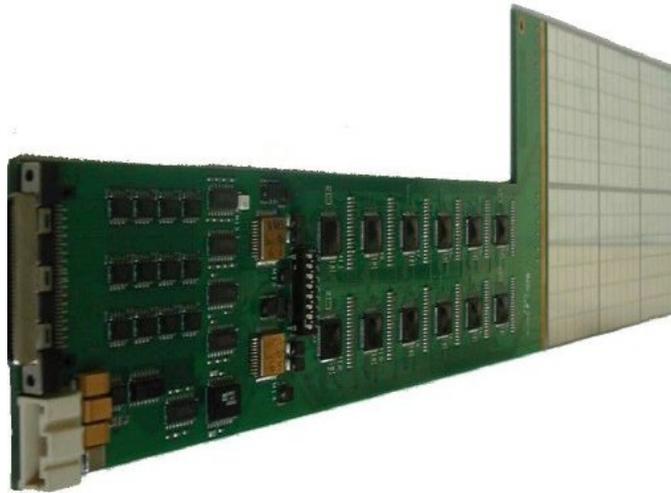
## 2.3. Physik-Prototyp

Seit 2006 besitzt die CALICE-Kollaboration einen ersten größeren Prototypen, der am Teststrahl von verschiedenen Beschleunigeranlagen (DESY, CERN, Fermilab) eingesetzt wurde. Er bestand 2007 prinzipiell aus einem halbleiterbasierten elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) und einem szintillatorbasierten analogen hadronischen Kalorimeter (AHCAL). Dem hadronischen Kalorimeter schloss sich mit dem TCMT (*Tail Catcher and Muon Tracker*) ein weiterer technisch gleichartiger Detektor mit geringerer Orts- und Energieauflösung an, um auch Ausläufer von Schauern, die das AHCAL an der Rückseite verlassen, sowie Myonen zu registrieren.

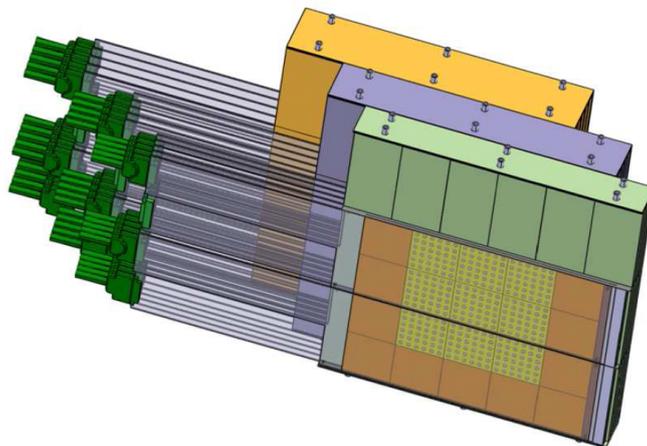
### 2.3.1. ECAL

Das ECAL<sup>[5]</sup> des Physik-Prototypen besteht aus 30 Absorberlagen aus Wolfram, zwischen denen sich das halbleiterbasierte Sensormaterial befindet. Dieses bedeckt pro Lage eine Fläche von etwa  $190 \times 190 \text{ mm}^2$  und ist produktionsbedingt in neun quadratische Wafer von jeweils etwa 62 mm Kantenlänge und einer Dicke von 525  $\mu\text{m}$  aufgeteilt. Jeder Wafer ist in  $6 \times 6$  einzelne Sensoren, den Pads, segmentiert, so dass pro Lage 324 und im gesamten ECAL 9720 Auslesekanäle existieren.

Als PiN-Dioden registrieren und messen die Pads die ionisierende Wirkung einfallender Teilchen. So erzeugt ein minimal ionisierendes Teilchen in einem Pad etwa 42000 Elektronen, welche durch eine angelegte Spannung von etwa 200 V abgeleitet und registriert werden. Das ECAL arbeitet damit im Ionisationsbereich, in welchem das erzeugte



**Abbildung 2.10.:** Ausleseinheit des ECALs bestehend aus einer Platine mit  $3 \times 2$  Wafern und zwölf ASICs zur Auslese.<sup>[5]</sup>



**Abbildung 2.11.:** Konstruktionszeichnung der drei Kassetten des ECALs. Die gelbe Fläche an der Front symbolisiert den aktiven Bereich des ECALs, bestehend aus  $3 \times 3$  Wafern, welche sich auf zwei Platinen mit  $3 \times 2$  und  $3 \times 1$  Wafern verteilen. Elektronik und Anschlüsse der Platinen befindet sich links außerhalb des Detektorvolumens. Bei einer Rotation des Detektors wird jede Kassette für sich gedreht<sup>[5]</sup>.

Signal auf Grund der fehlenden Ladungsverstärkung relativ gering ausfällt, dessen geringes Rauschen dagegen zu einem sehr günstigen Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt.

Die Wafer sind mit einem leitfähigen Klebstoff auf Platinen aufgeklebt, um die elektrische Verbindung zur ebenfalls auf dieser Platine befindlichen Ausleseelektronik herzustellen. Prinzipiell ist jede Platine in der Lage, bis zu  $3 \times 2$  Wafer zu tragen, für die vorgesehene Matrix des Physik-Prototypen von  $3 \times 3$  Wafern wurden jedoch auch Platinen mit nur  $3 \times 1$  Wafern hergestellt.

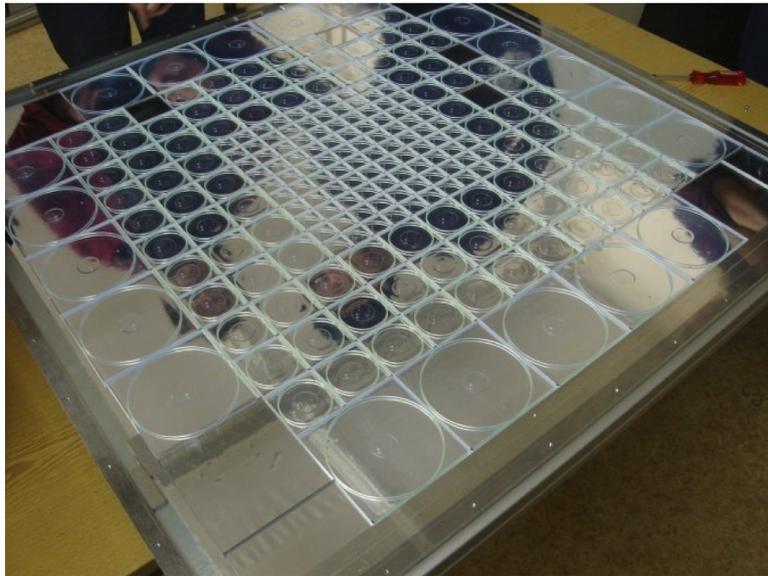
Die auf der Platine befindliche Elektronik dient der Spannungsversorgung, Überwachung und Auslese der Pads. Diese Auslese besteht unter anderem aus zwölf ASICs<sup>3)</sup> *FLC\_PHY3*, welche in Aufbau und Funktion den in [Abschnitt 2.4](#) beschriebenen ASICs des AHCALs weitgehend gleicht.

Während die Mittelpunkte benachbarter Pads eines Wafers exakt auf einem Raster von 1 cm liegen, ergibt sich zwischen den Wafern einer Platine ein zusätzlicher Abstand von 2,15 mm. Dieser ist auf den Abstand von 0,15 mm zwischen den Wafern sowie einen zusätzlichen Schutzring von 1 mm um die 36 Pads eines Wafers zurück zu führen. Zwischen den beiden Platinen einer Lage ist der Abstand mit 4,15 mm deutlich höher.

Die Platinen zwei aufeinander folgender Lagen bilden zusammen mit einer Absorberplatte aus Wolfram eine mechanische Einheit. Die Platinen der beiden Lagen sind dabei horizontal um 2,5 mm gegeneinander verschoben, um den Effekt der nicht sensitiven Bereiche zwischen den Wafern zu reduzieren. Je fünf mechanische Einheiten sind mit weiteren fünf Absorberplatten zu einer *Kassette* zusammengefasst. Das ECAL besteht daher aus drei solcher Kassetten mit jeweils zehn Lagen. Innerhalb der Kassetten ist jede Einheit zur weiteren Reduzierung des genannten Effekts um 1,3 mm gegenüber der vorherigen horizontal verschoben. Trotz des großen Abstandes zwischen den zwei übereinander angeordneten Platinen in jeder Lage wurde auf eine vertikale Verschiebung der Lagen verzichtet.

Um eine bessere Energieauflösung im niedrigen Energiebereich zu erzielen, besitzen die Absorber der ersten Kassette eine Dicke von 1,4 mm, die der mittleren von 2,8 mm und die der letzten von 4,2 mm. Dies entspricht einer effektiven Gesamtdicke von 84 mm und damit  $24X_0$ . Für Hadronen ergeben sich  $0,9\lambda_n$ .

Die drei Kassetten sind auf einem XY-Tisch montiert, um unterschiedliche Einschusspositionen des Teilchenstrahls auf der Detektorfront zu ermöglichen. Der Verfahrensweg beträgt horizontal 150 mm und vertikal 100 mm bei einer Präzision von 0,1 mm. Darüber hinaus lassen sich sechs verschiedene Winkel von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$  mit einer Präzision von  $0,035^\circ$  einstellen. Hierbei werden die drei Kassetten separat rotiert, um die Teilchenschauer im Kalorimeter trotz der Rotation vollständig zu erfassen. Während die verschiedenen Drehwinkel mit hoher Präzision eingestellt werden können, ist eine generelle Abweichung des Winkels von bis zu  $0,6^\circ$  auf Grund von Ungenauigkeiten während der Montage möglich.



**Abbildung 2.12.:** Geöffnete Kassette des AHCAL Physik-Prototypen. Im zentralen Bereich befinden sich Szintillatorkacheln mit einer Kantenlänge von 30 mm, außerhalb werden größere Kacheln mit 60 mm und 120 mm verwendet. In den größeren Kacheln ist die Wellenlängenschieberfaser in einem Kreis verlegt und wird entlang einer Kante der Kacheln zu den SiPM an einer Ecke der Kacheln geführt. Innerhalb der 30 mm-Kacheln ist die Faser nur als Viertelkreis verlegt. Unter den Szintillatorkacheln ist die Reflektorfolie zu erkennen<sup>[32]</sup>.

### 2.3.2. AHCAL

Das AHCAL<sup>[4]</sup> besteht aus 38 Lagen aus Absorberplatten und den in [Abbildung 2.12](#) gezeigten Kassetten, welche die Szintillatorkacheln mit einer Dicke von 5 mm beinhalten.

Im zentralen Bereich besitzen die ersten 30 Detektorlagen  $10 \times 10$  Szintillatorkacheln mit einer Kantenlänge von 30 mm. Diese sind von drei Reihen von größeren Kacheln mit einer Kantenlänge von 60 mm, sowie einer einzelnen Reihe mit einer Kantenlänge von 120 mm umgeben. Dies reduziert die Kosten für die Kacheln und die Ausleseelektronik erheblich, der Einfluss auf das Experiment ist jedoch gering, sofern der Teilchenstrahl auf den zentralen Bereich des Detektors trifft. Aus den gleichen Gründen besitzen die letzten acht Lagen statt der 30 mm-Kacheln nur 60 mm-Kacheln, so dass sich die in [Abbildung 2.13](#) gezeigte Anordnung ergibt. Die vorderen Lagen besitzen damit 216 Szintillatorkacheln, die hinteren 141.

In jede Szintillatorkachel ist eine Wellenlängenschieberfaser eingelassen, die Form entspricht wegen des minimalen Biegeradius der Faser einem Viertelkreis zwischen zwei gegenüberliegenden Ecken der 30 mm-Kacheln, in den größeren Szintillatorkacheln verläuft sie zwischen zwei benachbarten Ecken, und bildet eine kreisförmige Schleife, deren Durchmesser fast der Kachelgröße entspricht.

<sup>3)</sup>Application Specific Integrated Circuit – Für einen speziellen Anwendungsfall entwickelter Mikrochip

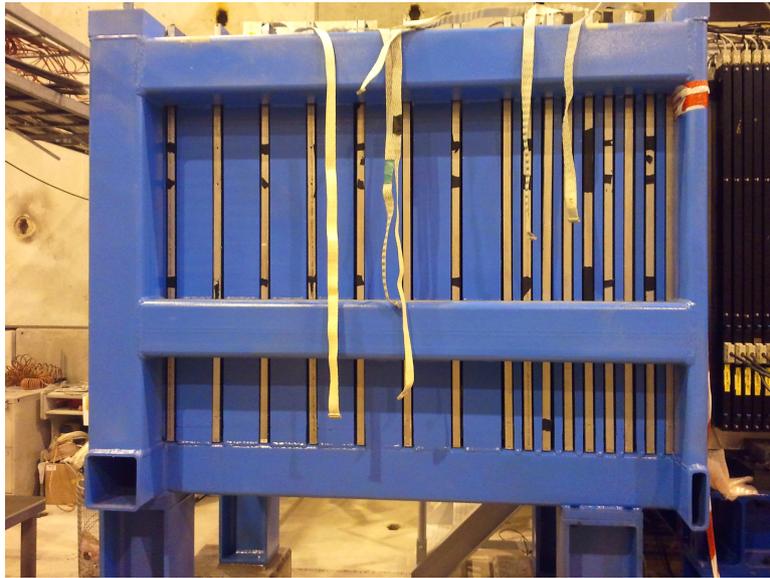


**Abbildung 2.13.:** Rückseite der Detektorlage des AHCALs. Von jedem SiPM führt eine feine, goldfarbene Koaxialleitung zu der Ausseelektronik auf der rechten Seite, bestehend aus zwei HBABs mit je sechs HABs. Das nicht montierte CMB wird an der linken Seite angebracht, die farblosen optischen Fasern sind in dem Bild nur schwer zu erkennen. Die Durchführungen der Fasern durch die weiße PVC-Platte zu den Szintillatorkacheln werden durch kleine Stücke verspiegelter Reflektorfolie abgedeckt, die als dunkle Stellen hervortreten.<sup>[32]</sup>

Die Kassetten dienen sowohl als Gehäuse für die Szintillatorkacheln als auch zum Schutz vor Lichteinfall, und lassen sich einfach zwischen die Absorberplatten des Detektors schieben. Sie bestehen aus einem stabilen, umlaufenden Aluminiumrahmen von 8 mm Dicke sowie zwei Stahlplatten von 2 mm Dicke. Im Inneren der Kassette ist auf einer Stahlplatte eine selbstklebende Reflektorfolie der Firma 3M angebracht, auf welcher die Szintillatorkacheln liegen. Um eine Bewegung der Kacheln auszuschließen, wird die gesamte Lage innerhalb der Kassette mit kleinen Keilen an zwei der vier Seiten unter Spannung gehalten<sup>[49]</sup>. Auf den Szintillatorkacheln liegt eine Platte aus FR4<sup>4)</sup>, welche einseitig ebenfalls mit Reflektorfolie beklebt ist, und Bohrungen für die Anschlüsse der SiPM und die Zuführung der optischen Fasern des in [Abschnitt 2.4.2](#) beschriebenen Kalibrationssystems besitzt. Auf der Rückseite der FR4-Platte ist die Verkabelung der SiPM realisiert. Hierzu dienen kleine Platinen, die nach dem Verlöten mit den Anschlüssen der SiPM auf die FR4-Platte verklebt wurden, um mechanische Krafteinwirkungen auf die SiPM zu vermeiden. Mikro-Koaxialkabel führen von den Platinen zu einer Steckerleiste an der Seite der Kassette, an die von außen die Ausseelektronik angeschlossen werden kann. Abschließend folgt die zweite Stahlplatte, auf deren Innenseite zur Isolation der Lötstellen eine PET-Folie (Mylar) aufgebracht ist.

Als Absorber ist für den ILD auf Grund der Unterbringung des Kalorimeters in einem starken Magnetfeld eine nicht magnetische Edstahlsorte ( $\mu_r < 1,01$ ) vorgesehen. Da der Betrieb des Physik-Prototypen innerhalb eines Magnetfeldes jedoch nicht vorgesehen ist, besitzt dieser einfache, verzinnte Stahlplatten mit einer Dicke von 17,4 mm<sup>[42]</sup>. Damit ergeben sich für das AHCAL  $4,28 \lambda_n$ ,  $5,26 \lambda_\pi$  sowie  $47,1 X_0$ .

<sup>4)</sup>Verbundwerkstoff aus Glasfasermatten und Epoxidharz, oft als Trägermaterial für Platinen eingesetzt



**Abbildung 2.14.:** Seitenansicht des TCMTs im Herbst 2011 am CERN. Die unterschiedlich dicken Absorberplatten (blau) und die aktiven Lagen dazwischen sind gut zu erkennen. Die Front des Detektors befindet sich rechts, dort sind auch die letzten Lagen des AHCALs (schwarz) zu erkennen.

Ab 2010 wurden Wolframplatten mit einer Dicke von 10 mm als Absorber eingesetzt, um die Eignung des AHCALs für die sehr viel höheren am CLIC erreichbaren Teilchenenergien zu untersuchen.

Wie das ECAL wurde das AHCAL zum Teil auf einem XY-Tisch montiert, um verschiedene Einschusspositionen des Teilchenstrahls auf seiner Oberfläche zu ermöglichen. Die Untersuchung verschiedener Einschusswinkel ist über eine Scherung, was einer separaten Rotation jeder einzelnen Lage entspricht, ebenfalls möglich.

### 2.3.3. TCMT

Mit dem AHCAL ist es nicht möglich, die Schauer hochenergetischer Teilchen vollständig zu erfassen, da ihre Ausläufer aus der Rückseite des AHCALs austreten können. Für Pionen von 80 GeV liegt die im AHCAL gemessene Energie beispielsweise um etwa 8% zu niedrig<sup>[4]</sup>.

Daher befindet sich hinter dem AHCAL das in [Abbildung 2.14](#) gezeigte TCMT<sup>[6]</sup>, welches auf der gleichen Technologie wie das AHCAL beruht, jedoch eine grobere Segmentierung mit insgesamt nur 320 Auslesekanälen aufweist. So bestehen die ebenfalls 5 mm dicken Szintillatoren aus 50 mm breiten Streifen mit einer Länge von 1 m, die Wellenlängenschleiferfaser ist über die gesamte Länge mittig in die Streifen eingelassen. Je 20 dieser Streifen befinden sich in einer Kassette und bilden damit eine aktive Lage. Da so nur in einer Dimension eine Ortsinformation gewonnen werden kann, sind die aufeinander folgenden Kassetten im TCMT um jeweils 90° gegeneinander gedreht. Für die

Auslese des TCMTs wird der gleiche SiPM-Typ sowie die gleiche Elektronik wie für das AHCAL verwendet, die Lichtpulse zur Kalibration werden ebenfalls von außen über optische Fasern zugeführt.

Die ersten acht Absorberlagen des TCMTs bestehen aus 19 mm starken Stahlplatten, und ähneln damit denen des AHCALs, anschließend folgen jedoch acht weitere Absorber mit einer Dicke von 102 mm. Die 16 Lagen des TCMTs entsprechen damit 5,2 nuklearen bzw 4,2 Pion-Interaktionslängen  $\lambda_n$  und  $\lambda_\pi$ .

### 2.3.4. Logische Bezeichnung der Detektorzellen (CellIndex)

Um eine eindeutige Bezeichnung jeder einzelnen Kalorimeterzelle zu ermöglichen, bietet es sich an, ein logisches Koordinatensystem einzuführen, aus welchem sich die Position der Zelle innerhalb des Detektors sofort ablesen lässt. Dazu werden keine exakten Koordinaten, sondern eine einfache Nummerierung verwendet. Die sich so ergebenden Zahlen bilden den CellIndex. Er enthält in jedem Fall die Nummer der Absorberlage der Zelle, die weiteren Zahlen bestimmen ihre Position innerhalb der Lage.

So werden für das ECAL die Wafer Spalten- und Reihenweise von 1 bis 3 durchnummeriert, und anschließend die Pads jedes Wafers von 1 bis 6, so dass die logische Position eines Pads durch insgesamt fünf Zahlen gegeben ist. Die Nummerierung beginnt dabei unten links, bei Blick entgegen der Strahlrichtung.

Die Position eines Szintillatorstreifens des TCMTs wird neben der Lagenummer mit zwei weiteren Zahlen angegeben. Dabei weist nur eine der beiden Zahlen einen Wert von 1 bis 20 auf, die andere besitzt einen Wert von 0. Hieran lässt sich die Ausrichtung der Lage ablesen.

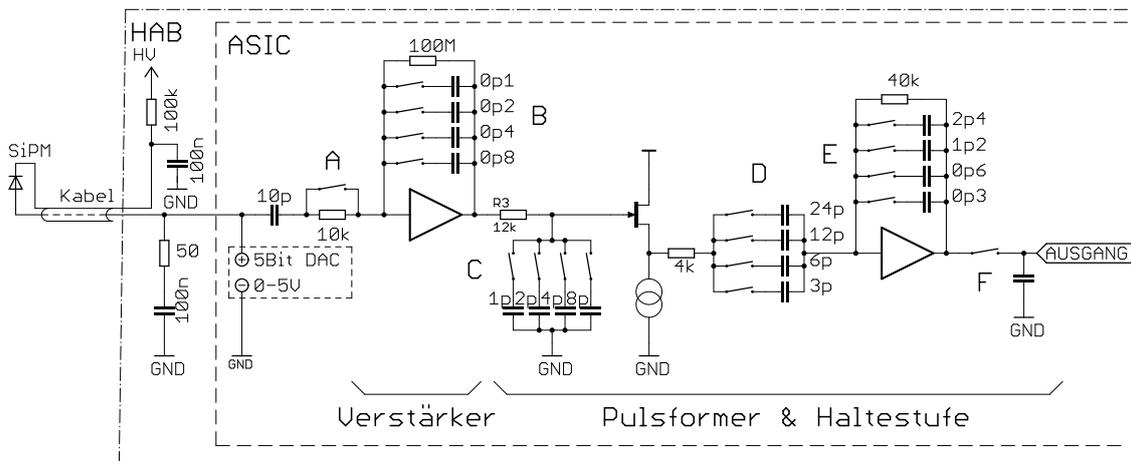
Das AHCAL benötigt jedoch ein aufwändigeres Schema, da Szintillatorkacheln unterschiedlicher Größe verwendet werden und die großen 120 mm-Kacheln gegenüberliegender Seiten um 60 mm gegeneinander versetzt sind. Dieses Schema ist in [Abbildung 2.15](#) gezeigt. Eine Detektorlage wird auf ein gedachtes 1 cm-Raster gelegt, und die Koordinate der unteren bzw. linken Kante der Lage als 1 festgelegt. In diesem System wird die Position der linken, unteren Ecke einer Kachel als Position in den CellIndex aufgenommen.

## 2.4. Auslesesystem des Physik-Prototypen

Das Auslesesystem des Physik-Prototypen besteht aus zwei Stufen. Die erste Stufe besteht im Fall des AHCALs und des TCMTs aus HABs<sup>[19]</sup> (*Hcal Analog Board*),  $62 \times 90 \text{ mm}^2$  großen in [Abbildung 2.16](#) gezeigten Platinen, welche der Spannungsversorgung sowie der analogen Signalverarbeitung von bis zu 18 SiPM dienen. Für die Auslese einer Lage des AHCALs werden daher bis zu 12 HABs benötigt.

Jedes HAB besitzt einen ASIC *ILC\_SIPM*, welcher die Betriebsspannung jedes angeschlossenen SiPM separat justieren kann und für jeden Kanal über eine eigene konfigurierbare Verstärker- und Pulsformerstufe verfügt, die schematisch in [Abbildung 2.17](#)





**Abbildung 2.17.:** Skizzierter analoger Schaltungsteil des ILC\_SIPM auf einem HAB. Die gesamte Schaltung ist für jeden der 18 Kanäle separat vorhanden. Während die Einstellungen für die Verstärker- und Pulsformerstufe global für alle Kanäle gilt, lässt sich die jedes DACs individuell einstellen.

gezeigt ist. Ausgelöst von einem externen Triggersignal kann der analoge Ausgangspegel der vorangegangenen Stufen jederzeit in einer Haltestufe zur weiteren Auslese zwischengespeichert werden.

Das HAB ist als Steckkarte konzipiert, welche einfach in einen von mehreren Steckplätzen einer Trägerplatine, des HBABs (*Hcal BAsE Board*) geschoben werden kann. Dieses dient der Spannungsversorgung der HABs und stellt die elektrische Verbindung zum Detektor, der zweiten Stufe des Auslesesystems sowie die Verbindung zwischen den HABs eines HBABs her.

Die zweite Stufe des Auslesesystems besteht aus CRCs (*Calice Readout Card*), welche für die Konfiguration der HABs, der Koordination der Datennahme sowie der Digitalisierung der gemessenen Signale verantwortlich ist.

Obwohl ein CRC vom Standpunkt der Elektronik aus in der Lage ist, ein HBAB mit bis zu zwölf HABs zu verwalten, wurden die HBABs für die Aufnahme von maximal sechs HABs konzipiert, um die Produktion von ansonsten knapp 1 m langen Platinen zu vermeiden. Daher besitzt jede Lage des AHCALs zwei HBABs, welche wie in [Abbildung 2.13](#) gezeigt seitlich an die Kassette angeschraubt werden. Zu Testzwecken sind auch HBABs mit Platz für nur ein einzelnes HAB verfügbar.

Das Auslesesystem des ECALs stimmt funktional weitgehend mit dem des AHCALs und TCMTs überein. Es verwendet jedoch einen anderen ASIC mit fast gleicher Funktionalität, welcher direkt in die Lagen des Detektors integriert ist, und ebenfalls über CRCs ausgelesen wird.

Neben dem reinen Auslesesystem besitzen AHCAL und TCMT CMBs (*Calibration and Monitoring Board*), welche der Erzeugung und Überwachung von Lichtpulsen zur Kalibration der SiPM dienen.

### Spannungsversorgung

Die in hohem Maße individuelle optimale Betriebsspannung der SiPM erfordert eine Möglichkeit, die Spannung jedes einzelnen SiPM separat mit hoher Präzision einstellen zu können. Um die Anzahl der benötigten Netzteile gering zu halten, wird jedes HBAB mit einer einzigen SiPM-Versorgungsspannung versorgt, welche höher als alle individuellen Betriebsspannungen liegt. Diese wird auf jedem HAB durch einen Widerstand von 100 k $\Omega$  und einen Kondensator von 100 nF stabilisiert, bevor sie direkt an die Kathoden der SiPM geleitet wird. Zur individuellen Anpassung besitzt der ASIC der HBABs für jeden der 18 Kanäle einen 8 Bit-DAC<sup>5)</sup>, der eine Spannung von 0 bis +5 V in Schritten von 20 mV bereitstellen kann, und an die Anode des jeweiligen SiPM angeschlossen ist. Die Betriebsspannung der SiPM ergibt sich daher aus der Differenz zwischen der SiPM-Versorgungsspannung des HBABs und der individuellen Einstellung des DACs. Die Spannung des DACs wird über einen Kondensator von 100 nF stabilisiert, welcher ebenfalls als Zwischenpuffer für die beim Auslösen von Pixeln im SiPM frei werdenden Ladungen dient. Damit diese Ladung nicht durch den DAC abgeführt wird, muss der dieser einen entsprechend hohen Ausgangswiderstand besitzen.

### Analoge Signalverarbeitung

Der analoge Teil des ASICs dient dazu, das geringe Ladungssignal des SiPM zu verstärken und in ein längeres Spannungssignal umzuwandeln. Dieses Strecken des Signals ist notwendig, um einerseits die Zeitspanne vom Entstehen des Signals im SiPM bis zur Auslese zu überbrücken und andererseits, um das Signal während der Auslese für ein präzises Ergebnis hinreichend konstant zu halten.

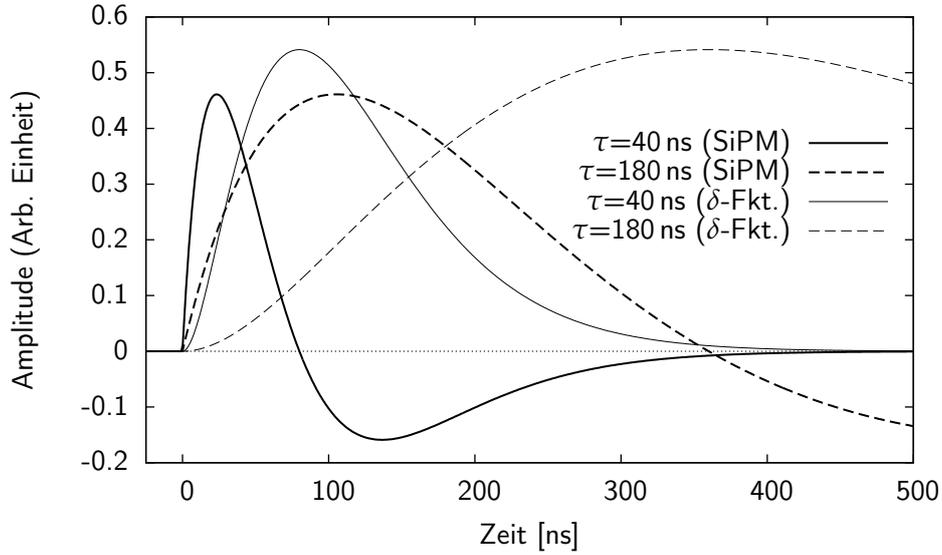
Der niederohmige Eingang jedes Kanals des analogen Teil des ASICs besteht zunächst aus einer Kapazität von 10 pF, um die Spannung des DACs abzublocken. Über einen elektronischen Schalter (A) ([Abbildung 2.17](#)) kann der Eingangswiderstand um 10 k $\Omega$  erhöht werden, um auf Kosten eines schlechteren Rauschverhaltens die Ladezeit der Eingangskapazität und damit die Länge des Eingangspulses zu vergrößern.

Es folgt ein ladungssensitiver (integrierender) Verstärker, dessen Verstärkungsfaktor durch vier frei zuschaltbare Kapazitäten (B) in 15 Schritten von 0,1 bis 1,5 pF eingestellt werden kann. Dieser erzeugt zunächst einen konstanten Spannungspegel, der proportional zur Signalladung des SiPM ist. Um nach der Registrierung und Verarbeitung eines Signals erneut einen betriebsbereiten Zustand zu erreichen, existiert ein Parallelwiderstand von 100 M $\Omega$  über welchen der Pegel in maximal 750  $\mu$ s abgebaut wird.

An die Verstärkerstufe schließt sich die Pulsformerstufe an, welche zunächst aus einem einstellbaren RC-Integrierglied (C) und einem einem CR-Differenzierglied (D) besteht. Diese CR-RC-Filter genannte Komponente erzeugt aus dem stufenförmigen Signal des Verstärkers bereits ein längeres Signal, welches in ein weiteres, verstärkerbasiertes Integrationsglied (E) geführt wird. Ersetzt man dieses gedanklich ebenfalls durch ein RC-Glied, ergibt sich die Bezeichnung  $CR-(RC)^2$  für eine solche Anordnung.

---

<sup>5)</sup>Digital Analog Converter



**Abbildung 2.18.:** Zeitlicher Verlauf des Ausgangssignals der Pulsformerstufe, nach Gleichung 2.4 und 2.5 für die im Kalibrations- und Physik-Modus verwendeten Integrationskonstanten. Ein gemessenes Signal für einen SiPM bei einer Integrationszeit von 40 ns zeigt [Abbildung 3.5](#).

Die Pulsformerstufe des ASICs besitzt insgesamt zwölf elektronische Schalter, deren Steuersignale von außen an den ASIC angelegt werden. Auf dem HAB werden die Signale der drei Schaltergruppen allerdings derart zusammen gefasst, dass nur vier Signale zur Konfiguration der gesamten Stufe notwendig sind. Jedes Signal steuert einen Schalter pro Gruppe.

Diese Einstellmöglichkeit beeinflusst in erster Linie die Integrationszeit  $\tau$  des Schaltkreises, und damit die Länge des Ausgangssignals der Pulsformerstufe. Sie bestimmt ebenfalls den Zeitraum, über den das Eingangssignal, d.h. der Ladungspuls der SiPM, erfasst wird. Die Form des Signals lässt sich für einen kurzen Eingangspuls ( $\delta$ -Funktion) beschreiben durch<sup>[19]</sup>:

$$V(t) = \frac{Q_{\text{in}}}{2C} \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 e^{-t/\tau} \quad (2.4)$$

Das Signal eines SiPM weist zwar eine innerhalb weniger Nanosekunden sehr steil ansteigende Flanke auf, ihr schließt sich jedoch eine exponentielle Entladekurve an, deren Zeitkonstante im Bereich von 100 ns liegt. Dies beeinflusst den Signalverlauf stark, so dass dieser durch die Funktion

$$V(t) = \frac{Q_{\text{in}}}{2C} \left[ \frac{2t}{\tau} - \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right] e^{-t/\tau} \quad (2.5)$$

beschrieben werden kann<sup>[19]</sup>.

**Tabelle 2.1.:** Konfiguration des HABs für den Physik- und Kalibrationsmodus

Elektr. Schaltergruppe	Physik-Modus	Kalibrations-Modus
A	10 k $\Omega$	0 $\Omega$
B	0,8 pF	0,1 pF
C	1 pF	15 pF
D	3 pF	45 pF
E	0,3 pF	4,5 pF

Die Verstärker- und Pulsformerstufe ist für jeden der 18 Kanäle des HABs separat vorhanden, die elektronischen Schalter werden jedoch über die gleichen Signale angesteuert, so dass eine Konfiguration stets für alle Kanäle gilt.

Für den Betrieb des Physik-Prototypen werden zwei unterschiedliche Konfigurationen, der Kalibrations- und Physik-Modus verwendet. Die exakte Konfiguration der elektronischen Schalter des ASICs dieser beiden Modi ist in [Tabelle 2.1](#) aufgeführt. Den Einfluss unterschiedlicher Integrationszeiten zeigt [Abbildung 2.18](#).

**Kalibrations-Modus:** Die Kalibration der SiPM geschieht mit Hilfe von SPS, welche ein sehr kleines Signal darstellen. Um sie dennoch mit hoher Auflösung erfassen zu können, wird die Verstärkerstufe mit einem kleinen Rückkoppelkondensator von 0,1 pF, und damit einem hohen Verstärkungsfaktor betrieben. Gleichzeitig wird die Integrationszeit mit 40 ns sehr kurz gehalten, um störende Einflüsse durch elektronisches Rauschen sowie die Dunkelrate der SiPM zu minimieren. Ein Nachteil der kurzen Integrationszeit ist der ebenfalls sehr kurze Zeitraum, in dem das Ausgangssignal seinen Maximalwert besitzt. Das Auftreten des Pulses muss daher sehr präzise mit dem Moment der Datennahme koordiniert werden.

**Physik-Modus:** Während der physikalischen Datennahme treten teilweise sehr große Signale auf, welche bis in den Sättigungsbereich der SiPM reichen. Um ein Übersteuern der Elektronik zu verhindern, wird in diesem Fall eine geringere Vorverstärkung mit einer Kapazität von 0,8 pF genutzt. Eine sehr hohe Integrationszeit von 180 ns sowie die Verwendung des zusätzlichen Eingangswiderstands (A) dient der Überbrückung der Zeit zwischen dem Auftreten des Eingangssignals und dem externen Signal zum Beginn der Datennahme, welcher typisch im Bereich von 150 ns liegt. Außerdem findet die zeitliche Entwicklung von Teilchenschauern im Kalorimeter ebenfalls im Zeitraum mehrerer 10 ns statt<sup>[54]</sup>, so dass das Signal der SiPM sowohl zu unterschiedlichen Zeitpunkten beginnt als auch länger andauert. Die höhere Integrationszeit erfasst das Signal dennoch weitgehend vollständig, der Glättungseffekt führt außerdem zu einem über einen längeren Zeitraum ausreichend konstanten Maximalwert des Ausgangssignals, so dass der Zeitpunkt der Datennahme gewissen Schwankungen unterliegen kann.

Um die im Kalibrationsmodus durchgeführte Kalibration der SiPM auf den Physik-Modus übertragen zu können, wird in regelmäßigen Abständen eine Interkalibration

durchgeführt. Hierzu werden in beiden Modi Lichtmengen von geringer bis sehr hoher Amplitude in die SiPM eingebracht, um den linearen Zusammenhang zwischen den gemessenen Amplituden beider Modi zu ermitteln.

### Haltestufe (HOLD) und Multiplexer

Das HAB ist nicht in der Lage, die Signale der SiPM selbständig zu erkennen. Statt dessen ist der Ausgang jeder Pulsformerstufe mit einer analogen Speicherzelle über einen elektronischen Schalter (F) verbunden. Über ein externes Signal (*HOLD*) wird der elektronische Schalter geöffnet, so dass das aktuell anliegende Ausgangssignal in der Speicherzelle festgehalten wird. Ein nachfolgender analoger Multiplexer erlaubt es anschließend, den Pegel der Speicherzellen der Reihe nach an einen einzelnen analogen Ausgang des HABs auszugeben.

### Konfiguration und Auslese

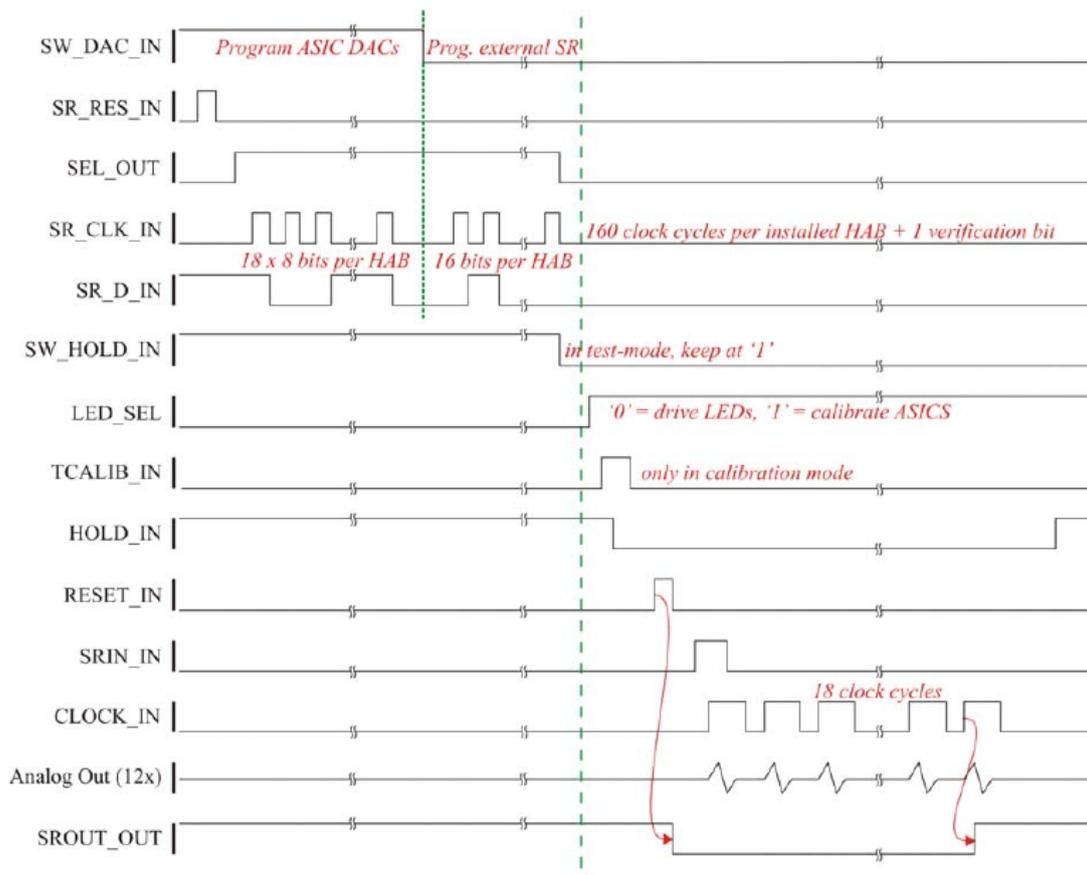
Zur Einstellung der verschiedenen Betriebsparameter verfügen die HABs über zwei verschiedene Schieberegister. Die Digitaleingänge der DACs sind bereits innerhalb des ASICs mit einem Schieberegister mit  $18 \times 8 \text{ Bit} = 144 \text{ Bit}$  verbunden, um eine Kanalweise Einstellung zu ermöglichen. Für die globale Konfiguration des Analogteils werden jeweils vier Signale benötigt, hinzu kommen sieben weitere Signale für ungenutzte Funktionen des ASICs sowie ein Signal zur Ansteuerung des Eingangswiderstands (A). Diese Signale werden von einem separaten 16 Bit-Schieberegister auf dem HAB an den ASIC geleitet.

Da die DACs während des Schreibvorgangs ihrer Schieberegister beliebige Spannungen ausgeben, sollte der Schreibvorgang nur bei herabgesetzter SiPM-Versorgungsspannung erfolgen. Die SiPM könnten sonst durch eine um bis zu 5V zu hohe Betriebsspannung zerstört werden. Der Wechsel zwischen Kalibrations- und Physik-Modus soll dagegen jederzeit möglich sein. Daher lassen sich die Schieberegister für DAC und den Analogteil separat ansteuern.

Den zeitlichen Signalverlauf der Ansteuerung der HABs durch das CRC ist in [Abbildung 2.19](#) gezeigt. Zur Konfiguration der Schieberegister dienen eine Taktleitung *SR\_CLK\_IN*, eine Datenleitung *SR\_D\_IN* sowie eine Leitung zum Rücksetzen der Schieberegister *SR\_RES\_IN*. Über ein Signal *SW\_DAC\_IN* kann die Auswahl zwischen dem internen Register der DACs und dem externen des Analogteils getroffen werden.

Die Ausgänge der Schieberegister werden von dem HAB herausgeführt, und von dem HBAB an die Eingänge des nächsten HABs gegeben. Auf diese Weise kann das CRC alle HABs eines HBABs durch das Senden eines längeren Datenstroms von  $6 \times 144 \text{ Bit} = 864 \text{ Bit}$  bzw.  $6 \times 16 \text{ Bit} = 96 \text{ Bit}$  konfigurieren. Die Ausgänge des letzten HABs werden zurück an das CRC geleitet, um die geschriebenen Daten auch zurück gelesen und so die Kommunikation mit den HABs überprüfen zu können.

Während der Datennahme liegt der Pegel des Signals *HOLD* (bzw. *HOLD\_IN*) zunächst auf einer logischen 1. Die Haltestufen sind so mit dem Analogteil des ASICs verbunden. Fällt der Pegel auf eine logische 0, wird die Verbindung getrennt und die



**Abbildung 2.19.:** Signalverlauf zur Ansteuerung der HABs. Im linken Bereich ist die Konfiguration der DACs sowie der Verstärker- und Pulsformerstufe zu sehen, im rechten Bereich ein Auslesezyklus des HABs<sup>[48]</sup>.



**Abbildung 2.20.:** Einzelnes CRC in einem VME-Crate. Zu erkennen sind die acht Anschlüsse, über welche die Verbindung zu den HBABs hergestellt wird.

aktuellen analogen Pegel festgehalten. Die Signale *RESET*, *SR\_IN CLOCK\_IN* dienen anschließend zur Ansteuerung des Multiplexers. Diese Ansteuerung ähnelt der eines Schieberegisters, durch welches nur ein einzelnes Bit mit dem logischen Wert 1 geschoben wird. Mit jedem Taktzyklus wird der analoge Pegel der Haltestufe des nächsten Kanals ausgegeben, um vom CRC ausgewertet zu werden. Nach erfolgreichem Auslesen aller 18 Kanäle wird das Signal *HOLD* in den Ursprungszustand versetzt, und das System ist für die nächste Auslese bereit.

Im Gegensatz zur Konfiguration werden die Signale während der Datennahme gleichzeitig an alle HABs eines HBABs geführt, auch die analogen Signale werden über sechs (technisch bis zu zwölf) separate Leitungen zum CRC geführt.

Die gesamte Kommunikation zwischen den HABs und dem CRC findet zum Schutz vor Störungen differentiell statt. Die digitalen Signale werden nach dem LVDS-Standard<sup>6)</sup> übertragen, die analogen Pegel werden ebenfalls in ein um 0 V symmetrisches, differentielles Signal umgewandelt. Die Verbindung zwischen CRC und HBAB wird über ein 68poliges, geschirmtes Kabel hergestellt, zum Anschluss kommen kompakte VHDCI-Stecker<sup>7)</sup> zum Einsatz.

<sup>6)</sup> Low Voltage Differential Signal – Differenzieller Übertragungsstandard bestehend aus zwei Leitungen mit Spannungen von 1,0 – 1,4 V. Der logische Wert des Signals ergibt sich aus der Polarität des Spannungsunterschieds von  $\pm 0,3$  V

<sup>7)</sup> Very-High-Density Cable Interconnect – Miniaturisierter Stecker, ursprünglich für den Computerbereich (SCSI-III) entwickelt

### 2.4.1. CRC

Das in [Abbildung 2.20](#) gezeigte CRC<sup>[9,19]</sup> bildet die zweite Auslestufe des Physik-Prototypen. Es besteht aus einer 9 Höheneinheiten großen VMEbus<sup>8)</sup>-Karte, welche zusammen mit bis zu 19 weiteren CRCs in ein VME-Crate eingeschoben wird. Dieses dient der Spannungsversorgung und stellt Datenverbindung zu einer ebenfalls vorhandenen Glasfaser-Schnittstelle her. Über diese wird die Verbindung zu einem Computer realisiert, um die CRCs zu steuern, und die gewonnenen Daten auszulesen.

Jedes CRC besitzt acht doppelt ausgeführte VHDCI-Anschlüsse, und kann mit ihnen daher bis zu 8 HABs oder ECAL-Platinen ansprechen. Da jeder Anschluss über zwölf analoge Leitungen verfügt, über welche seriell 18 Kanäle ausgelesen werden, kann ein CRC theoretisch 1728 Auslesekanäle verwalten. Praktisch wird diese Zahl für das HCAL nicht erreicht, da die HBABs nur 6 HABs besitzen. Für die Auslese des HCALs werden daher mindestens fünf CRCs, für die des ECALs mindestens sechs benötigt.

Hinter jedem Anschluss verbirgt sich ein FPGA mit einer Taktfrequenz von 160 MHz zur Ansteuerung der HABs sowie ein analoger Schaltungsteil inklusive 16 Bit-ADC zur Digitalisierung der Signale des Detektors. Eine genauere Beschreibung dieses analogen Teils befindet sich in [Abschnitt 3.1.6](#).

Aus technischen Gründen erzeugt die einmalige Auslese des ADCs eine Datenmenge von 24 Bit, so dass das Datenaufkommen des ganzen CRCs bei etwa 5 kByte liegt. Bedingt durch die Übertragungsgeschwindigkeit des VME-Busses ist damit eine kontinuierliche Datennahmerate in der Größenordnung von 100 Hz möglich. Da das CRC über einen Zwischenspeicher von 8 MB verfügt, sind jedoch kurzzeitig Raten von bis zu 2 kHz möglich. Dies kommt der Situation am Teststrahl entgegen, da der Teilchenstrahl nicht kontinuierlich, sondern in Schüben auf den Testaufbau trifft.

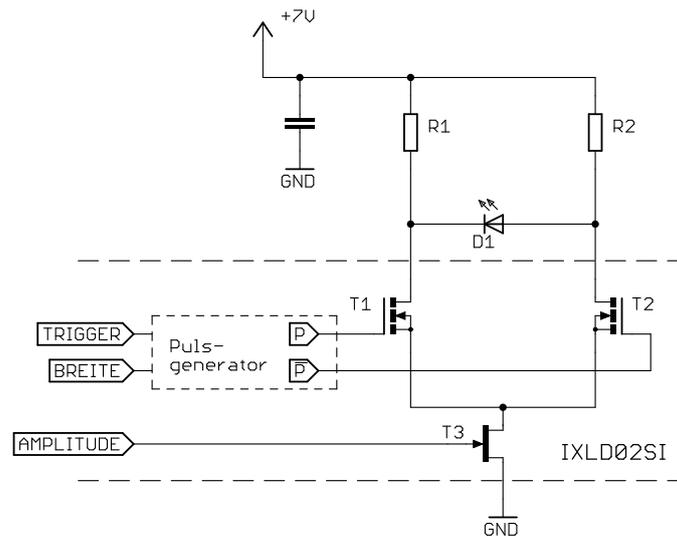
### 2.4.2. CMB

Die Kalibration der SiPM des AHCALs und des TCMTs findet mit Hilfe von Lichtpulsen statt, welche von dem CMB<sup>[66]</sup> (*Calibration and Monitoring Board*) erzeugt werden. Dieses wird auf der der Ausleseelektronik des AHCALs gegenüberliegenden Seite der Kassetten angebracht, und besitzt 12 diskrete UV-LEDs. Das Licht jeder LED fällt in 19 optische Fasern, von denen 18 zu jeweils einer Szintillatorkachel führen, so dass alle 216 Szintillatorkacheln einer Lage des AHCALs mit einem CMB kalibriert werden können. Die 19. Faser jeder LED führt zu jeweils einer PiN-Diode, mit deren Hilfe die erzeugte Lichtmenge überwacht werden kann.

Die Erzeugung des Lichtpulses wird mit dem kommerziell erhältlichen Mikrochip *IXLD02SI* der Firma IXYS Colorado<sup>[35]</sup> realisiert, das Prinzip ist in [Abbildung 2.21](#) dargestellt. Der Chip besitzt zwei Transistoren T1 und T2, welche zusammen mit der LED und zwei externen Widerständen eine Brückenschaltung bilden. An den Transistoren liegen zwei komplementäre Signalpegel P und  $\bar{P}$  an, so dass stets nur ein Transistor leitfähig ist. Im Ruhezustand dies T2, so dass die Spannung an der LED in Sperrrichtung anliegt. Auf

---

<sup>8)</sup>Versa Module Eurocard



**Abbildung 2.21.:** Skizzierte Schaltung zur Erzeugung der Lichtpulse auf dem CMB. Die zwei gegensätzlich angesteuerten Transistoren T1 und T2 eines kommerziellen Mikrocontrollers IXLD02SI bilden zusammen mit zwei Widerständen und einer LED eine Brückenschaltung. Im Ruhezustand ist T1 geöffnet und T2 geschlossen. Für die Dauer des Lichtpulses wird der Zustand der Transistoren umgekehrt, so dass Strom durch die LED fließen kann.

ein externes Triggersignal hin werden die beiden Signalpegel für kurze Zeit invertiert, der nun in Durchlassrichtung fließende Strom lässt die LED leuchten. Anschließend kehren beide Signalpegel in ihren Ursprungszustand zurück, die LED erlischt, und eventuell vorhandene Restladungen innerhalb der LED werden zuverlässig abgeführt.

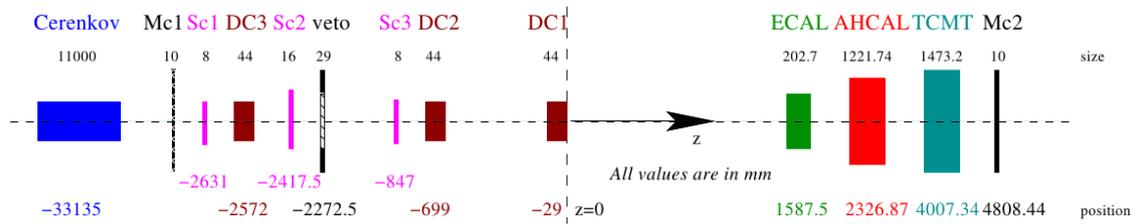
Die Länge des Lichtpulses wird von dem Chip geregelt und über ein externes Signal eingestellt. Ebenso wird die Amplitude des Signals über ein Steuersignal bestimmt, welches den maximalen Stromfluss über den Transistor T3 begrenzt.

Der verwendete Chip wird zur Zeit nicht mehr produziert und ist mit einem Preis von 28 US\$<sup>9)</sup> sehr kostspielig. Zudem erzeugt die Brückenschaltung sehr viel Wärme, da der Widerstand R2 für einen möglichst hohen Maximalstrom durch die LED in der Größenordnung von 1 A sehr klein ausfällt. Im Ruhezustand fließt durch ihn daher ebenfalls ein hoher Strom. Aus diesen Gründen ist diese Schaltung nicht für den Einsatz im späteren Detektor geeignet. Eine mögliche Alternative wird in [Abschnitt 4.14](#) vorgestellt.

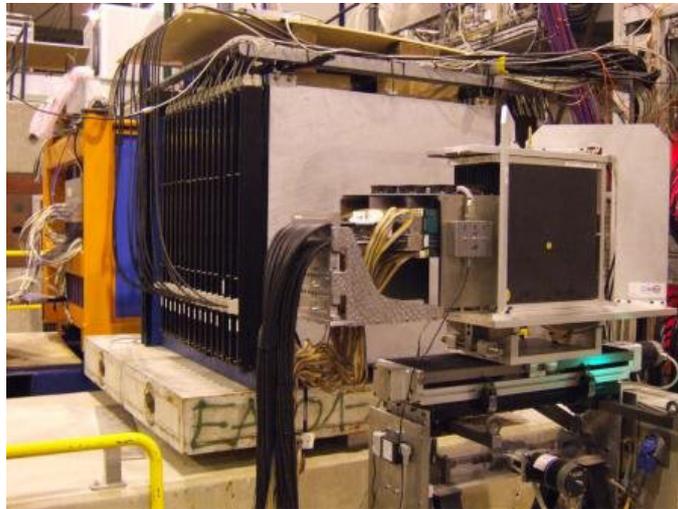
### 2.4.3. Der Prototyp am Teststrahl

Der hier vorgestellte Physik-Prototyp wurde seit 2006 jährlich am Teststrahl des CERNs und des Fermilabs in unterschiedlichen Konstellationen eingesetzt. Produktionsbedingt waren das ECAL und AHCAL nicht mit der vollen Anzahl an aktiven Detektorlagen bestückt, das AHCAL wurde beispielsweise anfangs mit nur 15 Lagen betrieben.

<sup>9)</sup>Stand: Dezember 2011



**Abbildung 2.22.:** Schematischer Teststrahl-Aufbau im Jahr 2007 bestehend aus den drei Kalorimetern, einem Čerenkov-Detektor, mehreren Szintillatoren (SC, MC) und drei Drahtkammern (DC).<sup>[42]</sup>



**Abbildung 2.23.:** ECAL (front), AHCAL (mitte) und TCMT (orange/blau, im Hintergrund) am Teststrahllaufbau 2007 am CERN.<sup>[39]</sup>

Erst im Jahr 2007 wurden die Detektoren vervollständigt und zusammen mit dem TCMT am Teststrahl des CERNs betrieben. Ein Überblick über den Teststrahl Aufbau in diesem Jahr geben [Abbildung 2.22](#) und [2.23](#). Der Aufbau verfügt über einen Čerenkov-Detektor zur Teilchenidentifizierung und drei Szintillatorzähler (SC), welche der Gewinnung eines Triggersignals dienen. Vor und hinter den Kalorimetern befinden sich zwei weitere Szintillatorzähler (MC) zur Identifizierung von Myonen, da nur diese alle drei Kalorimeter durchdringen können. Als Spurdetektor kommen drei Driftkammern (DC) zum Einsatz, die die Position der durchfliegenden Teilchen ermitteln, und die Berechnung des Einschussortes auf den Kalorimetern mit einer Präzision von etwa 0,4 – 0,6 mm<sup>10</sup> erlauben. Die Spurdetektoren decken einen Bereich von etwa 120 × 120 mm um die Strahlachse ab. Manche Teilchen haben einen größeren Abstand zur Strahlachse und durchlaufen daher den Spurdetektor nicht. Diese werden von einem Veto-Detektor registriert, einem Szintillator mit einer Öffnung im Bereich der Strahlachse. Sein Signal erlaubt es, diese Teilchen bei späteren Analysen auszuschließen.

Im Jahr 2007 konnte die zur Verfügung stehende Messzeit stark verlängert werden, die dadurch sehr hohe gewonnene Datenmenge ist bis heute Grundlagen vieler Analysen.

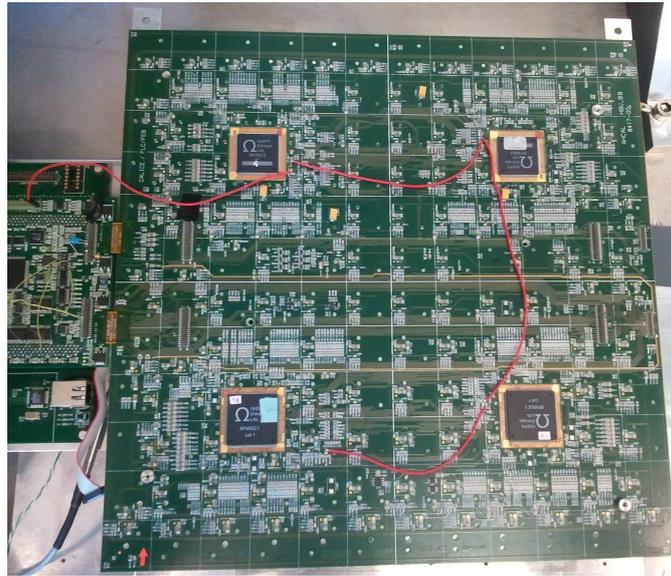
In den Jahren 2008 und 2009 wurden die Prototypen am Fermilab eingesetzt. Bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt stehen jedoch keine Spurinformatoren zur Verfügung, so dass die Daten aus diesen Jahren für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen nicht geeignet sind.

2010 und 2011 wurde am CERN die Nutzung von Wolframabsorbern im AHCAL erprobt, um dessen Verwendbarkeit im Kalorimeter des CLIC zu untersuchen. Die Spurinformatoren stehen auch für diese Daten nicht kontinuierlich zur Verfügung. Sie fehlen für den gesamten Zeitraum des Jahres 2010 sowie die dritte Teststrahlperiode 2011.

## 2.5. Technischer Prototyp des AHCALs

Den zweiten Meilenstein in der Entwicklung des AHCALs für den ILD bildet der technische Prototyp, dessen Komponenten in Form und Funktion bereits weitgehend den Anforderungen des ILDs entsprechen. Die Hauptkomponente des AHCALs bildet das HBU (*Hcal Base Unit*), eine Ausleseeinheit für 144 Szintillatorkacheln mit einer integrierten Elektronik zur Ansteuerung und Auslese der SiPM in Form des ASICs *SPIROC*. Zur Zeit existieren erste Testversionen des HBUs, in einem nächsten Schritt soll die Produktion von 18 HBUs erfolgen, was der für eine Lage eines Halb-Oktanten des ILDs benötigten Anzahl entspricht. Je sechs hintereinander liegende HBUs werden dabei in einer Metallkassette, dem *Slab* untergebracht. Für den Halb-Oktanten werden zwangsläufig HBUs verschiedener Breite und damit mit variierender Anzahl an Szintillatorkacheln benötigt werden, um den unterschiedlichen Breiten der einzelnen Lagen Rechnung zu tragen. Ein finales Konzept für diese verschiedenen HBUs sowie ihrer Anordnung im Detektor, um eine möglichst hohe Abdeckung zu erreichen, existiert zur Zeit jedoch nicht. Ebenso

<sup>10</sup>Dieser Wert wird von dem zur Berechnung der Position benutzten Softwarepaket ausgegeben.



**Abbildung 2.24.:** Ein HBU mit angeschlossener Ausleseelektronik (links). Die Platine besitzt in den oberen Lagen Aussparungen, so dass die SPIOCs um etwa  $515\ \mu\text{m}$  versenkt auf einer Innenlage (goldfarben) liegen. Die rasterförmige Anordnung einiger Baugruppen ist auf die  $12 \times 12$  Szintillatorkacheln auf der Unterseite des HBUs zurückzuführen.

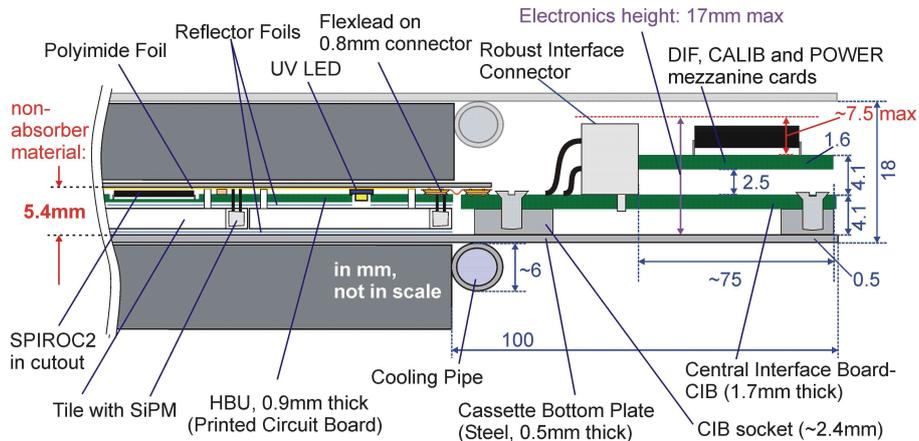
ungeklärt ist bisher die exakte Realisierung der aktiven Lagen in den Endkappen des Detektors.

Primär dient der geplante Bau der einzelnen Lage jedoch dem Test des Auslesesystems, so dass hierfür 18 HBUs voller Größe verwendet werden, was zu einer Gesamtanzahl von 2592 Auslesekanälen führt.

### 2.5.1. HBU

Das in [Abbildung 2.24](#) gezeigte HBU<sup>[56]</sup> besteht aus einer sechslagigen Platine mit einer Größe von  $361,9 \times 361,9\ \text{mm}^2$  und beherbergt  $12 \times 12$  Szintillatorkacheln mit einer Kantenlänge von 30 mm. Gegen über den Kacheln des Physikprototypen beträgt ihre Dicke jedoch nur 3 mm und die Wellenlängenschieberfaser verläuft gerade entlang der Mittellinie zu dem ebenfalls mittig an einer Kanten angebrachten SiPM mit derzeit 796 Pixeln. Zwei aus der Oberfläche der Kacheln hervorstehende zylindrische Stifte rasten in entsprechende Bohrungen der darüber liegenden Platine des HBUs ein und dienen damit der exakten Positionierung der Kacheln so wie der mechanischen Entlastung der Anschlussdrähte der SiPM. Um Toleranzen in der Größe der Szintillatorkacheln auszugleichen, ist zwischen den Kacheln ein Abstand von  $100\ \mu\text{m}$  vorgesehen.

Das Design des AHCALs sieht 48 Stahlabsorber mit einer Dicke von jeweils 16 mm vor, zwischen denen sich die aktiven Lagen mit einer Dicke von 6,5 mm befinden. Ähnlich dem Physik-Prototypen sind diese in Metall-Kassetten untergebracht, so dass die maximale effektive Dicke der Lagen 5,4 mm beträgt. Hiervon werden 3 mm durch die



**Abbildung 2.25.:** Seitenansicht der aktiven Lage des finalen AHCALs. Innerhalb der Kassetten steht nur eine Höhe von 5,4 mm zur Verfügung, wovon 3 mm durch die Szintillatorkacheln belegt werden. Entlang der Stirnseiten der Absorberlagen verlaufen Kühlrohre, welche das Detektorvolumen kühlen und einen Wärmeeintrag durch das CIB auf der rechten Seite unterbinden.<sup>[56]</sup>

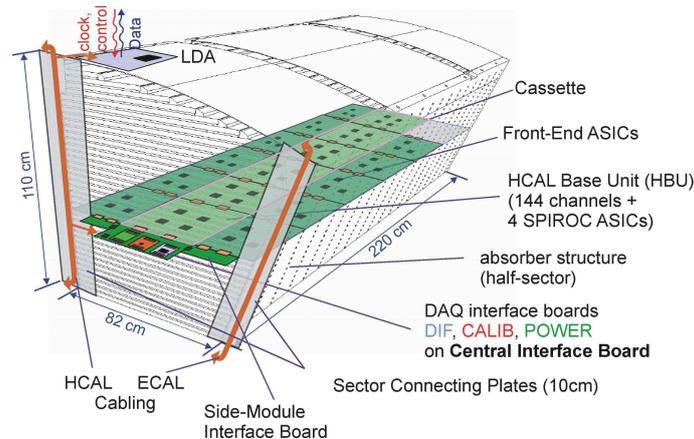
Szintillatorkacheln eingenommen, sowie weitere 0,4 mm durch die beidseitig von den Kacheln angebrachten Reflektorfolien. Für die Platine des HBUs und die elektronischen Komponenten steht daher nur ein Platz von 2 mm zur Verfügung. Die Platine des HBUs wurde daher mit einer Dicke von 0,8 mm angefertigt, was der Hälfte des Standardwertes entspricht. Somit verbleibt für die elektronischen Bauteile eine maximale Höhe von 1,1 mm bei einer zusätzlichen Toleranz von 0,1 mm. Um den SPIROC mit einer Dicke von 1,6 mm unterzubringen, wurden die oberen Lagen der Platine ausgefräst, so dass der ASIC um etwa 515  $\mu\text{m}$  in die Platine versenkt wird.

Zur Kalibration der SiPM des HBUs werden gegenwärtig zwei Konzepte verfolgt. Die direkte Integration eines LED-Schaltkreises zur Erzeugung von Lichtpulsen bildet den Hauptteil dieser Arbeit und wird zusammen mit dem zweiten, einem dem CMB ähnlichen faserbasierten System in Kapitel 4 behandelt.

## SPIROC

Die Bestückungsseite des HBUs ist in vier Quadranten unterteilt, in welchen sich jeweils ein SPIROC<sup>[3,11,12]</sup> (*Silicon Photomultiplier ReadOut Chip*) zur Auslese von 36 Szintillatorkacheln befindet.

Er verfügt ähnlich dem ILC\_SIM des HABs über 8 Bit-DACs mit einem Spannungsbereich von 5 V zur Feineinstellung der individuellen Betriebsspannung der SiPM. Pro Kanal sind jedoch zwei analoge Signalverarbeitungsstufen bestehend aus einem integrierenden Verstärker ( $C = 0,1 \dots 1,5 \text{ pF}$ ) sowie einer Pulsformerstufe ( $\tau = 50 \dots 100 \text{ ns}$ ) vorhanden, welche stets simultan arbeiten. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Entscheidung zwischen zwei Verstärkungsfaktoren erst nach erfolgter Messung zu treffen, und so kleine Signale mit hoher Verstärkung präzise zu messen, während mit niedriger Verstärkung der volle dynamische Bereich des SiPM erfasst werden kann. Am Ausgang



**Abbildung 2.26.:** Schematischer Aufbau einer aktiven Lage des finalen AHCALs, bestehend aus 18 HBUs. Je 6 hintereinander liegende HBUs bilden ein Slab, die äußeren Slabs müssen auf Grund der Platzverhältnisse schmaler ausfallen. An der Front des mittleren Slabs befindet sich das CIB mit drei Steckkarten, welches über weitere Platinen mit den äußeren Slabs verbunden ist.<sup>[56]</sup>

jeder Stufe befinden sich 16 analoge Speicherzellen, in welchen Signalpegel mit hoher Geschwindigkeit zur späteren Auswertung abgelegt werden können.

Daneben ist eine dritte, mit 15 ns sehr schnelle Pulsformerstufe vorhanden, deren Ausgangssignal durch den Vergleich mit einem einstellbaren Schwellwert als Triggersignal für eine Messung genutzt werden kann. Der SPIROC ist daher nicht auf ein präzises externes Triggersignal zur Erfassung der SiPM-Signale angewiesen.

Neben der reinen Messung der Amplitude bietet der SPIROC die Möglichkeit, die Zeit zwischen einem externen Triggersignal und dem intern ermittelten Triggersignal zu erfassen. Hierzu wird durch das externe Signal ein linear ansteigendes Spannungssignal erzeugt, welches bei Auftreten des internen Triggersignals auch in einer von 16 analogen Speicherzellen abgelegt wird.

Die Digitalisierung der gemessenen Signale erfolgt über einen ebenfalls in den SPIROC integrierten ADC. Da jedes SiPM-Signal mit zwei unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren aufgezeichnet wird, ist ein ADC mit einer Auflösung von 12 Bit (Zahlenbereich 0 bis 4095) ausreichend.

### 2.5.2. Auslesesystem

Das Auslesesystem des AHCALs besteht aus einer zentralen Trägerplatine, dem CIB (*Central Interface Board*) mit drei Einsteckkarten. Diese sind eine Einheit zur Spannungsversorgung *POWER2*, das Ansteuerungssystem *DIF* (*Detector InterFace*) für die SPIROCs, sowie das *CALIB2*, der Ansteuerung des in [Kapitel 4](#) beschriebenen integrierten LED-Kalibrationssystems.

Mit einer Breite von 362 mm, befindet sich das CIB exakt vor dem ersten HBU des mittleren Slabs einer Detektorlage. Die elektrische Verbindung zu dem HBU wird über zwei Flex-Leiterbahnstreifen und Steckverbindungen mit einer Bauhöhe von 0,8 mm herge-

stellt. Identische Verbindungen existieren zwischen den HBUs eines Slabs, so dass der Verkabelungsaufwand innerhalb der Detektorlage minimal ist.

Die beiden äußeren Slabs einer Lage werden ebenfalls über das zentrale CIF angesprochen, die Verbindung zu diesem wird über jeweils eine einfache Platine, das *Side Interface Board* hergestellt.

Je 10 DIFs sind mit einem LDA<sup>[18]</sup> (*Link Data Aggregator*) im Außenbereich des Kalorimeters verbunden, welcher für die Kommunikation mit der nächsten Auslesestufe außerhalb des gesamten Detektors verantwortlich ist. Die maximale Übertragungsrate zwischen DIF und LDA beträgt theoretisch 40 MBit/s, bisherige Messungen ergaben jedoch auf Grund fehlender Optimierungen einen Wert von 28 MBit/s.

Ausgehend von einer Lage mit 2592 Kanälen, deren  $3 \times 16$  analoge Speicherzellen entsprechend dem Arbeitszyklus des Beschleunigers fünf mal pro Sekunde durch den 12 Bit-ADC ausgelesen werden, ergibt sich zunächst ein Datenaufkommen von 7,5 MBit/s. Hinzu kommen jedoch weitere Daten zur Koordination und Strukturierung der Rohdaten, so dass das tatsächliche Aufkommen höher liegt. Unter ungünstigen Umständen wird dieses mit 20 MBit/s beziffert<sup>[18]</sup>, was deutlich unter dem gemessenen Limit der Datenverbindung liegt.

Die optische Verbindung der LDAs mit der nächsten Auslesestufe verfügt über eine Bandbreite von 1 GBit/s und stellt damit ebenfalls keinen Engpass für die Datenübertragung dar. Damit ist es möglich, das gesamte AHCAL des ILDs permanent und vollständig auszulesen.

### 2.5.3. Kühlung und gepulster Betrieb

Auf Grund der beschränkten Platzverhältnisse ist eine aktive Kühlung des gesamten Kalorimetervolumens nicht vorgesehen. Nur an den Stirnseiten der Halb-Oktanten befindet sich an jeder Absorberplatte ein von Kühlflüssigkeit durchströmtes Rohr, welches unter anderem eine Wärmeeinstrahlung des CIFs in den Detektor verhindert. Der Wärmetransport innerhalb des Detektors findet nur durch Diffusion innerhalb der Absorberplatten statt. Die hierfür ungünstige Form der Absorberplatten führt Berechnungen zur Folge<sup>[16]</sup> zu einem extrem trägen Temperaturverhalten des Detektors. Eine Stabilisierung der Temperatur wird erst zwei bis drei Wochen nach Einschalten des Detektors und damit Beginn der gleichmäßigen Erzeugung von Wärme innerhalb der aktiven Lagen erreicht. Dies führt zu einem hohen Aufwand bei der Kompensation des Einflusses auf die sehr temperaturempfindlichen SiPM, welcher nur durch einen möglichst geringen Wärmegradienten weitgehend vermieden werden kann.

Die Berechnungen zeigen, dass eine Wärmeabgabe von etwa  $40 \mu\text{W}$  pro Auslesekanal, wovon etwa  $15 \mu\text{W}$  auf den SiPM entfallen, zu einem maximalen Temperaturunterschied von etwa  $0,36 \text{ K}$  im Detektor führen. In diesem Fall ist der Einfluss auf das Signal der SiPM mit unter 1% gering.

Um die niedrige Wärmeabgabe des Auslesesystems von  $25 \mu\text{W}$  pro Kanal zu erreichen, wird der Detektor gepulst betrieben (*Power Pulsing*), d.h. nur benötigte Komponenten des SPIROCs werden mit Spannung versorgt. So finden auf Grund der Struktur

---

des Strahls am ILC alle 200 ns Teilchenkollisionen über einen Zeitraum von etwa 1 ns statt. Nur innerhalb dieses Zeitraums wird der analoge Schaltungsteil des SPIROCs mit Spannung versorgt, anschließend wird der ADC zur Digitalisierung der Messwerte für 0,5 ns aktiviert. Es folgt die digitale Datenübertragung an das DIF über einen Zeitraum von ebenfalls 0,5 ns, bevor die Elektronik bis zur nächsten Teilchenkollision für 198 ns fast vollständig ausgeschaltet werden kann. Auf diese Weise kann die Wärmeabgabe des Systems auf etwa 1% gegenüber dem permanenten Betrieb reduziert werden.



# 3. Aufbau eines Testsystems zur Entwicklung des LED-Kalibrationssystems

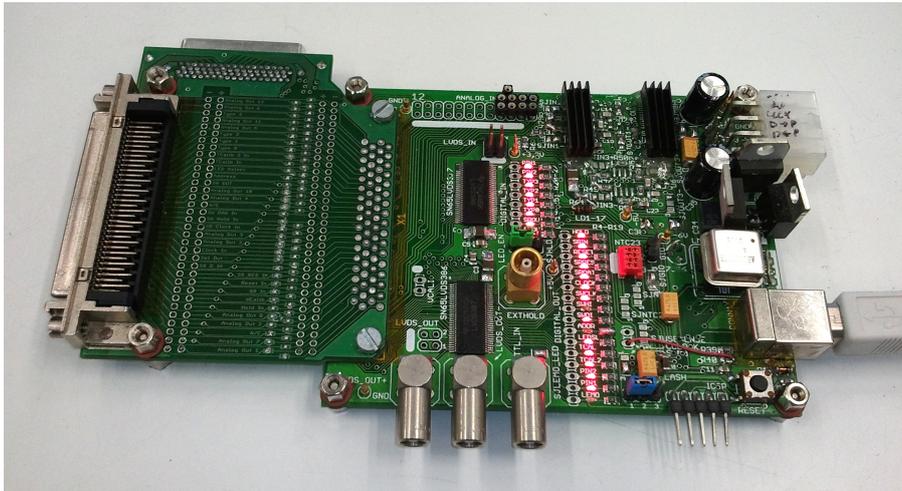
Diese Arbeit markiert den Beginn der Beteiligung der Universität Wuppertal an den Aktivitäten der CALICE-Kollaboration. Daher musste zunächst die zur Entwicklung des integrierten LED-Kalibrationssystems notwendige Hardware- und Softwareinfrastruktur geschaffen werden. Dazu gehört eine Möglichkeit, die SiPM betreiben und ihre Signale mit einem geeigneten Auslesesystem erfassen zu können. Hierzu wird mit dem in [Abschnitt 2.4](#) beschriebenen HAB zwar die selbe Analogelektronik wie im Physik-Prototyp genutzt, die weitere Auslese geschieht jedoch mit dem  $\mu$ DAQ, einer Eigenentwicklung, die das CRC ersetzt, besser auf die Bedürfnisse zur Entwicklung des Kalibrationssystems zugeschnitten ist und eine einfachere Handhabung erlaubt.

Eine Klimakammer, die im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde, beherbergt das gesamte Testsystem und dient sowohl dem Schutz vor Lichteinfall als auch der Temperaturstabilisierung. Innerhalb der Kammer befindet sich außerdem ein ebenfalls in einer Abschlussarbeit entwickeltes Positioniersystem, um verschiedene ortsabhängige Messungen durchführen zu können.

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das Testsystem und ist als Teil der Dokumentation des  $\mu$ DAQs bewusst sehr technisch gehalten.

## 3.1. $\mu$ DAQ-Auslesesystem

Mit dem CRC als Basis der Auslese für den Physik-Prototypen wurde ein universelles System geschaffen, welches eine große Anzahl an Kanälen sowohl des SiPM-basierten HCALs und TCMTs als auch des halbleiterbasierten ECALs ansteuern und auslesen kann. Allerdings besitzt es aus verschiedenen Gründen einige Nachteile für die Entwicklung des LED-Kalibrationssystems an der Universität Wuppertal. Zunächst existieren zur Zeit nur einige wenige CRCs, welche für den Physik-Prototypen und damit im Zusammenhang stehende Systeme benötigt werden. Auf Grund der Größe, der Komplexität der Platine und der Verwendung vieler, zum Teil kostspieliger Bauteile wäre eine Nachproduktion mit hohem finanziellen und arbeitstechnischen Aufwand verbunden. Weiterhin ist zum Betrieb eines CRCs ein VME-Crate sowie eine optische Datenverbindung zu einem Computer erforderlich. Die Größe und Komplexität dieses Systems setzt sich in der zum Betrieb benötigten Software fort, so dass der Aufwand der Einarbeitung

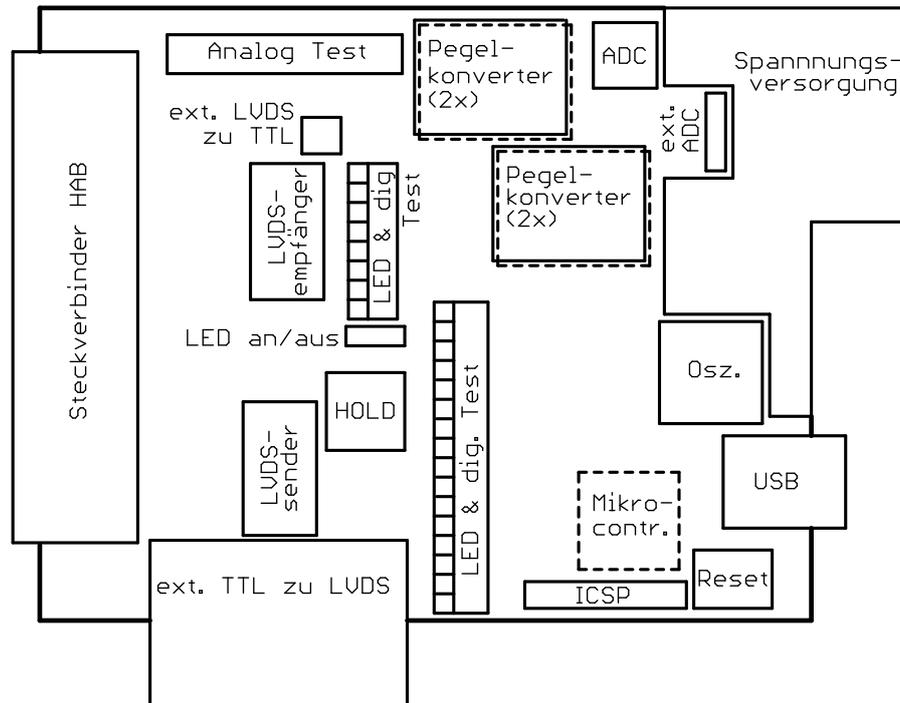


**Abbildung 3.1.:** Foto des  $\mu$ DAQs. Bei der aufgeschraubten Platine links handelt es sich um eine Adapterplatine, da der ursprünglich vorgesehene Stecker zum Anschluss des HABs nicht mehr erhältlich ist. Die funktionale Aufteilung ist in [Abbildung 3.2](#) zu sehen. Der Mikrocontroller und zwei der vier Treiberstufen befinden sich auf der Rückseite.

sowie der Integration eigener Funktionen zum Betrieb des Wuppertaler Testsystems sehr hoch ist.

Für das Wuppertaler Testsystem ist jedoch nicht der volle Funktionsumfang des CRC-basierten Systems erforderlich. Beispielsweise übersteigt die theoretische Anzahl von 1728 Auslesekanälen eines CRCs die Anforderungen bei weitem, so wurde für die hier vorgestellten Messungen stets nur ein einzelnes HAB ausgelesen, an welchem nie mehr als vier Szintillatorkacheln mit SiPM gleichzeitig angeschlossen waren. Weiterhin besteht der hauptsächliche Anwendungsfall des Wuppertaler Testsystems im Auslösen von Lichtpulsen sowie der Auslese des dadurch verursachten SiPM-Signals. Eine von außen gesteuerte Datennahme mit zum Teil sehr hohen Ausleseraten und damit sehr hohem Datenaufkommen, wie sie beim Einsatz am Teststrahl vorkommt, ist ebenfalls nicht vorgesehen. Auch ist das abspeichern jedes einzelnen gemessenen Signals nicht erforderlich, da zur Kalibration nur Histogramme von den gemessenen Daten jedes Auslesekanals benötigt werden.

Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit mit dem  $\mu$ DAQ ein eigenes Auslesesystem entwickelt, welches alle im Rahmen der Entwicklung des LED-Kalibrationssystems anfallenden Aufgaben erfüllt. Um die Entwicklung einer eigenen Elektronik zur Erfassung der sehr kleinen und schnellen Signale von SiPM zu umgehen, verwendet auch das  $\mu$ DAQ die HABs des Physik-Prototypen als erste Stufe der Auslese. Da zudem der analoge Schaltungsteil bis hin zur Digitalisierungsstufe des  $\mu$ DAQs weitgehend mit dem des CRCs identisch ist, ergibt sich eine maximale Vergleichbarkeit der mit beiden Systemen gewonnenen Daten. Die Aufgaben des  $\mu$ DAQs liegen daher in der Konfiguration von bis zu vier HABs, der Koordination der Datennahme, der Digitalisierung der Messwerte, sowie der Übermittlung der Daten an einen Computer.



**Abbildung 3.2.:** Baugruppen des in [Abbildung 3.1](#) gezeigten  $\mu$ DAQs. Auf der Unterseite angebrachte Bauteile sind gestrichelt dargestellt.

Dabei ist das  $\mu$ DAQ sehr kompakt, es besteht aus einer in [Abbildung 3.1](#) gezeigten Platine mit einer Größe von ursprünglich nur  $10 \times 8$  cm. Die links im Bild erkennbare Zusatzplatine ist notwendig, da der anfangs vorgesehene Steckverbinder zum Anschluss des HBABs nicht mehr erhältlich ist und sich in seiner platinenseitigen Anschlussbelegung von verfügbaren Modellen unterscheidet. Die Anfertigung dieser Zusatzplatine stellte eine zeitsparende Alternative zur Neuproduktion des zu diesem Zeitpunkt bereits fast voll bestückten  $\mu$ DAQs dar, und ermöglicht den Anschluss eines Test-HBABs mit einem einzelnen HAB, wie in [Abbildung 3.3](#) gezeigt wird. Die Anordnung der im Folgenden beschriebenen funktionalen Komponenten des  $\mu$ DAQs zeigt [Abbildung 3.2](#).

### 3.1.1. Spannungsversorgung

Die Komponenten des  $\mu$ DAQs benötigen drei verschiedene Betriebsspannungen von  $-5$  V,  $+3,3$  V und  $+5$  V. Abgesehen von der Betriebsspannung der SiPM benötigen die HBABs Spannungen in Höhe von  $-6$  V und  $+6$  V. Damit sind zum Betrieb des gesamten Auslesesystems insgesamt fünf verschiedene Spannungen erforderlich. Um diesen Aufwand zu reduzieren, verfügt das  $\mu$ DAQ über eine Reihe von Festspannungsreglern, die alle Spannungen für das  $\mu$ DAQ und die HBABs aus nur zwei Versorgungsspannungen von mindestens  $-8$  V und  $+8$  V erzeugen.

### 3.1.2. Mikrocontroller

Zentraler Bestandteil des  $\mu$ DAQs ist ein Mikrocontroller der Firma Microchip vom Typ PIC 18F4550<sup>[43]</sup>. Neben einer ausreichenden Anzahl an digitalen Ein- und Ausgängen zur Ansteuerung der HABs und eines ADCs bietet er eine integrierte USB-Schnittstelle, so dass der Anschluss an einen Computer ohne weiteren Schaltungsaufwand möglich ist.

Über eine ICSP<sup>11)</sup>-Schnittstelle, welche als Stiftleiste aus dem  $\mu$ DAQ herausgeführt ist, lässt sich mit einem Programmiergerät Firmware zum Betrieb des Mikrocontrollers übertragen. Da der Mikrocontroller in der Lage ist, den eigenen Programmspeicher selbst zu überschreiben, ist der Einsatz eines solchen Geräts nur zur erstmaligen Programmierung mit einer speziellen Firmware (*Bootloader*) erforderlich, das wiederholte Beschreiben mit eigener Firmware erfolgt danach komfortabel über die USB-Schnittstelle.

Die Ausstattung mit Programmspeicher ist ausreichend, so belegt die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Firmware etwa 55% des zur Verfügung stehenden Speicherplatzes. Mit 2 kB Größe ist der Arbeitsspeicher ausreichend dimensioniert, eine Zwischenspeicherung größerer Datenmengen, wie beispielsweise zur Erzeugung von Histogrammen aus den gemessenen Daten direkt auf dem  $\mu$ DAQ ist jedoch nicht möglich.

Aus dem Signal eines Oszillators mit 4 MHz wird intern eine Taktrate von 48 MHz erzeugt, die tatsächliche Geschwindigkeit des Mikrocontrollers liegt jedoch bei 12 MIPS<sup>12)</sup> und erlaubt eine Ausleserate von etwa 670/s für die 36 Kanäle zweier HABs.

### 3.1.3. Digitale Ansteuerung der HABs

Die Konfiguration und Ansteuerung des HABs geschieht über elf digitale Eingangs- und fünf Ausgangssignale, die zur Störsicherheit nach dem LVDS-Standard differentiell übertragen werden. Für die Umwandlung zwischen den LVDS-Signalen und den nicht differentiellen Signalen des Mikrocontrollers besitzt das  $\mu$ DAQ daher mehrkanalige LVDS-Treiber- und -Empfängerbausteine.

Zu Testzwecken sind die Signalleitungen auf Seiten des Mikrocontrollers mit Stiftleisten ausgestattet, um die Signale einfach abgreifen und so die Kommunikation zwischen  $\mu$ DAQ und HAB untersuchen zu können. Neben den Stiftleisten ist jeweils eine Reihe LEDs vorhanden, um zu Testzwecken bestimmte Signale des Mikrocontrollers direkt anzeigen zu können. Auch die Kommunikation zwischen  $\mu$ DAQ und HAB lässt sich so verfolgen, falls die Übertragungsgeschwindigkeit ausreichend herabgesetzt wird. Da das  $\mu$ DAQ in direkter Nähe zu den lichtempfindlichen Szintillatorkacheln betrieben wird, sind die Kathoden aller LEDs miteinander verbunden, und lassen sich über eine Steckbrücke wahlweise mit 0 V oder 5 V verbinden. Im erstgenannten Fall zeigen die LEDs den aktuellen Zustand des Signals durch Leuchten an. Da die maximale Ausgangsspannung des Mikrocontrollers 4,7 V und die des LVDS-Empfängers 3,3 V beträgt, liegt an den LEDs im letztgenannten Fall stets eine Spannung von mindestens 0,3 V in

---

<sup>11)</sup>In Circuit Serial Programming

<sup>12)</sup>Mega Instructions Per Seconds – Millionen Rechenschritte pro Sekunde



**Abbildung 3.3.:**  $\mu$ DAQ mit angeschlossenem Test-HBAB für ein HAB sowie einer Platine mit zwei Szintillatorkacheln.

Sperrrichtung an. Auf diese Weise werden Ströme durch die LEDs und damit unbeabsichtigtes Leuchten zuverlässig verhindert, und der Betrieb des  $\mu$ DAQs zusammen mit den Szintillatorkacheln ist ohne weitere Abschirmung gegen Licht möglich.

Dem gegenüber besitzen HAB und HBAB je drei LEDs, die nicht deaktiviert werden können. Dies ist für den Physik-Prototypen nicht notwendig, da diese Komponenten außerhalb der Kassette mit den Szintillatorkacheln angebracht sind. Für den Wuppertaler Teststand mussten diese LEDs daher entfernt werden.

Das digitale Signal HOLD spielt eine besondere Rolle in der Kommunikation zwischen  $\mu$ DAQ und HAB, die im nächsten Abschnitt behandelt wird. Daher wird dieses Signal über einen koaxialen Steckverbinder herausgeführt.

Da zur Ansteuerung der HABs nicht alle 16 Kanäle des LVDS-Treibers benötigt werden, werden die drei Anschlüsse eines ungenutzten Kanals zur freien Verfügbarkeit über Steckverbinder herausgeführt. Gleiches gilt für den LVDS-Empfänger, wenngleich hier einfache Stiftleisten zum Einsatz kommen. In beiden Fällen kann über Lötbrücken eine Verbindung zum Mikrocontroller hergestellt werden.

#### 3.1.4. Trigger, Pulsgenerator und HOLD-Scan

Die Aufnahme von SPS setzt eine gute zeitliche Koordinierung zwischen dem Erzeugen des Lichtpulses und dem Moment der Datennahme voraus. So besitzt das durch die Verstärker- und Pulsformerstufe des HABs im Kalibrationsmodus erzeugte, in [Abbil-](#)

[dung 3.4](#) gezeigte Signal ein Maximum, welches nur über einen Zeitraum von 5 bis 10 ns ausreichend konstant ist, um die Messung der Amplitude zuverlässig durchführen zu können. Daher muss die in [Abbildung 3.5](#) schematisch dargestellte fallende Flanke des HOLD-Signals, welche die Datennahme initiiert, ebenfalls mit einer Genauigkeit von 5 bis 10 ns auf das Auftreten des Maximum des Signals abgestimmt werden.

Das CRC erreicht dies durch die Variation der Länge  $t_H$  des HOLD-Signals in 6,25 ns-Schritten, die sich aus seiner Taktfrequenz von 160 MHz ergeben. Dabei bleibt der zeitliche Abstand  $t_L$  zwischen der steigenden Flanke des HOLD-Signals und dem Lichtpuls unverändert.

Bedingt durch die Verarbeitungsgeschwindigkeit von 12 MIPS benötigt der Mikrocontroller des  $\mu$ DAQs 83,6 ns pro Rechenschritt. Dies ist auch die minimale Schrittweite, mit der die Breite digitaler Pulse verändert werden kann. Das  $\mu$ DAQ ist daher nicht in der Lage, den Zeitpunkt der Datennahme auf den Lichtpuls abzustimmen.

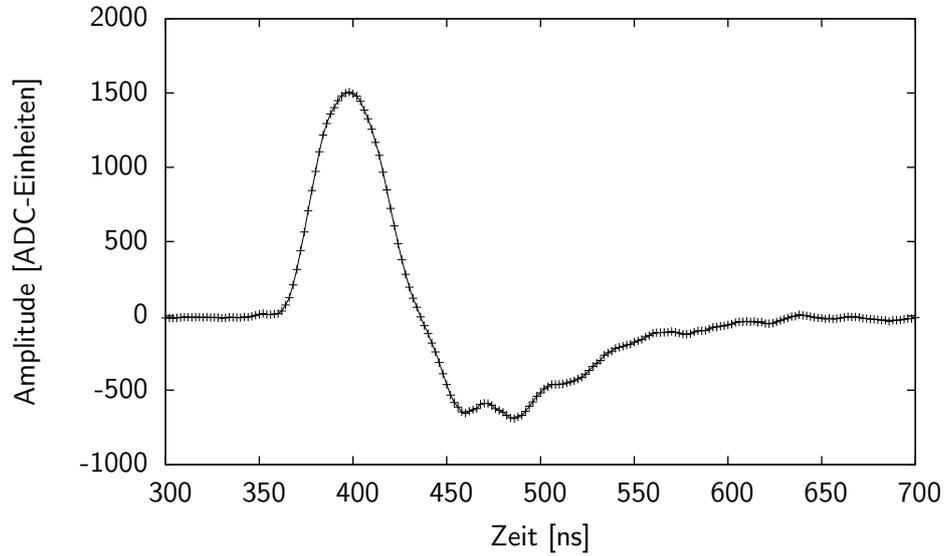
Aus diesem Grund erzeugt das  $\mu$ DAQ ein HOLD-Signal mit einer konstanten Länge von 1  $\mu$ s, welches sowohl an das HAB als auch über den zusätzlichen Steckverbinder an einen externen Pulsgenerator geleitet wird. Dieser Pulsgenerator erzeugt nach der ersten Flanke des HOLD-Signals mit einer einstellbaren Verzögerung  $t_L$  das Signal, welches den Lichtpuls auslöst, und bestimmt somit das zeitliche Auflösungsvermögen. Die Verzögerung des Pulsgenerators des Wuppertaler Teststandes lässt sich in Schritten von weniger als 1 ns einstellen.

Es ist daher möglich, die in [Abbildung 3.4](#) gezeigte exakte Form des Signals präzise zu ermitteln, indem die Verzögerung sukzessiv in einem gewissen Bereich verändert wird, und mit dem  $\mu$ DAQ das Signal gemessen wird. Eine solche Messung wird *Hold-Scan* genannt und dient der Ermittlung des optimalen Wertes für die Verzögerung  $t_L$ . Dieser Wert hängt sowohl von der Länge der verwendeten Kabel (Signallaufzeiten) als auch von der gewählten Konfiguration des HABs ab, da z. B. im Physik-Modus die Integrationszeit und damit die Signalform sehr lang ist (siehe [Abschnitt 2.4](#)).

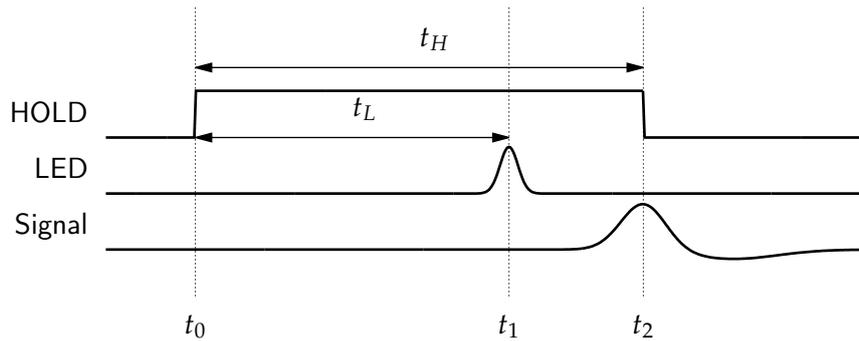
Eine Eigenart des mit dem  $\mu$ DAQ-basierten Systems durchgeführten Hold-Scans ist, dass das analoge Signal zeitlich invertiert abgebildet wird. Eine kurze Verzögerung führt zu einer großen Zeitdifferenz zwischen Lichtsignal und zweiter Flanke des HOLD-Signals, und damit zu einem Messwert, welcher erst spät nach Erzeugung des Lichtpulses gewonnen wird. Das CRC bildet das analoge Signal dagegen korrekt ab, da es direkt die Länge des HOLD-Signals und damit den Abstand zwischen Lichtpuls und Datennahme variiert.

### 3.1.5. Betrieb mit externem Trigger

Das  $\mu$ DAQ wurde in erster Linie zur Untersuchung des Kalibrationssystems entwickelt. Dennoch besteht technisch die Möglichkeit, es beispielsweise für Experimente am Teststrahl einzusetzen. Aus dem Triggersignal des Teststrahlensystems muss hierfür ein HOLD-Signal erzeugt werden, welches in das  $\mu$ DAQ eingespeist, und über dieses an die HABs weitergeleitet werden kann. Das  $\mu$ DAQ empfängt das HOLD-Signal anstatt es zu erzeugen, und beginnt nach dessen fallender Flanke mit der Auslese der HABs. Die-



**Abbildung 3.4.:** Analoges Signal des HABs nach der Verstärker- und Pulsformerstufe, gemessen durch sukzessives Verändern der Verzögerung  $t_L$  in Schritten von 1 ns. Der optimale Wert zur Messung der Amplitude des Signals beträgt  $395 \pm 5$  ns.



**Abbildung 3.5.:** Zeitlicher Verlauf des HOLD-Signals, des LED-Pulses und des analogen Signals hinter der Verstärker- und Pulsformerstufe des HABs. Zur präzisen Erfassung der Amplitude muss das Maximum des analogen Signals mit der fallenden Flanke des HOLD-Signals zusammen fallen.

se Vorgehensweise ist ebenfalls der Verarbeitungsgeschwindigkeit des Mikrocontrollers geschuldet.

Für Experimente mit radioaktiven Quellen lässt sich das  $\mu$ DAQ auf die gleiche Weise einsetzen. Da weder die HABs noch das  $\mu$ DAQ in der Lage sind, Teilchendurchgänge zu registrieren, muss das Triggersignal z.B. mit Hilfe zusätzlicher Detektoren erzeugt werden. Allerdings gilt dies auch für das CRC-basierte System.

Eine Einschränkung betrifft die Rate der Datennahme. Das  $\mu$ DAQ ist in der Lage, die 36 Kanäle von zwei HABs etwa 670 mal pro Sekunde auszulesen. Im Mittel erreicht das CRC ebenfalls diesen Wert, es ist jedoch in der Lage, die HABs kurzzeitig mit einer sehr viel höheren Rate auszulesen, und die Ergebnisse zwischenspeichern.

### 3.1.6. Pegelkonverter und ADC

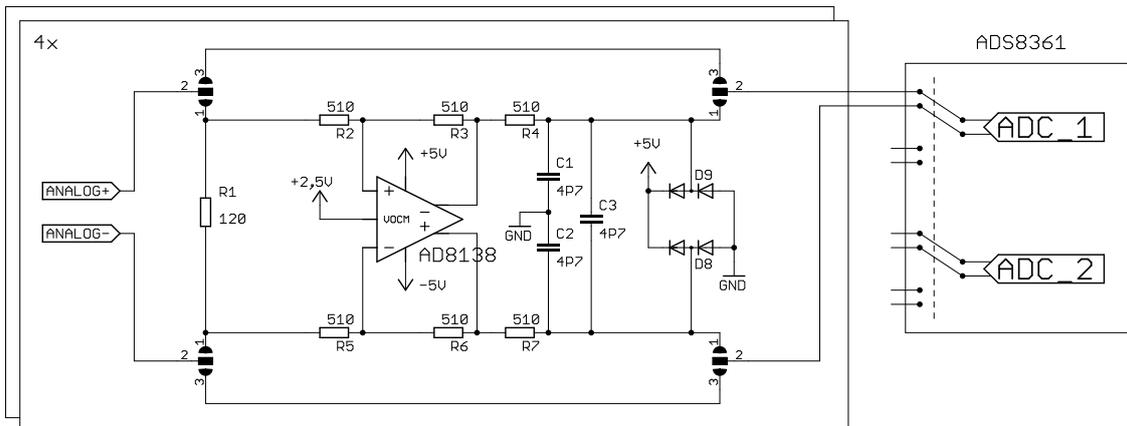
Um eine geringe Entwicklungszeit zu erzielen sowie eine möglichst hohe Vergleichbarkeit zwischen den mit dem  $\mu$ DAQ und mit einem CRC gemessenen Daten zu gewährleisten, wurde der analoge Teil der Schaltung des CRCs bis hin zum ADC weitgehend übernommen. Die Implementierung dieser Schaltung zeigt [Abbildung 3.6](#).

Das differentielle analoge Signal eines HABs gelangt zunächst in ein Pegelkonverter, um es den Anforderungen des ADCs anzupassen. Hierzu wird es zunächst durch den Widerstand  $R_1$  von  $120\ \Omega$  terminiert, und an den Eingang eines AD8138 von Analog Devices<sup>[2]</sup> gelegt. Dies ist ein Operationsverstärker mit differentiellem Ausgang, der als Treiber für den nachfolgenden ADC dient. Darüber hinaus hebt er wie in [Abbildung 3.7](#) gezeigt die um  $0\text{ V}$  symmetrischen Signalpegel des HABs um  $2,5\text{ V}$  an, um es dem dynamischen Bereich des ADCs anzupassen. Die Widerstände  $R_4$  und  $R_7$  von  $510\ \Omega$  bilden zusammen mit drei Kapazitäten von je  $4,7\text{ nF}$  einen Tiefpassfilter, um das Signal zu stabilisieren und zu glätten. Es folgt eine Schutzschaltung bestehend aus vier Schottky-Dioden<sup>[3]</sup>, um Spannungsspitzen außerhalb des Bereichs  $0\text{--}5\text{ V}$  abzufangen. Zu Testzwecken kann der gesamte Pegelkonverter durch Umsetzen von vier Lötbrücken vollständig umgangen werden.

Als ADC kommt ein ADS8361 von Burr-Brown/Texas Instruments<sup>[57]</sup> zum Einsatz. Dieser verfügt über zwei 16-Bit ADC-Module, welche simultan zwei differentielle analoge Signale digitalisieren können. Ihnen ist ein zweifach-Multiplexer vorgeschaltet, sodass das Bauteil insgesamt vier differentielle Eingänge besitzt und daher bis zu vier HABs auslesen kann. Aus diesem Grund sind auf dem  $\mu$ DAQ vier Pegelkonverter vorhanden.

Die ADC-Module bilden die Spannungsdifferenz des Eingangssignals auf einen Wertebereich von  $-32768$  bis  $+32767$  ab. Da der Eingangsspannungsbereich des ADCs zwischen  $0\text{ V}$  und  $5\text{ V}$  liegt, sollte das differenzielle Eingangssignal symmetrisch um  $+2,5\text{ V}$  liegen, was durch die Pegelkonverter gewährleistet wird. Der dynamische Bereich des ADCs wird durch eine Steuerspannung festgelegt, auf dem  $\mu$ DAQ wird hierzu eine interne Referenzspannungsquelle des ADCs von  $2,5\text{ V}$  verwendet. Hiermit ergibt sich ein

<sup>13)</sup>Schottky-Dioden werden wegen ihrer extrem kurzen Reaktionszeiten und geringen Durchbruchspannung von  $400\text{ mV}$  häufig als Schutzdioden verwendet.



**Abbildung 3.6.:** Analogteil des  $\mu$ DAQs. Der linke Bereich mit dem differentiellen Operationsverstärker dient als Pegelkonverter, der das um 0 V symmetrische Signal um 2,5 V anhebt und an den ADC weiterleitet. Da der ADC vier Eingänge besitzt, sind ebenfalls vier Pegelkonverter vorgesehen.

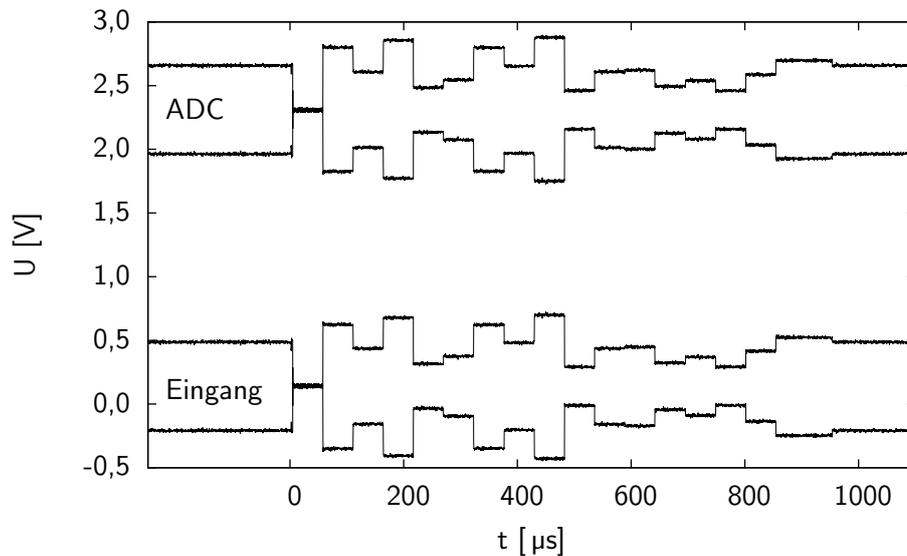
dynamischer Bereich von -2,5 V bis +2,5 V bei einer theoretischen Auflösung von 76,3  $\mu$ V pro ADC-Einheit.

Zur Ansteuerung besitzt der ADC mehrere Digitalein- und -ausgänge, um z.B. die Einstellung des Multiplexers festzulegen, oder die Konvertierung des analogen Signals auszulösen. Mit einem von dem Mikrocontroller erzeugten Taktsignal werden die von den ADC-Modulen ermittelten Messwerte anschließend seriell ausgegeben. Das dazu von außen angelegte Taktsignal wird gleichzeitig zur sukzessiven Digitalisierung des Eingangssignals verwendet, und muss daher eine konstante Frequenz und ein gleichmäßiges Tastverhältnis<sup>14)</sup> aufweisen.

Technisch ist das  $\mu$ DAQ auf Grund der vier Eingänge des ADCs in der Lage, vier HABs, und damit 72 Kanäle auszulesen. Hierzu muss nach erfolgter Digitalisierung der an den ersten Eingängen der beiden ADC-Module anliegenden Signale der Multiplexer auf die zweiten Eingänge umgeschaltet werden, und eine Konvertierung für zwei weitere HABs durchgeführt werden. Da im Wuppertaler Teststand nie mehr als ein HAB verwendet wurde, wurde in der Firmware des Mikrocontrollers zu Gunsten einer höheren Auslesegeschwindigkeit auf diese Möglichkeit verzichtet. Eine Reduktion auf die Auslese nur eines HABs ist dagegen nicht möglich, da beide ADC-Module stets parallel arbeiten, und zwingend nacheinander ausgelesen werden müssen.

Da die gesamte Kommunikation mit dem ADC nur über wenige digitale Datenleitungen erfolgt, wurden diese Datenleitungen über eine Stiftleiste herausgeführt. Theoretisch wäre es so möglich, eine zweite Einheit aus Pegelkonvertern und ADC anzuschließen, um weitere 72 Kanäle auslesen zu können.

<sup>14)</sup>Verhältnis der Zeiten, in denen das Signal einer logischen 1 oder 0 entspricht



**Abbildung 3.7.:** Gemessenes differentielles Signal des HABs während der Auslese. Das Eingangssignal am  $\mu$ DAQ ist nicht völlig symmetrisch um 0 V und wird durch die Pegelkonverter invertiert und um 2,5 V angehoben an den ADC geleitet. Das serielle Auslesen der Signalpegel der 18 Kanäle des HABs dauert 950  $\mu$ s.

### 3.1.7. Firmware

Die Firmware ist fester Bestandteil des  $\mu$ DAQs und koordiniert dessen gesamte Funktionalität inklusive der USB-Schnittstelle zum Anschluss an einen Computer. Ihre Entwicklung gestaltet sich durch Verwendung der Programmiersprache C schnell und einfach.

### 3.1.8. Datenübertragung

Als Übertragungsmodus für die USB-Verbindung wurde eine (virtuelle) serielle Schnittstelle gewählt. Dies ist eine Standardschnittstelle, die von den meisten Betriebssystemen ohne Installation spezieller Treiber unterstützt wird. Dadurch wird die Entwicklung eigener Programme erleichtert, da diese Schnittstelle ohne großen Aufwand direkt angesprochen werden kann.

Die Kommunikation mit dem  $\mu$ DAQ erfolgt überwiegend in einer von Menschen lesbaren Form, so bestehen alle in [Tabelle 3.1](#) aufgeführten Kommandos aus einem einzelnen Zeichen. Den Kommandos zur Konfiguration der HABs folgen hexadezimale Zahlen fest vorgegebener Länge, welche die Bitmuster, die an die HABs geschickt werden, darstellen. Durch groß geschriebene Befehlszeichen kann die fortwährend wiederholte Ausführung eines Kommandos erreicht werden, die erst durch das Senden des Zeichens x beendet wird. Die Ausgabe des  $\mu$ DAQs erfolgt ebenfalls standardmäßig in einem von Menschen lesbaren Format, so wird das Resultat der Auslese der 18 Kanäle zweier HABs als Tabelle mit zwei Spalten und 18 Zeilen ausgegeben, welche die gemessenen ADC-Werte im hexadezimalen Zahlenformat enthalten.

Der Vorteil dieses Systems ist, dass für erste Tests der Firmware des  $\mu$ DAQs keine speziellen Programme notwendig sind. Über für alle Betriebssystem existierende Standardprogramme kann die Tastatureingabe direkt an das  $\mu$ DAQ gesendet, und die empfangenen Daten angezeigt werden. Für eine schnelle Auslese des  $\mu$ DAQs ist diese Art der Ausgabe jedoch nachteilig, da die Daten auf dem  $\mu$ DAQ zunächst in das hexadezimale Format kodiert und von dem Computer wieder dekodiert werden müssen. Daher existiert ein Befehl, der das Senden der Daten in ihrem binären Rohformat veranlasst und so ebenfalls das Übertragungsvolumen halbiert.

Zum Test der korrekten Datenübertragung und der Weiterverarbeitung auf einem Computer ist das  $\mu$ DAQ in der Lage, statt der 36 ADC-Werte künstlich generierte Werte zu übermitteln. Die Verteilungen dieser Werte besitzen eine Dreieckform, deren Mittelwerte sich für die verschiedenen Kanäle unterscheiden. Da die Breite der Verteilungen gleichzeitig so gewählt ist, dass keine Überlappungen zwischen den Verteilungen der einzelnen Kanäle bestehen, lässt sich die fehlerfreie Datenübertragung und Zuordnung zu den einzelnen Kanälen untersuchen.

### Kommunikation mit HAB und ADC

Die Hauptaufgabe des  $\mu$ DAQs besteht in der digitalen Kommunikation mit den HABs und dem ADC. Die Kommunikation mit dem HAB teilt sich auf die Ansteuerung des Multiplexers zur seriellen Ausgabe der 18 Analogsignale und die Konfiguration der Schieberegister der HABs über elf verschiedene Signale auf. Da Ausgang der Schieberegister des letzten HABs an das  $\mu$ DAQ zurück geleitet wird, kann die Firmware die gesendeten Daten ebenfalls wieder auslesen, und so die Funktion der Schieberegister sowie die elektrische Verbindung zwischen den HABs und dem  $\mu$ DAQ testen. Im Normalfall wird nur ein Kontrollbit, welches den Konfigurationsdaten vorangestellt wird, überprüft, und bei einem unerwarteten Ergebnis eine entsprechende Meldung an den angeschlossenen Computer gegeben.

Der ADC des  $\mu$ DAQs erlaubt eine maximale Abtastrate der analogen Signale an zwei Eingängen von 250 kHz bei einer Eingangstaktrate von 10 MHz und der Auslese über zwei serielle Signalleitungen. Dabei muss der Eingangstakt eine konstante Frequenz und ein möglichst ausgewogenes Tastverhältnis besitzen. Parallel dazu muss das Signal zum Start der Konvertierung mit einem bestimmten zeitlichen Verhältnis zu den Flanken des Taktsignals angelegt werden, und innerhalb von fünf Taktzyklen zurück genommen werden.

Die serielle Übertragungsart des ADCs entspricht prinzipiell dem SPI<sup>15)</sup>-Standard, die speziellen Anforderung an das Takt- und Startsignal erlauben es jedoch nicht, die eingebaute SPI-Schnittstelle des Mikrocontrollers zu verwenden. Statt dessen musste die Kommunikation vollständig in der Firmware realisiert werden, was jedoch auf Grund der Geschwindigkeit des Mikrocontrollers zu einer längeren Auslesezeit von etwa 50  $\mu$ s (entsprechend 20 kHz max. Ausleserate) des ADCs führt. Zuzüglich der notwendigen Ansteuerung des Multiplexers auf dem HAB ergibt sich daher ein Auslesezyklus von

<sup>15)</sup>Serial Peripheral Interface - Schnittstelle zur seriellen Kommunikation zwischen elektronischen Bauteilen

**Tabelle 3.1.:** Übersicht über die Befehle für das  $\mu$ DAQ. Mit den Befehlen a, e und l wird eine einmalige Durchführung ausgelöst, die Befehle A, E und L führen zu einer wiederholten Ausführung, bis sie durch Senden von x unterbrochen wird

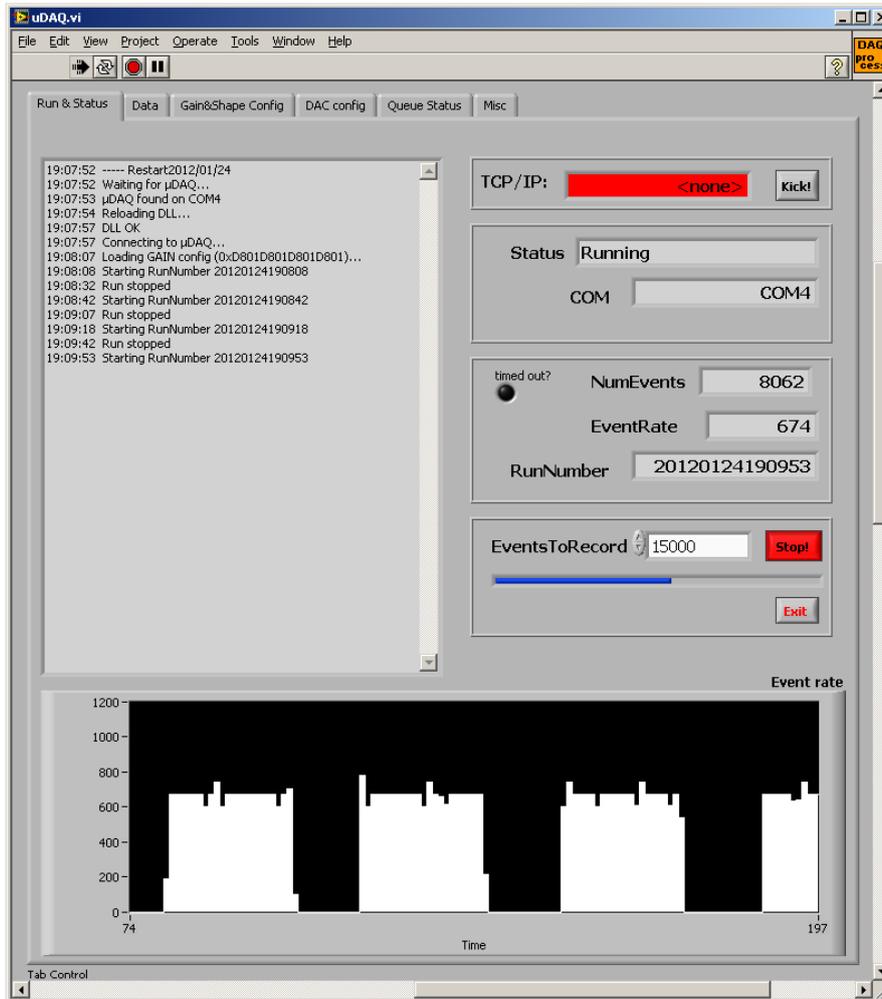
Befehl	Bezeichnung	Beschreibung
a, A	acquire	Vollständige Datennahme: Erzeugen des HOLD-Signals, paralleles Auslesen und Digitalisieren der 18 Kanäle von zwei HABs, Datenübertragung
dXX	DAC settings	Konfiguration der DACs der HABs (XX: 144 hex. Ziffern)
e,E	external ADC	einmaliges Auslesen des ADCs und Übertragung der Daten
f	flush buffer	Übertragung aller noch nicht gesendeten Daten erzwingen
gXX	gain settings	Konfiguration der Verstärker- und Pulsformerstufe der HABs (XX: 8 hex. Ziffern)
h	help	Ausgabe dieser Hilfe
l,L	LEDs	Setzen aller digitalen Ausgangssignale auf 1 – führt zum Leuchten aller LEDs auf dem $\mu$ DAQ
p,P	pulse	Senden des 1 $\mu$ s langen HOLD-Signals
r	tRiangle	Senden einer Dreiecksverteilung statt realer ADC-Werte
R		Senden realer ADC-Werte statt Dreiecksverteilung
x	stop	Abbruch der mit A, E oder L gestarteten dauerhaften Ausführung
%		Wechsel zu zeichenbasierter Datenausgabe (langsam)
&		Wechsel zu binärer Datenausgabe (schnell)

950  $\mu$ s Länge zur Auslese der HABs. Es folgt eine relativ lange Zeit zur Übertragung der Daten an den Computer so dass sich zusammen mit dem vorausgegangenen HOLD-Signal ein Gesamtzyklus von etwa 1,49 ms bzw. eine Ausleserate von 670 Hz ergibt.

### Software: $\mu$ DAQ-Control

Für den Betrieb des Wuppertaler Testsystems wurde ein modulares Softwarekonzept umgesetzt, um eine höchstmögliche Flexibilität zu erreichen. Als Entwicklungs- und Laufzeitumgebung wurde National Instruments LabVIEW gewählt, da sich hiermit auch komplexere Programme schnell und effizient erstellen lassen. Weiterhin lassen sich auch Labornetzeile und andere Geräte problemlos mit LabVIEW ansprechen, und eine grafische Anzeige von Werten und Diagrammen ist einfach zu realisieren.

Als Bestandteil des Auslesesystems wurde  $\mu$ DAQ-Control entwickelt, ein Programm, welches ausschließlich für die Kommunikation mit dem  $\mu$ DAQ verantwortlich ist. Hierzu gehört die Herstellung und Überwachung der Datenverbindung zum  $\mu$ DAQ, die Konfiguration des  $\mu$ DAQs selbst und der HABs sowie die Initiierung der Datennahme und die Auslese der Daten. Die in [Abbildung 3.8](#) gezeigte grafische Benutzeroberfläche erlaubt dabei die direkte intuitive Bedienung und eine Übersicht über den aktuellen Zustand des Systems.



**Abbildung 3.8.:** Benutzeroberfläche von  $\mu$ DAQ-Control. **Rechts:** Bereich Status der TCP/IP-Verbindung, Status der Zustandsmaschine, sowie Informationen zur aktuellen Datennahme. **Links:** Automatisch generierte Statusmeldungen. **Unten:** Diagramm der Geschwindigkeit der Datennahme. Die Obergrenze von etwa 670 Messungen pro Sekunde wird durch die Leistungsfähigkeit des  $\mu$ DAQs bestimmt.

Um diese Aufgaben zu erfüllen, wurde zunächst eine Zustandsmaschine implementiert, die die wesentlichen Zustände *NotConnected*, *Connected*, *Idle*, *Running* und *Error* enthält. Beispielsweise wird nach dem Anschluss des  $\mu$ DAQs an den Computer zunächst der Zustand *Connected* erreicht. Nach einem positiven Test der Verbindung ist das System funktionsbereit, und wechselt in den Zustand *Idle*. Wird nun eine Datennahme gestartet, spiegelt sich auch dies in dem entsprechenden Zustand *Running* wieder. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass einzelne Programmteile nur dann ausgeführt werden (können), wenn dies sinnvoll ist. Beispielsweise kann die Datennahme nur gestartet werden, wenn das System betriebsbereit (*Idle*) ist, und nicht bereits eine Datennahme stattfindet. Die Zustandsmaschine schafft somit einen einfachen Überblick über den Zustand des Systems und gewährleistet die sichere Bedienung des Systems. Dies ist insbesondere erforderlich, da  $\mu$ DAQ-Control im Regelfall von anderen Anwendungen aus gesteuert wird, welche eine einfache Information über die Einsatzbereitschaft benötigen.

Bevor die Datennahme gestartet werden kann, muss sichergestellt werden, dass die DACs der HABs, welche die Versorgungsspannungen der SiPM steuern, sowie die Konfiguration der Verstärker- und Pulsformerstufen korrekt eingestellt sind. Dies geschieht bei Anschluss des  $\mu$ DAQs automatisch oder auf einen Befehl des Benutzers hin. Die zu sendenden Konfigurationsdaten sind in  $\mu$ DAQ-Control hinterlegt. Während die Werte für die DACs frei einstellbar sind, existieren für die Verstärker- und Pulsformerstufen neben individuellen Einstellmöglichkeiten zwei feste Konfigurationen für den Physik- und Kalibrationsmodus.

Nach Beginn der Datennahme kann sie jederzeit angehalten werden, oder stoppt automatisch nach einer angegebenen Anzahl an Messungen. Da das Hauptaugenmerk des Wuppertaler Testsystems auf der Erzeugung von Singlephotonspektren (SPS) liegt, erzeugt  $\mu$ DAQ-Control bereits während der Messung aus den gewonnenen Daten 36 Histogramme, entsprechend den 36 Kanälen von zwei HABs. Ausgewählte Histogramme können in einer Textdatei abgespeichert werden, dabei werden eine Vielzahl an Zusatzinformationen wie die Konfiguration der HABs, der Zeitpunkt der Datennahme, die Anzahl der Messungen, mögliche Benutzerkommentare sowie die statistischen Mittelwerte und Standardabweichungen aller Histogramme ebenfalls gespeichert.

Um das Auslesesystem flexibel für verschiedene Messaufgaben einsetzen zu können, wurde in  $\mu$ DAQ-Control eine TCP/IP-Schnittstelle implementiert. Hierbei handelt es sich um eine Server/Client-basierte Standardschnittstelle, die zur Kommunikation zwischen verschiedenen Prozessen, welche auf einem einzigen oder zwei unterschiedlichen Computern ausgeführt werden, dient.  $\mu$ DAQ-Control übernimmt dabei die Rolle des Servers, der permanent ausgeführt wird, und mit dem sich andere Anwendungen jederzeit als Client verbinden können. Über eine Palette an Befehlen ist die Fernsteuerung von  $\mu$ DAQ-Control möglich, dies umfasst fast alle Funktionen von  $\mu$ DAQ-Control:

- Abfrage der Zustandsmaschine und Anzahl aufgenommener Messungen von  $\mu$ DAQ-Control

- Konfiguration der DACs und der Verstärker- und Pulsformerstufen der HABs sowohl mit den in  $\mu$ DAQ-Control hinterlegten Standardwerten als auch mit eigenen Werten
- Starten der Datennahme, wahlweise mit begrenzter Anzahl an Messungen
- Warten auf Beendigung der Datennahme
- Übermittlung der vollständigen Histogramme oder nur deren statistischen Mittelwerte und Standardabweichungen
- Speichern der Histogramme in eine Datei durch  $\mu$ DAQ-Control

Da z.B. die Histogramme komplexere Datenstrukturen bilden, wurde für die TCP/IP-Schnittstelle auf ein für den Menschen lesbares Format ähnlich dem der  $\mu$ DAQ-Befehle ([Abschnitt 3.1.7](#)) verzichtet, statt dessen erfolgt die Übertragung in einem Binärformat. Um die Fernsteuerung von  $\mu$ DAQ-Control durch Client-Programme dennoch einfach zu gestalten, wurden LabVIEW-Subroutinen (*SubVIs*) bereitgestellt, welche die Kommunikation durchführen und die Daten (de)kodieren. Damit ist die Einbindung von  $\mu$ DAQ-Control ebenso einfach, wie die Bedienung über seine grafische Benutzeroberfläche.

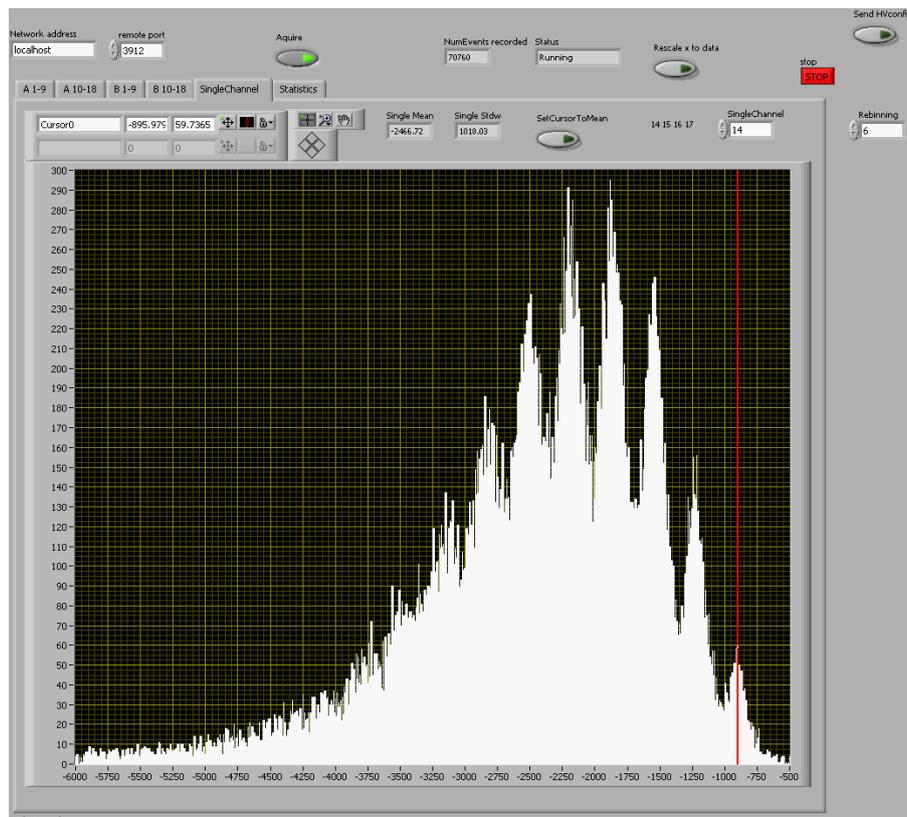
### Anwendungsprogramme

Im Rahmen der Entwicklung des LED-Kalibrationssystems wurde eine Vielzahl an Anwendungsprogrammen für unterschiedliche Messaufgaben entwickelt, beispielsweise um die Abhängigkeit des gemessenen SiPM-Signals von diversen Spannungen, von der Temperatur, der Einstellung des Pulsgenerators, oder Kombinationen dieser Einflüsse zu untersuchen. Ein sehr einfaches Anwendungsprogramm zeigt [Abbildung 3.9](#), dieses dient ausschließlich der Anzeige der 36 Histogramme und bietet verschiedene Funktionen wie die Glättung der Daten, die Anzeige des Histogramms eines Kanals in einem einzelnen, großen Diagramm oder das Speichern der Daten in einer Datei.

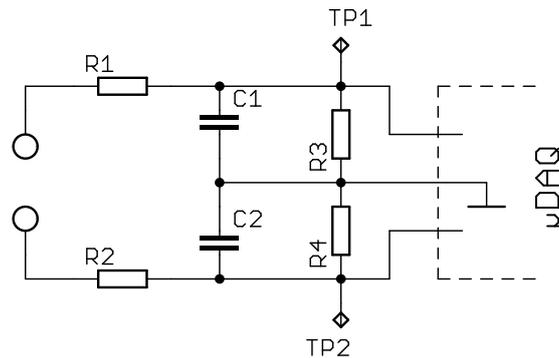
## 3.2. Analogeigenschaften des $\mu$ DAQ-Auslesesystems

Die Eignung des  $\mu$ DAQ als Auslesesystem wird in erster Linie von der Qualität der Digitalisierung der analogen Signale bestimmt. So unterliegt das analoge Signal verschiedenen Störeinflüssen wie z.B. dem Übersprechen der Signale benachbarter Leiterbahnen. Ebenso können Schwankungen und Störungen der Versorgungsspannung des ADCs und der Pegelkonverter zu ungenauen Ergebnissen führen.

Die vorliegende Version des  $\mu$ DAQs wurde ursprünglich als Testversion zur Entwicklung der Firmware und für generelle Funktionstests geplant, so dass auf besondere Abschirmungsmaßnahmen wie z.B. zusätzliche Masselagen im Inneren der Platine verzichtet wurde. Lediglich die Versorgungsspannungen der einzelnen elektronischen Komponenten wurden mit großzügig dimensionierten Pufferkondensatoren relativ gut stabilisiert.



**Abbildung 3.9.:** Benutzeroberfläche eines Anwendungsprogramms zur Anzeige der mit  $\mu$ DAQ-Control erzeugten Histogramme.



**Abbildung 3.10.:** Filterschaltung zur Messung der Linearität und Streuung des  $\mu$ DAQs. Die verwendete Spannungsquelle ist potentialfrei.

Um die Qualität der Konvertierung zu ermitteln, wurden einige Kenngrößen des analogen Teils bestimmt. Hierzu gehört die Linearität gegenüber dem Eingangssignal, das Rauschen des  $\mu$ DAQs sowie das Rauschen mit angeschlossenem HAB und SiPM.

### 3.2.1. Linearität

Für die Messung der Linearität wurde ein Netzteil mit einem potentialfreien Ausgang verwendet, das über den in [Abbildung 3.10](#) gezeigten Filter mit einem Eingang des  $\mu$ DAQs verbunden wurde. Dieser Filter verringert über die Widerstände R1 und R2 und die Kapazitäten sowohl die Restwelligkeit der Ausgangsspannung des Netzteils als auch Störungen, die über die Zuleitung eingekoppelt werden.

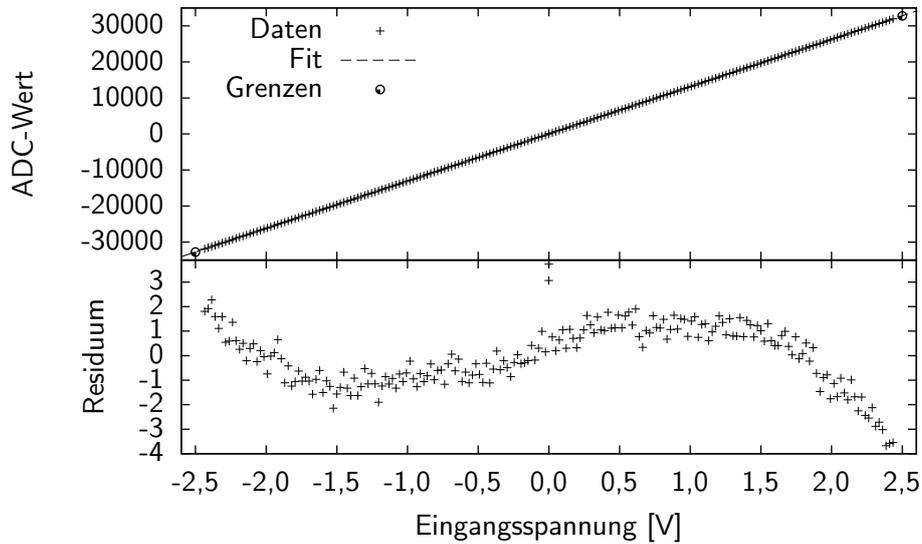
Da die Analogeingänge des  $\mu$ DAQs eine Terminierung von  $120\ \Omega$  aufweisen, wurde für diese Widerstände ebenfalls ein Wert von  $120\ \Omega$  gewählt, sodass sich ein günstiges Verhältnis der Eingangs zur Ausgangsspannung von etwa 3:1 ergibt.

Mit Hilfe der Widerstände R3 und R4 von  $1\ \text{k}\Omega$  wird die Spannung in zwei symmetrisch um das Massepotential des  $\mu$ DAQs liegende Signalpegel geteilt. Somit ist keine weitere Masseverbindung zwischen  $\mu$ DAQ und Netzteil erforderlich. Die am Eingang des  $\mu$ DAQs anliegende Spannung wurde mit einem Präzisionsmultimeter über die Testpunkte TP1 und TP2 gemessen.

[Abbildung 3.11](#) zeigt das Ergebnis der Linearitätsmessung. Für jede am Netzteil eingestellte Spannung wurde der Messwert des Multimeters sowie der Mittelwert über je 10.000 Werte eines der ADC-Module ermittelt. Obwohl der Spannungsbereich während der Messung nur  $\pm 2,43\ \text{V}$  betrug, ist deutlich erkennbar, dass der dynamische Bereich des ADCs sich wie vorgesehen mit dem differentiellen Spannungsbereich von  $\pm 2,5\ \text{V}$  deckt. Als Ausgleichsgrade ergibt sich

$$f(U) = (13112,1 \pm 0,1) \cdot \frac{U}{V} + (15,743 \pm 0,091)$$

Die berechnete Abweichung vom Vollausschlag von 22,5 ADC-Einheiten für  $-2,5\ \text{V}$  und 8,7 ADC-Einheiten für  $+2,5\ \text{V}$  ist sehr gering.



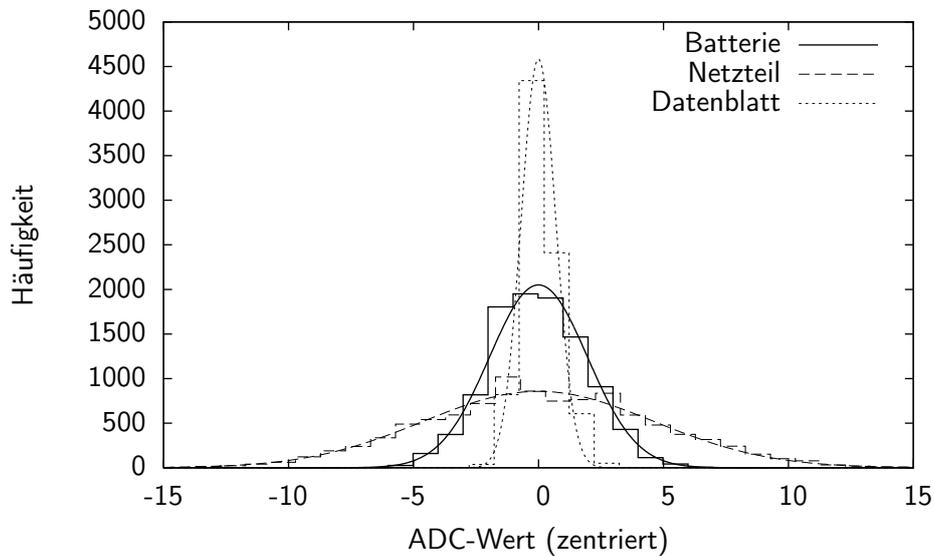
**Abbildung 3.11.:** Ergebnis der Linearitätsmessung. Der theoretische dynamische Bereich von  $-32768$  bis  $+32767$  für  $-2,5$  bis  $+2,5$  V Eingangsspannung wird vom  $\mu$ DAQ sehr gut erreicht. Ein Residuum von bis zu vier ADC-Schritten bescheinigt eine sehr gute Linearität.

Das ebenfalls in [Abbildung 3.11](#) gezeigte Residuum, d.h. die Differenz zwischen gemessenen Daten und der Ausgleichsgeraden, weist eine systematische Nichtlinearität auf, welche mit Werten zwischen  $-4$  und  $+2$  ADC-Schritten etwa dem Doppelten der im Datenblatt des ADCs genannten Werte entspricht.

### 3.2.2. $\mu$ DAQ-internes Rauschen

Das Rauschen gibt die Breite der Verteilung der mit dem ADC gemessenen Werte bei einer konstanten Eingangsspannung an, und ist somit ein Maß für das Auflösungsvermögen. Um das Rauschen des  $\mu$ DAQs zu untersuchen, wurde ebenfalls der im vorherigen Abschnitt benutzte Filter eingesetzt. Eine höchstmögliche Stabilität und Störungsfreiheit der Eingangsspannung wird erreicht, indem neben dem Netzteil auch eine Batterie als Spannungsquelle eingesetzt wurde. Auch die Verbindung zum Multimeter wurde entfernt, um weitere Störquellen auszuschließen.

[Abbildung 3.12](#) zeigt Histogramme von je 10.000 Messungen mit Batterie und Netzteil, der Mittelwert wurde in den Ursprung der Abzisse gelegt. Die weitgehend gaußförmige Verteilung weist unter Verwendung der Batterie eine Breite von  $\sigma = 1,96 \pm 0,06$  ADC-Einheiten auf, dem gegenüber ergibt sich mit dem Netzteil mit  $\sigma = 4,61 \pm 0,13$  ADC-Einheiten eine mehr als doppelt so breite Verteilung. Mit  $\sigma = 0,70 \pm 0,55$  schneiden die zum Vergleich ebenfalls aufgetragenen Daten aus dem Datenblatt des ADCs über 8.000 Messungen sehr viel besser ab. Dies stellt jedoch das bestmögliche Resultat unter optimalen Bedingungen dar. Die analogen Signale auf dem  $\mu$ DAQ sind dagegen nicht gegen Störeinflüsse abgeschirmt, und mit der verwendeten Treiberstufe existiert eine zusätzliche



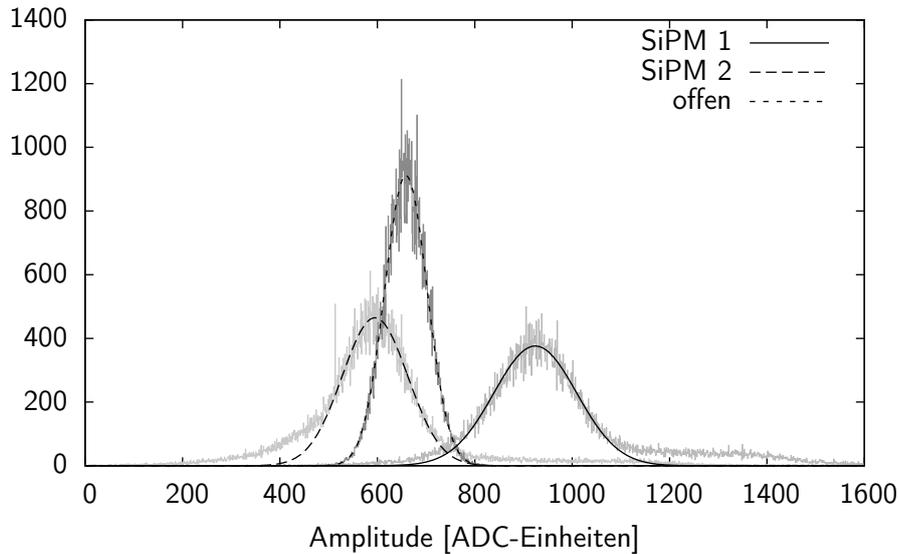
**Abbildung 3.12.:** Streuung der ADC-Werte bei konstanter Eingangsspannung. Mit einem Netzteil ergibt sich eine Breite von  $\sigma=4,61 \pm 0,13$  ADC-Einheiten. Eine Batterie liefert eine deutlich stabilere Spannung und somit geringere Streuung von  $\sigma=1,96 \pm 0,06$  ADC-Einheiten. Laut Datenblatt<sup>[57]</sup> kann unter idealen Bedingungen eine Streuung von nur  $\sigma=0,70 \pm 0,55$  ADC-Einheiten erreicht werden.

Quelle für ein erhöhtes Rauschen. Insgesamt fallen die Abweichungen höher als vom Hersteller des ADCs angegeben aus, die Leistung des  $\mu$ DAQs ist jedoch mehr als ausreichend, um den Anforderungen an das Auslesesystem, gerecht zu werden. So besitzen aus Erfahrung mit dem CRC-basierten System die einzelnen Pixelsignale eine Breite in der Größenordnung von 60 – 100 ADC-Einheiten und einen Abstand von 200 – 500 ADC-Einheiten.

### 3.2.3. Systemrauschen

Zu dem Rauschen des gesamten Systems trägt das  $\mu$ DAQ nur zu einem geringen Teil bei. Hinzu kommt das Rauschen des HABs sowie der SiPM, wobei hier ebenfalls die Betriebsspannung eine Rolle spielt.

Abbildung 3.13 zeigt die Histogramme von drei Kanälen eines HABs, das mit dem  $\mu$ DAQ ausgelesen wurde. An zwei Kanälen waren SiPM angeschlossen, die beide mit der gleichen Spannung von etwa 39 V betrieben wurden, während der dritte Kanal offen blieb. Dieser offene Kanal weist eine sehr gute gaußförmige Verteilung mit einer Breite von  $\sigma_o = 43,7 \pm 0,1$  auf. Für die SiPM ergeben sich typische Abweichungen an den Flanken, die auf die Dunkelrate in Zusammenhang mit der in Gleichung 2.4 beschriebenen analogen Signalverarbeitung des HABs zurückzuführen sind. Der zentrale Bereich zwischen den Flanken weist jedoch die Form einer Gaußkurve auf. Berücksich-



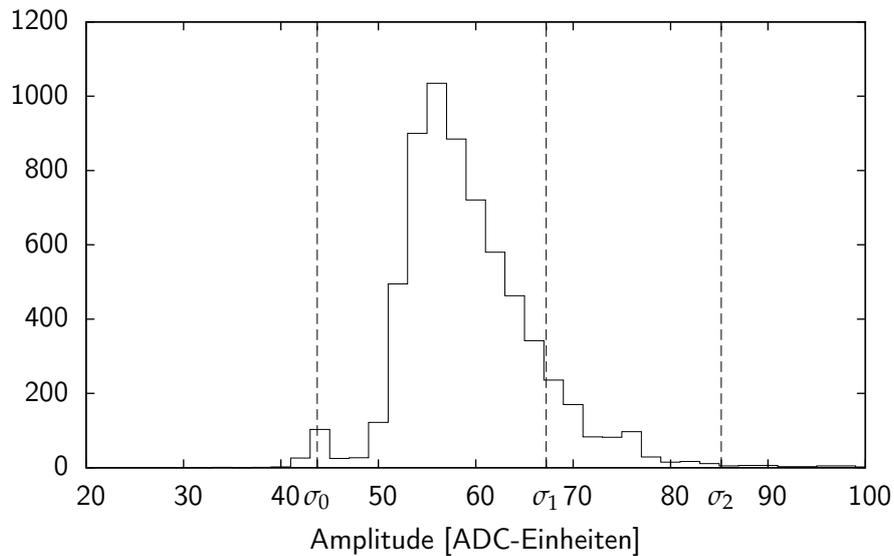
**Abbildung 3.13.:** Mit dem  $\mu$ DAQ gemessenes Basissignal für zwei Kanäle eines HABs mit angeschlossenen SiPM und einen offenen Kanal. Speziell die Breite der Verteilung des offenen Kanals von  $\sigma_0 = 43,7 \pm 0,1$  entspricht einem Wert, der auch mit dem CRC-basierten Auslesesystem erreicht wird.

tigt man nur die Werte, welche mindestens 50% des Maximalwertes betragen, ergibt sich  $\sigma_1 = 67,2 \pm 2,0$  und  $\sigma_2 = 85,2 \pm 2,0$ .

Um das Systemrauschen des  $\mu$ DAQs einschätzen zu können, wurde es mit den Daten eines Kalibrations-Runs des Physik-Prototypen verglichen, der während der Teststrahlperiode 2010 durchgeführt wurde. Es handelt sich dabei um einen speziellen Run, um das Rauschen der CRC-Kanäle im Kalibrationsmodus der HABs zu messen. Auch für diese Daten gilt die beschriebene Form, und [Abbildung 3.14](#) zeigt die Verteilung der Breite  $\sigma$  der Gaußverteilungen. Die meisten Kanäle weisen ein Rauschen von 55 ADC-Einheiten auf, der Mittelwert liegt jedoch bei 66,9 ADC-Einheiten. Der mit dem  $\mu$ DAQ gemessene Wert  $\sigma_1$  des Kanals mit dem ersten SiPM liegt nur knapp über diesem Wert. Der Wert  $\sigma_2$  des zweiten SiPM liegt jedoch weit oberhalb der Verteilung des Physik-Prototypen.

Die Häufung bei 43 ADC-Einheiten entsteht auch im Physik-Prototypen durch Kanäle der HABs, an welche kein SiPM angeschlossen ist. Dieser Wert passt sehr gut zu dem mit dem  $\mu$ DAQ gemessenen Wert für den offenen Kanal.

Der Grund für die hohen Werte des Wuppertaler Systemtests liegt zum einen in der gemeinsamen Betriebsspannung der SiPM. Bedingt durch die Exemplarstreuung der SiPM ist sie nicht für beide ideal, zudem ist sie in dem durchgeführten Versuch relativ hoch. Zum anderen stammen die verwendeten SiPM aus Restbeständen aus der Produktion des Physik-Prototypen mit vergleichsweise schlechter Qualität.



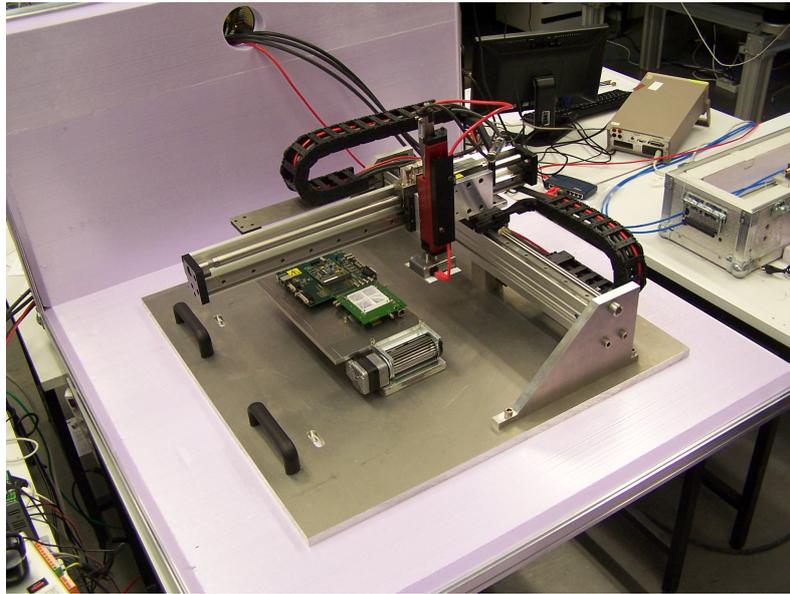
**Abbildung 3.14.:** Vergleich der Breite der drei in [Abbildung 3.13](#) gezeigten Signale mit denen von ca. 6900 mit dem CRC-basierten System ausgelesenen Signalen während des Teststrahls 2010. Der Wert des offenen Kanals stimmt gut mit den Beobachtungen am Teststrahl überein, die Breiten der Signale der beiden Kanäle mit SiPM liegen relativ hoch.

### 3.3. Positionierungssystem

Für verschiedene Untersuchungen zur Positionsabhängigkeit wurde im Rahmen einer Diplomarbeit<sup>[47]</sup> das in [Abbildung 3.15](#) gezeigte Positionierungssystem aus drei Linearachsen der Firma SCHUNK aufgebaut. Mit ihm kann beispielsweise die Oberfläche einer Szintillatorkachel mit einem Messkopf, der eine LED-Schaltung enthält, mit hoher Genauigkeit abgefahren werden.

Die Linearachsen bestehen aus einer Schiene mit einem starken, stangenförmigen Permanentmagneten. Die Magnetisierung ist dabei so beschaffen, dass sich entlang der Achse Nord- und Südpol mehrfach abwechseln. Ein gleitend gelagerter Schlitten umgibt den Magneten mit einer Anordnung mehrerer Elektromagnete, um eine Kraftübertragung zu ermöglichen. Das Fehlen weiterer beweglicher Teile wie einem separaten Motor oder einem Getriebe macht die Achsen extrem robust, wartungsarm und erlaubt hohe Verfahrgeschwindigkeiten. Dennoch können die Achsen sehr große Kräfte übertragen, und bieten eine hohe Positioniergenauigkeit im Bereich von 0,2 mm.

Das Positionierungssystem des Wuppertaler Testsystems besteht aus zwei großen Achsen mit einem maximalen Verfahrweg von 480 mm für horizontale Bewegungen, sowie einer kleineren Achse mit 70 mm Verfahrweg für vertikale Bewegungen. Das Achsensystem ist über zwei Stützen mit einer massiven Bodenplatte aus Aluminium verbunden. Diese Stützen gewährleisten die nötige Bodenfreiheit, um eine Halterung mit Szintillatorkacheln unterhalb der vertikalen Achse platzieren zu können. Da die Stützen



**Abbildung 3.15.:** Bodeneinheit der Klimakammer mit Achsensystem, Messkopf, Szintillatorkacheln und HBAB. Kabel und Kühlschläuche wurden zu diesem Zeitpunkt noch durch eine einfache Öffnung in die Kammer geführt. Der elektrische Anschluss des Messkopfes erfolgt über das rote Kabel, welches zusammen mit den Kabeln des Achsensystems durch die Energieketten geführt wird.

seitlich angebracht sind, ist es möglich, auch sehr lange Objekte wie beispielsweise einen Verbund aus mehreren HBUs mit dem Achsensystem untersuchen zu können.

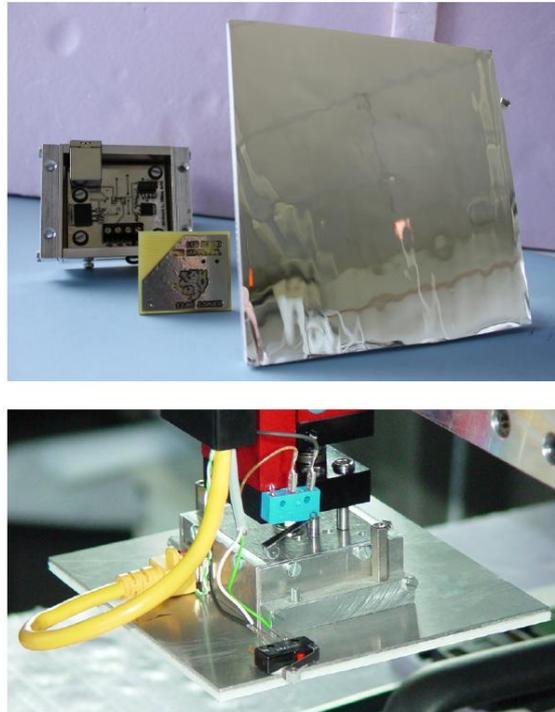
Zu jeder Linearachse gehört ein Controller, der die Ansteuerung der Elektromagneten und die Auslese der aktuellen Position übernimmt. Die Controller verfügen über eine CAN<sup>16)</sup>-Schnittstelle, um sie mit einem PC zu verbinden. Ähnlich zu  $\mu$ DAQ-Control wurde auch für das Achsensystem ein LabVIEW-Programm mit TCP/IP-Schnittstelle entwickelt, um das Achsensystem komfortabel manuell oder über ein Anwendungsprogramm bedienen zu können.

### 3.4. Messkopf

Um den Einfluss der Position der Kalibrations-LEDs auf den Szintillatorkacheln untersuchen zu können, befindet sich an der vertikalen Achse der in [Abbildung 3.16](#) gezeigte, federnd angebrachte Messkopf.

Er besteht aus einem Gehäuse sowie einer  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  großen, mit Spiegelfolie beklebten Metallplatte, mit der die zu untersuchende Szintillatorkachel sowie mindestens ihre direkten Nachbarn abgedeckt werden. Die Metallplatte besitzt einen rechteckigen Ausschnitt von  $40 \times 35 \text{ mm}^2$  Größe, in den die in [Abschnitt 4.2.3](#) beschriebenen Testplatten mit LEDs und zugehöriger Elektronik passgenau eingelegt werden können. Die Spiegel-

<sup>16)</sup>Controller Area Network – ein industriell häufig eingesetztes Bussystem



**Abbildung 3.16.:** Messkopf des Positioniersystems bestehend aus Gehäuse, Testplatine und verspiegelter Platte<sup>[52]</sup>.

folie überdeckt diesen Ausschnitt und besitzt lediglich ein Loch von ca. 1 mm Durchmesser an der Stelle, an der sich die LED auf den Testplatinen befindet. Im Inneren des Gehäuses befindet sich eine fest montierte Adapterplatine, welche beim Zusammenbau des Gehäuses mit der Metallplatte automatisch über Stiftleisten eine elektrische Verbindung mit einer Pfostenleiste der Testplatine herstellt. Die Adapterplatine dient der Übertragung von Außen zugeführter Signale an die Testplatine und stabilisiert gleichzeitig deren Versorgungsspannung. Der Anschluss erfolgt über ein RJ45-Netzwerkkabel, da dieses nicht nur sehr flexibel ist und ausreichend viele Adern besitzt, sondern auch gut zur Übertragung sehr schneller Signale geeignet ist.

Durch feste Vorgaben bezüglich der Maße Testplatine, sowie der Position der LED und der Pfostenleiste ist es möglich, schnell und ohne Aufwand andere Platinen mit unterschiedlichen Bauteilen oder Schaltungen in den Messkopf einzusetzen. Dabei kann eine stets gleiche Positionierung der LED auf den Szintillatorkacheln gewährleistet werden.

### 3.5. Klimakammer

Da die von dem LED-Kalibrationssystem erzeugten Lichtmengen sehr gering sind und SiPM sehr lichtempfindlich sind, ist zur Untersuchung der Lichtpulse eine Unterbringung aller Komponenten in absoluter Dunkelheit erforderlich. Auf Grund der hohen Temperaturempfindlichkeit der SiPM sowie der Schaltung des LED-Kalibrationssystems

wurde daher im Rahmen einer Diplomarbeit<sup>[52]</sup> eine Klimakammer für gleichbleibende Bedingungen entwickelt, welche neben dem Auslesesystem auch das in [Abschnitt 3.3](#) beschriebene Positionierungssystem enthält.

Die Klimakammer besteht aus einer stabilen Holzbox mit einer Grundfläche von  $120 \times 120 \text{ cm}^2$  und einer Höhe von 60 cm, welche von außen mit Aluminium verkleidet ist. Das Innere ist zur thermischen Isolierung mit 5 cm starken Polystyrolplatten ausgekleidet. Der Boden bildet zusammen mit der Rückwand eine in [Abbildung 3.15](#) gezeigte Einheit, so dass an der offenen Box von drei Seiten gearbeitet werden kann. Der Deckel wird an den Rändern mit mehreren Spannverschlüssen fest mit der Bodeneinheit verbunden. Die Ränder beider Teile, welche über ein Profil ähnlich dem einer Nut-Feder-Verbindung verfügen, verleihen der Box ihre Stabilität und sorgen zusammen mit der Schaumstoffisolierung für eine absolute Lichtdichtigkeit.

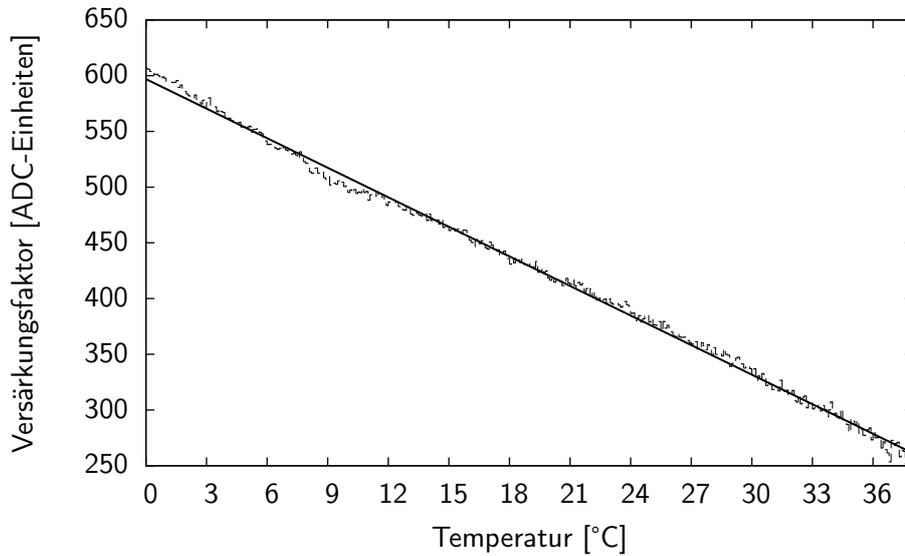
Eine einfache Öffnung in der Rückwand der Bodeneinheit diene anfangs als Durchführung für Kabel sowie Schläuche des Temperiersystems. Wegen der problematischen Abdichtung gegen Lichteinfall und der fehlenden Möglichkeit, neue Kabel schnell in die Klimakammer zu führen, wurde später eine Anschlussplatte an der Rückseite montiert. Sie besitzt beidseitig diverse elektrische Steckverbinder sowie Schlauchkupplungen für das Temperiersystem. Zu den elektrischen Steckverbindern gehören Anschlüsse für das Positionierungssystem, USB für das  $\mu\text{DAQ}$ , RJ45 für den Anschluss des Messkopfes, mehrpolige Verbinder für diverse Versorgungsspannungen und einfache Signale, sowie koaxiale Steckverbinder für empfindliche und schnelle Signale. Um kurzfristig Kabel in die Klimakammer zu führen, wurde in die Metallplatte ebenfalls ein 40 mm PVC-Rohr eingesetzt, das durch Ausstopfen mit Schaumstoff lichtundurchlässig gemacht werden kann. Alle Steckverbinder sowie die Ränder der Platte wurden mit schwarzer Dichtmasse gegen Lichteinfall versiegelt.

Zur Temperaturkontrolle befinden sich innerhalb der Kammer auf der Grundplatte des Positionierungssystems zwei Wärmetauscherplatten, die über Schläuche mit einem Temperiergerät außerhalb der Box verbunden sind. Auf einer Platte wurde ein Luftkanal mit Kühlrippen und Ventilatoren montiert, um eine schnellere Temperaturanpassung des Luftvolumens und damit des ganzen Systems zu erreichen. Dabei befindet sich der Luftauslass an der Oberseite des Kanals, so dass die dort angebrachten Szintillatorkacheln umströmt und daher auf konstanter Temperatur gehalten werden.

Die hohe Masse des Achsensystems führt trotz einer Wärmeleistung von 1500 W und einer Kälteleistung von 1000 W des Temperiergerätes zu einer Einregelungszeit von etwa zwei Stunden, bis eine gewünschte Temperatur erreicht ist. Gleichzeitig ergibt sich durch die Masse eine sehr hohe Temperaturstabilität, so sind Abweichungen von weniger als 0,05 K über einen Zeitraum von drei Stunden gemessen worden<sup>[52]</sup>.

Die Steuerung des Temperiergerätes erfolgt ebenfalls mit einem Computer über eine serielle Schnittstelle, so dass sich die Temperaturkontrolle auf die gleiche Weise wie die Steuerung des  $\mu\text{DAQs}$  und des Positioniersystems in LabVIEW implementieren lässt.

Mit Hilfe der Klimakammer konnten Angaben über die lineare Temperaturabhängigkeit des SiPM-Verstärkungsfaktors, die bereits früher am DESY für einen Temperaturbereich von 22 bis 28°C gemacht wurden<sup>[13]</sup>, für einen sehr viel größeren Bereich von

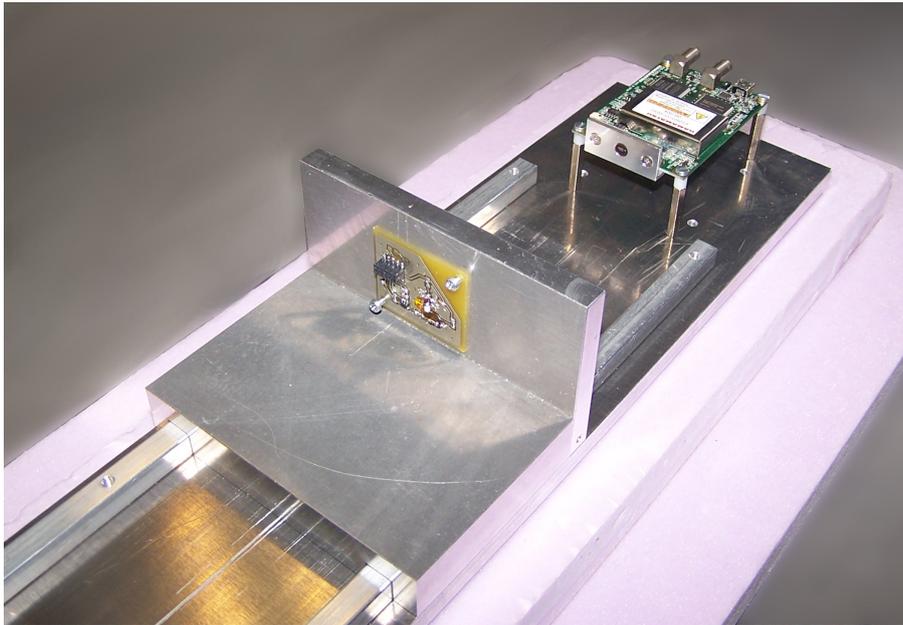


**Abbildung 3.17.:** Abhängigkeit des SiPM-Verstärkungsfaktors von der Temperatur. Für die Ausgleichsgrade ergibt sich  $f_{ADC}(t) = (-8,02 \pm 0,03) \cdot t[^\circ\text{C}] + (581,362 \pm 0,53)$ <sup>[52]</sup>

0 bis 38°C verifiziert werden. Dabei ist zu beachten, dass die gemessene Amplitude durch den Verstärkungsfaktor der Ausleseelektronik sowie die Versorgungsspannung des SiPMs bestimmt wird, und eine absolute Angabe der Temperaturabhängigkeit nicht möglich ist. Vielmehr wird eine relative Änderung für eine anzugebende Bezugstemperatur genannt. Der in [Abbildung 3.17](#) gezeigte lineare Zusammenhang entspricht daher  $(1,7 \pm 0,3)\%/K$  bei 20°C.

### 3.6. MPPC-Modul

Für weitere Untersuchungen wurde eine in [Abbildung 3.18](#) gezeigte SiPM-Demonstrationsplatine, das MPPC-Modul C10507-11-025C (Multi Pixel Photon Counting) der Firma Hamamatsu<sup>[23]</sup> benutzt. Dieses beinhaltet Elektronik zum Betrieb eines fest eingebauten SiPMs mit 1600 Pixeln. Die Betriebsspannung des SiPM wird abhängig von der Temperatur und ab Werk fest eingestellten, bauteilspezifischen Parametern so geregelt, dass das an einem Analogausgang anliegende, verstärkte Signal stets eine Amplitude von etwa 100 mV pro ausgelöstem Pixel aufweist. Über einen weiteren Ausgang liefert das MPPC-Modul das digitale Signal eines Komparators, welcher die Höhe des SiPM-Signals mit einem vorgegebenen Schwellwert vergleicht. Dieser Schwellwert lässt sich über einen USB-Anschluss einstellen, aus welchem das MPPC-Modul auch seine Versorgungsspannung bezieht und die Betriebsspannung des SiPMs generiert. Die weiteren Möglichkeiten des USB-Anschlusses beschränken sich auf die Auslese einer Rate, mit der SiPM-Signale oberhalb des eingestellten Schwellwertes registriert werden.

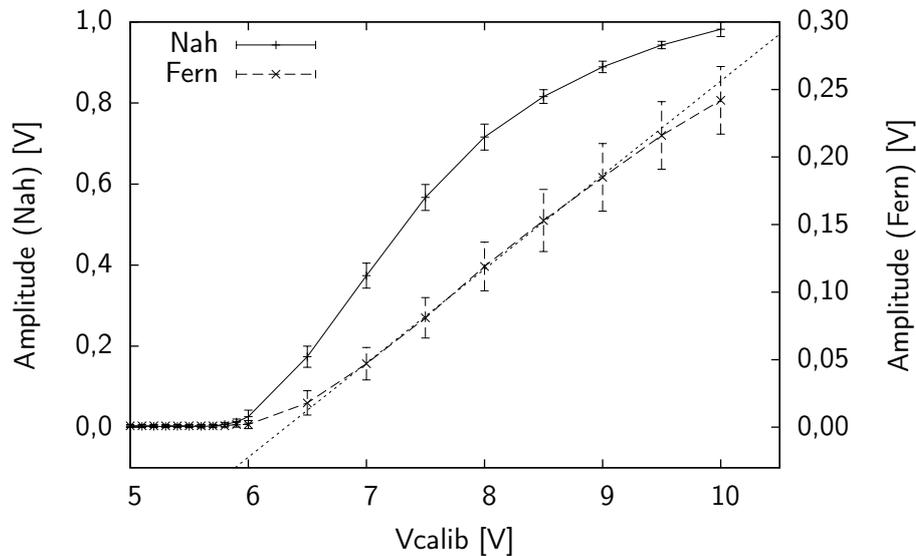


**Abbildung 3.18.:** MPPC-Modul

Der primäre Anwendungszweck des MPPC-Moduls liegt in der Demonstration der Fähigkeit, mit SiPM sehr geringe Lichtmengen nachweisen zu können. Daher ist es nicht für größere Lichtmengen ausgelegt, ein Signal von mehr als etwa 10 – 12 ausgelösten Pixeln führt zum Übersteuern der Elektronik. Eine Anpassung der Platine an andere Bedingungen ist von Hamamatsu jedoch nicht vorgesehen.

Der einfache und stabile Betrieb eines SiPM sowie das bereits verstärkte Ausgangssignal sind dennoch für verschiedene Untersuchungen zur Entwicklung des LED-Kalibrationssystems von Vorteil. Im Rahmen einer Bachelor-Arbeit<sup>[14]</sup> wurde daher der in [Abbildung 3.18](#) gezeigte Aufbau entwickelt und genutzt. Das MPPC-Modul ist auf einer Schiene befestigt, auf der ein verschiebbarer Schlitten angebracht ist. Der Schlitten besitzt eine Bohrung von 1 cm Durchmesser durch die die LED einer auf der Rückseite montierten Platine (siehe [Kapitel 4](#)) zentral auf den SiPM des MPPC-Moduls leuchten kann. Die Verschiebbarkeit des Schlittens gegenüber dem MPPC-Modul erlaubt eine einfache Variation der von der LED auf den SiPM einfallenden Lichtmenge unter sonst gleichen Bedingungen.

Der gesamte Aufbau ist in einer Box der gleichen Art wie das Positioniersystem untergebracht, die jedoch mit einer Größe von  $27 \times 22 \times 132 \text{ cm}^2$  sehr viel einfacher zu handhaben ist. Dies ermöglicht vor allem einen sehr schnellen und einfachen Zugriff auf das System.



**Abbildung 3.19.:** Sättigungseffekt des PMTs. Gezeigt ist die Amplitude des PMT-Signals gegen eine Spannung  $V_{\text{Calib}}$ , welche

### 3.7. Photomultiplier

Zur Untersuchung der Struktur der mit dem LED-Kalibrationssystem erzeugten Lichtpulse sind SiPM nicht geeignet. Die Anzahl der Pixel bestimmt den dynamischen Bereich sowie dessen Auflösung, und bedingt durch schnell eintretende Sättigungseffekte ist eine Linearität zur Lichtmenge nur im unteren Bereich gegeben. Die Amplitude länger andauernder Lichtpulse lässt sich ebenfalls schlecht mit SiPM erfassen, da es zu wiederholtem Auslösen von Pixeln noch innerhalb ihrer Relaxationszeit, und damit zu einem zu kleinen Signal kommt. Da die Länge der zu untersuchenden Lichtpulse in der gleichen Größenordnung wie die Länge des von einem Pixel erzeugten Signals liegt, lässt sich die zeitliche Struktur ebenfalls nicht exakt erfassen.

Aus diesem Grund wurde ein konventioneller Photomultiplier (PMT<sup>17)</sup>) von Hamamatsu (*H9858*<sup>[24]</sup>, später *H10720-01*<sup>[25]</sup>) eingesetzt, der mit einer Reaktionszeit von 0,5 – 0,8 ns und einer hohen Photoneffizienz für die Untersuchung der Lichtpulse geeignet sind.

Allerdings ist auch das Signal des Photomultipliers nicht völlig frei von Sättigungseffekten. So zeigt [Abbildung 3.19](#) die gemessene Amplitude des PMT-Signals abhängig von der über eine Spannung  $V_{\text{Calib}}$  einstellbare Stärke eines Lichtpulses für zwei willkürliche Entfernungen zwischen Lichtquelle und PMT. Bei der geringen Distanz ist der typische Verlauf einer Sättigungskurve ab einer Amplitude von 0,6 V erkennbar. Wäre dies ein Effekt der Lichtquelle, würde diese Krümmung auch bei größerer Distanz zum PMT erkennbar sein. Statt dessen zeigt diese zweite Kurve für einen größeren Abstand

<sup>17)</sup>Photo Multiplier Tube

einen guten linearen Anstieg mit beginnenden Sättigungserscheinungen ab einer Amplitude von 0,2 V, die dem PMT zuzuordnen sind.

Das genaue Sättigungsverhalten unterscheidet sich für die beiden eingesetzten PMTs. Zusätzlich wurde zwischenzeitlich ein Widerstand von  $50\ \Omega$  seriell zum PMT eingesetzt, um die Hochfrequenzeigenschaften der Signalleitung zu verbessern und eine exaktere Darstellung der Signalform auf einem Oszilloskop erreichen zu können. Dies geht jedoch mit einer Halbierung der Signalhöhe einher. Daher setzt der Sättigungseffekt im Folgenden für wechselnde Amplituden ein.

Für die meisten der im Rahmen dieser Arbeit mit dem PMT gewonnenen Daten wurde dieser auf der Schiene des MPPC-Moduls platziert, um von den Vorteilen dieses Aufbaus zu profitieren.

## 4. Entwicklung des integrierten LED-Kalibrationssystems

Im AHCAL des Physik-Prototypen kam mit dem in [Abschnitt 2.4.2](#) beschriebenen CMB bereits ein LED-basiertes Kalibrationssystem zum Einsatz. Ein Nachteil bei der Nutzung dieses Systems im Zusammenhang mit den HBUs im finalen Detektor ist die Platzierung der Elektronik außerhalb des sensitiven Detektorvolumens, und damit die Vergrößerung dieses toten Bereichs an den Stirnseiten des Detektors, in welchem auch die Elektronik zur Auslese der HBUs untergebracht werden muss. Weiterhin wurden im Physik-Prototypen separate optische Fasern zwischen jeder Szintillatorkachel und den CMBs verlegt. Die in [Abschnitt 4.14](#) beschriebene Weiterentwicklung dieses Systems basiert auf einer neu entwickelten Elektronik zur Erzeugung der Lichtpulse und reduziert die Anzahl der benötigten Fasern, indem mehrere Szintillatorkacheln von nur einer Faser versorgt werden. Dennoch benötigt auch dieses neue System sehr viel Platz zur Verlegung der Fasern, und das grundlegende Problem der Platzierung der Elektronik im toten Bereich des Detektors bleibt bestehen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein neuer Ansatz verfolgt, der auf der Integration des LED-Kalibrationssystems auf den HBUs basiert. Auf der Bestückungsseite der HBU-Platinen sind hierzu LEDs vorgesehen, deren Licht durch ein Loch in der Platine und der darunter liegenden Reflektorfolie auf jeweils eine Szintillatorkachel trifft. Auf Grund der kurzzeitig fließenden hohen Ströme befindet sich in direkter Nähe jeder LED eine elektronische Schaltung, welche für die Erzeugung der Lichtpulse verantwortlich ist.

Die Entwicklung und Optimierung dieser im Folgenden *LED-Pulser* genannten Schaltung bildet einen Schwerpunkt dieser Arbeit. In diesem Kapitel wird zunächst auf die Anforderungen an das System eingegangen. Nach einem generellen Überblick über die auf dem aktuellen HBU realisierte Schaltung und weiteren Komponenten zur Entwicklung des Systems folgt eine detaillierte Charakterisierung der einzelnen Komponenten sowie Studien zum Verhalten des gesamten Systems.

### 4.1. Anforderungen an das integrierte LED-Kalibrationssystem

Die Entwicklung des integrierten LED-Kalibrationssystems unterliegt mehreren Anforderungen, von welchen einige genereller Natur sind und auch für andere Konzepte gelten, während andere nur dieses System betreffen.

#### 4.1.1. Erzeugung geringer Lichtmengen

Für die Erzeugung von SinglephotonSpektren (SPS) wird eine kurze Integrationszeit der Ausleseelektronik genutzt, um den Einfluss der Dunkelrate gering zu halten. Beispielsweise wird im Kalibrationsmodus (Gleichung 2.4) des Physik-Prototypen eine Integrationszeit von 40 ns genutzt. Die Länge des auf den SiPM einstrahlenden Lichtpulses sollte deutlich kürzer sein, um möglichst deutliche SPS zu erhalten. Im Idealfall erfolgt das Auslösen der Pixel eines SiPM innerhalb weniger Nanosekunden, allerdings zeigt sich ebenfalls, dass die Wellenlängenschieberfaser den in Abbildung 4.1 gezeigten, deutlichen Einfluss auf die Länge des Lichtpulses hat.

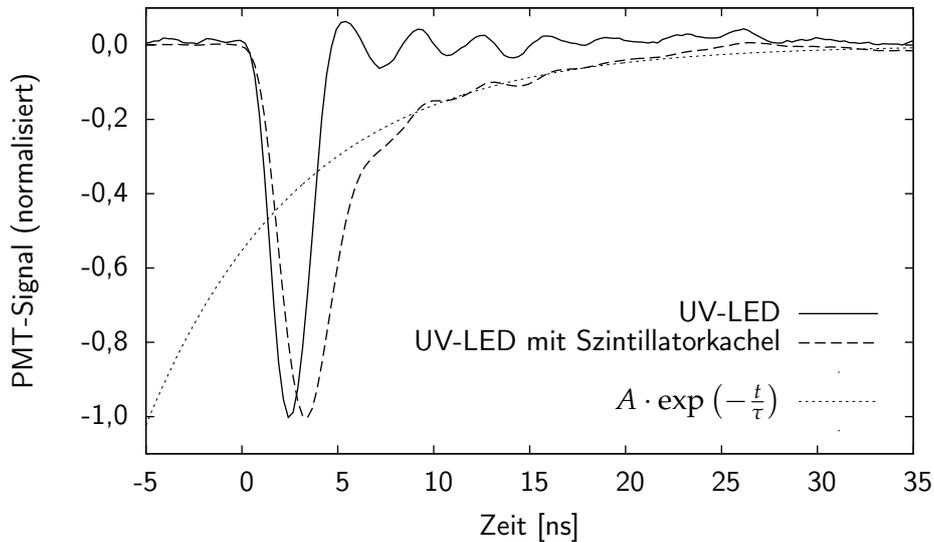
Für diese Untersuchung wurde die Länge des Lichtpulses sowohl einer einzelnen UV-LED, als auch in Kombination mit einer Szintillatorkachel gemessen. Diese Kombination wurde bis auf das offene Ende der Wellenlängenschieberfaser lichtdicht abgedeckt, um nur das aus der Faser austretende Licht zu untersuchen. Um weitere Effekte z.B. in Zusammenhang mit dem PMT auszuschließen, wurden die Messungen mit größerem Abstand zum PMT wiederholt. Die Amplitude verringerte sich zwar wie erwartet, die Form der gemessenen Kurven ist jedoch weitgehend identisch zu denen der gezeigten<sup>[53]</sup>.

Die Szintillatorkachel weist einen deutlichen Fluoreszenzeffekt auf, der auf die in Abschnitt 4.3.1 näher beschriebene Wechselwirkung des UV-Lichtes mit der Wellenlängenschieberfaser zurückzuführen ist. Durch die anfängliche Absorption des Lichtes ist der Anstieg des Signals etwas geringer und führt zu einem später auftretenden Maximum. Auch der Abfall des Signals erfolgt langsamer, und geht nach etwa 12 Nanosekunden in eine exponentielle Kurve über. Diese besitzt eine Zerfallskonstante von  $\tau = 8,13 \pm 0,33$  ns bzw. eine Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 5,63 \pm 0,23$  ns. Dieser Wert ist deutlich geringer als die Herstellerangabe für die verwendete Faser Saint-Gobain BCF-91A von  $\tau = 12$  ns<sup>[50]</sup>.

Der ursprüngliche Lichtpuls der LED mit einer Länge an der Basis von 4,7 ns wird so durch die Szintillatorfaser auf eine Länge von 25 ns gestreckt. Der größte Teil des Lichtes wird jedoch innerhalb der ersten 10 ns freigesetzt. Die Messung zeigt, dass eine kürzere Pulsdauer auf Grund der Eigenschaften der Faser nicht erforderlich ist, allerdings sollte eine Länge von 10 ns nicht wesentlich überschritten werden, um die Gesamtlänge möglichst kurz zu halten.

#### 4.1.2. Erzeugung mittlerer bis großer Lichtmengen

Für die Interkalibration, die Kalibration zwischen verschiedenen Verstärkereinstellungen der Ausleseelektronik, kann das LED-Kalibrationssystem ebenfalls genutzt werden. Hierzu muss es in der Lage sein, auch größere Lichtmengen zu erzeugen. Die Breite der Verteilung der gemessenen Amplitude sollte dabei nicht zu stark ansteigen, um eine präzise Bestimmung der Amplitude auch bei geringer Statistik zu ermöglichen. Mit zunehmender Lichtmenge erwartet man bedingt durch die Anzahl der Pixel eines SiPM einen Sättigungseffekt des Signals, welches nach bisherigen Erfahrungen nicht durch ein einfaches Sättigungsverhalten beschrieben werden kann. Um dies zu untersuchen, muss das Kalibrationssystem auch extrem hohe Lichtmengen erzeugen können.



**Abbildung 4.1.:** Einfluss der Wellenlängenschieberfaser auf die Länge des Lichtpulses, gemessen mit dem PMT. Der erzeugte Lichtpuls besitzt an der Basis eine Breite von etwa 4,3 ns. Die Verwendung der Szintillatorkachel mit Faser führt zu einem exponentiellen Abklingvorgang mit  $A = (-0,55 \pm 0,04)$  und  $\tau = 8,13 \pm 0,33$  ns. Dies entspricht einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 5,63 \pm 0,23$  ns.

Da für diese Messungen eine hohe Integrationszeit von beispielsweise 160 ns genutzt wird und die Erzeugung von SPS nicht erforderlich bzw. nicht möglich ist, kann die Länge der erzeugten Lichtpulse im Bereich von etwa 20 bis 30 ns liegen, ohne die Signalqualität zu beeinflussen.

#### 4.1.3. Unabhängigkeit von der Länge des Triggerpulses

Das Triggersignal, welches die Lichtpulse auslöst, kann auf Grund der Leiterbahnlängen verschiedenen Störeinflüssen unterliegen. Dazu gehört eine mögliche Deformierung des Signalverlaufs, welche die Länge des Lichtpulses beeinflussen könnte. Daher sollte die Lichtpulslänge alleine von der Pulserschaltung selbst bestimmt werden und nicht von der Länge des Triggersignals abhängen. Dies hat den weiteren Vorteil, dass die Steuerelektronik in Form der in [Abschnitt 2.5.2](#) beschriebenen Steckkarte CALIB2 auf dem CIF einfacher gehalten werden kann, da sie keine elektrischen Pulse mit Längen in der Größenordnung von 5 ns erzeugen muss. Dadurch wird ebenfalls die Erzeugung elektromagnetischer Störstrahlung durch das Kalibrationssystem verringert.

#### 4.1.4. Homogenität

Bei der Kalibration des Physik-Prototypen mit Hilfe des CMB zeigen sich starke Unterschiede in der von den SiPM registrierten Lichtmenge. Daher geschieht die Kalibration nacheinander mit zehn verschiedenen Einstellungen für die Helligkeit der LEDs<sup>[17]</sup> über

einen Zeitraum von etwa einer Stunde, während dem eine physikalische Datennahme nicht möglich ist. Dieser Zeitaufwand könnte durch eine bessere Homogenität der von den SiPM verzeichneten Lichtmenge verringert werden. Im Idealfall wäre es möglich, den gesamten Detektor mit nur einer einzigen Spannungseinstellung zu kalibrieren.

#### 4.1.5. Wiederholrate und Kalibrationsszenario

Für den Betrieb des Kalorimeters im ILD ist vorgesehen, die HBUs alle 200 ms über eine Dauer von 1 ms einzuschalten ([Abschnitt 2.5.3](#)), um die Wärmeabgabe zu verringern. Dabei können die 16 Speicherzellen jedes Kanals ausgelesen werden, was zu einer mittleren Ausleserate von 80 Hz führt. Dieser Auslesezyklus sollte auch während der Kalibration beibehalten werden. Da für die Erzeugung von deutlichen SPS mehrere 1000 bis 10000 Lichtpulse erzeugt werden müssen, steigt der Zeitaufwand erheblich. Ein Ausweg wäre die Kalibration des Kalorimeters während der physikalischen Datennahme. Nach der Erfassung aller physikalischen Daten durch die SPIROCs könnten mit dem Kalibrationssystem 16 Lichtpulse erzeugt werden, um nicht genutzte Speicherzellen aufzufüllen. Auf diese Weise könnte die Zeit für die Aufnahme von Kalibrationsdaten zur Erzeugung von SPS nicht nur vollständig entfallen, es wäre sogar eine kontinuierliche Kalibration möglich. Dies setzt jedoch voraus, dass die 16 Lichtpulse innerhalb weniger Mikrosekunden kurz nach der Aufzeichnung der physikalischen Daten erzeugt werden können, um den Zeitrahmen von 1 ms für die gesamte Aktivität des HBUs nicht zu überschreiten. Wie in [Abschnitt 2.5.2](#) beschrieben, kann der gesamte Detektor jederzeit vollständig ausgelesen werden, so dass die zusätzliche Datenmenge kein Problem darstellt.

#### 4.1.6. Platzbedarf auf dem HBU

Die Verlagerung des LED-Kalibrationssystems aus dem toten Bereich des Detektors direkt auf das HBU bringt eine neue Art der Größenbeschränkungen mit sich. Neben der Einhaltung der für alle Elektronikkomponenten des HBUs geforderten Maximalhöhe von etwa 1,1 mm<sup>[49]</sup> darf auch der Platzbedarf auf der Platine nicht zu hoch sein. Pro Szintillatorkachel steht eine Fläche von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  zur Verfügung, von der etwa  $1 \text{ cm}^2$  durch den SiPM, einigen zugehörigen Komponenten und einem Schutzring gegen Störstrahlung eingenommen werden. Die SPIROCs nehmen eine Fläche von jeweils  $13 \text{ cm}^2$  ein, welche die Grundfläche der vier darunter liegenden Szintillatorkacheln zu gleichen Teilen bedeckt. Ein Vielfaches dieser Fläche wird jedoch von zahlreichen zum Betrieb der SPIROCs notwendigen Komponenten eingenommen, bei denen es sich größtenteils um Kapazitäten zur Spannungsstabilisierung handelt. Die Entfernung zwischen diesen Bauteilen und den SPIROCs muss daher möglichst gering gehalten werden, so dass es in einem Bereich von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  um die SPIROCs zu einer hohen Packungsdichte kommt.

Gegenüber dem faserbasierten Kalibrationssystem kann die Pulserschaltung des integrierten Systems jedoch in gewissen Grenzen jeweils beliebig auf der Grundfläche einer Szintillatorkachel platziert werden.

Da für jede der ca. 8 Mio. Szintillatorkacheln eine eigene Pulserschaltung vorgesehen ist, wirkt sich eine Reduktion der Anzahl an benötigten Bauteilen ebenfalls auf die Ko-

sten des Kalibrationssystems aus. Diese können bei Verwendung nicht zu teurer Komponenten sehr niedrig im Vergleich zu den Gesamtkosten des Kalorimeters gehalten werden.

#### 4.1.7. Wärmeentwicklung

Bedingt durch das Fehlen eines Kühlsystems sollte die Wärmeentwicklung der HBUs innerhalb des Detektors niedrig gehalten werden. Schaltungskonzepte oder Bauteile, die übermäßig Wärme produzieren, sind daher zu vermeiden.

## 4.2. Beschreibung des integrierten Kalibrationssystems

Das LED-Kalibrationssystem besteht im Wesentlichen aus der LED-Pulserschaltung, die über jeder einzelnen Szintillatorkachel der HBUs angebracht ist, sowie einer Ansteuer-elektronik, welche auf jedem HBU vorhanden und für den Betrieb der Pulserschaltung notwendig ist. Zu Testzwecken wurden mehrere Platinen entwickelt, welche eine teils modifizierte LED-Pulserschaltung sowie einen Teil der Ansteuerelektronik besitzen.

### 4.2.1. Die LED-Pulserschaltung

Der grundsätzliche Schaltplan der LED-Pulserschaltung ist in [Abbildung 4.2](#) zu sehen, und basiert auf einer Idee von Mathias Reinecke (DESY).

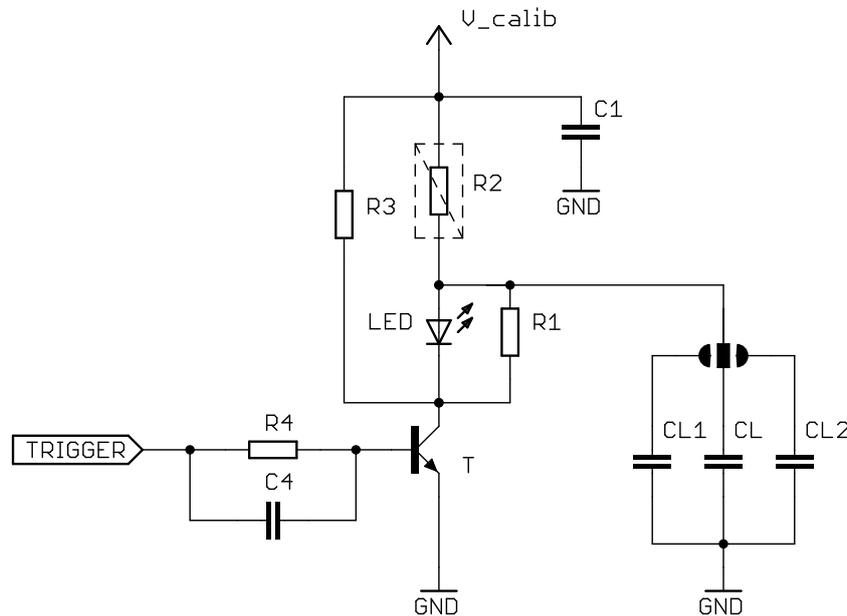
Das Konzept sieht eine Ladekapazität  $CL$  vor, welche zunächst auf eine Spannung  $V_{Calib}$  aufgeladen wird. Wird der Transistor  $T$  durch Anlegen eines Triggersignals geschlossen, entlädt sich die Kapazität über die LED der Schaltung. Die Spannung ist damit ein wichtiger Parameter zur Einstellung der Lichtleistung der Schaltung.

Um die unterschiedliche Lichtleistung mehrerer Pulserschaltungen bei gleicher Spannung  $V_{Calib}$  einander angleichen zu können, sind zwei Nebekapazitäten  $CL1$  und  $CL2$  vorgesehen, welche über Lötbrücken aktiviert werden können.

Das Laden der Kapazitäten erfolgte anfangs über den hochohmigen Widerstand  $R2$ . In der weiteren Entwicklung der Pulserschaltung wurden die Widerstände  $R1$  und  $R3$  eingeführt, durch die  $R2$  überflüssig wurde.  $R1$  begrenzt die Entladezeit der Ladekapazität und damit die maximale Lichtpulslänge,  $R3$  verbessert die Leiteigenschaften des Transistors und beeinflusst die Qualität der Lichtpulse positiv.

Parallel zum Basisvorwiderstand  $R4$  befindet sich eine Kapazität  $C4$ , die zu Beginn des Triggerpulses zu einem kurzen, hohen Basisstrom führt, um die parasitären internen Kapazitäten des Transistors schnell zu laden. Auf diese Weise kann der Schaltvorgang des Transistors beschleunigt werden, ohne ihn durch einen zu hohen permanenten Basisstrom zu beschädigen.

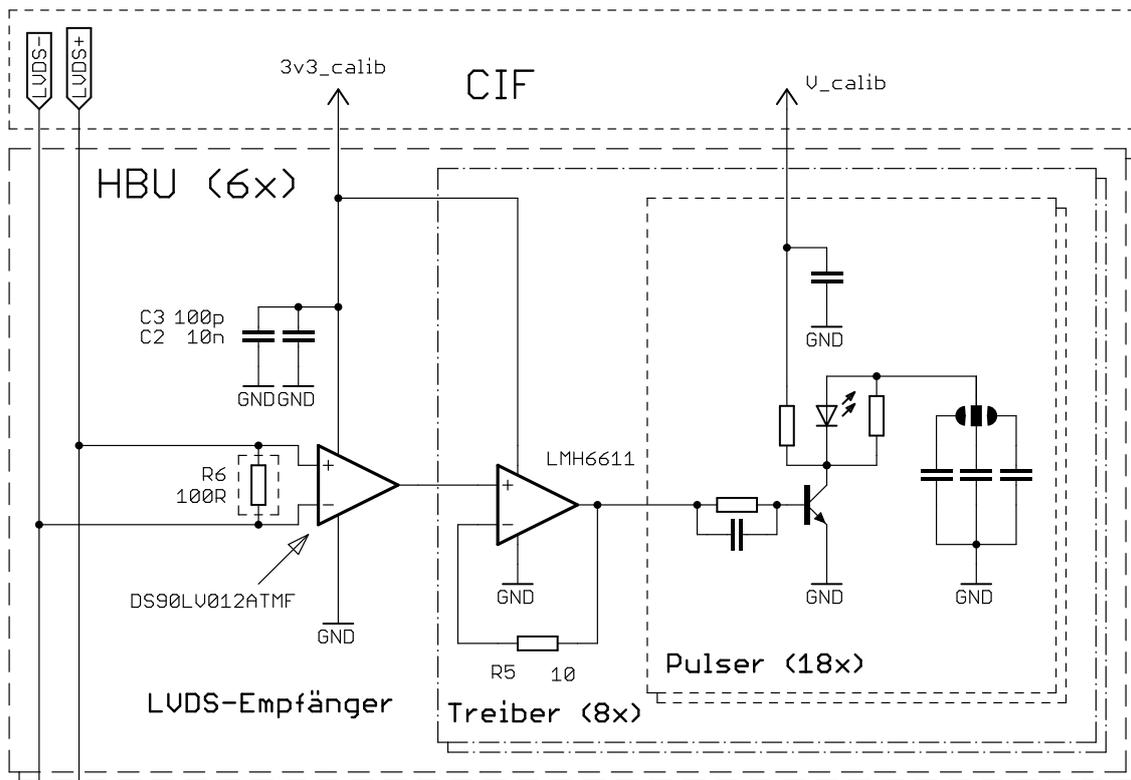
Die genauen Werte der verschiedenen Komponenten, wie sie aktuell auf dem HBU verwendet werden, sind in [Tabelle 4.1](#) aufgeführt. Die Ermittlung dieser Werte und ihr Einfluss auf das LED-Kalibrationssystem wird in [Abschnitt 4.3](#) beschrieben.



**Abbildung 4.2.:** Elektronischer Schaltplan der LED-Pulserschaltung. Die Werte der einzelnen Komponenten sind in [Tabelle 4.1](#) aufgeführt.

**Tabelle 4.1.:** Aktuelle Bestückung der LED-Pulserschaltung auf dem HBU. Die Werte stellen die zum Beginn der Entwicklung des HBUs als optimal angesehenen Parameter dar. Der Widerstand R2 ist nur zur Vollständigkeit aufgeführt und auf dem HBU nicht vorgesehen.

Komponente	Wert
CL	150 pF
CL1	87 pF
CL2	22 pF
C1	10 nF
C4	15 – 50 pF
R1	50Ω
(R2)	(100 kΩ)
R3	5 kΩ
R4	1 kΩ
LED	LEDtronics SML0603-395-TR
T	Transistor BFR183W



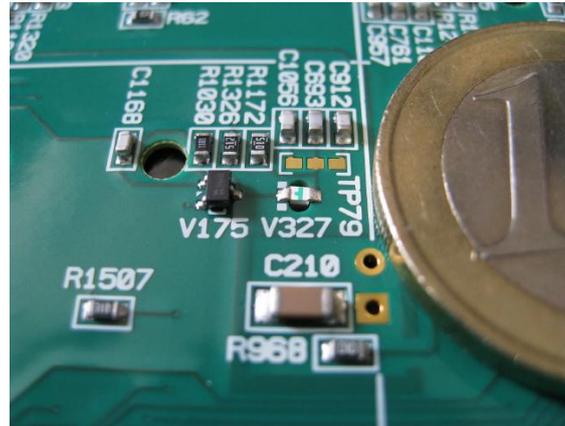
**Abbildung 4.3.:** Elektronischer Schaltplan des Kalibrationssystems, wie es auf dem HBU eingesetzt wird. Je 18 LED-Pulserschaltungen sind an einen Transistortreiber angeschlossen, und acht Treiber an einem LVDS-Empfänger.

#### 4.2.2. Integration der LED-Pulserschaltung in das HBU

Abbildung 4.3 zeigt den elektronischen Schaltplan des Kalibrationssystems, bestehend aus LVDS-Empfänger, Transistortreiber und LED-Pulserschaltung, wie es auf dem derzeitigen HBU realisiert ist.

Das in Abschnitt 2.5.2 beschriebene CIF im Randbereich des Detektors stellt die Spannung  $V_{\text{Calib}}$  bereit und erzeugt das LVDS-Signal zum Auslösen der Lichtpulse. Da die Übertragung seriell von einem HBU des Slabs zum nächsten erfolgt, befindet sich ausschließlich auf dem letzten HBU ein Widerstand  $R_6$  von  $100\ \Omega$  zur Terminierung des LVDS-Signals.

Ein LVDS-Empfänger vom Typ *DS90LV12ATMF* von Texas Instruments<sup>[58]</sup> erzeugt aus dem LVDS-Signal ein nicht differentielles (TTL-)Signal mit einer Amplitude von 3,3 V. Da der typische maximale Ausgangsstrom des Empfängers von 50 mA nicht ausreichend ist, um die 144 Pulserschaltungen eines HBU anzusteuern, folgen acht Transistortreiberstufen bestehend aus Operationsverstärkern des Typs *LMH6611* von Texas Instruments<sup>[59]</sup>. Diese werden als Spannungsfollower genutzt und treiben mit ihrem maximalen Ausgangsstrom von 100 mA jeweils 18 LED-Pulserschaltungen.



**Abbildung 4.4.:** LED-Pulserschaltung auf dem HBU. Gut zu erkennen sind Transistor (V175) und die durch ein Loch nach unten gerichtete LED (V327), Haupt- und Nebenkapazitäten (C693, C912, C1056) sowie die Lötbrücke zur Aktivierung der Nebenkapazitäten. Die Schaltung nimmt eine Fläche von etwa  $12 \times 7 \text{ mm}^2$  ein. Im unteren Bildbereich sind Bauteile zu erkennen, welche zu dem noch nicht bestückten SiPM (Bohrungen rechts) gehören.<sup>[56]</sup>

Die Versorgungsspannung des LVDS-Empfängers und der Treiberstufen von 3,3 V wird ebenfalls vom CIF bereitgestellt, und liegt nur während der Kalibrationsphasen des HBUs an.

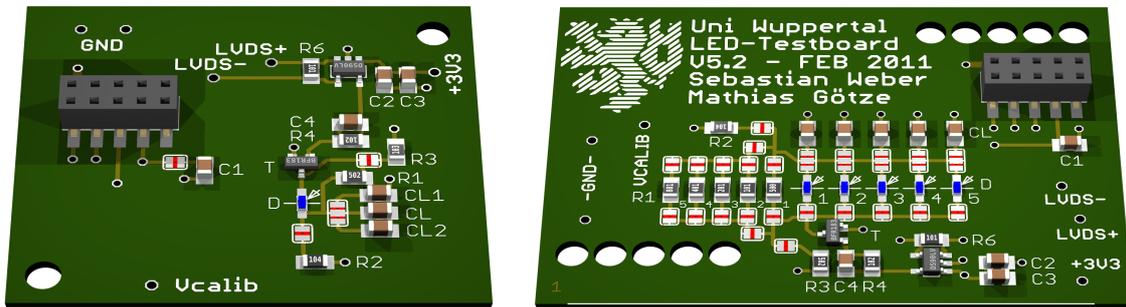
Abbildung 4.4 zeigt eine Pulserschaltung auf dem HBU. Auf Grund der Leiterbahnführung und der Platzverhältnisse in der Nähe der SPIROCs ist die Anordnung der Komponenten nicht für alle Pulserschaltungen identisch, so befindet sich in diesem Fall eine Bohrung zur Aufnahme eines Positionierstiftes einer Szintillatorkachel zwischen einer Kapazität und einem Widerstand (C4, R4 in [Abbildung 4.3](#)). Die Anordnung der gut erkennbaren Lade- und Nebenkapazitäten, der Lötbrücke, der LED und des Transistors wird jedoch stets beibehalten, da dies einen großen Einfluss auf die Lichtpulse hat.

### 4.2.3. Testplatinen

Zur Entwicklung und systematischen Untersuchung der Pulserschaltung wurden mehrere Testplatinen entwickelt, von denen zwei in [Abbildung 4.5](#) exemplarisch gezeigt sind.

Beide Platinen besitzen einen einzelnen LVDS-Empfänger mit  $100 \Omega$ -Terminator, welcher direkt eine Pulserschaltung treibt. Auf einen Transistortreiber kann verzichtet werden, da die Ausgangsleistung des LVDS-Empfängers auch für mehrere Pulserschaltungen ausreichend ist. Die LEDs sind kopfüber montiert und leuchten durch eine Bohrung hindurch, wie es auch für die HBUs vorgesehen ist.

Da die Länge der erzeugten Strom- und Lichtpulse im Bereich von Nanosekunden liegt, ist ein gutes Design der Platinen bezüglich ihrer Hochfrequenzeigenschaften wichtig. Die Platinen besitzen einen vierlagigen Aufbau, wobei die meisten Signale auf der oberen Lage geführt werden, um einfach z.B. mit dem Tastkopf eines Oszilloskops ab-



**Abbildung 4.5.:** Gerenderte Bilder der eingesetzten Testplatinen. Links mit dem selben Layout der Pulserschaltung wie auf dem HBU, rechts mit Möglichkeiten zum Test von 5 LEDs, Ladekapazitäten und Parallelwiderständen.

gegriffen werden zu können. Die zweite Lage ist eine reine Massefläche und gegen die erste durch eine 400  $\mu\text{m}$  dicke Schicht aus Epoxidmaterial isoliert. Die dritte Lage ist von der zweiten durch eine 800  $\mu\text{m}$  dicke Schicht getrennt und dient der Spannungsversorgung. Auch diese Lage besteht vollflächig aus Kupfer, ist jedoch wegen der zwei unterschiedlichen Versorgungsspannungen in zwei Teile aufgeteilt. So befindet sich unterhalb des LVDS-Empfängers ein großzügig bemessenes Kupferband von mindestens 12 mm Breite zur Versorgung mit 3,3 V, welches bis zur Buchsenleiste führt. Der Rest der Lage dient der Versorgung der Pulserschaltung mit  $V_{\text{Calib}}$ . Die vierte Lage ist weitgehend ungenutzt.

Dieses Design bestehend aus Masse- und Versorgungsflächen ist ein gängiges Verfahren, um die Abstrahlung sowie den Einfang elektromagnetischer Störungen, aber auch ein Übersprechen zwischen den Signalleitungen zu verringern. Darüber hinaus lassen sich Leiterbahnen mit typischen Impedanzen bereits mit üblichen Leiterbahnbreiten erzeugen. So besitzen die 400  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahnen auf den Platinen eine Impedanz im von etwa 65  $\Omega$ .

### Platine für Positioniersystem

Für die kleinere Testplatine ist die Größe von 40  $\times$  35 mm<sup>2</sup> sowie die Position der Buchsenleiste und der LED fest vorgegeben, um sie in den Messkopf des Positioniersystems (Abbildung 3.4) einsetzen zu können, und so eine beliebige, aber exakt vorgebbare Einstrahlposition der LED auf einer Szintillatorkachel zu erreichen. Zwei Bohrungen erlauben die Montage der Platine auf dem Schlitten des MPPC-Systems derart, dass die LED exakt in der Mitte der Öffnung des Schlittens zentriert wird. Daher kann diese Platine in beiden Testaufbauten verwendet werden, um beispielsweise die Form des Lichtpulses mit Hilfe des PMTs einerseits sowie die Qualität der SPS andererseits untersuchen zu können.

Das Layout der Pulserschaltung der gezeigten Platine entspricht dabei weitgehend dem Layout, welches auf dem zum gleichen Zeitpunkt entwickelten HBU realisiert wurde. Daher sollten die Eigenschaften der Schaltung auf der Testplatine mit denen der

Schaltung auf dem HBU übereinstimmen, um die Dimensionierung der eingesetzten Komponenten ein letztes mal zu optimieren und die Resultate bei der Bestückung der HBUs berücksichtigen zu können.

### Platine für Komponententests

Die größere Platine wurde entworfen, um den Einfluss verschiedener Bauteile unter Beibehaltung der restlichen Schaltung untersuchen zu können. So bietet sie jeweils fünf Ladekapazitäten (CL), Parallelwiderständen (R1) und LEDs Platz. Jedes dieser Bauteile kann über Lötbrücken elektrisch mit dem Rest der Schaltung verbunden werden. Die Parallelwiderstände und LEDs besitzen an beiden Anschlüssen Lötbrücken, um eventuelle Effekte eines nur halbseitig angeschlossenen Bauteils zu vermeiden. Für die Ladekapazitäten ist dies nicht erforderlich, da sie einseitig mit Masse verbunden sind, so dass hier keine Auswirkungen zu erwarten sind. Die Nummerierung gibt den Abstand zum Transistor wieder, so erfolgt sie für die Ladekapazitäten und LEDs von links nach rechts, und für die Parallelwiderstände von rechts nach links.

Um auch diese Platine auf dem Schlitten des MPPC-Systems nutzen zu können, besitzt sie zwei Reihen mit je fünf Bohrungen, deren Abstand von 3,5 mm jenem zwischen den LEDs entspricht. So lässt sich die Platine stets so montieren, dass die benutzte LED exakt über der Öffnung des Schlittens liegt.

## 4.3. Bauteilwahl und Charakterisierung der LED-Pulserschaltung

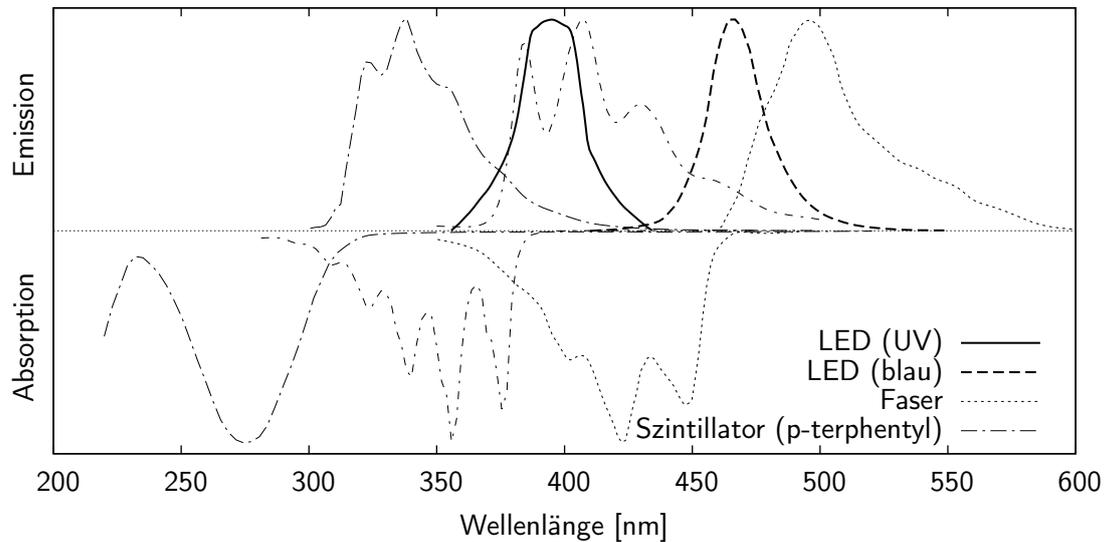
### 4.3.1. Wahl der LED

Die LED ist die wichtigste Komponente des Kalibrationssystems. Da die Platine des HBUs direkt auf den Szintillatorkacheln aufliegt, muss sie ebenfalls auf der Bestückungsseite platziert werden, und durch ein Loch der Platine und der darunter liegenden Reflektorfolie in die Szintillatorkachel leuchten. Da die Platine eine Dicke von 800  $\mu\text{m}$  besitzt, darf die LED nicht tiefer in das Loch hinein ragen, um die Kachel nicht zu berühren. Das Gehäuse der LED Osram LB M47C beispielsweise ragt mindestens 1 mm in die Platine hinein und ist daher ungeeignet.

### Farbwahl

Zur Kalibration der SiPM kommen prinzipiell LEDs mit Farben sowohl aus dem ultravioletten als auch dem sichtbaren Bereich in Frage. [Abbildung 4.6](#) zeigt die Absorptions- und Emissionsspektren des Wellenlängenschiebers BCF-91A, des Szintillators sowie der ultravioletten LED SML0603-395-TR von LEDtronics<sup>[38]</sup> und einer blauen LED LB P4SG von Osram<sup>[45]</sup>.

Das Licht der UV-LED liegt im gleichen Wellenlängenbereich wie das Emissionsspektrum des Szintillators, und regt die Wellenlängenschieberfaser daher auf ähnliche Weise



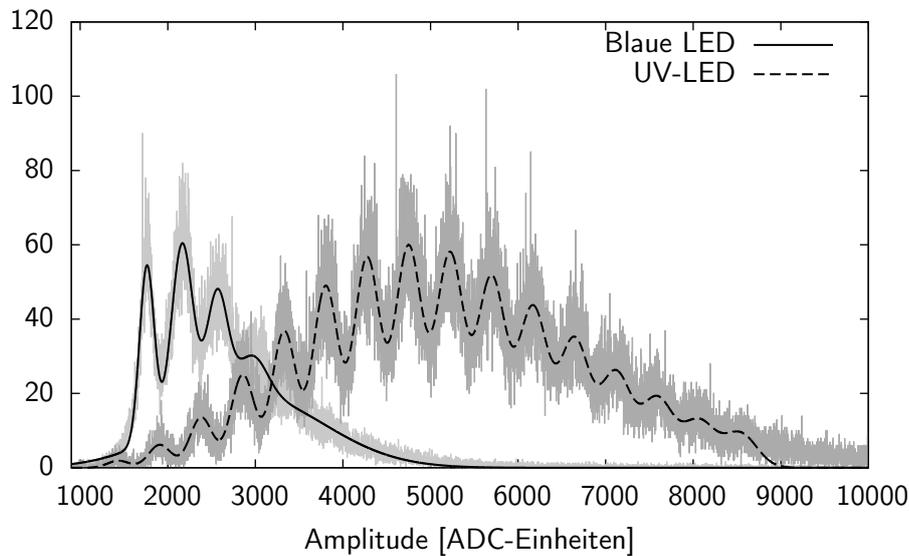
**Abbildung 4.6.:** Emissions- und Absorptionsspektren einer Wellenlängenschieberfaser sowie einer ultravioletten LED (LEDtronics) und einer blauen (Osram LB P4SG)<sup>[10, 38, 45, 50]</sup>. Das Spektrum der UV-LED entspricht etwa dem Emissionsspektrum des Szintillatormaterials und erzielt damit eine ähnliche Wirkung auf die Wellenlängenschieberfaser. Das Emissionsmaximum der blauen LED liegt zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum der Faser, sie kann das Material daher nur schlecht anregen.

wie ein Teilchendurchgang durch den Szintillator an. Dem gegenüber liegt das Spektrum der blauen LED zwischen dem Absorptions- und Emissionsspektrum der Faser, und sollte daher ebenfalls (mit geringerer Effizienz) von der Faser absorbiert werden. Auch das Licht grüner LEDs sollte wegen der Sensitivität der SiPM auf diese Farbe für die Kalibration geeignet sein, wenngleich es keine Szintillationsprozesse in der Faser hervorruft.

### Marktlage

Der Vorteil blauer LEDs liegt in der guten Verfügbarkeit, da sie von einer sehr großen Anzahl an Herstellern produziert und zu günstigen Preisen vertrieben werden. Dabei existieren Gehäuseformen wie die der LED Osram LB P4SG oder Osram LB M47C, die bereits für die rückseitige Bestückung vorgesehen sind, um durch ein Loch in der Platine leuchten. In vielen Fällen sind die LEDs nach verschiedenen Kriterien wie Wellenlänge, Leuchtstärke und Kennlinie selektiert erhältlich, so dass eine Bauteilstreuung weitgehend vermieden werden kann.

UV-LEDs werden dagegen nur von sehr wenigen Herstellern angeboten, bei einer Marktrecherche wurden nur zwei Firmen ermittelt, welche UV-LEDs in SMD-Bauform in ihrem Sortiment führen. Die Firma LEDtronics vertreibt UV-LEDs in den standar-



**Abbildung 4.7.:** Vergleich der mit dem  $\mu$ DAQ-System gewonnenen SPS mit der LED-Pulserschaltung für eine blaue und ultraviolette LED. Beide Messungen zeigen die bestmöglichen Spektren, bezogen auf Anzahl und Deutlichkeit der Pixelsignale. Bei einer Erhöhung der Lichtmenge der blauen LED werden die wenigen erkennbaren Pixelsignale schnell undeutlich, und verschmelzen zu einem einzigen Kontinuum.

disierten SMD-Gehäuseformen 0805 und 1206 zum Preis von 0,32 US\$<sup>18)</sup>, welche sich problemlos kopfüber platzieren lassen. Die zweite Firma verwendet für diesen Zweck ungeeignete Gehäuse. Bei der erwarteten Stückzahl für den ILC von 8 Mio. LEDs ließe sich zwar eine andere Gehäuseform vereinbaren, der Stückpreis von ca. 5€ ist jedoch extrem hoch und würde die Kosten des LED-Kalibrationssystems auch bei großzügigen Mengenrabatten stark in die Höhe treiben.

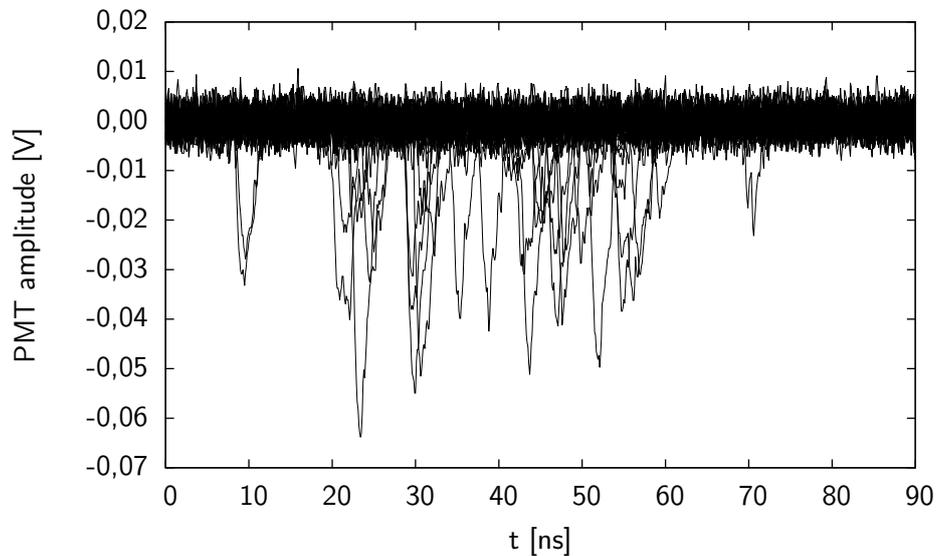
Ein Nachteil von UV-LEDs ist, dass diese nicht nach verschiedenen Kriterien sortiert erhältlich sind, so dass eventuell auftretende Schwankungen durch die Nebenkapazitäten der LED-Pulserschaltung kompensiert werden müssen.

### Untersuchung von blau und ultraviolett leuchtenden LEDs

Auf Grund der vielen Vorteile blauer LEDs wurden zunächst diese für die Anwendung im Kalibrationssystem ausführlich untersucht. Prinzipiell konnte gezeigt werden, dass mit dem in [Abschnitt 3.6](#) vorgestellten MPPC-Modul mit passend gewählten Werten für Ladekapazität CL und Parallelwiderstand R1 für beliebige LEDs SPS gemessen werden können. Für die blaue LED Osram LB M47C konnten beispielsweise SPS mit neun deutlich sichtbaren Maxima gewonnen werden<sup>[14]</sup>.

Dagegen ließen sich mit dem  $\mu$ DAQ -Auslesesystem nur SPS geringer Qualität erzeugen. So zeigt [Abbildung 4.7](#) das Spektrum einer blauen LED mit nur vier erkennbaren

<sup>18)</sup>Datum der Preisfeststellung: 28. Februar 2012



**Abbildung 4.8.:** *Übereinander gelegtes Signal von 30 mit dem PMT aufgenommenen Signalen der Pulserschaltung mit blauer LED bei sehr geringen Lichtmengen, entsprechend einigen Photonen. Der Lichtaustritt variiert zeitlich sehr stark, die hohe Breite des Lichtsignals tritt daher nicht erst bei hohen Lichtintensitäten auf.*

Pixelsignalen, während mit einer UV-LED deutlich 15 – 16 Pixel signale erkennbar sind. Eine Erhöhung der Lichtleistung der blauen LED führt zwar zu einer größeren Amplitude, es werden jedoch keine weiteren Pixel signale sichtbar, während die vorhandenen zunehmend undeutlich werden.

Eine Untersuchung mit dem PMT offenbart, dass die Länge des Lichtpulses einer blauen LED mit der Pulserschaltung im Bereich von 30 ns liegt. Bereits bei geringen Lichtmengen wird das Licht von der LED über einen weiten Zeitraum verteilt emittiert, wie [Abbildung 4.8](#) zeigt. Dem gegenüber ist es mit UV-LEDs möglich, optische Pulsbreiten von 5 – 10 ns über einen weiten Intensitätsbereich zu erhalten.

Dieses Verhalten betrifft alle untersuchten LED-Typen und ist auf den internen Aufbau der LED zurück zu führen. So werden heutige LEDs im Dünnschichtverfahren hergestellt, bei dem wie in [Abbildung 4.9](#) gezeigt eine nur wenige Atomlagen dicke Schicht aus einem Material wie Gallium-Arsenid zwischen zwei Materialien mit einer höheren Bandlücke wie Aluminium-Arsenid oder Indium-Gallium-Arsenid eingeschlossen wird. Der so entstehende Potentialtopf (engl. *quantum well*) ist für die Entstehung des Lichtes verantwortlich. Um der Forderung des Marktes nach LEDs mit immer höheren Lichtleistungen im sichtbaren Bereich nach zu kommen, werden mehrere dieser Schichtungen gestapelt (engl. *multi-quantum-well*). Damit ergibt sich für LEDs im sichtbaren Farbbereich eine sehr hohe interne Kapazität, die für das beobachtete Verhalten verantwortlich ist. Diese Kapazität muss zunächst geladen werden, bevor es zur Erzeugung von Licht kommt, und selbst nach dem Absinken der angelegten Spannung leuchtet die LED auf Grund der gespeicherten Ladung noch einige Zeit weiter<sup>[51]</sup>.

UV-LEDs werden zur Zeit mit nur mit einer einzelnen Schichtung hergestellt, so dass bei ihnen dieses Problem nicht auftritt.

Eine kürzere Pulsdauer kann auch mit blauen LEDs erreicht werden, indem an sie für wenige Nanosekunden Spannung in Durchlassrichtung, und anschließend in Sperrrichtung angelegt wird. Die Kapazität der LED wird so sicher und schnell entladen, und die weitere Erzeugung von Licht wird unterbunden. Dies wurde getestet, indem eine blaue LED direkt an einem Pulsgenerator angeschlossen wurde. Bei einer minimalen Pulsbreite von 4 ns ergaben sich Längen des mit dem PMT gemessenen Lichtpulses von etwa 10 – 15 ns, die zwar tendenziell über denen der Pulserschaltung mit UV-LED liegen, für die Kalibration der SiPM aber dennoch geeignet sind. So zeigt [Abbildung 4.10](#) das mit dem  $\mu$ DAQ-System gewonnene SPS einer mit Pulsgenerator betriebenen LED im Vergleich zu einem mit einer UV-LED erzeugten SPS etwa gleicher Amplitude. Beide Spektren sind gleichwertig bezüglich der Anzahl und Deutlichkeit der Pixelsignale.

Dieses Funktionsprinzip wurde bereits im CMB des Physik-Prototypen eingesetzt, und ist auch Teil des in [Abschnitt 4.14](#) beschriebenen Systems. Der Nachteil liegt in einem höheren Platzbedarf auf Grund des höheren Schaltungsaufwands oder größerer Komponenten. Außerdem bewirkt die aktive Entladung einen weiteren elektromagnetischen Störimpuls, der das empfindliche Signal der SiPM beeinflussen könnte.

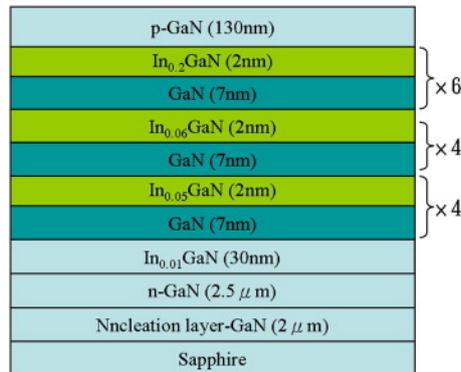
Aus den genannten Gründen ist vorerst der Einsatz der UV-LED SML0603-395-TR von LEDtronics im vorgesehen, da mit ihr ein LED-Kalibrationssystem mit ausgezeichneten Eigenschaften zu einem geringen Preis geschaffen werden kann. Es bleibt jedoch abzuwarten, in wie fern sich die Marktlage und die Technologie von UV-LEDs in Zukunft ändern wird<sup>19)</sup>. Sollten auch diese LEDs ausnahmslos mehrschichtig hergestellt werden, müsste die aktuelle Pulserschaltung überarbeitet werden. Bei der erwarteten Stückzahl wäre allerdings auch eine Sonderanfertigung von LEDs denkbar.

Ein Problem bei der Entwicklung des LED-Kalibrationssystem bleibt. Für LEDs werden von den Herstellern keine Ersatzschaltbilder angegeben, die grundlegende Charakteristika wie die Kapazität, aber auch Induktivität und Widerstände angeben. Daher ist es nicht möglich, das Verhalten der Pulserschaltung und speziell des Lichtpulses mit Simulationsprogrammen für elektrische Schaltkreise zu simulieren. Auch zeigen die Messungen in [Abschnitt 4.10](#), dass die Länge des Lichtpulses nicht mit der Dauer des Stromflusses gleichzusetzen ist. Die Optimierung der Schaltung erfolgt daher durch empirische Versuche.

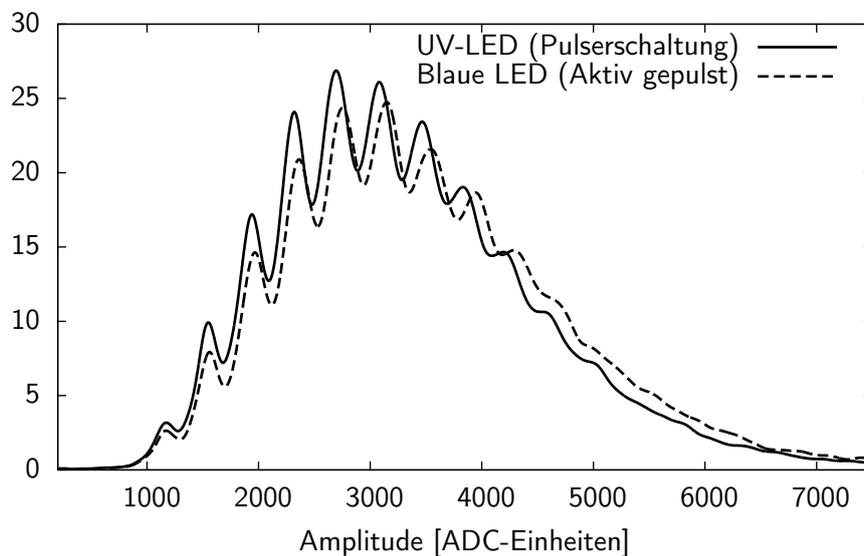
#### 4.3.2. Widerstand R1 und Ladekapazität CL

Die wichtigsten Komponenten der LED-Pulserschaltung bilden die Ladekapazität CL und der Widerstand R1, da sie Amplitude und Länge des erzeugten Lichtpulses maßgeblich bestimmen. Um dies zu untersuchen, wurden mehrere Testreihen mit Kapazi-

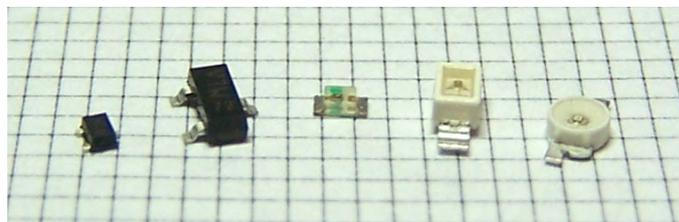
<sup>19)</sup> Am 7. März 2012, zum Ende dieser Arbeit, gab LEDtronics die Einstellung der Produktion von UV-LEDs bekannt. Daher sind Testreihen mit zwischenzeitlich neu auf den Markt gekommenen UV-LEDs vorgesehen. Für die Bestückung der nächsten Prototypen des HBUs wurde jedoch eine ausreichende Menge der UV-LEDs von LEDtronics angeschafft.



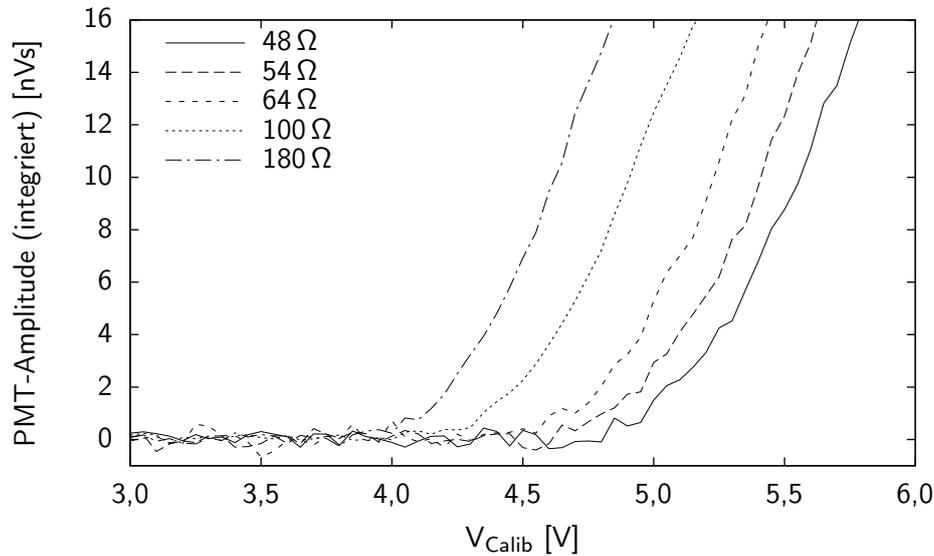
**Abbildung 4.9.:** Schematischer Aufbau einer multi-quantum-well-LED aus mehreren sehr dünnen aufeinander folgenden Schichten mit unterschiedlichen Bandlücken. Dies führt zu einer hohen internen Kapazität der LED<sup>[61]</sup>.



**Abbildung 4.10.:** Vergleich eines mit einer UV-LED in der Pulserschaltung gewonnenen SPS mit dem einer UV-LED, die direkt an einen Pulsgenerator angeschlossen ist (geglättet). Der Pulsgenerator entlädt die interne Kapazität der blauen LED zuverlässig und führt damit zu einem kurzen Lichtpuls, mit dem sehr deutliche SPS erzeugt werden können.



**Abbildung 4.11.:** Fotografie verschiedener Komponenten auf einem 1 mm-Raster. Von links nach rechts: Transistoren BRF340F (Gehäuse TSFP3) und BFR183W (SOT23) sowie LEDs LEDtronics SML0603-395-TR (0603), Osram LB M47C und LB P45G.



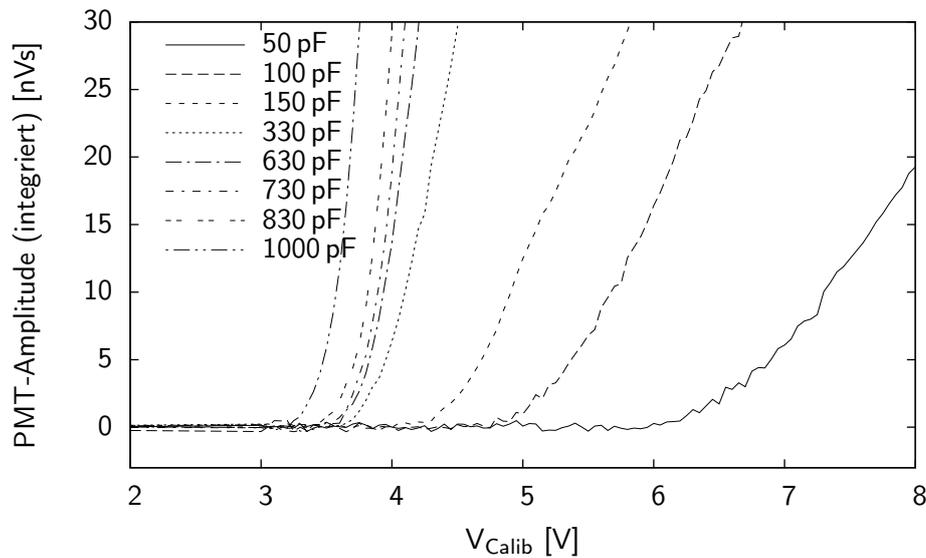
**Abbildung 4.12.:** Abhängigkeit der mit dem PMT gemessenen Amplitude von der Größe des Widerstands  $R_1$  für eine Ladekapazität von  $C_L=150\text{ pF}$

täten von 50 pF bis 1000 pF und Widerständen von 48 Ω bis 180 Ω durchgeführt. Da die Breite der erzeugten Lichtpulse starke Unterschiede aufweist, wird an dieser Stelle als Maß für die Lichtmenge das zeitliche Integral der Signalform herangezogen. Eine Länge des Triggerpulses von 150 ns garantiert, dass der Transistor ausreichend lang geschlossen ist, und die Länge der Lichtpulse nicht beeinflusst.

Zunächst führt wie erwartet eine Erhöhung der Kapazität wie auch des Widerstands zu einer höheren Lichtmenge bei gleicher Spannung  $V_{\text{Calib}}$ . Dabei zeigt sich in [Abbildung 4.12](#), dass die Höhe des Widerstands einen direkten Einfluss auf die Startspannung hat, ab der die Erzeugung von Licht einsetzt. Der nachfolgende Anstieg in der erzeugten Lichtmenge bleibt jedoch gleich. Für die in [Abbildung 4.13](#) dargestellte Variation der Kapazität ändert sich dieser Anstieg jedoch ebenfalls in hohem Maße.

Für eine Kapazität von 50 pF ergibt sich ein sehr langsamer Anstieg der Lichtmenge, wodurch die Abhängigkeit von der Spannung  $V_{\text{Calib}}$  gering ist. Damit besteht zwar die Möglichkeit, die Lichtmenge mit sehr hoher Präzision einzustellen, das Maximum an Lichtleistung fällt jedoch sehr gering aus und reicht evtl. nicht, um die Sättigung der SiPM bei hohen Lichtmengen zu untersuchen. Mit einer sehr großen Kapazität lassen sich dagegen sehr hohe Lichtmengen erzeugen, die für die Untersuchung der Sättigung gut geeignet erscheinen. Die Abhängigkeit von der Spannung  $V_{\text{Calib}}$  ist jedoch bereits für geringe Lichtmengen extrem hoch, eine Justierung der Lichtmenge zur Erzeugung von SPS kann daher nur mit einer sehr präzise einstellbaren Spannung  $V_{\text{Calib}}$  erfolgen.

Ein Wert von 150 – 200 pF für die Ladekapazität stellt für das Kalibrationssystem einen guten Kompromiss zwischen einem nicht zu steilen Anstieg und der maximal möglichen Amplitude dar. Da der Wert der Kapazität in diesem Bereich ebenfalls einen großen Einfluss auf die Lichtmenge besitzt, führen einerseits Exemplarstreuungen zu großen Un-

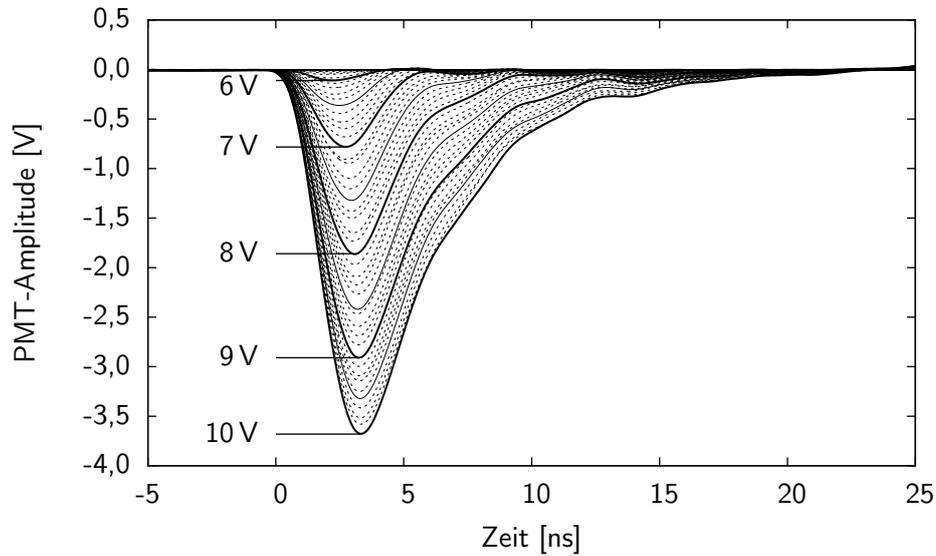


**Abbildung 4.13.:** Abhängigkeit der mit dem PMT gemessenen Amplitude von der Größe der Ladekapazität  $CL$  für einen Widerstand von  $R1=100\ \Omega$

terschieden in der erzeugten Lichtmenge, andererseits lässt sich die Lichtmenge durch Hinzufügen kleinerer Kapazitäten über einen weiten Bereich justieren. Dazu sind die Nebenkapazitäten  $CL1$  und  $CL2$  vorgesehen, deren Auswirkung in [Abschnitt 4.4](#) beschrieben wird.

Neben der reinen Lichtmenge ist auch die zeitliche Länge des Lichtsignals von großer Bedeutung. Nur für geringe Lichtmengen besitzt die mit dem PMT gemessene Signalform eine gaußförmige Gestalt, für höhere Lichtintensitäten geht sie in eine stark asymmetrische Form über, wie [Abbildung 4.14](#) zeigt. Dieser Effekt basiert auf internen Vorgängen in der LED, da der Stromfluss durch die LED, welcher in [Abschnitt 4.10](#) diskutiert wird, eine Dauer von 7 ns nicht überschreitet. Die gezeigten Signalformen wurden bereits mit optimalen Werten für  $R1$  ( $48\ \Omega$ ) und  $CL$  ( $150\ \text{pF}$ ) gemessen, daher ist die Pulsverbreiterung relativ gering, und setzt erst ab Spannungen  $V_{\text{Calib}}$  oberhalb von 7 V ein.

Für die Untersuchung der Breite wird diese jeweils bei einem Pegel von 50% und 10% des Maximalwerts einer Wellenform ermittelt. Eine Auswahl verschiedener Kombinationen von  $R1$  und  $CL$  zeigt [Abbildung 4.15](#). Eine sehr hohe Kapazität von  $1000\ \text{pF}$  führt unabhängig vom verwendeten Widerstand mit zunehmender Lichtmenge zu einer starken Verbreiterung des Lichtsignals. Dagegen steigt die Breite für eine Kapazität von  $150\ \text{pF}$  und einen Widerstand von  $100\ \Omega$  zunächst nur geringfügig bis zum Erreichen einer Amplitude von ca.  $12\ \text{nVs}$ . Für höhere Amplituden steigt die Breite anschließend ähnlich wie die mit  $1000\ \text{pF}$  gemessene an. Nur für einen Widerstand von  $54\ \Omega$  bleibt die Breite über den gesamten gemessenen Bereich unter einem Wert von 7 ns. Ein identisches Verhalten ergibt sich mit einer Kapazität von  $100\ \text{pF}$  und einem Widerstand von  $48\ \Omega$ , die maximale Amplitude beträgt jedoch nur etwa  $18\ \text{nVs}$ .



**Abbildung 4.14.:** Form des mit dem PMT aufgenommenen Lichtpulses für verschiedene Spannungen  $V_{\text{Calib}}$ . Bis etwa 7 V ergibt sich ein weitgehend gaußförmiger Verlauf mit einer Breite von bis zu 5 ns an der Basis, für höhere Spannungen ergibt sich ein zunehmendes Nachleuchten, das zu einer anwachsenden Breite bis zu 20 ns führt.

Auch aus diesen Daten ergibt sich, dass eine Kapazität im Bereich von 150 – 200 pF gepaart mit einem geringen Widerstand R1 von 50  $\Omega$  ideal zur Erzeugung sehr kurzer Lichtpulse bei geringer Intensität ist.

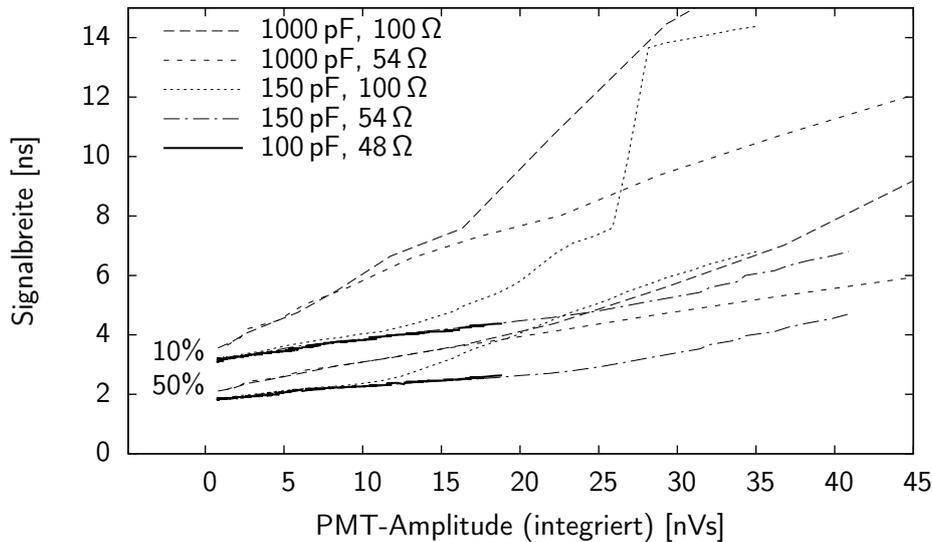
#### 4.3.3. Widerstand R2

Der Widerstand R2 diente Anfangs dem Aufladen der Ladekapazität CL. Sein Wert muss so hoch gewählt sein, dass bei geschlossenem Transistor durch ihn und damit durch die LED kein nennenswerter Strom durch die LED fließt. Andernfalls würde die LED für die Dauer des Triggerpulses von 50 – 100 ns Licht aussenden. Bei einem Wert von 100 k $\Omega$  lässt sich dieser Strom zu etwa 50 – 100  $\mu\text{A}$  abschätzen, was bereits zu einem mit bloßem Auge sichtbaren Leuchten der LED führt.

Andererseits beträgt die Ladezeit<sup>20)</sup> für eine Kapazität von 250 pF bereits 125  $\mu\text{s}$ . Die Erzeugung von 16 Lichtpulsen innerhalb von einer Millisekunde im gepulsten Betrieb des HBU's ist damit nicht möglich.

Mit dem Hinzufügen der weitaus kleiner dimensionierten Widerstände R1 und R3 ist der Widerstand R2 überflüssig und nicht mehr Bestandteil der aktuellen Pulserschaltung.

<sup>20)</sup>Die Ladezeit ist definiert als  $t_l = 5RC$  und entspricht einem Ladezustand von >99,3%

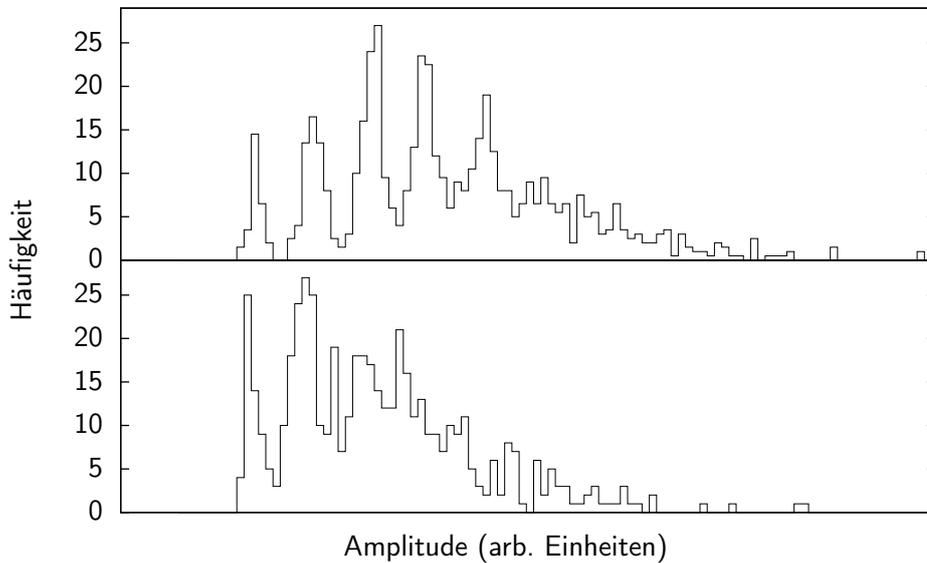


**Abbildung 4.15.:** Breite des Lichtpulses, gemessen bei einem Pegel von 10% bzw. 50% der Signalthöhe. Für 1000 pF ist in jedem Fall ein starker Anstieg der Breite zu verzeichnen, für 150 pF steigt die Breite für einen Widerstand von 100 Ω ab einer Amplitude von 10 nVs. Für einen Widerstand von 50 Ω zeigt sich nur eine moderate Steigerung der Breite. Die Messung mit einer Kapazität von 100 pF führt zum gleichen Ergebnis. Sämtliche Messungen wurden mit einer maximalen Spannung von  $V_{Calib}=7\text{ V}$  durchgeführt.

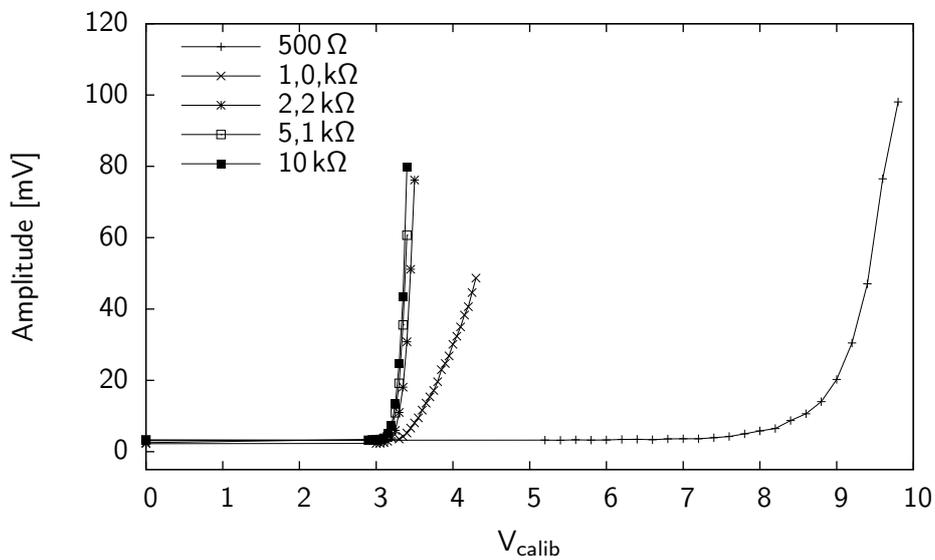
#### 4.3.4. Widerstand R3

Die Leitfähigkeit der Kollektor-Emitter-Strecke eines Transistors hängt auch vom Stromfluss durch diese bzw. die Spannung zwischen Kollektor und Emitter ab. Da diese Spannung durch fortschreitendes Entladen der Kapazität abnimmt, bildet der Transistor einen zunehmenden Widerstand und führt so zu einer Verlängerung des Entladevorgangs. Dem kann durch den Widerstand R3 entgegen gewirkt werden, der zu einem permanenten Mindeststrom durch den Transistor und damit guter Leitfähigkeit führt. Unter Verwendung der blauen LED lassen sich beispielsweise mit dem MPPC-Modul nur mit bestimmten Kombinationen aus Ladewiderstand C1 und Parallelwiderstand R1 SPS erzeugen. Für das untere Spektrum in [Abbildung 4.16](#) wurde eine suboptimale Kombination gewählt, so dass nicht mehr als zwei Pixelsignale erkennbar sind. Durch Hinzufügen eines Widerstands R3 von 5 kΩ ergibt sich das obere Spektrum mit fünf signifikanten Pixelsignalen. Ein zu niedriger Widerstandswert unterhalb von etwa 2 kΩ führt jedoch zu einer Sättigung des Kollektorstroms. Wie in [Abbildung 4.17](#) zu sehen ist, setzt die Erzeugung von Licht in diesem Fall erst bei höheren Amplituden ein, und auch eine Erzeugung von SPS ist nicht mehr möglich. Obwohl diese Daten mit einer blauen LED gewonnen wurden, lässt sich das Resultat auch auf eine Schaltung mit UV-LED übertragen.

Mit einem Wert von 5 kΩ bestimmt R3 die Ladezeit der Kapazität, sie liegt damit bei 6,25 μs und erlaubt damit eine Kalibration mit 16 Lichtpulsen in 1 ms.



**Abbildung 4.16.:** Auswirkung des Widerstands  $R_3$  auf die Qualität des SPS. Oben  $5\text{ k}\Omega$ , unten ohne Widerstand. Nur mit Widerstand ergibt sich ein klares SPS.



**Abbildung 4.17.:** Auswirkung des Widerstands  $R_3$  auf die Amplitude des Lichtsignals. Unterhalb eines Wertes von  $2,2\text{ k}\Omega$  trägt der Widerstand merklich zum Gesamtstrom durch den Transistor bei. Die einsetzende Sättigung des Transistors führt damit zu einer geringeren Amplitude bzw. zu einem Einsetzen des Lichtpulses bei hohen Spannungen. Die Daten wurden mit dem MPPC-Modul und der Pulserschaltung mit einer blauen LED gewonnen, das Resultat sind aber prinzipiell auf eine Schaltung mit UV-LED übertragbar.

**Tabelle 4.2.:** Auswahl an untersuchten Transistoren. Der maximale Basisstrom ist nicht in allen Datenblättern aufgeführt

Parameter	BFR340F	BFR183W	BFR93A	BFS17
Transitfrequenz	14 GHz	8 GHz	5 GHz	1 GHz
Durchbruchspannung	10 V	12 V	15 V	15 V
Max. Kollektorstrom	20 mA	65 mA	25 mA	50 mA
Max. Basisstrom	2 mA	5 mA	–	–
Interne Kapazitäten	$\approx 0,2$ pF	$\approx 1$ pF	$\approx 1$ pF	$\approx 1$ pF
Max. Wärmeleistung	75 mW	450 mW	300 mW	300 mW

#### 4.3.5. Transistor

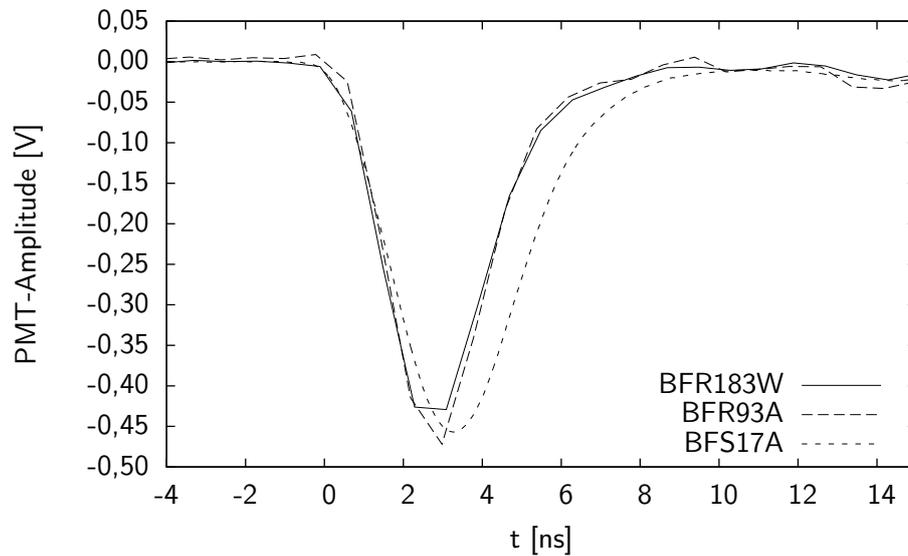
Ein für die Pulserschaltung geeigneter Transistor muss in erster Linie drei Anforderungen erfüllen. Neben einer hohen Schaltgeschwindigkeit sollte er eine möglichst hohe Strombelastbarkeit besitzen und muss für eine Spannung zwischen Kollektor und Emitter von 10 V ausgelegt sein. Die Spannungsfestigkeit ergibt sich aus dem Maximalwert von  $V_{\text{Calib}}$ , welche praktisch permanent am Transistor anliegt.

Als Maß für die Schaltgeschwindigkeit eines Transistors wird die Transitfrequenz angegeben, dies ist diejenige Frequenz, bei der der Stromverstärkungsfaktor des Transistors auf 1 gesunken ist. Es handelt sich dabei um einen theoretischen Wert, der aus anderen gemessenen Eigenschaften des Transistors berechnet wird.

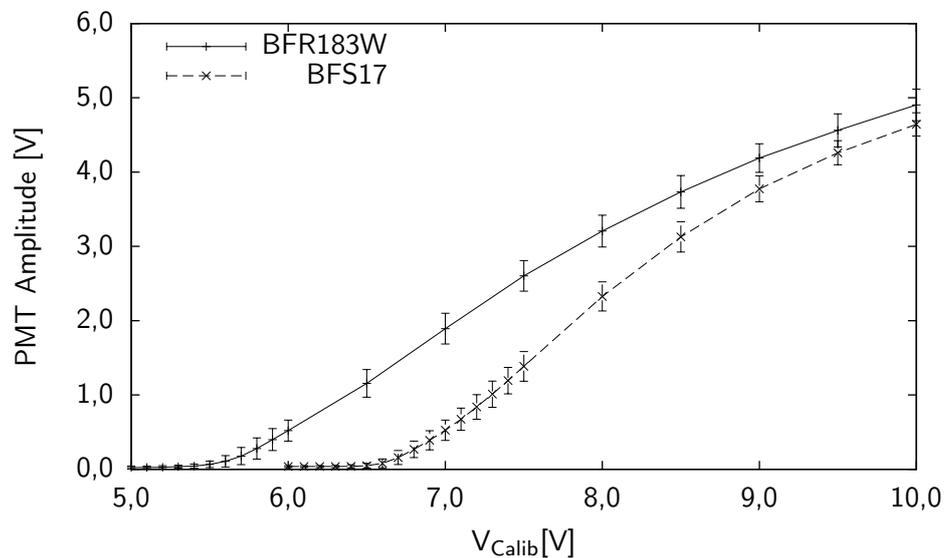
Erste Untersuchungen erfolgten mit dem in [Abbildung 4.11](#) gezeigten Transistor BFR340W von Infineon, da dieser mit einer Transitfrequenz von 14 GHz zu den schnellsten am Markt gehört. Kritisch ist allerdings seine Kollektor-Emitter-Durchbruchspannung, die dem Maximalwert für  $V_{\text{Calib}}$  von 10 V entspricht. Daher wurden mehrere in [Tabelle 4.2](#) aufgeführte Transistoren auf ihre Eignung für das Kalibrationsystem untersucht.

Die in [Abbildung 4.18](#) gezeigte Messung der Form des Lichtpulses bei gleicher Amplitude offenbart weitgehend gleiche Ergebnisse. Nur unter Verwendung des Transistors BFS17 ist die Pulslänge etwas größer, was sich auf dessen geringe Transitfrequenz von 1 GHz (entspricht 1 ns) zurück führen lässt. Betrachtet man die von  $V_{\text{Calib}}$  abhängige Amplitude, kann erst ab einer Spannung von 6,6 V Licht registriert werden, die Lichtleistung steigt danach aber stark an.

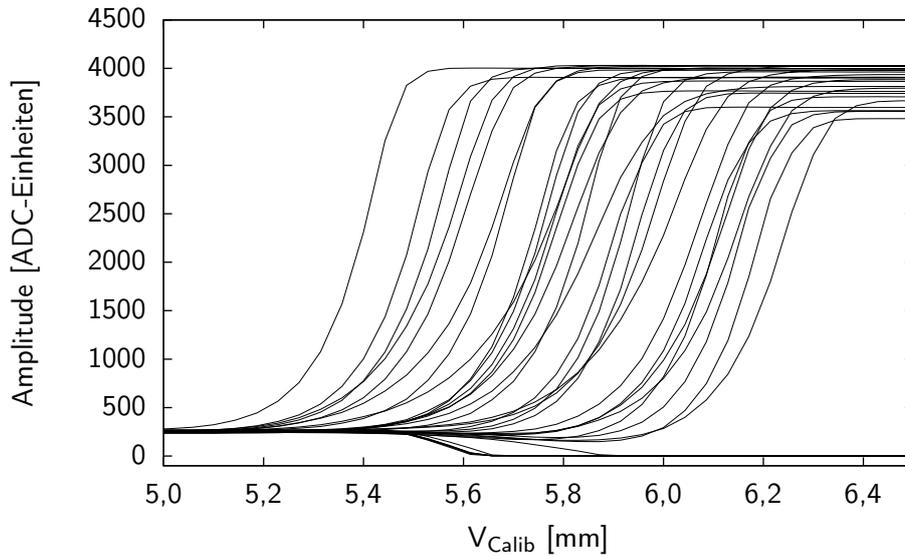
Prinzipiell sind bis auf BFR340F alle aufgeführten Transistoren zum Einsatz im Kalibrationsystem geeignet. Eingesetzt wird der Transistor BFR183W, da dieser einen sehr hohen maximalen (permanenten) Kollektorstrom erlaubt und bereits für Spannungen ab etwa 5,3 V zu einem messbaren Lichtpuls führt. Der tatsächlich auftretende Strom kann nach den Messungen in [Abschnitt 4.10](#) bis zu 500 mA betragen, da dieser jedoch nur für einige Nanosekunden fließt, wird der Transistor nicht überlastet.



**Abbildung 4.18.:** Mit dem PMT gemessene Form der Lichtpulse für verschiedene Transistoren. Die Spannung  $V_{Calib}$  wurde manuell so eingestellt, dass sich ähnliche Amplituden ergeben. Kurze Lichtpulse lassen sich mit allen Transistoren erzeugen, nur mit dem Transistor BFS17 ergibt sich eine etwas größere Pulslänge.



**Abbildung 4.19.:** PMT-Amplitude gegen  $V_{Calib}$  für zwei Transistoren. Die Erzeugung von Licht tritt bei dem langsameren BFS17 erst bei 6,6 V auf, weist dann jedoch einen stärkeren Anstieg auf. Die Fehlerbalken geben die Varianz der gemessenen Amplitude an. Ab einer Amplitude von 3 V tritt ein Sättigungseffekt des PMTs auf.



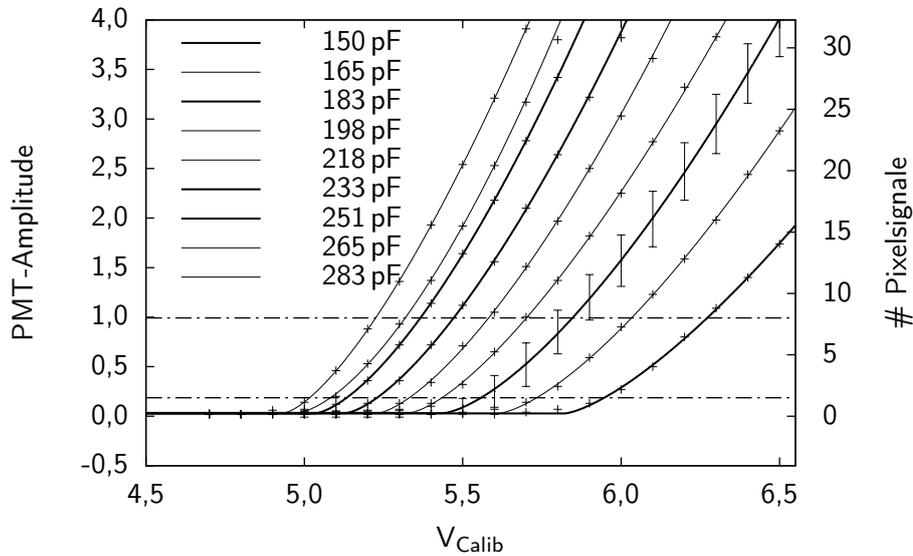
**Abbildung 4.20.:** Erste Messung der Abhängigkeit der Amplitude von der Spannung  $V_{Calib}$  mit einem HBU<sup>[26]</sup>. Die von den SiPM verzeichnete Lichtmenge weist erhebliche Unterschiede auf, und auch die Steigung weist eine Streuung auf. Durch einen Fehler in den SPIROCs kommt es zu einem Abfall der Amplituden ab etwa 5,5 V.

#### 4.4. Abgleich der Lichtleistung mit CL1 und CL2

Für die effiziente Kalibration des HCALs sollte die auf die SiPM auftreffende Lichtmenge etwa gleich groß sein, um mit allen SiPM gleichzeitig SPS aufnehmen zu können. Die tatsächlichen Lichtmengen weisen jedoch sehr große Unterschiede auf, wie erste in [Abbildung 4.20](#) gezeigte Erfahrungen mit dem HBU belegen<sup>[26]</sup>.

Mögliche Ursachen reichen von Inhomogenitäten der LEDs und Pulserschaltung (speziell der Kapazitäten) über unterschiedliche Ankoppelung an die Szintillatorkacheln und SiPM bis hin zu mechanischen Problemen. Beispielsweise ist die Platine des HBUs sehr flexibel und hebt sich von den Szintillatorkacheln zum Teil um 1 - 2 mm ab, so dass die Rückreflexion des aus den Kacheln austretenden Lichtes an der Spiegelfolie beeinflusst wird. Das austretende Licht kann auf diesem Weg ebenfalls leicht in die benachbarten Kacheln gelangen. Bei der Anwendung im ILD wird dies durch einen gleichmäßigen Anpressdruck des HBUs auf die Szintillatorkacheln weitgehend vermieden. Dennoch ist weiterhin mit großen Unterschieden in der verzeichneten Lichtmenge zu rechnen. Daher sind zum Abgleich der Lichtleistung der einzelnen LED-Pulserschaltungen zwei Nebenkapazitäten CL1 und CL2 vorgesehen, die die Gesamtladekapazität und damit erzeugte Lichtmenge erhöhen.

Der Einfluss verschiedener Kapazitäten auf die mit dem PMT gemessene Amplitude zeigt [Abbildung 4.21](#). Wenngleich die Kapazität die Steigung der Amplitude beeinflusst, verringert sich in erster Linie die Startspannung, ab der die Erzeugung von Licht ein-



**Abbildung 4.21.:** PMT-Amplitude abhängig von  $V_{\text{Calib}}$  für verschiedene Ladekapazitäten. Eine Umrechnung in eine Anzahl von Pixelsignalen ist möglich, da bei einer Spannung von 5,35 V uns Kapazität von 250 pF mit dem  $\mu$ DAQ-basierten System im Mittel 7,15 Pixelsignale registriert wurden. Ein Mittelwert von fünf Pixelsignalen ist zur Kalibration gut geeignet. Für eine Kapazität von 183 pF ist exemplarisch die Varianz der Amplitude durch Fehlerbalken dargestellt.

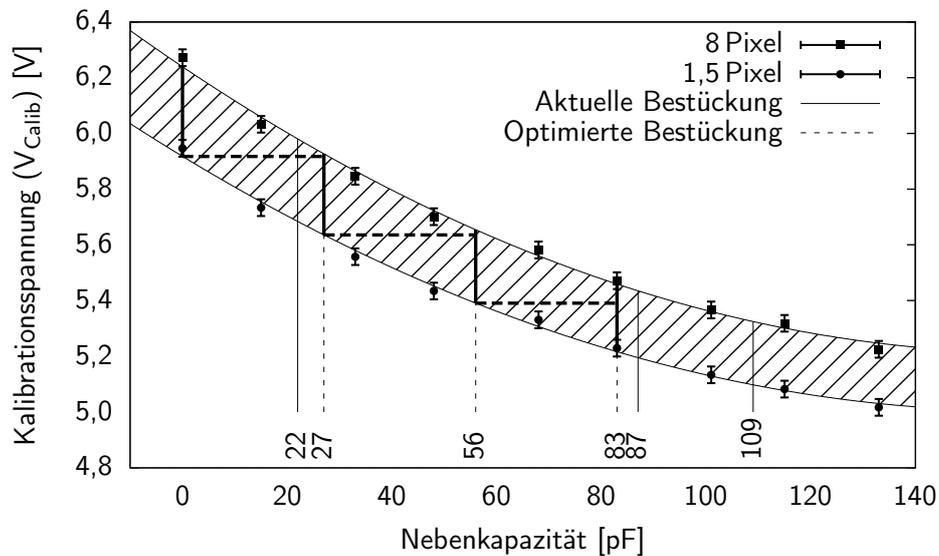
setzt. Damit ist es möglich, die individuell benötigte Startspannung jeder Pulserschaltung des HBUs im Idealfall auf einen gemeinsamen Wert zu verschieben.

Mit Hilfe von [Gleichung 4.1](#) können die Daten für die weitere Analyse hinreichend genau bis zu einer Amplitude von 3 V beschrieben werden:

$$A(V) = \begin{cases} A_0 & \text{für } V < V_0 \\ C \cdot (V - V_0)^D + A_0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.1)$$

Sie besteht aus einem konstanten Term  $A_0$ , der ab der Startspannung  $V_0$  stetig differenzierbar in eine Potenzfunktion übergeht. Mit Hilfe dieser Funktion ist es möglich, einen optimalen Bereich für die Kalibrationsspannung  $V_{\text{Calib}}$  anzugeben. Dieser ergibt sich aus der Forderung, Lichtmengen für SPS mit im Mittel 1,5 bis etwa 8 Pixelsignalen zu erzeugen. Für den unteren Wert erhält man insgesamt etwa drei Pixelsignale, welche zur Kalibration mindestens notwendig sind. Für den oberen Wert ergibt sich ein SPS, welches neben einer größeren Anzahl an Pixelsignalen noch ein deutliches Basissignal enthält.

Eine Umrechnung zwischen der mit dem PMT gemessenen Amplitude und einem Pixeläquivalent (Pe) ist möglich, da mit der verwendeten Testplatine und einer Ladekapazität von 250 pF ebenfalls eine Messreihe mit dem  $\mu$ DAQ-basierten Auslesesystem durchgeführt wurde. Das mit einer Spannung von  $V_{\text{Calib}}=5,35$  V erzeugte SPS zeigt im Mittel 7,15 Pixelsignale, so dass sich zumindest für den Bereich niedriger Lichtintensitäten ein einfacher linearer Zusammenhang ergibt.



**Abbildung 4.22.:** Spannungsbereich zur Erzeugung von SPS mit einer Amplitude von 1,5 - 5 Pixeläquivalent abhängig von der gewählten Nebenkapazität bei einer Ladekapazität von 150 pF. Die senkrechten Linien entsprechen den aktuell einstellbaren Werten.

Aus den ermittelten Funktionen in [Abbildung 4.21](#) lässt sich der in [Abbildung 4.22](#) dargestellte Bereich der Kalibrationsspannung ermitteln, der sich durch zwei Parabeln abschätzen lässt.

Im günstigsten Fall lassen sich mit den Nebenkapazitäten verschiedene Spannungsbereiche einstellen, welche zwar aneinander angrenzen, aber keine zu große Überlappung aufweisen. Auf diese Weise kann die individuelle Kalibrationsspannung um den größtmöglichen Wert variiert werden.

Bei den bisher auf dem HBU eingesetzten Nebenkapazitäten von 22 pF und 87 pF handelt es sich um Werte, die versuchsweise gewählt wurden, ohne die hier dargestellte Abhängigkeit zu kennen. Der Abstand zwischen den beiden Werten ist sehr groß und führt zu einer Lücke zwischen den abgedeckten Bereichen. Die Kombination beider Nebenkapazitäten zu einem Wert von 109 pF deckt beinahe des selben Spannungsbereich wie die größere Kapazität alleine ab.

Zwei Kapazitäten von 27 pF und 56 pF erlauben eine optimale Überdeckung eines möglichst hohen Spannungsbereichs. So lässt sich beispielsweise eine für einige Kanäle notwendige hohe Kalibrationsspannung von 5,9 - 6,3 V unter Einsatz beider Kapazitäten auf 5,2 - 5,4 V reduzieren.

Mit Hinblick auf die starken Unterschiede, welche die Messung mit dem HBU zeigt, ist es sehr wahrscheinlich, dass ein Abgleich aller Kanäle auf eine einzige zur Kalibration notwendige Spannung nicht möglich ist. In diesem Fall ist es erforderlich, Gruppen verschiedener Kalibrationsspannungen festzulegen, und einen Abgleich jeder Pulserschaltung für eine passende Gruppe vorzunehmen.

Insgesamt ist zu beachten, dass die vorgestellten Ergebnisse nur beispielhafter Natur sind weiterer Überprüfung bedürfen. Die Ermittlung der Amplitude, bei der eine Lichtmenge von 5 Pixelsignalen auftritt, wurde mit dem  $\mu$ DAQ-basierten System durchgeführt, und ist auf Grund mechanischer Unterschiede nur begrenzt auf das HBU übertragbar. So besitzt das HBU beispielsweise eine dünnere Platine, wodurch die LED näher an der Szintillatorkachel liegt.

Die mit dem HBU gewonnenen Daten sind die ersten ihrer Art, die mit einem erst zum gegenwärtigen Zeitpunkt verfügbaren HBU gemessen wurden. Insbesondere muss untersucht werden, welche Ursachen für die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Kanälen des HBUs verantwortlich sind, und ob diese beseitigt oder abgemildert werden können.

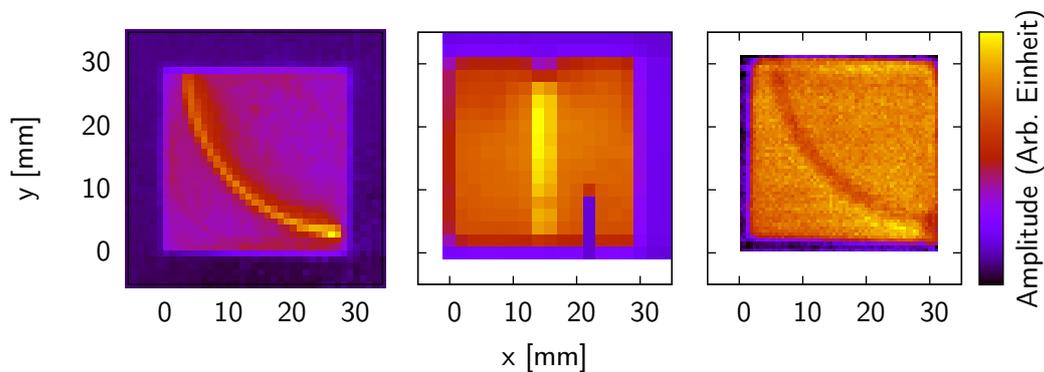
## 4.5. Positionsabhängigkeit

Als ein mit dem in [Abschnitt 3.3](#) beschriebenen Positionierungssystem gewonnenes Resultat ist in [Abbildung 4.23](#) die Amplitude eines SiPMs abhängig von der Position der LED auf einer Szintillatorkachel gezeigt. Die Daten für die Szintillatorkachel des Physik-Prototypen wurden im Rahmen der genannten Diplomarbeit<sup>[47]</sup> mit Hilfe des  $\mu$ DAQs genommen. Der zweite Datensatz ist ein erstes Ergebnis aktuell stattfindender Untersuchungen<sup>[53]</sup> an einem HBU.

In beiden Fällen ist die Position der Wellenlängenschieberfaser durch ein etwa 40% höheres Signal deutlich erkennbar, während das Signal über dem restlichen Bereich der Szintillatorkachel besonders für die Szintillatorkachel des Physik-Prototypen eine hohe Homogenität aufweist. Die Kachel des technischen Prototyps zeigt dagegen eine stärkere Variation der Amplitude. Mögliche Ursachen sind eine schlechtere Lichtsammelleffizienz der geraden Faser gegenüber der gebogenen oder eine stärkere Abschwächung des Lichtes in der dünnen Kachel durch häufigere Reflexion des Lichtes an den Spiegelfolien auf dem Weg von der Lichtquelle zur Wellenlängenschieberfaser. Ein größerer Luftspalt zwischen Kachel und Spiegelfolie könnte ebenfalls für den Effekt verantwortlich sein.

Insgesamt zeigen die Messungen jedoch, dass die Position der LED der Kalibrationssystems weitgehend frei gewählt werden kann, sofern ein gewisser Abstand zur Wellenlängenschieberfaser gewahrt wird.

Die starke Zunahme der Amplitude bei Einstrahlung in der Nähe der Faser ist ein Effekt, der vornehmlich durch das ultraviolette Licht der LED ausgelöst wird, auf welches das Material der Faser sehr stark reagiert. Die Bestrahlung mit der hochenergetischen  $\beta^-$ -Strahlung einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle weist dagegen einen Abfall um etwa 10% in der Amplitude auf, da hier die geringere Materialmenge der Nut mit Faser zum Tragen kommt<sup>[55]</sup>.



**Abbildung 4.23.:** Positionsabhängige Amplitude des SiPM-Signals. **Links:** UV-LED auf Szintillatorkachel des Physik-Prototypen<sup>[47]</sup>. **Mitte:** UV-LED auf Szintillatorkachel des technischen Prototypen. Bei  $x = 22\text{ mm}$  ist eine Fehlfunktion des Auslesesystems aufgetreten<sup>[53]</sup>. **Rechts:** Zum Vergleich bei Bestrahlung mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle<sup>[55]</sup>.

## 4.6. Leiterbahneffekte

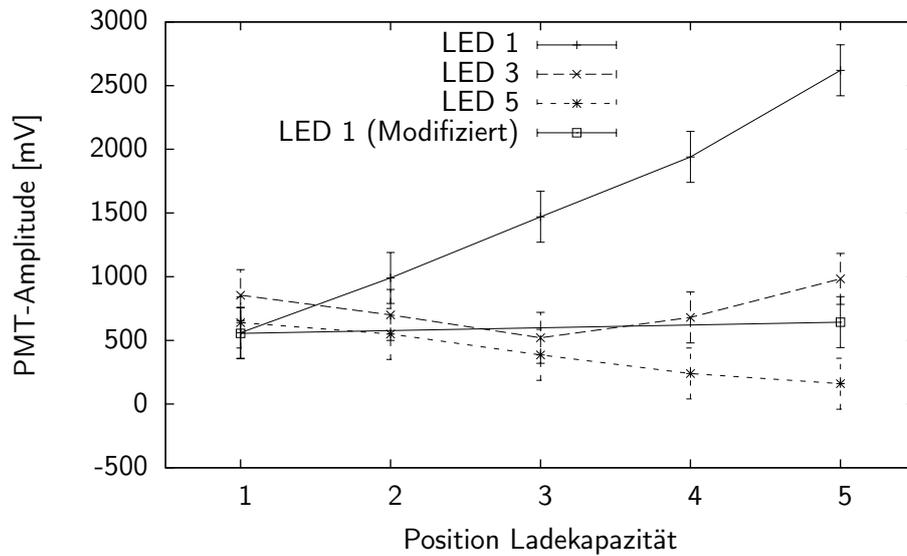
Mit der in [Abschnitt 4.2.3](#) beschriebenen großen Testplatine sollte zunächst die Streuung der Lichtleistung zwischen einzelnen LEDs gleichen Typs unter exakter Beibehaltung der restlichen Schaltung untersucht werden.

Dabei zeigte sich, dass die Lichtleistung systematisch von der Position der LED und des Ladekondensators CL abhängt. [Abbildung 4.24](#) zeigt die mit dem PMT gemessene Amplitude dreier LEDs in der linken, mittleren und rechten Position auf der Platine für fünf Ladekapazitäten von 150 pF bei einer Spannung von  $V_{\text{Calib}}=5,3\text{ V}$ . Die Größe der Ladekapazitäten wurde dabei mit einem LCR-Meter nachgemessen und unterschied sich nur im Bereich von 1 pF.

Für alle LEDs ergibt sich ein grob linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude und der Entfernung der LED zum Ladekondensator. So tritt beispielsweise die geringste Amplitude für die mittlere (dritte) LED bei Nutzung der mittleren Kapazität auf. Während der Effekt für die dritte und fünfte LED etwa gleich stark auftritt, zeigt er sich für die erste LED besonders deutlich, für die die Amplitude auf das fünffache anwächst.

Verantwortlich für dieses Verhalten ist die Induktivität der Verbindungsleiterbahnen oberhalb und unterhalb der LEDs, da nur diese von der Länge des stromdurchflossenen Bereichs abhängig ist. Die Kapazität der Leiterbahn ist dagegen mit weniger als 1 pF<sup>21)</sup> einerseits gering gegenüber 150 pF der Ladekapazität, andererseits ist sie stets konstant. Testweise wurde die Platine modifiziert, indem parallel zu der oberen Verbindungsleiterbahn eine Litze aus 20 Kupferlackdrähten zwischen Position 1 und 5 eingelötet wurde. Dies führt zu einer Reduktion des Skin-Effekts und der Induktivität dieser Verbindung. Es zeigt sich, dass der vorher starke Einfluss der Position der Kapazität auf die Amplitude zurück gegangen ist, für die LED ergibt sich nunmehr eine Erhöhung von 555 mV auf

<sup>21)</sup> Abschätzung unter Betrachtung der Leiterbahn als Plattenkondensator mit  $\epsilon_r=4,5$ ,  $d=400\text{ }\mu\text{m}$ ,  $b=400\text{ }\mu\text{m}$ ,  $l\approx 1\text{ cm}$



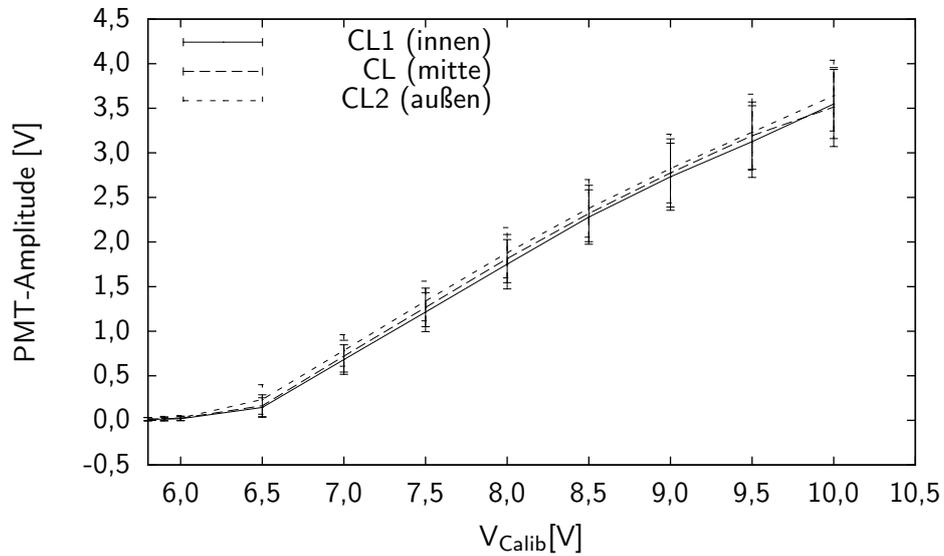
**Abbildung 4.24.:** Signalamplitude des PMTs für verschiedene Kombinationen der Position von LED und Ladekapazität. Die Fehlerbalken geben die Varianz der Amplituden an. Es zeigt sich ein grob linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude und dem Abstand zwischen LED und Ladekapazität. Nach Einsetzen einer Kupferlitze zur Reduktion der Leiterbahninduktivität verschwindet der Effekt.

643 mV. Zur völligen Vermeidung des Effekts müsste im Platinendesign eine stets gleiche Leiterbahnlänge und -geometrie für jede mögliche Kombination der Position von LED und Ladekapazität erreicht werden.

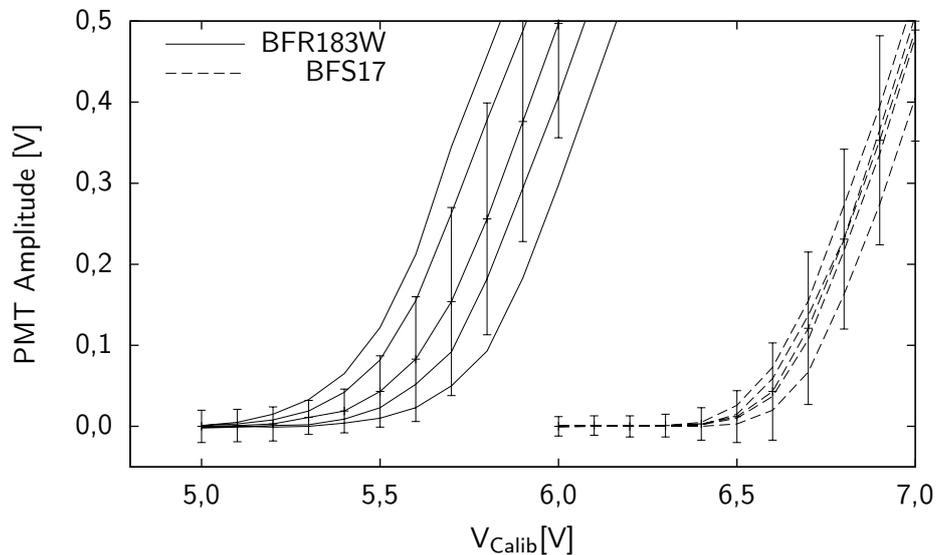
Die geplanten Messungen lassen sich daher mit dieser Platine nicht durchführen, allerdings stellt sich die Frage, in wie fern dieser Effekt auch auf dem HBU auftritt. So liegen die Nebekapazitäten CL1 und CL2 beidseitig neben der Hauptladekapazität CL, und auch die zur Lötbrücke führenden Leiterbahnen sind exakt symmetrisch angelegt. Die gemeinsame Masseverbindung wird jedoch über ein einzelnes Via<sup>22)</sup> seitlich von CL1 hergestellt und führt zu unterschiedlichen Leiterbahnlängen zwischen den Kondensatoren und der Masselage im inneren der Platine. [Abbildung 4.25](#) zeigt das Resultat einer Messung, für die eine Kapazität von 150 pF auf jeweils einer der Lötfelder der Kapazitäten CL, CL1 und CL2 platziert wurde. Auch in diesem Fall ist eine Abhängigkeit von der Entfernung zum Via erkennbar, diese fällt jedoch über den gesamten Spannungsbereich von  $V_{\text{Calib}}$  im Vergleich zur Varianz der Amplitude gering aus.

In der Realität wird jedoch nur der Lötplatz CL mit einem Kondensator von 150 pF bestückt, die Nebekapazitäten werden mit Werten von 22 pF und 87 pF besetzt. Daher wurde in einem weiteren Versuch die Kapazität CL mit einem Wert von 150 pF beibehalten, während die Nebekapazitäten mit beiden Kombinationsmöglichkeiten von 22 pF und 87 pF bestückt wurden. Auch wurden beide verwendeten Kondensatoren gleich-

<sup>22)</sup>Metallisierte Bohrung, um Leiterbahnen unterschiedlicher Lagen einer Platine elektrisch miteinander zu verbinden



**Abbildung 4.25.:** Amplitude des PMTs für verschiedene Positionen einer einzelnen Ladekapazität auf der kleinen Testplatine. Ein Unterschied ist erkennbar, er ist jedoch kleiner als die durch die Fehlerbalken dargestellte Varianz der Amplitude.



**Abbildung 4.26.:** PMT-Amplitude gegen  $V_{Calib}$  für zwei Transistoren bei unterschiedlichen Positionen der Ladekapazität CL. Die Leiterbahneffekte machen sich bei dem schnelleren Transistor BFR183W durch Unterschiede bemerkbar, die sich um mehr als das doppelte der durch Fehlerbalken dargestellten Varianz unterscheiden. Die mit dem langsameren Transistor BFS17 erzeugten Signale weisen dem gegenüber sehr viel geringere Unterschiede auf.

**Tabelle 4.3.:** Wärmeabgabe des Kalibrationssystems bei der Erzeugung von 16 Lichtpulsen alle 200 ms, bezogen auf eine einzelne Szintillatorkachel. Die Pulserschaltung selbst belegt 2,3 - 6,3%, die Treiberschaltung weitere 21% des Gesamtbudgets von 25  $\mu$ W.

Komponente	Leistung [nW]	Anteil an Gesamtbudget [%]
Ladekondensator	588 - 990	2,4 - 4,0
R4	320	1,3
Basis	264	1,1
Zwischensumme	1172 - 1582	4,7 - 6,3
LVDS-Empfänger	1150	4,6
Transistortreiber	3472	13,9
LVDS-Terminator	43	0,2
Summe insgesamt	5837 - 6247	23,3 - 25,0

zeitig auf einem Lötfeld angebracht. Ein Unterschied zwischen diesen vier Messungen konnte im Rahmen der Messgenauigkeiten nicht beobachtet werden. Daher spielen die beobachteten Leiterbahneffekte für die auf dem HBU realisierte Schaltung keine Rolle.

Abbildung 4.26 zeigt eine interessante Möglichkeit zur Reduzierung der Leiterbahneffekte. Mit dem Transistor BFR183W ergibt sich die starke Schwankung in der Amplitude abhängig von der Position der Kapazität CL auf der großen Testplatine, die die Varianz des gemessenen Signals bei weitem übersteigt. Wird der Transistor durch das Modell BFS17 ersetzt, gehen die Schwankungen sehr stark zurück. Dies lässt sich durch die geringere Schaltgeschwindigkeit des Transistors erklären. Die Änderung des Kollektorstroms ist geringer, wodurch der induktive Effekt ebenfalls verringert wird.

## 4.7. Wärmeentwicklung

Im aktuellen Design des ILDs ist eine Temperaturkontrolle des gesamten Kalorimeter volumens wie in Abschnitt 2.5.3 beschrieben nicht vorgesehen. Zur Einhaltung eines möglichst kleinen Temperaturgradienten über den gesamten Detektor sollte eine Verlustwärme der Elektronik von 25  $\mu$ W pro Auslesekanal nicht überschritten werden.

Wenngleich die finale Leistungsaufnahme der SPIROCs auf Grund der fortschreitenden Entwicklung noch nicht absehbar ist, wird ein Großteil des Leistungsbudgets auf diese Komponente fallen, und nur ein geringer Teil für das Kalibrationssystem zur Verfügung stehen. Es ist daher sinnvoll, die Abwärmebilanz des Kalibrationssystems zu betrachten. Dabei zeigt sich bereits, dass auch für dieses System ein gepulster Betrieb notwendig sein wird. Die folgende Abschätzung basiert daher auf der Annahme, alle 200 ms in jeder Szintillatorkachel 16 Lichtpulse zu erzeugen, um die 16 analogen Speicherzellen des SPIROCs zu füllen.

**Lade- und Entladevorgang:** Wird an einen Kondensator  $C$  über einen Widerstand  $R$  eine Spannung  $U_0$  angelegt, ergibt sich über dem Widerstand eine Spannung von

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-t/RC} \quad (4.2)$$

und daher eine Leistungsabgabe von

$$P(t) = \frac{U(t)^2}{R} = \frac{U_0^2}{R} \cdot e^{-2t/RC} \quad (4.3)$$

Die während des Ladevorgangs frei gesetzte Wärmemenge beträgt daher

$$E_{\vartheta} = \int_0^{\infty} \frac{U_0^2}{R} \cdot e^{-2t/RC} dt = \frac{1}{2} C U_0^2 \quad (4.4)$$

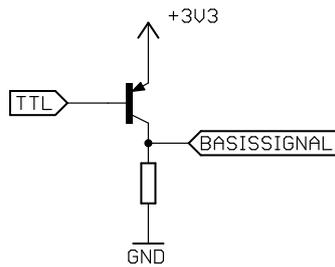
Eine gleich große Energie ist anschließend im Kondensator gespeichert, und wird beim Entladevorgang über verschiedene Komponenten ebenfalls in Form von Wärme freigesetzt. In dem ungünstigen Fall einer maximalen Spannung  $V_{\text{Calib}} = 10 \text{ V}$  und einer Ladekapazität von  $250 \text{ pF}$  ergibt sich so eine Wärmemenge von  $25 \text{ nJ}$  pro Puls bzw.  $2 \text{ } \mu\text{W}$ . Diese hohe Spannung wird im Regelfall jedoch nur für die eher selten durchgeführten Messung des in [Abschnitt 4.12](#) beschriebenen Sättigungsverhaltens benötigt, im Regelfall wird eine Spannung von etwa  $7 \text{ V}$  zur Erzeugung von SPS benötigt, was bereits zu einer Reduktion auf  $980 \text{ nW}$  führt. Wird nur die Hauptkapazität von  $150 \text{ pF}$  genutzt, sinkt die Wärmeabgabe auf  $588 \text{ nW}$ .

**R3:** Während der  $100 \text{ ns}$ , in denen der Transistor geschlossen ist, fließt über den Widerstand  $R_3 = 5 \text{ k}\Omega$  permanent ein von  $V_{\text{Calib}}$  abhängiger Strom, welcher eine Wärmeleistung von bis zu  $320 \text{ nW}$  abstrahlt.

**Basisstrom:** Der Transistor wird von Spannungspulsen mit einer Amplitude von  $3,3 \text{ V}$  getrieben. Dabei wird der Strom durch den Vorwiderstand  $R_4 = 1 \text{ k}\Omega$  auf  $2,5 \text{ mA}$  begrenzt, was zu einer Leistungsabgabe von  $264 \text{ nW}$  führt.

**LVDS-Empfänger:** Am Ausgang des LVDS-Empfängers befindet sich keine Last, da das Signal an die nachfolgenden Treiber mit hoher Eingangsimpedanz geleitet wird. Auch die LVDS-Signalleitungen werden durch den Empfänger nicht belastet. Dennoch bezieht der Empfänger permanent einen Strom von  $10 \text{ mA}$  aus der Versorgungsspannung von  $3,3 \text{ V}$ . Dieser Wert wurde im Wuppertaler Testsystem beobachtet und ist laut Datenblatt typisch für das Bauteil. Damit ergibt sich eine Leistung von  $33 \text{ mW}$  pro HBU oder  $229 \text{ } \mu\text{W}$  pro Szintillatorkachel. Im gepulsten Betrieb reduziert sich dieser Wert auf  $1,15 \text{ } \mu\text{W}$ .

**LVDS-Terminator:** Eine besondere Rolle spielt die Terminierung des LVDS-Signals auf dem letzten HBU eines Slabs. Die Spannungsdifferenz von mindestens  $350 \text{ mV}$  zwischen den beiden Signalleitungen führt an einem  $100 \Omega$ -Terminator zu einer



**Abbildung 4.27.:** Emitterschaltung als alternative für die Transistortreiber zur Reduktion der Leistungsaufnahme. (Skizziert)

permanenten Wärmeentwicklung von 1,23 mW. Auch dieser Wert lässt sich durch Pulsbetrieb auf 6,2  $\mu$ W senken. Allerdings befindet sich stets nur auf dem letzten HBU eines Slabs ein einziger Terminator, so dass dessen Wärmewirkung, bezogen auf ein HBU, mit 43 nW sehr gering ausfällt.

**Transistortreiber** Die acht Transistortreiber eines HBUs werden mit 3,3 V versorgt, und benötigen laut Datenblatt jeweils etwa 3,8 mA. Dies entspricht im gepulsten Betrieb einer Gesamtleistung von 500  $\mu$ W oder 3,472  $\mu$ W pro Szintillatorkachel. Der Ausgangswiderstand der Treiber ist mit 0,07  $\Omega$  sehr gering, so dass das Treiben der Transistoren keine nennenswerte Wärme erzeugt.

Das Resultat dieser Abschätzung ist nochmals in [Tabelle 4.3](#) dargestellt. Während die Pulserschaltungen selbst einen moderaten Beitrag von maximal 6,3% zum Leistungsbeitrag liefern, tragen die Transistortreiber mit 14% den größten Teil bei.

Prinzipiell handelt es sich bei dem LVDS-Empfänger und dem Transistortreiber um Komponenten, die auf hohe Geschwindigkeiten sowie hohe Leistung (Ausgangsströme) ausgelegt sind. Die hier aufgeführten Leistungsaufnahmen liegen für solche Bauteile bereits im unteren Bereich, so dass eine Verringerung der Verlustleistung durch die Wahl geeigneterer Komponenten gleicher Art kaum möglich ist.

Einen Ausweg könnte das Ersetzen der Treiber durch eine in [Abbildung 4.27](#) skizzierte Emitterschaltung bieten. Solange das TTL-Signal Spannung führt, ist der Transistor gesperrt, und der Ausgang der Schaltung liegt auf Masse. Sobald das TTL-Signal auf 0 V fällt, wird der Transistor leitfähig, und erzeugt eine steile steigende Flanke am Ausgang der Schaltung, wie sie von den Pulserschaltungen benötigt wird. Nach 100 ns wechselt das TTL-Signal wieder auf seinen ursprünglichen Pegel, der Transistor geht in den gesperrten Zustand über, und das Basissignal fällt durch den Widerstand auf 0 V ab. Dies ist ausreichend, da Seitens der Pulserschaltungen keine besonderen Anforderungen an die fallende Flanke des Basissignals gestellt werden. Da an dieser Schaltung nur für jeweils 100 ns statt 1 ms Verlustleistung auftritt, reduziert sich die Abwärme gegenüber dem aktuell eingesetzten Treiber erheblich.

Generell ist die Verlustleistung des Kalibrationssystems mit 900  $\mu$ W pro HBU bereits sehr gering, so dass der Betrieb auch größerer Testsysteme mit vielen HBUs unproble-

matisch ist. Erst mit dem Einsatz im finalen Detektor gewinnt die Wärmebilanz an Bedeutung.

## 4.8. Temperaturabhängigkeit

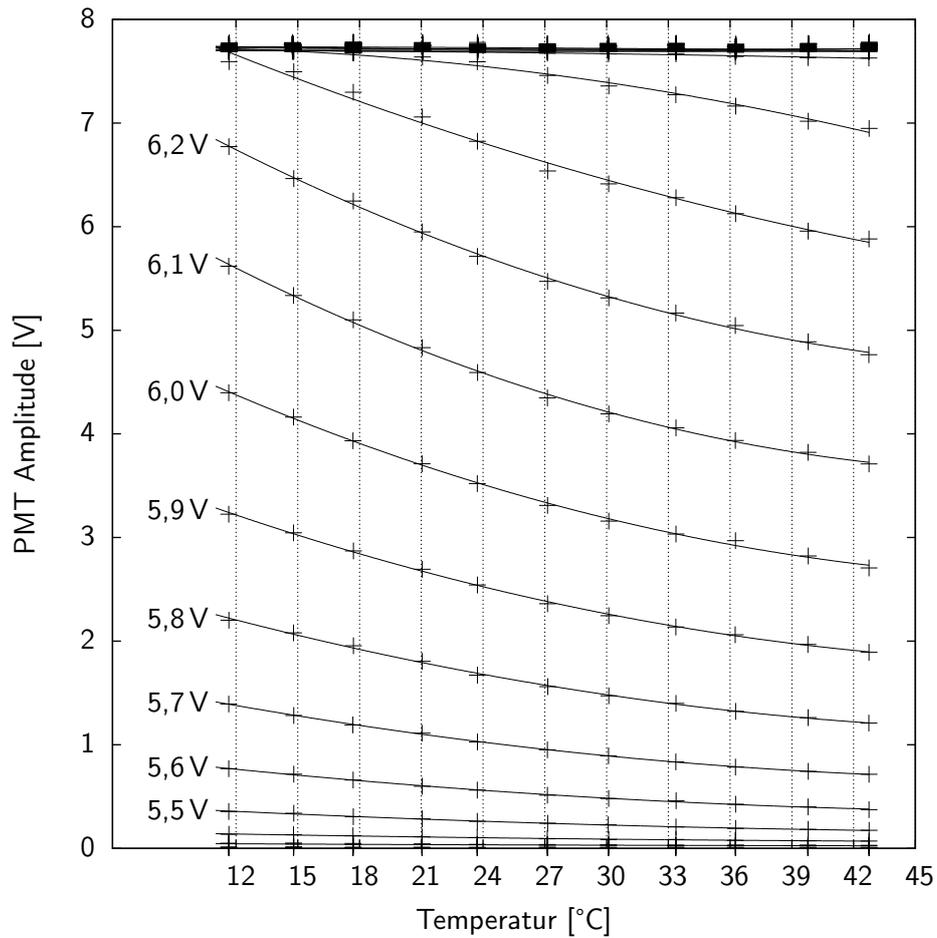
Da alle Halbleiter eine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen, wurde diese für das LED-Kalibrationssystem untersucht. Hierzu wurde der PMT und eine Testplatine in der Klimakammer platziert und ein Temperaturbereich von 12 bis 42°C durchfahren. Die Temperatur wurde in Schritten von 3°C geändert und direkt auf der Testplatine mit einem Thermoelement überwacht. Bis zum Erreichen einer ausreichend stabilen Temperatur wurde eine Zeit von etwa 90 Minuten benötigt, daher wurde die Amplitude des Lichtpulses für Spannungen  $V_{\text{Calib}}$  von 5 bis 10 V in Schritten von 100 mV aufgenommen. Das Resultat dieser Messung zeigt [Abbildung 4.28](#). Obwohl die Leitfähigkeit von Halbleitern, speziell Dioden mit steigender Temperatur zunimmt, verringert sich die verzeichnete Lichtleistung. Dies ist auf eine mit zunehmender Temperatur sinkende Effizienz der LED zurück zu führen.

Zur weiteren Auswertung der Temperaturabhängigkeit wurde zunächst eine Parabel in die Daten je einer Spannung  $V_{\text{Calib}}$  eingepasst, da diese die Daten besser als ein exponentieller Ansatz beschreibt. Aus der Ableitung dieser Parabel lässt sich eine relative Temperaturabhängigkeit bestimmen, welche in [Abbildung 4.29](#) dargestellt ist. Für Spannungen von  $V_{\text{Calib}}$  unter 5,5 V ist die mit dem PMT gemessene Amplitude sehr gering, so dass sich eine hohe Unsicherheit in der Temperaturabhängigkeit ergibt. Oberhalb von 6 V treten erste Sättigungseffekte des PMTs auf, so dass auch diese Werte nicht zuverlässig sind. Die maximale Temperaturabhängigkeit von  $-2,6 \pm 0,3\%/K$  für eine Referenztemperatur von 20°C bzw.  $-2,5 \pm 0,4\%/K$  für 25°C erscheint jedoch plausibel. Berücksichtigt werden muss auch die Temperaturabhängigkeit des PMTs selbst. Für das verwendete Modell liegen hierzu keine Informationen vor, das Signal eines PMTs weist jedoch generell eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur auf. Diese wird für einen Bialkali-PMT bei einer Wellenlänge von 400 nm mit  $-0,5\%/K$  bei 25°C angegeben<sup>[22]</sup>.

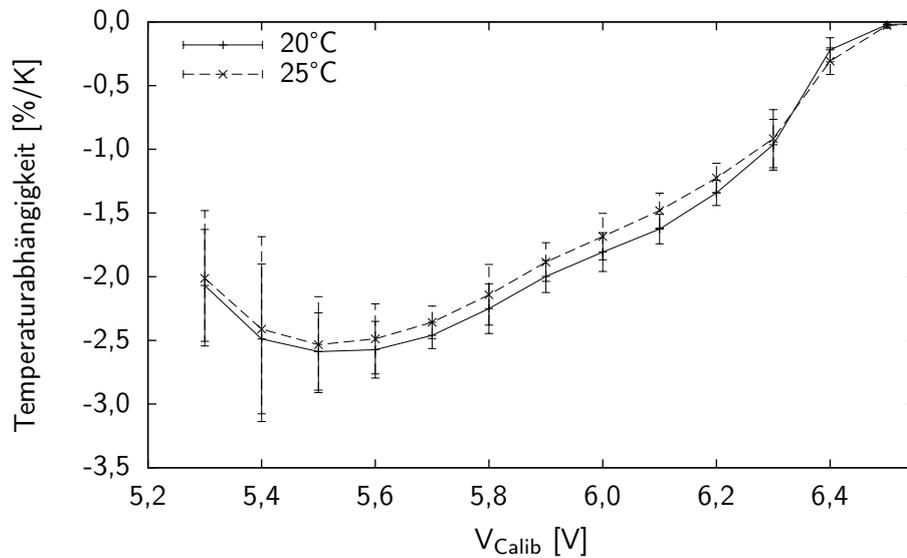
Damit liegt die Temperaturabhängigkeit der Amplitude des mit der Pulserschaltung erzeugten Lichtpulses bei  $-2,0 \pm 0,4\%/K$  und ist mit der der SiPM vergleichbar. Da für die Erzeugung von SPS zur Kalibration keine absolut vorgegebene Lichtmenge erzeugt werden muss, spielt die geringe Temperaturabhängigkeit keine Rolle. Die Untersuchung des in [Abschnitt 4.12](#) beschriebenen Sättigungsverhaltens der SiPM basiert jedoch auf der Kenntnis der tatsächlichen Lichtmenge, so dass die Temperaturabhängigkeit hier berücksichtigt werden sollte.

## 4.9. Ausfallsicherheit

Trotz verschiedener Maßnahmen zur Erhöhung der Zuverlässigkeit aller Komponenten des Detektors ist stets mit Ausfällen zu rechnen. Dabei sollte die Beeinträchtigung weiterer Komponenten möglichst vermieden werden. Für den Fall des LED-



**Abbildung 4.28.:** Mit dem PMT gemessene Amplitude des Lichtpulses für verschiedene Spannungen  $V_{Calib}$ . Die Temperaturabhängigkeit weicht von einem exponentiellen Verlauf an, so dass eine einfache quadratische Funktion in die Daten gefittet wurde.

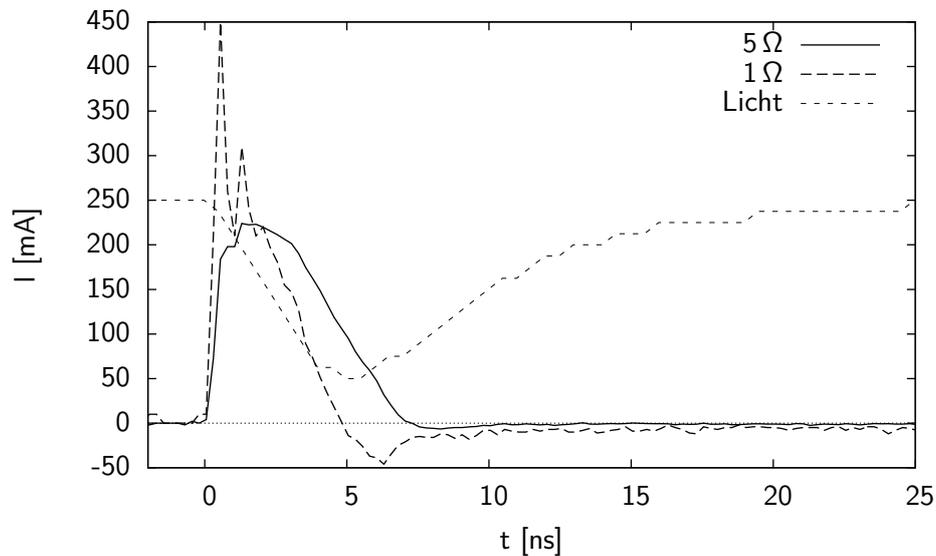


**Abbildung 4.29.:** Relative Temperaturabhängigkeit des mit dem PMT gemessenen Signals für zwei verschiedene Temperaturen. Der eingesetzte PMT besitzt eine Temperaturabhängigkeit von  $-0,5\%/K$ , so dass sich eine maximale Abhängigkeit von etwa  $-2,0\%/K$  ergibt.

Kalibrationssystem bedeutet dies, dass eine unkontrollierte Erzeugung von Licht vermieden werden muss.

Durch die geschickte Schaltung der Widerstände R1 und R3 ist die Erzeugung von Licht bei Ausfall der Widerstände oder der Ladekapazität unter keinen Umständen möglich. Auch ein Ausfall des Transistors ist weitgehend unproblematisch, da ein vollständig offener oder geschlossener Zustand keinen permanenten Stromfluss durch die LED verursacht. Kritisch ist nur ein andauernder Wechsel zwischen beiden Zuständen, der sowohl für einen defekten Transistor also auch einen Transistor mit offener Basis eher untypisch ist. Ein Kurzschluss zwischen Kollektor und Basis führt zu einem Stromfluss von  $V_{\text{Calib}}$  in Richtung Treiberstufe, der jedoch durch den Widerstand R3 bei  $V_{\text{Calib}}=10\text{ V}$  auf  $2\text{ mA}$  beschränkt wird. Dieser Strom kann durch den Pulstreiber aufgenommen werden, so dass die übrigen Pulserschaltungen nicht beeinflusst werden. Ein offener Eingang der Treiberstufe führt dazu, dass dieser automatisch einen definierten Spannungspegel erreicht. Ebenso gibt der LVDS-Empfänger bei offenen Eingängen oder einem Kurzschluss einen Pegel von  $3,3\text{ V}$  aus.

Insgesamt ist daher eine Störung der Datennahme durch das LED-Kalibrationssystem sehr unwahrscheinlich. Die Szintillatorkachel unterhalb einer defekten LED-Pulserschaltung kann zwar nicht wie vorgesehen über SPS kalibriert werden, dennoch besteht die Möglichkeit der Kalibration beispielsweise über Myonen aus physikalischen Daten<sup>[36]</sup>.



**Abbildung 4.30.:** Strom durch die LED während eines Lichtpulses, gemessen mit Hilfe eines Messwiderstands von  $1\ \Omega$  und  $5\ \Omega$ . Zum Vergleich ist das mit dem PMT ohne Messwiderstand, aber unter sonst gleichen Bedingungen gemessene Signal der LED eingetragen (Willkürliche Amplitudeneinheit). Bereits die Anstiegszeit des Lichtpulses entspricht der Gesamtdauer des Strompulses.

#### 4.10. Stromfluss durch die LED

Um die Strombelastung der LED zu untersuchen, wurde nacheinander ein Präzisionswiderstand von  $1\ \Omega$  und  $5\ \Omega$  in Serie zur LED eingesetzt und der Spannungsverlauf auf beiden Seiten des Widerstands für  $V_{\text{Calib}} = 10\ \text{V}$  aufgezeichnet. Mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes lässt sich aus der Differenz der Spannungen der in [Abbildung 4.30](#) gezeigte zeitliche Verlauf des Stromes ermitteln.

Es zeigt sich, dass die Größe des Widerstands bereits einen deutlichen Einfluss auf die Messung hat. Unter Verwendung des  $5\ \Omega$ -Widerstands ergibt sich ein sehr sauberes Signal mit einem Anstieg von  $0,4\ \text{A/ns}$ , einer Amplitude von  $220\ \text{mA}$  und einer absoluten Breite von etwa  $7\ \text{ns}$ . Durch den verwendeten Widerstand wird die Messung jedoch stark verfälscht, da sein Wert bereits  $10\%$  von dem des Parallelwiderstands  $R_1$  ausmacht, und die an der LED anliegende Spannung um  $1,1\ \text{V}$  verringert.

Dem gegenüber weist der mit dem Widerstand von  $1\ \Omega$  gemessene Strom einen extrem steilen Anstieg von  $1,0\ \text{A/ns}$  auf und zeigt ein deutliches Überschwingen. Quantitativ lässt sich diese Aussage jedoch nicht zweifelsfrei auf die Eigenschaften der Pulserschaltung allein zurückführen, da es sich mit großer Wahrscheinlichkeit ebenfalls um Artefakte des benutzten Oszilloskops handelt. So weisen die gemessenen Spannungen, welche mit einer zeitlichen Auflösung des Oszilloskops von  $250\ \text{ps}$  erfasst werden, ebenfalls eine Steilheit von etwa  $1\ \text{V/ns}$  auf. Es kann daher leicht zu Abweichungen in der Messung kommen, welche in der gebildeten Spannungsdifferenz zur Ermittlung des

Stroms besonders stark hervortreten. Wird der maximale Strom auf etwa 300 - 350 mA abgeschätzt, führt auch dies bereits zu einem Spannungsabfall von 300 - 350 mV.

Eine weitere Verringerung des Messwiderstands ist nicht sinnvoll, da sich die beobachteten Effekte weiter verstärken. Es ist allerdings davon auszugehen, dass der wahre Strom durch die LED etwas höher liegt, ein Wert im Bereich von 400 bis 500 mA wäre denkbar.

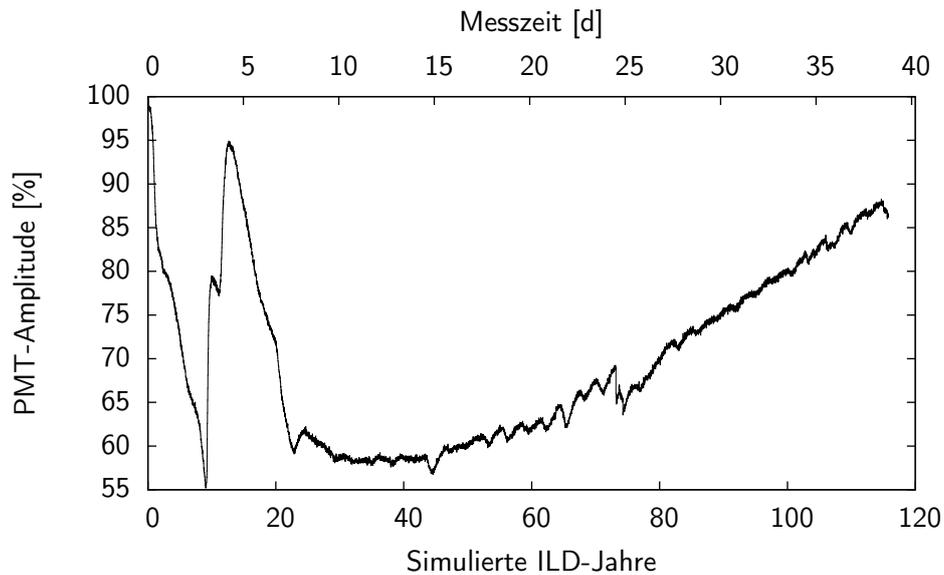
Deutlich erkennbar ist allerdings die signifikant kürzere Dauer des Stromflusses von 4,7 ns. Dieser schließt sich ein Strom von bis zu 50 mA in Sperrrichtung der LED an, der auch in der Messung mit dem Widerstand von  $5\ \Omega$  in geringem Maße auftritt. Da der Transistor der Pulserschaltung während des gesamten abgebildeten Zeitraumes nicht geöffnet wird, handelt es sich hierbei sehr wahrscheinlich ebenfalls um einen ähnlichen induktiven Leiterbahneffekt, wie er bereits in [Abschnitt 4.6](#) beschrieben wurde. In diesem Falle unterstützt er das Entladen der internen Kapazität der LED.

Die Länge des Strompulses ist allerdings nicht direkt auf die Länge des erzeugten Lichtpulses übertragbar. Bereits die Anstiegszeit der in diesem Versuch benutzten Schaltung (ohne Messwiderstand) von etwa 4 ns bei gleicher Spannung  $V_{\text{Calib}}$  entspricht der gesamten Dauer des Strompulses. Dies ist ein Hinweis auf die Kapazität der LED oder weitere interne Effekte wie beispielsweise Fluoreszenz, welche ein Nachleuchten bewirkt.

## 4.11. Langzeittest

Die von Herstellern angegebenen maximalen Betriebsparameter beschränken sich bei LEDs meist auf den zulässigen Strom bei permanentem Betrieb, welcher für die im Kalibrationssystem eingesetzte LED mit einem typischen Wert von 20 mA angegeben ist. Die in [Abschnitt 4.10](#) gezeigten Messungen übertreffen diesen Wert bei weitem, führen allerdings auf Grund der kurzen Dauer nicht zur sofortigen Zerstörung der LED. So wurde während der gesamten Entwicklungszeit des LED-Kalibrationssystems in Wuppertal kein einziger Ausfall einer LED verzeichnet, der auf eine mögliche Überlastung der LED zurückzuführen war.

Statt eines Totalausfalls wäre jedoch auch ein Alterungsprozess der LEDs denkbar, der zu einer fortschreitenden Abnahme der Lichtintensität führt. Um dies zu untersuchen, wurde eine Pulserschaltung über 39 Tage ununterbrochen mit einer Ladekapazität von 250 pF bei  $V_{\text{Calib}}=12\ \text{V}$  mit einer Pulsfrequenz von 87,1 kHz betrieben und mit dem PMT überwacht. Neben dem Betrieb mit 2 V über der Maximalspannung führt auch die hohe Wiederholrate zu einer starken Zunahme der Belastung der LED, da beispielsweise lokale Bereiche mit erhöhter Wärmeproduktion auf dem LED-Halbleiter schlechter abkühlen können, was zu vorzeitiger Alterung führt. Die Frequenz wurde so gewählt, dass sich die Ladekapazitäten der Pulserschaltung vollständig aufladen können, und eine Überbeanspruchung des PMTs ausgeschlossen wird. Eine zu hohe Wiederholrate würde zu einem zu hohen Kathodenstrom und damit kurzfristig zu fehlerhaften Messwerten und langfristig Schäden am PMT führen. Zusätzlich wurde das Fenster des PMTs bis auf einen



**Abbildung 4.31.:** Langzeitmessung der Amplitude einer LED-Pulserschaltung, betrieben mit 12V bei einer Ladekapazität  $CL$  von 250 pF. Durch eine hohe Puls wiederholrate von 87,1 kHz lässt sich ein Betrieb von mehreren Jahrzehnten innerhalb weniger Wochen simulieren. Die starken Schwankungen sind möglicherweise Temperatureffekte, ein offensichtlicher Alterungsprozess ist jedoch nicht erkennbar.

kleinen Spalt abgeklebt, um die einfallende Lichtmenge zu reduzieren. Der ungewöhnliche Wert der Periode ist eine Folge der Beobachtung, dass die mit dem PMT gemessene Amplitude eine deutliche Schwebung aufweist, falls die Pulsfrequenz ein Vielfaches der Netzfrequenz von 50 Hz beträgt.

Mit der gewählten Frequenz werden im Messzeitraum  $2,9 \cdot 10^{11}$  Pulse erzeugt. Unter der Annahme, dass das Kalibrationssystem im ILC permanent 80 Lichtpulse pro Sekunde erzeugt, entspricht dies einem Betrieb des Kalibrationssystems über 115,8 Jahre.

Abbildung 4.31 zeigt die Amplitude des über mehrere Pulse gemittelten PMT-Signals, welches alle 30 Sekunden aufgezeichnet wurde. Die Amplitude wurde auf den ersten Messwert normiert. Die Messung zeigt sehr starke Schwankungen, deren Ursache mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Temperatureffekte zurückzuführen ist, da ein Zusammenhang mit der Tageszeit besteht. So wurde in den Morgenstunden meist eine tendenziell höhere Amplitude als in den Abendstunden verzeichnet. Zwar ist der Abfall der Amplitude auf bis zu 55% nicht alleine auf Änderungen der Temperatur der Pulserschaltung zurückführbar, da dies nach den Untersuchungen in Abschnitt 4.8 im Rahmen der erwarteten Temperaturschwankungen zu geringeren Abweichungen führen sollte. Allerdings ist auch eine Temperaturabhängigkeit der Ausgangsspannung des verwendeten Netzteils möglich, da die hohe Abhängigkeit der Amplitude von  $V_{\text{Calib}}$  insbesondere für sehr große Spannungen zu einer sehr hohen Empfindlichkeit gegenüber Spannungsschwankungen führt. Für den Nachweis hätte jedoch die Temperatur sowohl innerhalb als auch außerhalb des Aufbaus aufgezeichnet werden müssen.

Eine genaue Untersuchung auf Alterungseffekte kann an dem vorliegenden Datensatz nicht vorgenommen werden. Ein eindeutiger Hinweis auf einen Alterungseffekt ist jedoch nicht erkennbar, insbesondere, da die Amplitude ab dem 13. Messtag kontinuierlich anstieg. Sollte das Kalibrationssystem einem Alterungseffekt durch die gewollte, kurzzeitige Überlastung der Komponenten unterliegen, so ist dieser gering und gefährdet die Funktion des Kalibrationssystems auch auf lange Sicht nicht.

## 4.12. Sättigung

Bedingt durch die begrenzte Anzahl an Pixeln kommt es bei größeren Lichtmengen zu einem Sättigungseffekt des SiPM-Signals. Für einen mit einer Anzahl von  $\gamma$  Photonen beleuchteten SiPM mit  $N_{\text{Eff}}$  Pixeln erwartet man ein Signal von

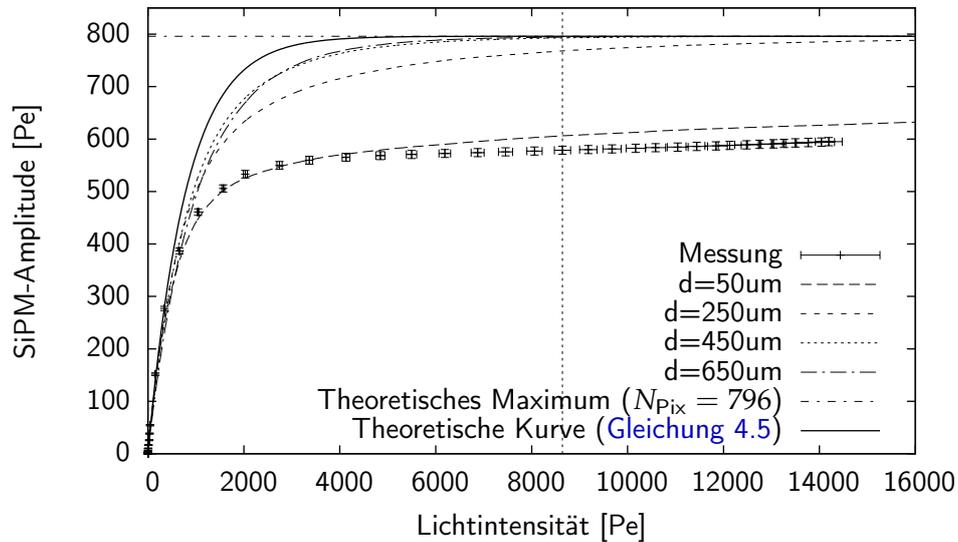
$$N(\gamma) = N_{\text{Pix}} \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{\gamma}{N_{\text{Eff}}}\right) \right) \quad (4.5)$$

In der Praxis kommt es aus verschiedenen Gründen zu Abweichungen von diesem idealen Verhalten. Beispielsweise besitzen die SiPM des Physik-Prototypen eine quadratische Anordnung der Pixel, auf die das Licht der runden Wellenlängenschieberfaser trifft, so dass die Ecken des SiPM, nicht bzw. nur durch Streulicht beleuchtet werden. Dieser Effekt sollte bei den SiPM des technischen Prototyps nicht auftreten, da diese eine kreisförmige Anordnung der Pixel besitzen, die fast vollständig von der Wellenlängenschieberfaser abgedeckt wird. Dennoch kann es durch eine Verschiebung der Faser gegenüber dem SiPM zu unbeleuchteten Bereichen auf dem SiPM kommen. Ein weiterer Grund ist eine nicht homogene Intensitätsverteilung innerhalb des von der Faser ausgesandten Lichtkegels, welche auf den Prozess der Lichtleitung in ihrem Inneren, aber auch verschiedene Eigenschaften der Austrittsfläche zurückführbar sind.

Da diese Effekte hauptsächlich mechanisch begründet sind und somit Schwankungen während der Produktion und insbesondere der Bestückung auf dem HBU unterliegen, ist die Möglichkeit, das Sättigungsverhalten der SiPM untersuchen zu können, wünschenswert. In [Abschnitt 4.3.2](#) wurde bereits gezeigt, dass die LED-Pulserschaltung in der Lage ist, auch hohe Lichtmengen zu erzeugen. An dieser Stelle soll untersucht werden, in wie fern das integrierte LED-Kalibrationssystem zur Messung der Sättigung eingesetzt werden kann.

### 4.12.1. Messung des Sättigungseffekts

Zur Untersuchung des Sättigungseffekt wurde eine Testplatine auf einer Szintillatorkachel des technischen Prototypen platziert und im Physik-Modus des  $\mu$ DAQ-Kalibrationssystems ausgelesen. Die so aufgezeichnete Amplitude lässt sich durch ein im Kalibrationsmodus aufgenommenes SPS und eine ebenfalls mit dem LED-System durchgeführte Interkalibration zwischen beiden Modi in ein Pixeläquivalent umrechnen. Das nach oben rückgestreute Licht wurde gleichzeitig mit einem PMT erfasst, um

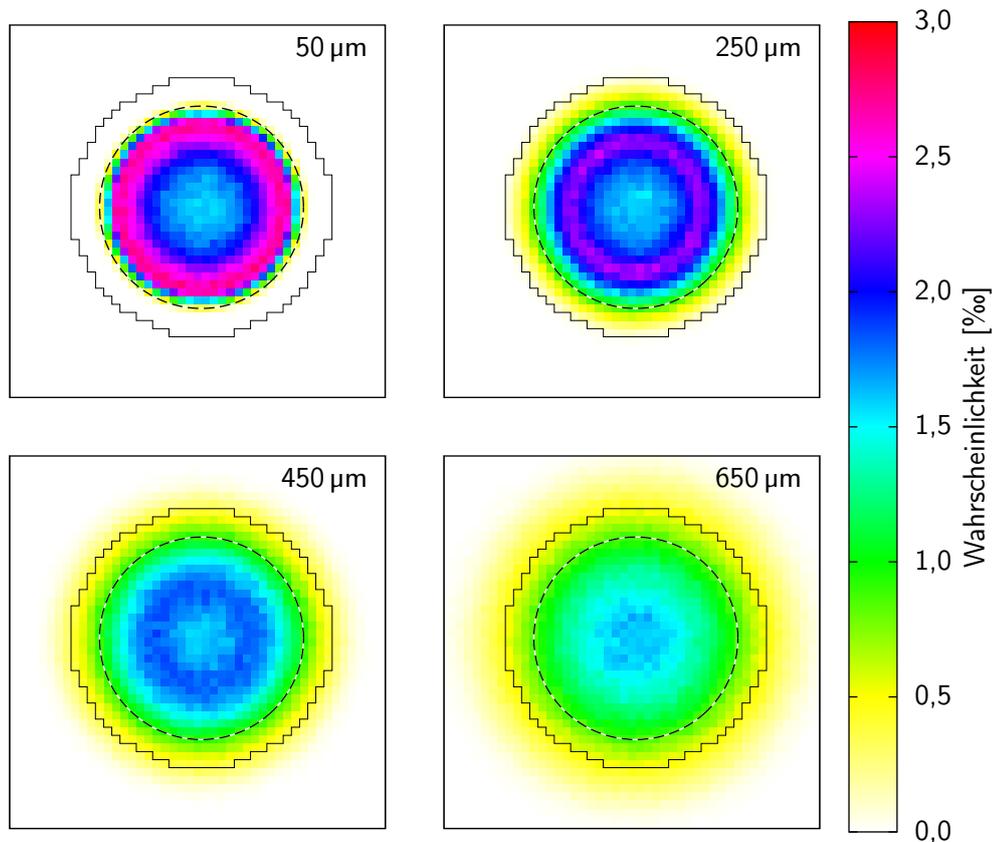


**Abbildung 4.32.:** Gemessener Sättigungseffekt zusammen mit simuliertem Effekt für verschiedene Abstände zwischen Faser und SiPM sowie theoretischer Erwartung. Das gemessene Sättigungsniveau liegt deutlich unter der Erwartung, gleicht jedoch dem Resultat der Simulation für einen Abstand von  $50\ \mu\text{m}$ . Die Messung wurde für eine Spannung  $V_{\text{Calib}}$  bis zu 12 V durchgeführt, die senkrechte Linie deutet die Amplitude von  $8642 \pm 170$  Pe für eine Spannung von 10 V an.

eine Referenz für die erzeugte Lichtmenge zu erhalten. Anhand des linearen Zusammenhangs zwischen einfallender Lichtmenge und SiPM-Amplitude für niedrige Lichtintensitäten lässt sich auch die mit dem PMT gemessene Amplitude in ein Pixeläquivalent umrechnen. Da die Kalibration des PMT-Signals direkt auf dem Signal des SiPMs basiert, muss die Photoneffizienz des SiPM im Folgenden nicht berücksichtigt werden. Auf Grund des hohen dynamischen Bereichs, der für diese Messung von dem PMT erfordert wird, fällt die Amplitude des PMTs für geringe Lichtmengen sehr klein aus, was eine hohe Unsicherheit bei dieser Umrechnung mit sich bringt.

Abbildung 4.32 zeigt das Signal des SiPM abhängig von der mit dem PMT ermittelten tatsächlich eingestrahlten Lichtmenge. Die mit dem PMT bestimmte Lichtmenge, welche auf den SiPM trifft, entspricht  $14\,000 \pm 297$  Pixeläquivalent für  $V_{\text{Calib}}=12$  V. Für den auf dem HBU erreichten Maximalwert von 10 V erreicht sie  $8642 \pm 170$  Pixeläquivalent. Damit ist die von der LED-Pulserschaltung erzeugte Lichtmenge geeignet, das Sättigungsverhalten des SiPM zu untersuchen.

Ab einer Intensität von etwa 2000 eingestrahlten Pixeläquivalent tritt ein starker Sättigungseffekt auf, ein konstanter Sättigungswert wird jedoch nicht erreicht. Statt dessen ergibt sich ein leichter linearer Anstieg. Auffällig ist zudem, dass die maximale Amplitude mit einem Wert von etwa 560 Pixeläquivalent deutlich unterhalb des theoretischen Maximums eines SiPM mit 796 Pixeln liegt, obwohl die Pixel des SiPM durch die Faser fast vollständig ausgeleuchtet werden sollten.



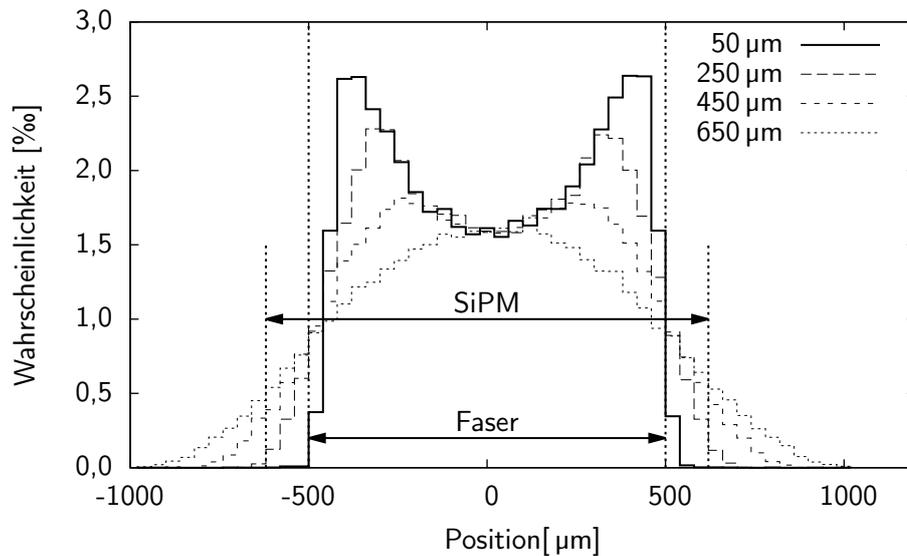
**Abbildung 4.33.:** Intensitätsverteilung des Lichtes der Wellenlängenschieberfaser auf dem SiPM, simuliert mit Geant4 für verschiedene Abstände<sup>[8]</sup>. Die schwarze Linie zeigt die Kontur eines 796 Pixel-SiPM, der gestrichelte Kreis deutet die Wellenlängenschieberfaser (Durchmesser: 1 mm) an. Bei geringen Abständen zwischen Faser und SiPM zeigt sich eine ringförmige Verteilung. Das Profil der Verteilungen ist in [Abbildung 4.34](#) zu sehen.

#### 4.12.2. Simulation des Sättigungseffektes

Um die Resultate der Messung zur Sättigung zu untersuchen, wurde das Sättigungsverhalten von SiPM auf Basis von Daten über die Homogenität der Lichtverteilung auf dem SiPM untersucht.

Am ITEP<sup>23)</sup> wurde eine Geant4-Simulation entwickelt, die die Ausbreitung des Lichtes innerhalb der Wellenlängenschieberfaser sowie den Austritt aus der Faser und das anschließende Auftreffen auf einen SiPM simuliert. Der SiPM wurde dabei durch ein Raster bestehend aus quadratischen Feldern mit 40  $\mu\text{m}$  Seitenlänge modelliert. Dies entspricht der Größe der Pixel im technischen Prototypen. Die Wellenlängenschieberfaser mit einem Durchmesser von 1 mm kann in der Simulation in variablem Abstand vor dem SiPM platziert werden<sup>[8]</sup>.

<sup>23)</sup>Institute for Theoretical and Experimental Physik, Moskau



**Abbildung 4.34.:** Schnitt durch die in [Abbildung 4.33](#) gezeigten Daten entlang der Mittellinie.

[Abbildung 4.33](#) zeigt die Häufigkeitsverteilung ausgelöster Pixel für 2 Mio. simulierte Photonen für Abstände von 50, 250, 450 und 650  $\mu\text{m}$  zwischen SiPM und Faser. Ein Profil der Daten zeigt [Abbildung 4.34](#). Nach dieser Simulation findet die Lichtausbreitung hauptsächlich im Mantelbereich der Faser statt, und erzeugt daher bei kurzen Abständen zwischen Faser und SiPM einen ringförmigen Lichtfleck. Zur Mitte hin fällt die Wahrscheinlichkeit um etwa ein Drittel ab, während außerhalb des von der Faser bedeckten Bereichs praktisch kein Licht zu verzeichnen ist. Da das aus der Faser austretende Licht diffus ist, löst sich die Ringstruktur mit größerem Abstand auf, und die Pixel im Randbereich des SiPM werden bereits ab einem Abstand von 250  $\mu\text{m}$  deutlich beleuchtet. Ab 650  $\mu\text{m}$  besitzt das radiale Profil eine eher gaußförmige Struktur.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die erhaltenden Intensitätsverteilungen als Häufigkeitsdichte für eine Simulation des Sättigungseffekts genutzt. Dazu wurde ebenfalls ein Raster aus Feldern, welche einzelne Pixel darstellen, erstellt. Anschließend wurden bis zu 1 Mio. Felder gemäß der Häufigkeitsdichte ausgewählt und als *ausgelöst* markiert. Die Anzahl der ausgelösten Felder innerhalb der Kontur, welche die Anordnung der Pixel auf einen SiPM beschreibt, ergibt die Amplitude des SiPM in Pixeläquivalent. Um statistische Schwankungen zu minimieren, wurde die Simulation jeweils 1000 mal durchgeführt, und der Mittelwert der Amplituden gebildet.

[Abbildung 4.32](#) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation für einen Abstand der Wellenlängenschieberfaser vom SiPM von 50  $\mu\text{m}$  und der gemessenen Sättigungskurve. Auch in der Simulation tritt die Sättigung bereits bei einer Amplitude von etwa 550 Pixeläquivalent auf, und konvergiert anschließend nur langsam gegen das Maximum von 796. Selbst für 1 Mio. simulierte ausgelöste Felder wird mit einer Amplitude von 788 nicht das Maximum erreicht. Der Abstand zwischen Faser und SiPM wurde mikroskopisch auf einen Wert von  $70 \pm 5 \mu\text{m}$  bestimmt, und liegt daher recht



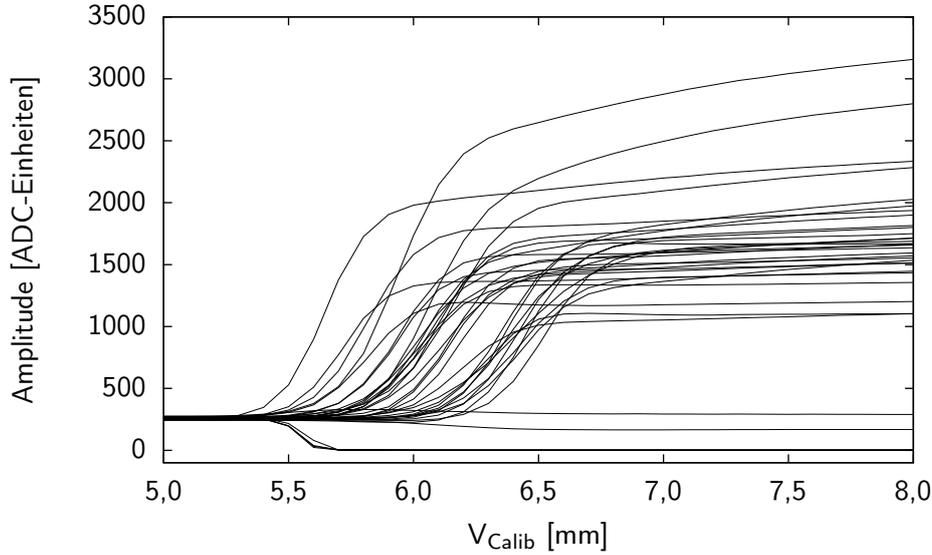
**Abbildung 4.35.:** Mikroskopische Aufnahmen von Wellenlängenschieberfaser und SiPM einer Szintillatorkachel. **Links:** senkrechter Blick auf die Kachel. Ein Teil der Faserummantelung ist bis zur gestrichelten Linie abgeplatzt. **Rechts:** Blick auf SiPM. Die Verteilung der Pixel auf einer Kreisfläche ist gut zu erkennen, die Faser ist seitlich etwas gegenüber dem SiPM verschoben. Die senkrechte Verschiebung ist ein optischer Effekt und auf die Spiegelung zurückzuführen.

nahe an dem simulierten Abstand von  $50\ \mu\text{m}$ . Die mikroskopischen Aufnahmen in [Abbildung 4.35](#) zeigen ebenfalls eine nur schwer messbare seitliche Verschiebung der Wellenlängenschieberfaser gegenüber dem SiPM, die geschätzt in einem Bereich von  $40$  bis  $80\ \mu\text{m}$  liegt. Ferner ist die optische Ummantelung der Faser über die gesamte Breite und eine Länge von  $1$  bis  $1,5\ \text{mm}$  abgeplatzt, so dass sich dort Unterschiede im Reflexions- und damit Lichtleitverhalten der Faser ergeben.

Der Vergleich der Messung mit der Simulation zeigt jedoch, dass die niedrige Amplitude bei Erreichen des Sättigungsniveaus nicht ungewöhnlich ist, sondern möglicherweise alle Szintillatorkacheln betrifft, sofern die Abstände zwischen Faser und SiPM immer im Bereich von  $50\ \mu\text{m}$  liegen. Falls die Simulation die Realität gut beschreibt, könnte die Lösung in einer Vergrößerung des Abstandes auf etwa  $500\ \mu\text{m}$  liegen. Der Verlust an Licht, welches abseits der sensitiven Fläche auf den SiPM trifft, ist im simulierten Fall des Abstandes von  $450\ \mu\text{m}$  sehr gering, dafür wird der dynamische Bereich des SiPM fast vollständig ausgeschöpft.

Dazu müssen jedoch weitere Untersuchungen über eine größere Anzahl an Szintillatorkacheln mit dem HBU durchgeführt werden. Eine erste in [Abbildung 4.36](#) gezeigte Messung<sup>[26]</sup> beweist, dass eine Sättigung der SiPM generell möglich ist. Wenngleich die SiPM noch nicht kalibriert wurden und eine Umrechnung der gemessenen Amplitude in Pixeläquivalent noch nicht vorliegt, zeigt sich deutlich, dass die Startspannung, ab der Licht registriert wird, die Höhe des Sättigungsniveaus sowie der nachfolgende Anstieg sehr unterschiedlich sind.

Ein konzeptionelles Problem des integrierten LED-Kalibrationssystems besteht jedoch im Fehlen einer Möglichkeit, die erzeugte Lichtmenge unabhängig von den SiPM zu messen. In den durchgeführten Messungen wurde hierzu ein PMT verwendet, die Anbringung von zahlreichen Photosensoren auf dem HBU ist jedoch mit extremem Aufwand verbunden. Ein möglicher Ausweg wird im nächsten Abschnitt behandelt.



**Abbildung 4.36.:** Erste Messung der SiPM-Sättigung mit dem integrierten LED-Kalibrationssystem eines HBUs<sup>[26]</sup>. Prinzipiell erzeugen alle LED-Pulserschaltungen genügend Licht, um die SiPM zu sättigen. Für einige Kanäle tritt jedoch der bereits in [Abbildung 4.20](#) gezeigte Fehler des SPIROCs auf.

#### 4.12.3. Mathematische Beschreibung des Sättigungseffekts

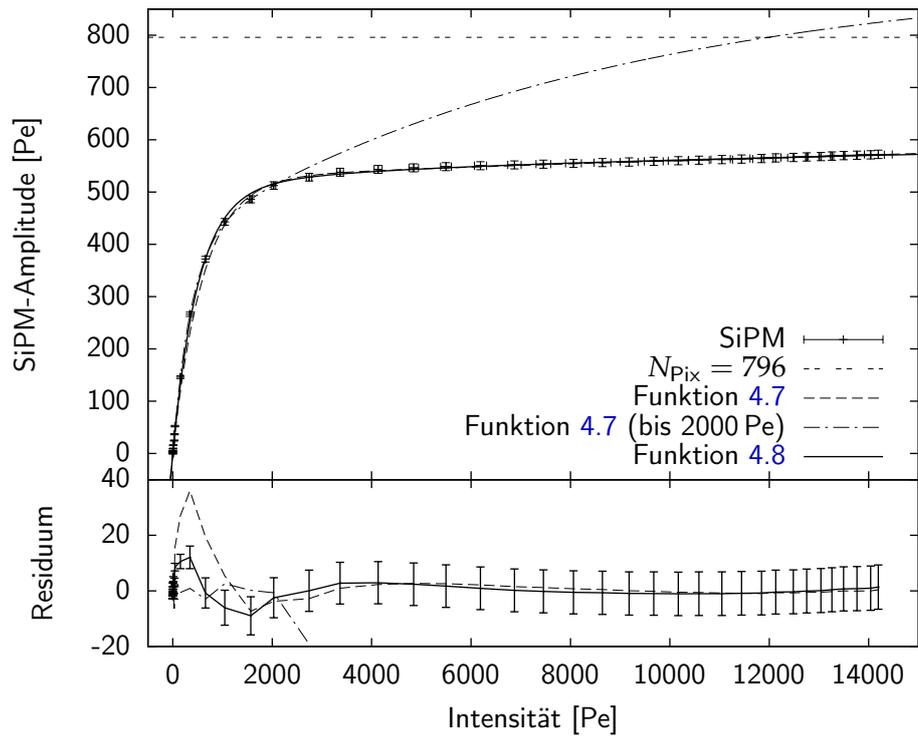
Die Abweichung des Sättigungsverhaltens von der mit [Gleichung 4.5](#) beschriebenen Form wurde bereits für den Physik-Prototypen berücksichtigt. Dabei hat sich eine Unterteilung des SiPM in zwei Bereiche mit  $N^*$  sowie  $(N_{\text{Eff}} - N^*)$  Pixeln, auf welche ein unterschiedlicher Anteil  $\alpha$  des Lichtes fällt, als praktikabel erwiesen<sup>[42]</sup>:

$$N(\gamma) = N^* \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{N_{\text{Eff}}^*} \gamma\right)\right) + (N_{\text{Eff}} - N^*) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{1 - \alpha}{N_{\text{Eff}} - N^*} \gamma\right)\right) \quad (4.6)$$

Eine weitere Verfeinerung besteht in der Annahme, dass auf einige Pixel kein Licht fällt, so dass die effektive Anzahl an Pixeln eines SiPM nicht der Gesamtanzahl entspricht:

$$N_{\text{Eff}} = s \cdot N_{\text{Pix}}$$

$$N(\gamma) = N^* \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{N_{\text{Eff}}^*} \gamma\right)\right) + (s \cdot N_{\text{Pix}} - N^*) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{1 - \alpha}{s \cdot N_{\text{Pix}} - N^*} \gamma\right)\right) \quad (4.7)$$



**Abbildung 4.37.:** Sättigung des SiPM. Die Amplitude des mit dem PMT gemessenen Signals lässt sich über ein zuvor aufgenommenes SPS und das Verhalten des SiPM bei geringen Lichtintensitäten ebenfalls in ein Pixeläquivalent umrechnen, und gibt damit die Anzahl der auf den SiPM eintreffenden Photonen an. Die Messung wurde für eine Spannung  $V_{Calib}$  von bis zu 12 V durchgeführt, die senkrechte Linie deutet die maximale Amplitude von  $8642 \pm 170$  Pixeläquivalent bei 10 V an.

Für den Physik-Prototypen ergibt sich ein Wert von  $s = 0,8$ , was ungefähr dem Verhältnis der durch die Faser beleuchteten Kreisscheibe zur Gesamtfläche eines SiPM entspricht<sup>[13]</sup>.

Auch die vorliegenden Daten lassen sich mit sehr hoher Genauigkeit durch diese Gleichung beschreiben, sofern man das Maximum des Intensitätsbereich auf etwa 2000 Pe beschränkt. Der gesamte Datenbereich lässt sich zwar ebenfalls mit dieser Funktion beschreiben, in diesem Fall ergibt sich jedoch eine relativ hohe Abweichung im unteren Bereich bis 1000 Pe, wie das Residuum in [Abbildung 4.37](#) zeigt.

[Gleichung 4.7](#) beruht auf der Annahme, dass auf dem SiPM zwei Bereiche mit hoher und niedriger Lichtintensität sowie ein Bereich ohne Lichteinfall existieren. Nimmt man für den letzten Bereich ebenfalls einen gewissen Lichteinfall an, ergibt sich eine Gleichung bestehend aus drei einzelnen Sättigungsfunktionen und damit vier (statt drei) freien Parametern:

$$\begin{aligned} N(\gamma) = & N_1 \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{a \cdot \gamma}{N_1}\right) \right) \\ & + N_2 \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{b \cdot \gamma}{N_2}\right) \right) \\ & + (N_{\text{Pix}} - N_1 - N_2) \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{(1-a-b) \cdot \gamma}{N_{\text{Pix}} - N_1 - N_2}\right) \right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Bereits das Residuum in [Abbildung 4.37](#) zeigt, dass diese Funktion die Daten im oberen Bereich ähnlich gut beschreibt wie die ursprüngliche Funktion, dafür jedoch im unteren Bereich eine um bis zu 50% kleinere Abweichung besitzt. An die Leistung der ursprünglichen, beschränkten Funktion reicht sie jedoch ebenfalls nicht heran.

Es muss allerdings beachtet werden, dass die meisten im Detektor aufgezeichneten Signale im Bereich niedriger Intensitäten liegen, so dass hier eine präzise mathematische Beschreibung des Sättigungseffekts benötigt wird. Signale, welche eine Intensität von mehr als 2000 Pe aufweisen, sind äußerst selten und lassen sich auf Grund des fast konstanten Plateaus der vorliegenden Messung generell nicht präzise erfassen. Es ist daher sinnvoller, die bisherige Gleichung für den unteren und oberen Intensitätsbereich getrennt anzuwenden.

Auch wurde in dem vorliegenden Fall nur das Signal einer einzelnen Szintillatorkachel untersucht. Für eine begründete Aussage müsste eine größere Anzahl an Szintillatorkacheln untersucht werden, da es, wie [Abbildung 4.36](#) zeigt, sehr starke individuelle Unterschiede gibt.

### 4.13. Konzept zur Messung des optischen Übersprechens und zur Überwachung der erzeugten Lichtmenge

Bisherige Erfahrungen zeigen, dass von dem Licht innerhalb einer Szintillatorkachel etwa 2,5% in die direkten Nachbarkacheln gelangen kann<sup>[56]</sup>. Da dies während der Ener-

1	2	3	1	2	3
4	5	6	4	5	6
7	8	9	7	8	9
1	2	3	1	2	3
4	5	6	4	5	6
7	8	9	7	8	9

1	2	3	7	8	9
4	5	6	1	2	3
7	8	9	4	5	6
3	1	2	9	7	8
6	4	5	3	1	2
9	7	8	6	4	5

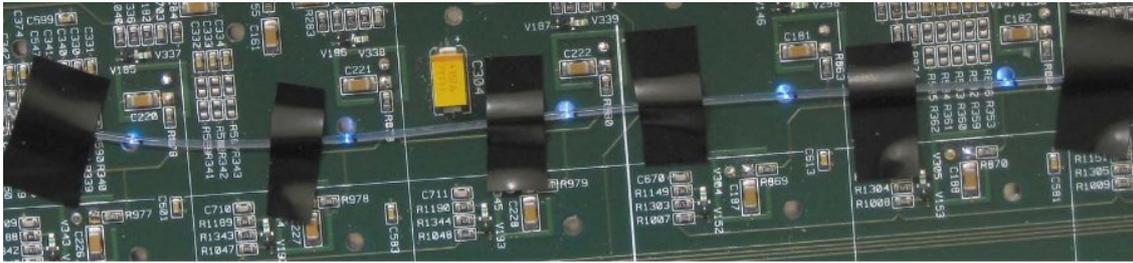
**Abbildung 4.38.:** Mögliche Gruppierung der Pulserschaltungen auf einem Quadranten des HBUs zur Untersuchung des optischen Übersprechens. Rechts eine optimierte Version, um die gegenseitige Beeinflussung zu minimieren.

gierekonstruktion eines im AHCAL registrierten Teilchendurchgangs zu einem zu hohen Wert führt, sollte der exakte Wert für das Übersprechen bekannt sein.

Aktuell ist es nicht möglich, das Übersprechen mit Hilfe des LED-Kalibrationssystems zu messen, da stets alle Pulserschaltungen eines HBUs gleichzeitig betrieben werden. Allerdings befinden sich bereits acht Transistortreiber auf einem HBU, welche jeweils 18 Pulserschaltungen in einem zusammenhängenden Bereich versorgen, und je nach Gehäuseform über einen zusätzlichen Signaleingang zur Deaktivierung verfügen.

Durch Hinzufügen eines weiteren Treibers wäre es mit gewissem Schaltungsaufwand möglich, auf dem HBU 16 Gruppen von jeweils  $3 \times 3$  Szintillatorkacheln zu bilden. Oberhalb jeder Kachel einer Gruppe befindet sich eine Pulserschaltung, die von jeweils einem anderen Treiber versorgt wird. Zwei mögliche Muster für die Zuordnungen zu den Treibern zeigt [Abbildung 4.38](#). Wird nun beispielsweise nur der erste Treiber aktiviert, kann für höhere Lichtmengen das optische Übersprechen in die vier direkt benachbarten Szintillatorkacheln gemessen werden. Dabei liegen bei dem ersten Muster Kacheln, in denen das Übersprechen gemessen wird, direkt nebeneinander, so dass es zu einem weiteren Übersprechen zwischen diesen Kacheln kommen kann. Dieser Effekt liegt zwar im Bereich von 0,6%, lässt sich durch das zweite, alternierende Muster jedoch weiter verringern, da hier Kacheln, in denen das Übersprechen gemessen wird, diagonal gegenüber liegen.

Sind die genauen Werte des Übersprechens zwischen den Kacheln bekannt, ließe sich dies zur Überwachung der extrem hohen Lichtintensitäten während der Messung des Sättigungsverhaltens nutzen. Beispielsweise führt eine Lichtmenge von 5000 Pe in einer beleuchteten Kachel zu einem Übertrag von 125 Pe in die benachbarten Kacheln. Dieser Wert liegt im dynamischen Bereich der SiPM, und lässt sich daher präzise messen.



**Abbildung 4.39.:** Faser des Notched-Fiber Systems, zu Testzwecken mit Klebeband auf einem HBU fixiert.<sup>[67]</sup>

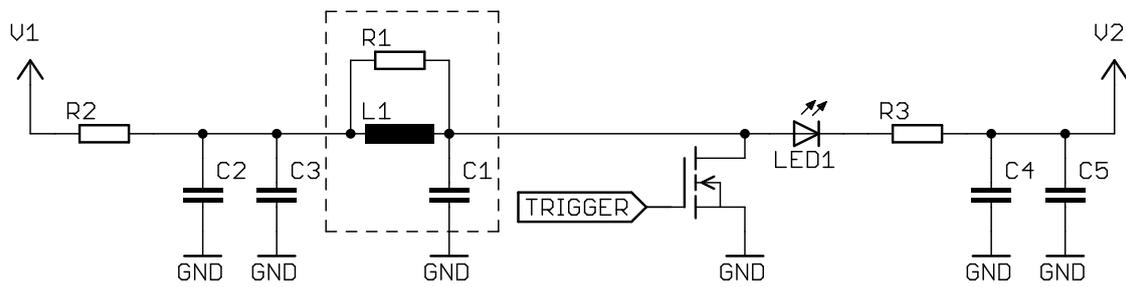
#### 4.14. Notched-Fiber Kalibrationssystem

Neben dem hier vorgestellten Kalibrationssystem wird am *Institute of Physics ASCR*, Prag eine Alternative auf Basis des in [Abschnitt 2.4.2](#) beschriebenen CMBs des Physik-Prototypen, das *Notched Fiber System* entwickelt<sup>[67]</sup>.

Namensgebend für das System sind die in [Abbildung 4.39](#) gezeigten optischen Fasern, welche das Licht von außerhalb des aktiven Detektorvolumens über die Bestückungsseite des HBUs zu den Szintillatorkacheln führen. Jede Faser besitzt 24 Einkerbungen (*Notches*), aus welchen das Licht austritt und beispielsweise über die Positionierstifte in die Kacheln einstrahlt. Je drei Fasern versorgen eine volle Reihe von 72 auf einem Slab hintereinander liegenden Kacheln, und werden von einer gemeinsamen LED mit Lichtpulsen gespeist.

Die Elektronik zur Erzeugung der Lichtpulse befindet sich direkt vor den Slabs und basiert auf dem in [Abbildung 4.40](#) gezeigten *quasiresonanten Schaltkreis*. Die Spannung  $V_2$  wird stets höher als die Spannung  $V_1$  gewählt, so dass die LED in Sperrrichtung betrieben wird und bei geöffnetem Transistor kein Strom durch die Schaltung fließt. Die Induktivität  $L_1$  bildet zusammen mit der Kapazität  $C_1$  einen Schwingkreis, welcher durch Schließen und anschließendes Öffnen des Transistors über ein Triggersignal angestoßen wird. Die erste positive Halbwelle des Signals besitzt eine Amplitude, die über der Spannung  $V_2$  liegt, und bewirkt daher ein Aufleuchten der LED. Die nachfolgende negative Halbwelle unterstützt das Entladen der Kapazität der LED und sorgt damit für ein schnelles Erlöschen des Lichts. Durch geeignete Wahl des Widerstands  $R_1$  wird der Schwingkreis derart gedämpft, dass bereits die zweite positive Halbwelle eine zu geringe Amplitude für einen erneuten Stromfluss durch die LED besitzt. Über die Spannungen  $V_1$  und  $V_2$  kann die Helligkeit sowie in gewissen Grenzen die Länge der Lichtpulse gesteuert werden, letztere liegt im Bereich von 5 ns.

Ein Vorteil dieser Schaltung ist die Entfernung zu den Szintillatorkacheln, wodurch elektromagnetische Störeinflüsse praktisch ausgeschlossen sind. Allerdings sind die Fasern mit einem minimalen Biegeradius von wenigen Zentimetern relativ starr, so dass sie nicht beliebig verlegt werden können. Auf Grund der Höhenbeschränkung müssen auf dem HBU Korridore vorgesehen werden, die zur Verlegung der Fasern frei von elektronischen Bauteilen sind. Auch ist bisher nicht geklärt, wie die Fasern um die SPIROCs



**Abbildung 4.40.:** Schaltplan des Notched-Fiber System (skizziert).<sup>[67]</sup>

herum geführt werden und trotz des besonders starken Platzmangels in diesem Bereich alle Szintillatorkacheln erreichen können. An der Stirnseite einer Lage des Kalorimeters benötigt dieses System über die gesamte Breite sehr viel Platz, da für jede Reihe von Kacheln eine eigene Ansteuerelektronik vorgesehen ist. Ein technisches Konzept, die Elektronik zusammen mit der Ansteuerelektronik der HBUs an der Stirnseite unterzubringen, existiert zur Zeit nicht.

## 4.15. Fazit

Das hier vorgestellte Kalibrationssystem erfüllt die genannten Anforderungen an ein Kalibrationssystem für das szintillatorbasierte hadronische Kalorimeter des ILDs. Es lassen sich sowohl geringe Lichtmengen zur Kalibration der SiPM mit SinglePhoton-Spekten als auch sehr hohe zur Untersuchung des Sättigungsverhaltens erzeugen. Die Dauer der Lichtpulse ist mit 5 ns für den unteren und bis zu etwa 20 ns für den oberen Intensitätsbereich ausreichend kurz.

Die Zuverlässigkeit des Systems konnte durch einen Langzeittest belegt werden, im Falle eines Defekts beschränken sich zudem die Auswirkungen in den meisten Fällen auf die fehlende Kalibrationsmöglichkeit einer einzelnen Szintillatorkachel. Der Betrieb des Detektors wird dadurch jedoch nicht gefährdet.

Die Temperaturabhängigkeit des Kalibrationssystems ist gering, so dass bei den zu erwartenden Temperaturschwankungen im Detektor keine weiteren Maßnahmen zur erfolgreichen Kalibration notwendig sind. Gleichzeitig ist der Wärmeeintrag durch das Kalibrationssystem moderat, bietet jedoch noch Möglichkeiten zur Optimierung.

Die Lichtintensität einzelner Kanäle lässt sich durch Hinzuschalten von Kapazitäten erhöhen, um eine Angleichung aller Kanäle zu erreichen. Ob und in welchem Maße eine solche Angleichung notwendig ist, werden weitere Untersuchungen mit einem voll bestückten HBU zeigen müssen, welches erst zum Ende dieser Arbeit fertiggestellt wurde. Erste Messungen zeigen jedoch, dass das entwickelte Kalibrationssystem auch auf dem HBU in der Lage ist, geringe und hohe Lichtmengen zu erzeugen, um alle Kanäle kalibrieren zu können.



## 5. Positionskorrektur des Physik-Prototypen

Der Physik-Prototyp wurde seit 2006 intensiv am Teststrahl an verschiedenen Instituten eingesetzt. Bei der Analyse der gewonnenen Daten im Rahmen der CALICE-Kollaboration lag der bisherige Schwerpunkt auf den typischen Eigenschaften eines Kalorimeters wie beispielsweise der Energieauflösung. Ein hervorstechendes Merkmal der Kalorimeter für den ILC ist jedoch ihre hohe Granularität und damit sehr gute räumliche Auflösung. Die Ortsinformation wird in gegenwärtigen Analysen jedoch nur eingeschränkt genutzt, zum Beispiel, um die grobe räumliche Ausdehnung eines Teilchenschauers zu bestimmen, oder verschiedene Spuren innerhalb eines Kalorimeters zu separieren. Eine exakte Positionsbestimmung der Spuren sowohl innerhalb eines Kalorimeters als auch im Verbund von ECAL und AHCAL wird zur Zeit zwar noch nicht durchgeführt, gehört jedoch zum Gesamtkonzept des ILC-Kalorimeters.

Für eine präzise Bestimmung der Teilchenbahnen ist die Kenntnis der exakten Positionen der Kalorimeter innerhalb des Teststrahlbaus notwendig. Als Referenzkoordinatensystem dient dabei das des aus Drahtkammern aufgebauten Spurdetektors, welcher von den Teilchen als erstes durchlaufen wird. Obwohl die Kalorimeter mit großer Sorgfalt platziert werden, sind Abweichungen zu den Sollpositionen möglich, und auch die einzelnen Lagen eines Kalorimeters können gegeneinander verschoben sein.

In diesem Kapitel wird sowohl eine Methode zur Bestimmung des lateralen Versatzes des gesamten Detektors mit Hilfe des gemessenen Energieschwerpunktes innerhalb des Detektors als auch der einzelnen Lagen mit Hilfe von Myonen vorgestellt.

Der Fokus liegt dabei auf den Daten, die 2007 am CERN gewonnen wurden. Zu dieser Zeit befanden sich die Detektoren auf XY-Tischen, um sie im rechten Winkel zur Strahlachse verfahren zu können, und so unterschiedliche Einstrahlpositionen zu erreichen. Weiterhin wurden die Kalorimeter zum Teil um die senkrechte Achse geschert, um den Teilchendurchgang unter verschiedenen Winkeln untersuchen zu können. Das häufige Bewegen der Detektoren kann jedoch zu unterschiedlichen Abweichungen von den vorgesehenen Detektorpositionen führen.

Obwohl auch während der Teststrahlperioden in den Folgejahren ein Spurdetektor zum Einsatz kam, wurde die Auswertung seiner Daten innerhalb der ILC-Analysesoftware bis zum heutigen Zeitpunkt nicht vollständig implementiert. Während für die 2008 und 2009 am Fermilab gewonnenen Daten auf absehbare Zeit keine Spurinformatoren verfügbar sein werden, existieren diese zumindest teilweise für die im Jahr 2011 am CERN aufgenommenen Daten. Da die Positionskorrektur auf exakte durch die

Spurdetektoren ermittelte Ortsinformation der Teilchenspuren angewiesen ist, ist ihre Bestimmung daher nicht für alle Teststrahlperioden möglich.

## 5.1. Konzept der Positionskorrektur

Der Vorgang der *Rekonstruktion* ist ein wichtiger Arbeitsschritt bei der Analyse der Teststrahl Daten. So werden während der Physik-Runs nur Rohdaten aufgezeichnet, welche die gemessene Signalamplitude der einzelnen Kanäle der Detektoren enthalten. Daneben werden eine Reihe weiterer Informationen wie beispielsweise Temperaturen oder die Stellung der XY-Tische erfasst und in einer Datenbank abgelegt.

Während der Rekonstruktion wird aus den Kanalnummern die zugehörige Kalorimeterzelle bzw. deren Position im Raum ermittelt, und die gemessene Amplitude in eine deponierte Energie (in MIP) umgerechnet. Auf diese Weise entstehen aus den rein technischen Datensätzen solche, die den physikalischen Sachverhalt beschreiben und für weitere Analysen geeignet sind.

Die für die Umrechnung notwendigen Kalibrationskonstanten sind ebenfalls in der Datenbank hinterlegt und stammen aus Analysen spezieller Kalibrations-Runs, unter anderem solchen, in denen Singlephotonspektren (SPS) mit Hilfe eines LED-Kalibrationssystems gewonnen wurden. Aber auch aus Physik-Runs ergeben sich permanent neue Erkenntnisse über den Detektor, die in den Prozess der Rekonstruktion einfließen. Daher wird die Rekonstruktion häufiger durchgeführt, um solche Änderungen bei weiteren Analysen zu berücksichtigen.

So basiert die Berechnung der Koordinaten der Kalorimeterzellen zunächst auf der bekannten Detektorgeometrie und der vorgesehenen Position des gesamten Kalorimeters. Aus dem Vergleich der bekannten Flugbahn der Teilchen mit der von dem Detektor registrierten Position lassen sich die Verschiebungen der Detektoren und ihrer Lagen ermitteln. Diese Werte werden ebenfalls in der Datenbank abgelegt und bei der nächsten Rekonstruktion für eine Korrektur der Position der Kalorimeterzellen berücksichtigt.

Zur Berechnung der Positionskorrektur werden im Rahmen dieser Arbeit folgende Koordinatensysteme verwendet:

**Referenzkoordinaten (RK):** Als Teil der Teststrahlanlage bestimmt der Spurdetektor die Bahnen der durchfliegenden Teilchen in einem Koordinatensystem, welches als Referenz für alle weiteren Detektoren genutzt wird.

**Detektorkoordinaten (DK):** Dies ist das Koordinatensystem, in dem die durch die Rekonstruktion ermittelte Position der Kalorimeterzellen, bezogen auf deren geometrischen Mittelpunkt, angegeben werden. Ziel der Positionskorrektur ist, den seitlichen Versatz des Detektorkoordinatensystems gegenüber dem Referenzkoordinatensystem zu bestimmen, und beide durch die entsprechende Positionskorrektur zur Übereinstimmung zu bringen.

**CellIndex-Koordinaten (CK):** Der in [Abschnitt 2.3.4](#) beschriebene CellIndex einer Kalorimeterzelle beschreibt dessen logische Position innerhalb einer Detektorlage

durch ganzzahlige Werte. Daher lässt sich aus ihm unter Berücksichtigung spezifischer Detektormerkmale wie den Spalten zwischen den Wafern des ECALs oder der unterschiedlichen Größe der Szintillatorkacheln des AHCALs die reale Position der Zelle relativ zur Lage bestimmen. Da der erste mögliche CellIndex (1|1) für das AHCAL die logische Position der linken unteren Ecke einer Szintillatorkachel in Zentimetern beschreibt, soll dieser Punkt mit dem Punkt (10 mm | 10 mm) des CellIndex-Koordinatensystems zusammenfallen. Die tatsächliche Position einer Detektorzelle wird wie im Detektorkoordinatensystem über ihr geometrisches Zentrum definiert.

Die zwei im Folgenden beschriebenen Methoden zur Bestimmung des globalen Versatzes des ganzen Detektors sowie der einzelnen Lagen führt zu einem Zwiespalt, da sich deren Ergebnisse gegenseitig beeinflussen. Der Ausweg besteht darin, die Korrekturwerte in CellIndex-Koordinaten anzugeben. So können zunächst beide Methoden getrennt angewandt werden. Wird der Detektor mit Hilfe des XY-Tisches in eine andere Position versetzt, sollte sich die relative Position der Lagen zueinander nicht ändern. Ihre neue absolute Position im Raum lässt sich wahlweise über den Verfahrensweg des XY-Tisches oder über die Werte einer für die neue Position gültigen globalen Positionskorrektur bestimmen. Auf diese Weise kann stets eine Positionskorrektur durchgeführt werden, auch wenn in einer Position des Tisches nicht genügend Daten für das ein oder andere Verfahren gewonnen wurden.

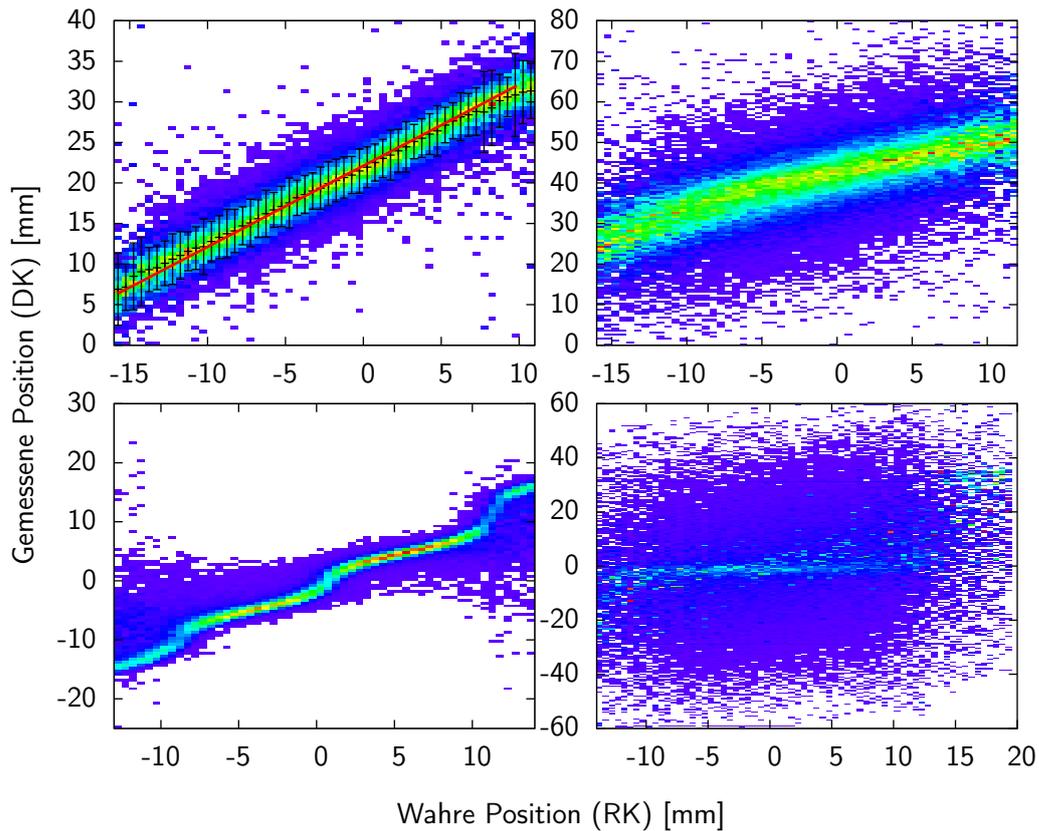
## 5.2. Globale Positionskorrektur

Eine einfache Methode, die laterale Verschiebung des gesamten Kalorimeters zu ermitteln, liegt im Vergleich der über den Energieschwerpunkt der aufgezeichneten Ereignisse im Detektor ermittelten Position und der wahren Einschussposition in Referenzkoordinaten. Da Spurinformatoren nicht für jedes Event sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung vorliegen, wird stets die Projektion der Daten in horizontale und vertikale Richtung betrachtet und die Analyse für beide Richtungen getrennt durchgeführt.

Im Idealfall ist der Zusammenhang zwischen ermittelter und wahrer Position linear, so dass sich der gesuchte Versatz des Detektors aus der Differenz ergibt. Dies gilt jedoch nur, falls die laterale Ausdehnung der Energiedeposition groß gegenüber den Detektorzellen ist. Für Energiedepositionen mit kleinerem Durchmesser zeigt sich der Einfluss der Zellengröße zunehmend in einem in [Abbildung 5.1](#) dargestellten, stufenförmigen Verlauf.

Eine extrem ausgeprägte Stufenform ergibt sich stets für Myonen, da diese auf Grund ihrer schmalen Ionisationsspur im Regelfall in nur einer Detektorzelle pro Lage Energie deponieren. Sie eignen sich daher für die in [Abschnitt 5.3](#) beschriebene lagenweise Positionskorrektur, jedoch nicht für die Bestimmung der globalen Position.

Hadronen führen generell zu sehr breiten Schauern im HCAL, und zeigen daher eine gute lineare Korrelation. Auch die im ECAL erzeugte Spur ist ausreichend breit, um



**Abbildung 5.1.:** Korrelation zwischen ermittelter und wahrer Position für 80 GeV Pionen (oben) und 50 GeV Elektronen (unten) in ECAL (links) und AHCAL (rechts). Der Zusammenhang ist für Pionen weitgehend linear, für Elektronen ergibt sich im ECAL ein stufenförmiger Verlauf. Die etwas höhere Stufe im rechten Bereich ist auf den Spalt zwischen zwei Wafern des ECALS zurückzuführen. Zum Vergleich: Im AHCAL werden für Elektronen bei Verwendung des ECALS keine verwertbaren Daten gewonnen.

den Effekt der Stufenbildung zu vermeiden. Allerdings führt das komplexe Schauerverhalten von Hadronen zu einer hohen Streuung in der ermittelten Position, was sich in einer relativ hohen Breite der Verteilung entlang der Ordinate der Korrelation in [Abbildung 5.1](#) äußert.

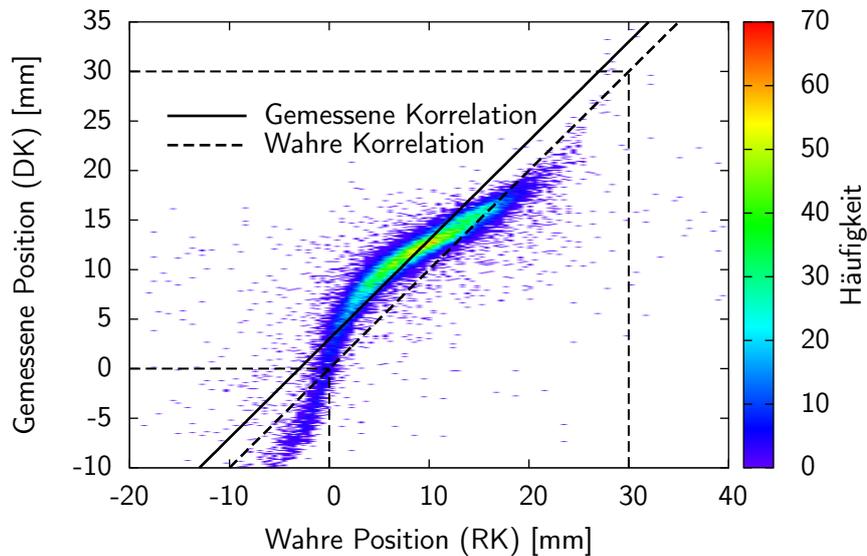
Elektronen erzeugen einen sehr schmalen Schauer, der im AHCAL zu einer in [Abbildung 5.2](#) gezeigten ausgeprägten Stufenform mit sehr geringer Streuung führt, sofern das ECAL nicht eingebaut ist. Dies wird in [Kapitel 6](#) ausführlich diskutiert. Befindet sich das ECAL vor dem AHCAL, registriert das AHCAL nur die Ausläufer der Schauer, welche für eine Positionsbestimmung nicht verwertbar sind. Allerdings zeigt die Korrelation auch für Elektronen im ECAL einen stufenförmigen Verlauf.

Um auch Datensätze mit leichten Stufenverlauf für die Bestimmung des Versatzes nutzen zu können, reicht die einfache Betrachtung der Differenz von wahrer und gemessener Position nicht aus, da das laterale Profil des Teilchenstrahls die Gewichtung der gemessenen Positionen bestimmt. Dies verdeutlicht [Abbildung 5.2](#) exemplarisch für einen sehr schmalen Elektronenstrahl von 50 GeV, der direkt auf das AHCAL trifft. Ein realer Versatz existiert in diesem Datensatz nicht, so dass das Detektorkoordinatensystem dem Referenzkoordinatensystem entspricht. Der Elektronenstrahl trifft auf einen Bereich, in dem das AHCAL auf Grund der Stufenform eine um bis zu etwa 7 mm zu hohe Position ermittelt. Die Betrachtung der Differenz zwischen wahrer und gemessener Position führt in diesem Fall zu einem nicht existierenden Versatz von etwa 3 mm.

Um solche Effekte zu vermeiden, werden Runs mit extrem schmalen Strahlprofil bei der folgenden Analyse nicht genutzt. Zudem werden die Daten auf das Strahlprofil normiert, so dass sich eine gleichmäßige Gewichtung über die gesamte Breite ergibt. Diese Breite richtet sich ebenfalls nach der Verteilung des Strahlprofils und wird festgelegt auf den Bereich zwischen dem erst- und letztmaligen Erreichen einer Häufigkeitsdichte von mindestens 30% des Maximalwertes im Strahlprofil.

Weiterhin variiert die Breite der Verteilung der gemessenen Position für verschiedene Intervalle der wahren Positionen. Die Verteilung der Differenz zwischen gemessener und wahrer Position weist daher zum Teil hohe Abweichungen von der idealen, gaußartigen Form auf, was zu großen Schwankungen in den von Run zu Run ermittelten Werten für den Versatz führt. Bessere Resultate lassen sich erzielen, indem zunächst das Profil der Korrelation gebildet wird. Dazu wird für jedes Intervall der wahren Position eine Gaußfunktion in die Verteilung der gemessenen Position eingepasst. Das Zentrum dieser Funktion ist zusammen mit ihrer Breite ebenfalls exemplarisch in [Abbildung 5.1](#) eingetragen. Anschließend kann eine Gerade mit Steigung 1 in dieses Profil eingepasst werden, und der gesuchte Versatz ergibt sich aus dem Achsenabschnitt. Eine von 1 abweichende Steigung würde darauf hinweisen, dass der Abstand zwischen den Kacheln von den angenommenen 30 mm abweicht, was zu einer Dehnung oder Stauchung des Koordinatensystems führt.

Auf diese Weise wird auch der Einfluss der Stufenform verringert, sofern die Anzahl der Stufen hoch genug ist, wie es für das ECAL meist der Fall ist.



**Abbildung 5.2.:** Effekt eines sehr schmalen Elektronenstrahls (50 GeV) beim Einschuss in das AHCAL (ohne ECAL). Bedingt durch die Stufenform liegt die durch das AHCAL ermittelte Position stets über der wahren Position und führt zu einem Versatz, obwohl ein solcher nicht existiert.

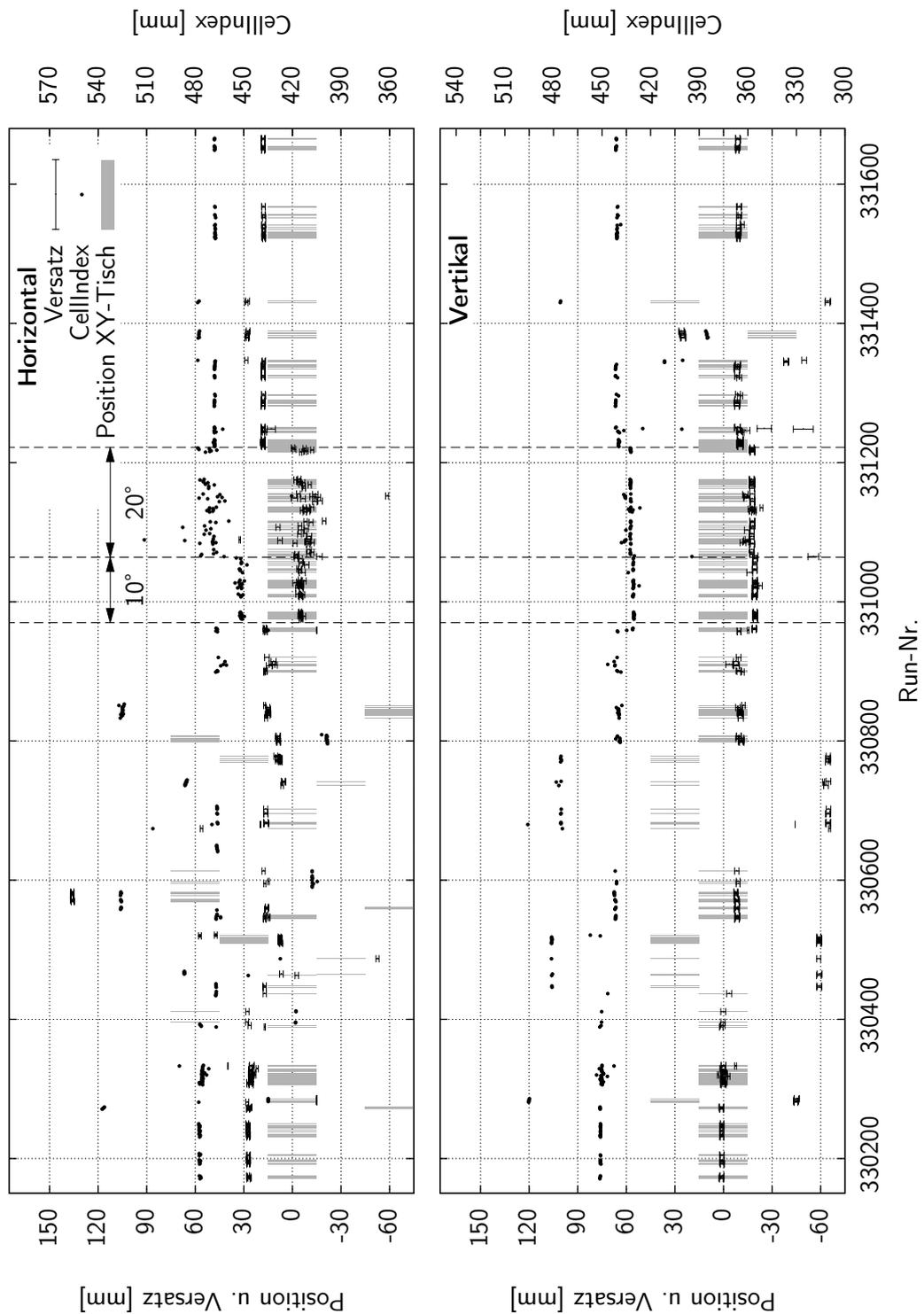
### 5.2.1. Resultate für das AHCAL 2007

Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis des mit Hilfe von Pionen Run-weise ermittelten horizontalen und vertikalen Versatzes des AHCALs für die erste Teststrahlperiode 2007. Dabei wurde die Position des XY-Tischs als graues Band hinterlegt, dessen Breite von 30 mm die Größe einer Szintillatorkachel symbolisiert. Neben dem ermittelten Versatz ist jeweils auch die Einschussposition des Strahls auf der Detektorfront in CellIndex-Koordinaten eingezeichnet.

Für die vertikale Richtung ergibt sich ein sehr klares Bild mit einem gleichmäßigen Versatz, während der Versatz in horizontaler Richtung stärkeren Schwankungen unterliegt.

#### Vertikaler Versatz

Die Werte für die vertikale Richtung zeigen eine sehr geringe Streuung von Run zu Run, allerdings erreichen sie zum Teil sehr hohe Werte, die systematisch mit der Position des XY-Tischs zusammenhängen. Als Ursache konnte mit Hilfe der in CellIndex-Koordinaten ermittelten Einschussposition ein falsch interpretiertes Vorzeichen der Position des Tisches identifiziert werden. Beispielsweise wurde die Höhe des Tisches laut Datenbank für den Run-Bereich 330446 – 330521 von 0 mm auf +30 mm erhöht. Die Einschussposition auf der Frontseite des AHCALs sollte daher um -30 mm versetzt sein. Während der Rekonstruktion wird die Position des XY-Tischs berücksichtigt, so dass die Einschussposition in Detektorkoordinaten im Bereich von 0 mm liegt. In CellIndex-Koordinaten zeigt sich jedoch eine tatsächliche Verschiebung des Einschussortes um



**Abbildung 5.3.:** Run-weise ermittelter Versatz des AHCALs für die erste Teststrahlperiode 2007. Die Position des XY-Tischs ist als graues Band hinterlegt, dessen Breite mit 30 mm der Größe der Szintillatorkacheln entspricht. Neben dem Versatz ist die ermittelte Einschussposition in CellIndex-Koordinaten eingetragen.

+30 mm auf der Detektorfront, daher muss der XY-Tisch zwangsläufig auf eine Höhe von -30 mm eingestellt gewesen sein. Als Resultat ergibt sich ein ermittelter Versatz von etwa 60 mm.

Eine genauere Betrachtung der in [Tabelle 5.1](#) aufgeführten Zahlenwerte für den Versatz zeigen jedoch, dass die Differenz im Versatz nicht exakt dem doppelten Wert der Tischposition entspricht, sondern meist geringer ausfällt. Der Grund hierfür liegt in der Nähe des Einschussortes zu den größeren Szintillatorkacheln von 60 mm, welche zu einer Verzerrung in der ermittelten Position führen.

Widersprüchlich ist ebenfalls der Run-Bereich 331379 – 331389, für den der Unterschied im Versatz mit über 35 mm deutlich kleiner ausfällt, als auf Grund der Tischposition von 30 mm erwartet.

Der Datensatz zeigt jedoch noch weitere Auffälligkeiten. So liegt der Versatz nach Run 330521 für den Rest der Teststrahlperiode um etwa 9 mm niedriger. Auch für den Zeitraum, in dem das AHCAL mit einer Scherung um die vertikale Achse von 10 – 20° betrieben wurde, weist der Versatz einen um jeweils 9,7 mm und 7,2 mm niedrigeren Wert auf, was jedoch nicht alleine mit der Scherung erklärt werden kann. Nach den Einträgen des während der Teststrahlperiode geführten Logbuchs wurden nach Run 330521 einige mechanische Arbeiten am Teststrahlaufbau durchgeführt, welche auch zum Scheren des AHCALs notwendig sind. Dabei könnte es zu einer Veränderung der Position des AHCALs gekommen sein, welche zwar nicht dokumentiert ist, sich aber in der Berechnung des Versatzes zeigt. Es ist jedoch auch anzumerken, dass sich für unterschiedliche Run-Bereiche mit gleicher Konfiguration meist verschiedene Werte für den Versatz ergeben. So weist beispielsweise der Bereich ab Run 330789 einen etwa 2,5 mm niedrigeren Versatz auf, also der Run-Bereich 330544 – 330613.

Der Fehler im Vorzeichen des XY-Tischs setzt sich in der zweiten Teststrahlperiode 2007 fort, für den in [Abbildung A.2](#) im Anhang gezeigten Run-Bereich 350216 – 350221 ergibt sich darüber hinaus ein extrem hoher Versatz von -127,45 mm, der nicht durch die Position von 47 mm erklärbar ist. Während dieser Periode ist eine Verringerung des Versatzes bei geschertem AHCAL ebenfalls beobachtbar, wenngleich sie erst für einen Winkel von 28,3° deutlich hervor tritt.

### Horizontaler Versatz

Für den Versatz in horizontaler Richtung ergibt sich ein anderes Bild als für den vertikalen. So zeigt sich generell eine sehr viel stärkere Streuung der Werte untereinander, was sich für den Zeitraum, in dem das AHCAL geschert betrieben wurde, in besonderem Maße zeigt.

Der Grund hierfür liegt zunächst in einem horizontal besonders breit gefächerten Teilchenstrahl. Dadurch verringert sich die Anzahl der Teilchendurchgänge für jedes Intervall in Referenzkoordinaten, und damit die Anzahl der Ereignisse, die zur Bildung des oben genannten Profils der Korrelation herangezogen werden. Als Folge weist das Profil starke Fluktuationen auf, was sich in den Fluktuationen des ermittelten Versatzes

**Table 5.1.:** Mittlerer vertikaler Versatz des AHCALs für die erste Teststrahlperiode 2007 mit ECAL und zweite Periode ohne ECAL.

Run-Bereich	Position XY-Tisch [mm]	Winkel [°]	Versatz [mm]
330171 – 330274	0	0	1,03±0,13
330281 – 330286	+30	0	-44,89 0,14
330306 – 330411	0	0	0,47±1,56
330446 – 330521	+30	0	-62,15±0,21
330544 – 330613	0	0	-8,14±0,57
330681 – 330778	+30	0	-64,44±0,49
330789 – 330962	0	0	-10,74±2,92
330975 – 331063	0	10	-19,71±1,16
331065 – 330221	0	20	-17,93±3,19
331221 – 331341	0	0	-10,44±5,70
331379 – 331389	-30	0	25,34±0,39
331522 – 331666	0	0	-9,16±0,60
350096 – 350127	62	0	-108,13±1,09
350158 – 350163	0	0	-11,42±0,33
350174 – 350185	0	10	-10,17±0,40
350216 – 350221	47	10	-127,45±0,48
350231 – 350299	0	20	-12,06±0,76
350304 – 350391	0	28,3	-33,78±5,03

widerspiegelt. Durch das Zusammenfassen der Daten aller Runs lässt sich jedoch ein präziserer Wert für den Versatz ermitteln.

Darüber hinaus sind Ähnlichkeiten zu dem vertikalen Versatz erkennbar. Nach Run 330521 weist der Versatz ebenfalls einen Sprung um einige Millimeter auf, ebenso, während das AHCAL geschert ist. Zwar wurde die Position des XY-Tischs korrekt berücksichtigt, allerdings sind auch in horizontaler Richtung leichte Unterschiede im Versatz für die verschiedenen Positionen erkennbar.

### 5.2.2. Resultate für das ECAL für 2007

Auf die gleiche Weise wie für das AHCAL lässt sich ebenfalls der Versatz des ECALs bestimmen, welcher in [Abbildung 5.4](#) gezeigt ist. Das ECAL befand sich zusammen mit dem AHCAL auf dessen XY-Tisch, verfügte darüber hinaus jedoch über einen eigenen Tisch, welcher eine Änderung der Position relativ zum AHCAL erlaubt. Daher weisen die Ergebnisse, welche generell gleichmäßiger als die des AHCALs sind, einige Gemeinsamkeiten mit denen des AHCALs auf. So zeigt sich nach Run 330521 ebenfalls ein deutlicher Sprung im Versatz, was für eine undokumentierte Veränderung der Position des XY-Tischs spricht.

Im Bereich 330446 – 330521 und 330681 – 330778 zeigt sich der Effekt des fehlerhaften Vorzeichens in der Höhe des XY-Tischs ebenfalls, im ersten Bereich wird er jedoch durch eine entsprechende Position des ECAL-eigenen Tischs kompensiert. Auch in horizontaler Richtung scheint die Position der beiden Tische nicht immer korrekt berücksichtigt worden zu sein. In dem Bereich, in dem das AHCAL geschert betrieben wurde, zeigt auch das ECAL eine deutliche Fluktuation in horizontaler Richtung. Dabei fällt auf, dass sich für den mit Hilfe von Pionen ermittelten Wert tendenziell hohe Werte ergeben, während die Daten von Elektronen eher zu niedrigeren Werten führen. Darüber hinaus ist die Übereinstimmung der Werte, welche mit Pionen und Elektronen gewonnen wurden, sehr gut.

### 5.2.3. Resultate für das AHCAL 2011

Im Jahr 2011 kam das AHCAL am CERN ohne ECAL in drei getrennten Zeiträumen zum Einsatz. Da in diesem Fall auf das Scheren sowie eine Veränderung der Position des AHCALs verzichtet wurde, lässt sich der Versatz sehr einfach bestimmen und zeigt keine Auffälligkeiten. Da eine Auswertung der dritten Teststrahlperiode 2011 derzeit noch nicht möglich ist, ergibt sich der Versatz der ersten beiden Perioden zu den in [Tabelle 5.3](#) aufgeführten Werten.

## 5.3. Lagenweise Positionskorrektur

Neben der globalen Positionskorrektur ist es mit Hilfe von Myonen möglich, auch die Position jeder einzelnen Detektorlage zu bestimmen. Zur Berechnung ist eine verfeinerte Methode sowie eine sehr gute Erkennungsrate für Myonen erforderlich. Dafür kann der

**Tabelle 5.2.:** Mittlerer horizontaler Versatz des AHCALs.

Run-Bereich	Position XY-Tisch [mm]	Winkel [°]	Versatz [mm]
330171 – 330250	0	0	27,26±0,30
330271 – 330274	-60	0	25,61±1,02
330281 – 330391	0	0	25,55±0,68
330396 – 330411	60	0	27,82±0,11
330437 – 330463	0	0	17,13±0,57
330509 – 330521	30	0	7,43±0,29
330544 – 330549	0	0	16,29±1,30
330558 – 330561	-60	0	15,29±0,29
330569 – 330583	60	0	135,62±0,40
330595 – 33613	60	0	16,70±1,44
330647 – 330702	0	0	16,39±1,56
330736 – 330742	-30	0	5,42±0,59
330770 – 330778	30	0	7,68±0,19
330789 – 330807	60	0	8,72±0,30
330833 – 330851	-60	0	14,43±0,23
330899 – 330962	0	0	15,64±1,92
330975 – 331063	0	10	-5,31±1,61
331065 – 331221	0	20	-8,81±2,08
331223 – 331347	0	0	17,85±1,30
331379 – 331432	0	0	27,67±0,40
331522 – 331666	0	0	17,95±0,21
350096 – 350158	-88	0	-28,12±0,27
350158 – 350165	0	0	18,21±0,04
350174 – 350187	0	10	-6,89±0,51
350216 – 350221	40	10	92,95±0,92
350231 – 350258	0	20	-11,46±3,15
350283 – 350299	-60	20	4,07±1,56
350304 – 350332	0	28,3	-59,58±7,84
350347 – 350357	60	28,3	-69,09±3,64
350364 – 350373	-60	28,3	-61,74±0,14
350381 – 350391	0	28,3	-70,78±17,56

**Tabelle 5.3.:** Versatz des AHCALs für die zwei Teststrahlperioden 2011

Run-Bereich	Horizontaler Versatz [mm]	Vertikaler Versatz [mm]
361159 – 361274	9,74±0,58	-17,49±0,42
361341 – 361483	9,26±0,27	-17,92±0,23

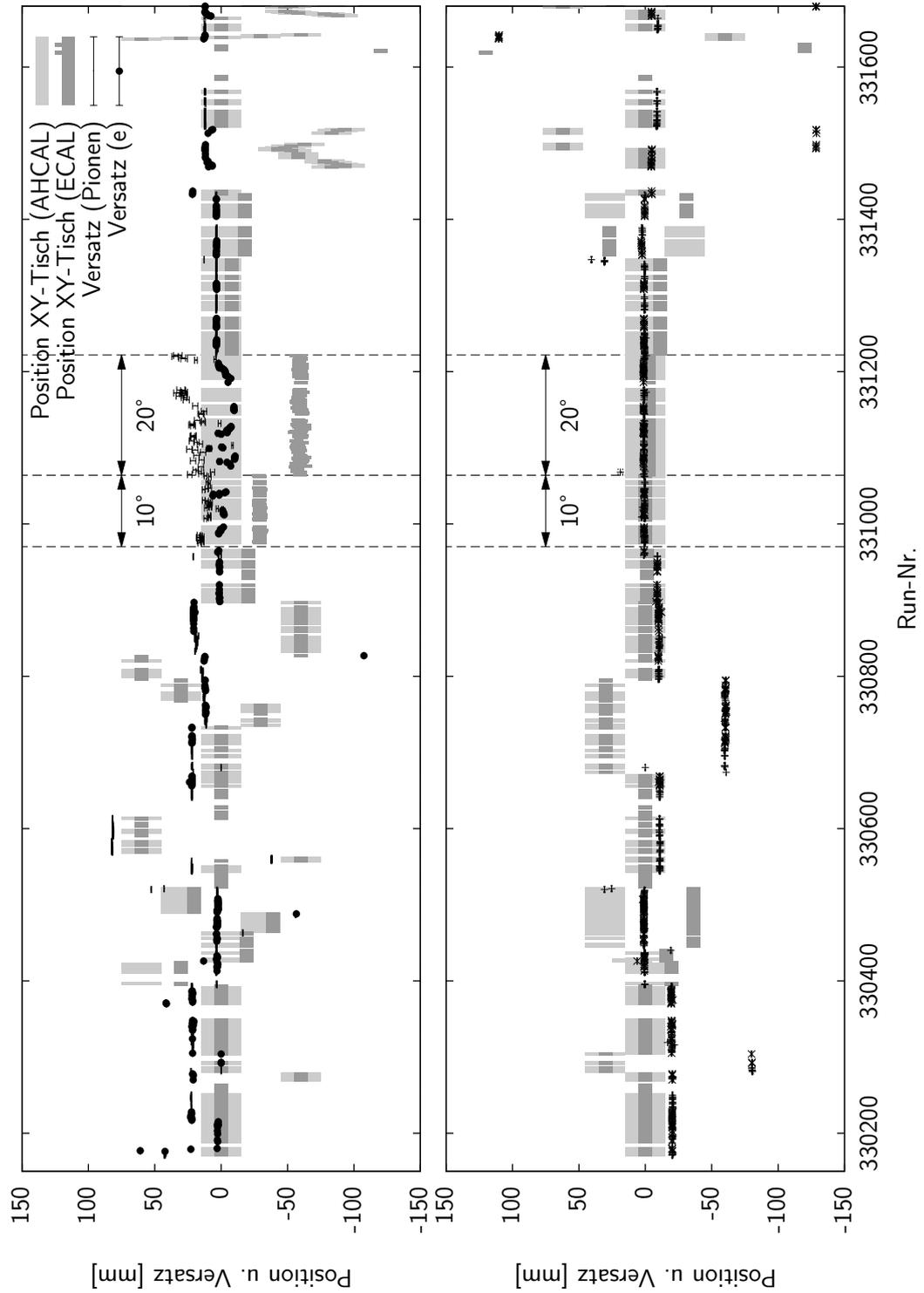


Abbildung 5.4.: Run-weise berechneter Versatz des ECALs.

den Versatz sehr präzise bestimmt werden, um die Ergebnisse der globalen Positionskorrektur zu verifizieren. Auch für die lagenweise Positionskorrektur wird der vertikale und horizontale Versatz getrennt untersucht.

### 5.3.1. Myonen-Selektion

Wird ein Pionen-Strahl auf einen sehr dicken Eisenabsorber gelenkt, zerfallen die Pionen in ihm praktisch vollständig zu Myonen, welche den Absorber durchdringen können. Auf diese Weise wird am Teststrahlaufbau ein reiner Myonen-Strahl erzeugt, welcher für die lagenweise Positionskorrektur verwendet werden kann.

Daneben besteht auch ein Pionen-Strahl bereits zu einem nicht unwesentlichen Anteil aus Myonen, welche ebenfalls für die Positionskorrektur genutzt werden können. Hierzu ist jedoch eine effiziente Erkennung der Myonen erforderlich. Im Teststrahlaufbau des Jahres 2007 wurden neben den untersuchten Kalorimetern eine Reihe weiterer Detektoren zur Teilchenidentifizierung genutzt. So befand sich hinter dem TCMT ein Szintillator, welcher auf Grund der dicken Absorberlagen von AHCAL und TCMT nur Myonen detektiert. Die Registrierung eines Myons in einem Event schließt jedoch nicht aus, dass gleichzeitig weitere Teilchen den Detektor erreicht haben.

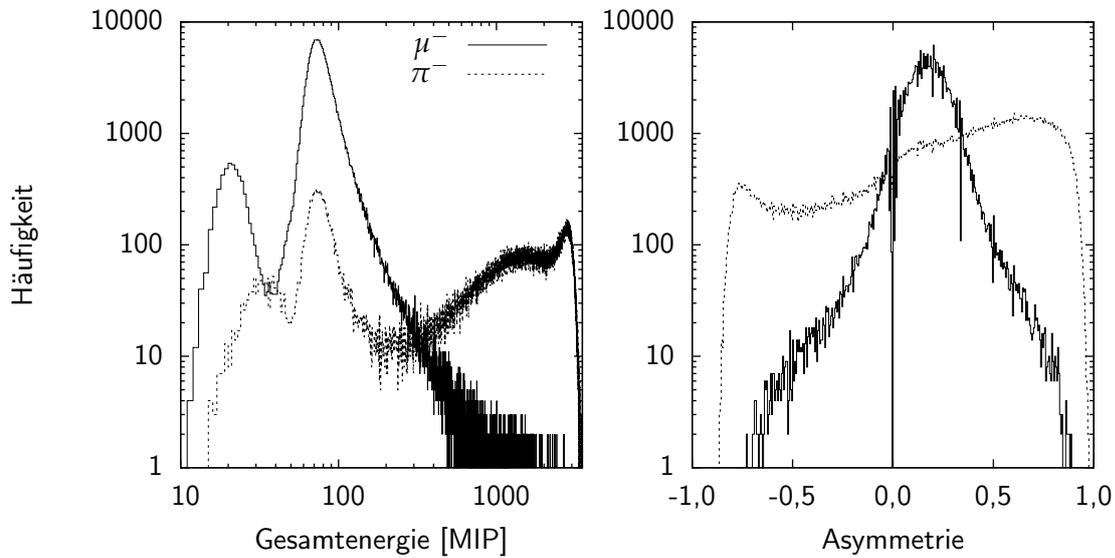
Auch wurden am Teststrahlaufbau des Jahres 2011 nur zwei Čerenkov-Detektoren zur Teilchenidentifizierung eingesetzt. Mit zwei unterschiedlichen über den Gasdruck eingestellten Ansprechschwellen ist eine Separierung von leichten, mittelschweren und schweren Teilchen möglich. Der Schwerpunkt lag dabei in der Erkennung von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen. Eine Konfiguration, die ausschließlich zur Erkennung von Myonen dient, wurde nicht genutzt.

Da auch der TCMT nicht in jedem Aufbau verwendet wurde, ist eine Identifizierung der Myonen innerhalb des AHCALs erforderlich. Dies lässt sich mit drei Kriterien bewerkstelligen:

**Anzahl Treffer:** Myonen durchlaufen das AHCAL vollständig und deponieren in der Regel in nur einer Szintillatorkachel pro Lage Energie. Damit sollte die Anzahl der Szintillatorkacheln, welche ein Signal registriert haben, im Bereich von 40 liegen. Durch das Rauschen des Detektors erhöht sich die Anzahl auf etwa 70.

**Gesamtenergie:** Ein ähnliches Kriterium betrifft die deponierte Gesamtenergie im AHCAL. Als quasi minimal ionisierendes Teilchen deponiert ein Myon etwa 1 MIP-Äquivalent pro Szintillatorkachel, und damit etwa 40 MIP-Äquivalent im gesamten Detektor. Hinzu kommt eine Energie von etwa 20 MIP-Äquivalent durch das Rauschen des AHCALs, so dass Gesamtenergie von 60 MIP-Äquivalent registriert wird.

**Asymmetrie:** Da Myonen auf ihrem Weg durch das AHCAL in jeder Lage etwa das gleiche Signal hinterlassen, sollte sich die Anzahl an getroffenen Szintillatorkacheln



**Abbildung 5.5.:** Vergleich der Gesamtenergie und Asymmetrie  $a$  zwischen einem reinen Myonen-Run (130 GeV) und einem Pionen-Run (80 GeV). Myonen deponieren eine Gesamtenergie im Bereich von 70 MIP und treffen im vorderen und hinteren Bereich des AHCALs etwa gleich viele Szintillatorkacheln. Durch die höhere Anzahl an Szintillatorkacheln ist die Asymmetrie etwas in den vorderen Bereich verschoben.

gleichmäßig auf die vordere und hintere Hälfte des AHCALs verteilen. Als Maß dient der Ausdruck

$$a = \frac{n_v - n_h}{n_h + n_v} \quad (5.1)$$

der die Anzahl  $n_v$  an Treffern in der vorderen Hälfte und  $n_h$  in der hinteren Hälfte auf den Zahlenbereich  $[-1; 1]$  abbildet. Bedingt durch das Rauschen und die höhere Anzahl an Szintillatorkacheln im vorderen Bereich des AHCALs verschiebt sich der ideale Wert zur Identifikation von Myonen in den vorderen, positiven Bereich.

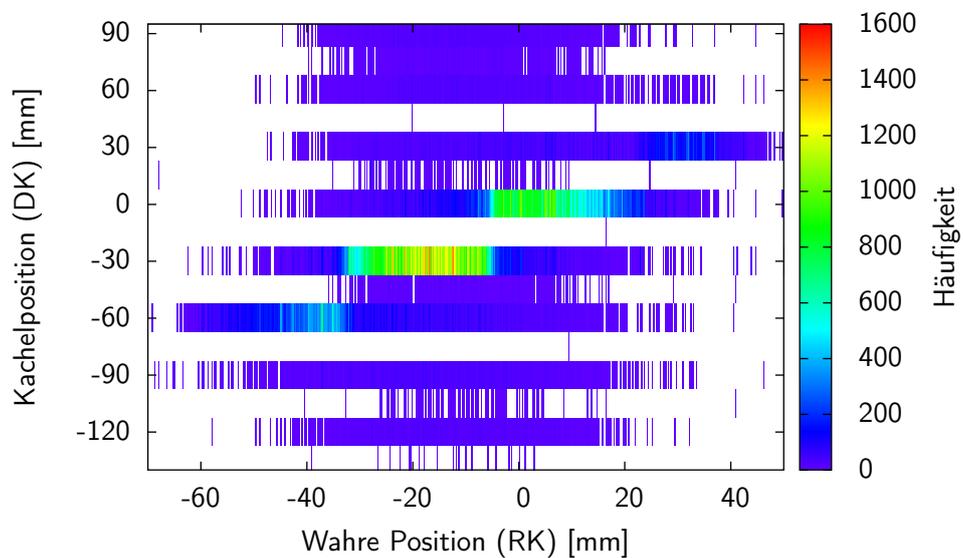
Die optimalen Werte hängen stets von den Eigenschaften des Detektors ab, und lassen sich beispielsweise anhand des Vergleichs der in [Abbildung 5.5](#) gezeigten Daten reiner Myonen-Runs und Pionen-Runs der Teststrahlperiode 2007 ermitteln und für die Teststrahlperiode 2011 entsprechend anpassen. Die genutzten Grenzen sind in [Tabelle 5.4](#) aufgeführt.

### 5.3.2. Prinzip der lagenweisen Korrektur

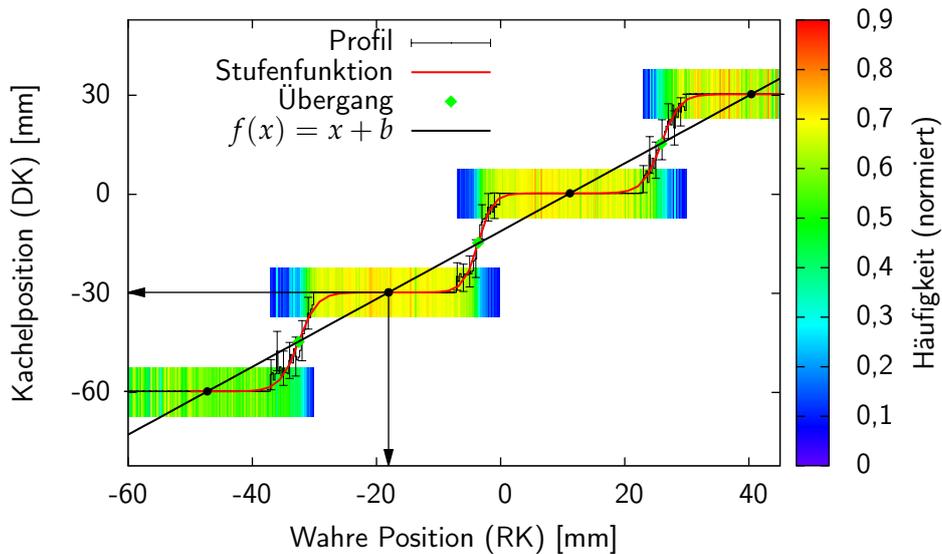
Die Energieschwerpunkt-Methode zur Berechnung der Einstrahlposition eines Myons in eine Detektorlage ist nicht zielführend, da ein Myon im Regelfall nur in einer Detektorzelle pro Lage Energie deponiert. Für das AHCAL liegt die Energie zudem in der

**Tabelle 5.4.:** Genutzte Werte zur Selektion von Myonen für 2007 und 2011. Die Werte unterscheiden sich beispielsweise auf Grund des unterschiedlichen Rauschverhaltens.

	CERN 2007	CERN 2011
Anzahl Treffer	60 - 100	80 - 120
Gesamtenergie [MIP]	50 - 120	50 - 120
Asymmetrie $a$	0 - 0,3	0 - 0,4



**Abbildung 5.6.:** Korrelation zwischen der Position von Szintillatorkacheln des AHCALs, welche ein Signal verzeichnet haben, und der wahren Position bei Bestrahlung mit Myonen.



**Abbildung 5.7.:** Auf das Strahlprofil normiertes und bereinigtes Histogramm aus [Abbildung 5.6](#). An das Profil der Daten lässt sich eine Stufenfunktion ([Gleichung 5.2](#)) anpassen. Mit Hilfe einer Geraden durch die so ermittelten Übergänge zwischen den Detektorzellen und der bekannten Position in Detektorkoordinaten lässt sich die Position der Zellen in Referenzkoordinaten ermitteln.

gleichen Größenordnung wie das Rauschen der Szintillatorkacheln, daher ist die so bestimmte Position sehr ungenau. Stattdessen wird der Ort der Energieposition gegen die wahre Position des Myons in ein in [Abbildung 5.6](#) gezeigtes Histogramm eingetragen.

Die Intervallgröße für die Detektorzellen ist dabei so gewählt, dass die Mitte eines Intervalls exakt der horizontalen bzw. vertikalen Position einer Kalorimeterzelle entspricht. Sofern, wie bisher der Fall, die horizontale Position aller Detektorzellen einer Spalte bzw. vertikale Position einer Zeile als exakt gleich angenommen wird, ist ein Fehler durch die Intervallbildung ausgeschlossen. Weiterhin verringert sich das Datenaufkommen durch die Reduzierung der Anzahl der Intervalle erheblich.

Für das AHCAL wurde die Größe der Intervalle auf 15 mm festgelegt, da dies dem Raster entspricht, auf dem die Positionen aller Szintillatorkacheln inklusive derer mit 60 mm und 120 mm Kantenlänge liegen. Zwischen den Zeilen in [Abbildung 5.6](#), die eindeutig Signale von drei bis vier durch Myonen getroffenen Szintillatorkacheln zeigen, liegen daher Zeilen, die Einträge der größeren Szintillatorkacheln enthalten. Bedingt durch die Geometrie der Detektorlagen des AHCALs ist die Position der Kacheln mit 60 mm Größe stets von der der Kacheln mit 30 mm Größe verschieden, so dass sie zu Einträgen in verschiedenen Zeilen führen. Dies verhindert den Einfluss von Rauschen aus diesen Kacheln. Da jede Position mit der Position höchstens einer Kachel von 120 mm Größe zusammenfällt, ist der Einfluss dieser Kacheln sehr gering.

Für das ECAL kann eine Intervallgröße entsprechend der Padgröße von 10 mm verwendet werden, hier sind jedoch Lücken entsprechend den Abständen zwischen den Wafern zu berücksichtigen, wie [Abbildung 5.13](#) zeigt.

Die Daten in dem gezeigten Histogramm unterliegen noch dem Einfluss des lateralen Strahlprofils. Normiert man sie auf dieses Profil, zeigen sich die von Myonen getroffenen Detektorzellen durch ein deutliches, gleichmäßiges Plateau in der nun relativen Häufigkeit. Dies erlaubt eine erste Abschätzung der Position der Zellen und damit eine Einschränkung der Daten auf den relevanten Bereich. So werden nur Daten berücksichtigt, welche innerhalb einer Zeile mit einem Plateau liegen, und darüber hinaus nicht mehr als 5 mm Abstand zu den Flanken des Plateaus besitzen. Weiterhin werden Bereiche ignoriert, in welchen die Häufigkeitsdichte des Strahlprofils unter 10% des Maximalwerts liegt. Dies führt zu Histogrammen wie dem in [Abbildung 5.7](#).

Dieser Datensatz des AHCALs weist für eine Kachelposition von -60 mm eine geringere relative Häufigkeit von etwa 0,5 gegenüber einem Wert von 0,7 der übrigen Positionen auf. Dies tritt gelegentlich auf, falls eine defekte Detektorzelle im Bereich des Teilchenstrahls liegt. Da für die Bestimmung des Versatzes die Projektion aller Koordinaten in horizontaler bzw. vertikaler Richtung betrachtet wird, besteht die gezeigte Häufigkeit stets aus der Summe der Häufigkeiten für alle Detektorzellen einer Spalte bzw. Reihe. Bei einer typischen Breite eines Myonenstrahls von etwa 100 - 120 mm werden drei bis vier Szintillatorkacheln des AHCALs erfasst. Das Fehlen des Signals einer Kachel führt damit zu einer Verringerung der Häufigkeit um bis zu 33%. Um diesem Effekt entgegen zu wirken, wird ebenfalls eine Normierung der Daten jeder Zeile auf die Häufigkeit durchgeführt.

Anschließend kann das Profil der Daten entlang der Ordinate gebildet werden, welches einen stufenförmigen Verlauf aufweist. Eine Breite des Profils lässt sich dabei nur im Randbereich zwischen zwei Detektorzellen bestimmen.

Die Form des Profils kann mathematisch durch eine Summe von Sigmoid-Funktionen (S-Funktionen) beschrieben werden:

$$x_{\text{Det}} = \sum_i \frac{A_i}{1 + \exp(s_i \cdot (x_{\text{Ref}} - x_i))} \quad (5.2)$$

Hierbei ist  $A_i$  der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Stufen, der aus der Geometrie des Detektors bekannt ist. Der Parameter  $x_i$  gibt die Position des Übergangs, welcher die Grenze zwischen zwei Detektorzellen beschreibt, in Referenzkoordinaten an. Die Steilheit des Übergangs wird durch den Parameter  $s_i < 0$  beschrieben.

Wird diese Funktion in das Profil eingepasst, lässt sich bereits die Position der Übergänge zwischen den Detektorzellen bestimmen. Der Versatz der Detektorlage ergibt sich aus dem Achenabschnitt einer Geraden mit Steigung 1, die durch die Übergänge gelegt wird. Die Unsicherheit hängt dabei im Wesentlichen von der Unsicherheit der Positionen  $x_i$  der Übergänge ab, welche wiederum von der Steilheit  $s_i$  sowie der Häufigkeitsdichte des Strahlprofils im Bereich zwischen den Zellen abhängt. So ändert sich die Unsicherheit des Versatzes für das AHCAL häufig ab der 31. Detektorlage, ab der nur die größeren Szintillatorkacheln ab 60 mm verbaut sind. Dabei ist für einen Run entweder eine Verringerung oder eine Vergrößerung der Unsicherheit beobachtbar, je nachdem, ob der um 15 mm versetzte Übergang zwischen den größeren Szintillatorkacheln häufiger oder seltener von Myonen getroffen wurde.

### 5.3.3. Lagenweiser Versatz des AHCALs für verschiedene XY-Tischpositionen

[Abbildung 5.10](#) zeigt den ermittelten, lagenweisen Versatz in vertikaler Richtung für ausgewählte Myonen-Runs bei verschiedenen Positionen des XY-Tischs. Zunächst fällt auch in diesen Daten der Vorzeichenfehler bei der Berücksichtigung der Höhe des XY-Tischs auf. Weiterhin zeigen die Daten des Runs 331589, dass die angegebene Position in keinem Fall korrekt ist, sondern +60 mm (bzw. -60 mm) beträgt.

Beim Vergleich zwischen den aufeinander folgenden Runs 330619 und 330620 sind im Rahmen der Fehler keine Unterschiede erkennbar, Run 331587 weist jedoch im Mittel einen um  $1,32 \pm 0,19$  mm niedrigeren Versatz auf. Dies deckt sich jedoch mit dem in [Tabelle 5.1](#) aufgeführten globalen Versatz, welcher für diese Run-Bereiche ebenfalls einen Unterschied von 1,02 mm aufweist.

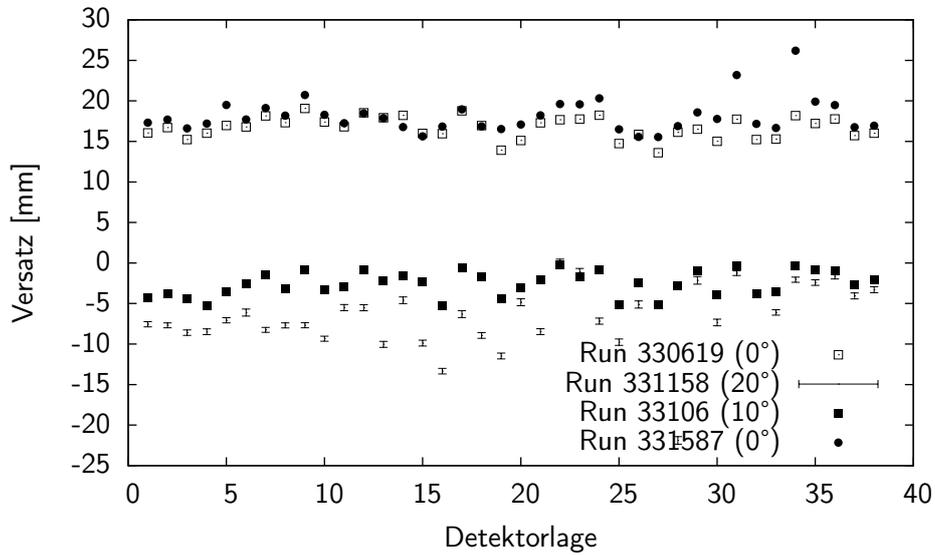
Run 331589 weist gegenüber Run 331587 einen mittleren Unterschied im Versatz von  $-120,10 \pm 0,33$  mm auf, für Run 331623 ergibt sich  $-239,42 \pm 0,23$  mm. Dies entspricht mit hoher Genauigkeit den Erwartungen für eine Tischposition von +60 bzw. +120 mm.

Der Versatz für die gleichen Runs in horizontaler Richtung ist in [Abbildung 5.11](#) gezeigt. Während der Versatz aller Lagen in vertikaler Richtung etwa gleich groß ist und in einem Intervall von bis zu 2,1 mm liegt, streuen die Werte für die horizontale Richtung sehr stark und liegen in einem Intervall von bis zu 5,3 mm. Tendenziell weisen die beiden aufeinander folgenden Runs 330619 und 330620 etwa gleich große Werte für den Versatz auf, während die Werte der restlichen Runs in jeder Lage ebenfalls etwas stärker streuen. Dies könnte an den unterschiedlichen vertikalen Positionen des XY-Tischs liegen, falls eine Höhenänderung ebenfalls zu einer geringen seitlichen Verschiebung führt.

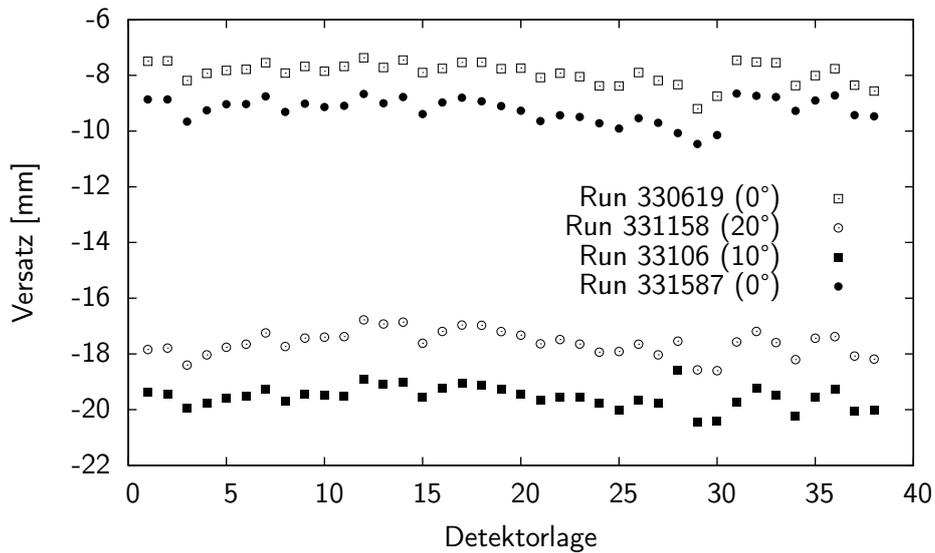
Auch in horizontaler Richtung gibt es eine generelle Differenz im Versatz zwischen den ersten beiden und den letzten Runs. Dieser ist jedoch nicht von Lage zu Lage gleich, da das AHCAL zwischen den beiden Run-Gruppen um  $10^\circ$  und  $20^\circ$  um die vertikale Achse geschert wurde. Offensichtlich haben sich die Kassetten bei diesem Vorgang innerhalb des AHCALs verschoben, und auch bei der Rückstellung auf einen Winkel von  $0^\circ$  eine individuelle Verschiebung beibehalten.

### 5.3.4. Lagenweiser Versatz für das gescherte AHCAL

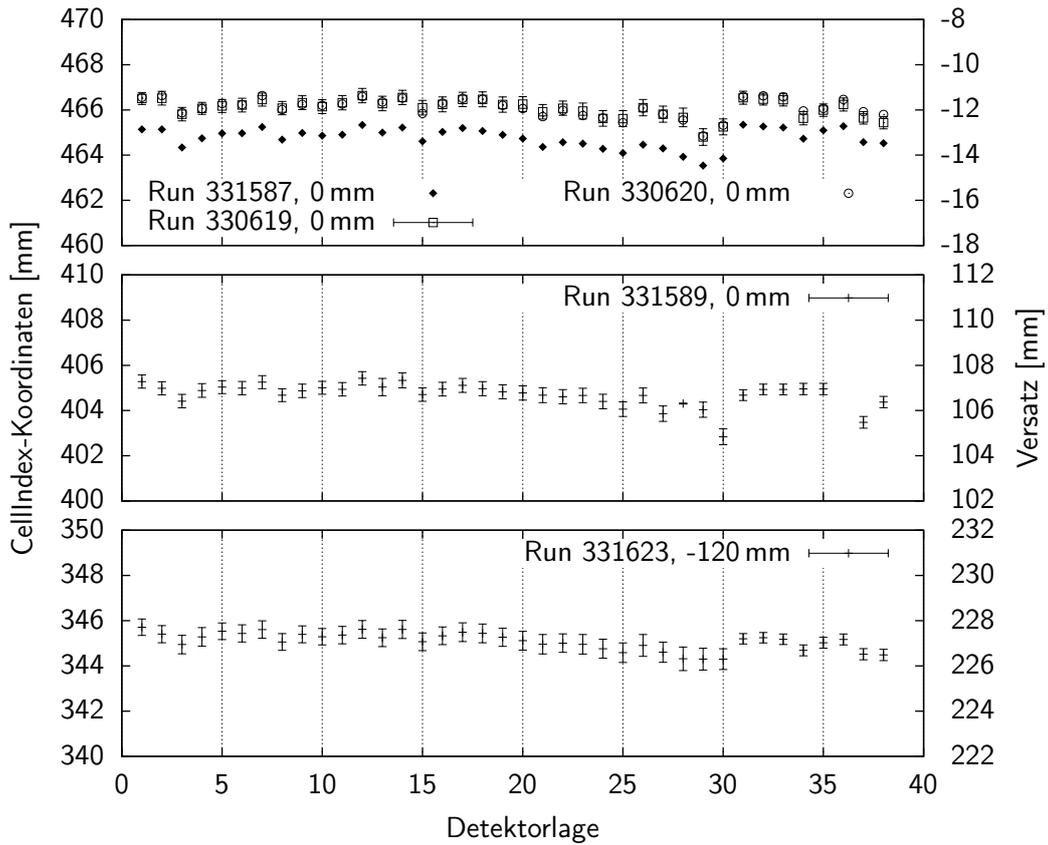
Für den Zeitraum, in welchem das AHCAL geschert betrieben wurde, ergibt sich für den globalen Versatz eine starke Abweichung, deren Ursache nicht mit Sicherheit geklärt werden kann. Die lagenweise in [Abbildung 5.8](#) und [5.9](#) gezeigte Bestimmung des Versatzes mit Hilfe von Myonen bestätigt diesen Versatz jedoch mit hoher Übereinstimmung. Darüber hinaus fallen sehr hohe Schwankungen von Lage zu Lage in horizontaler Richtung um bis zu 12 mm (für  $20^\circ$ ) auf. Dies könnte die Ursache für die in [Abschnitt 5.2.1](#) erwähnte hohe Breite des Profils der globalen Positionskorrektur sein.



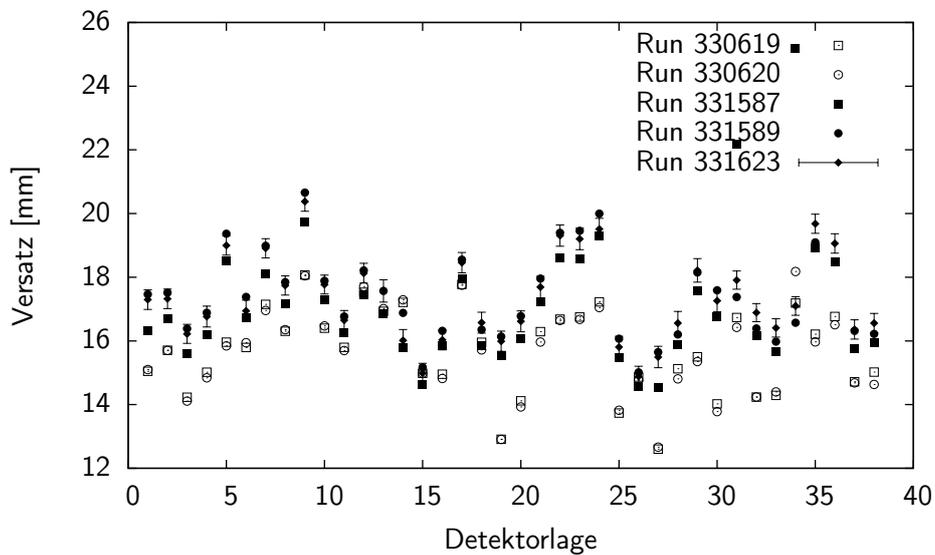
**Abbildung 5.8.:** Horizontaler Versatz des gescherten AHCALs. Neben den Daten für das gescherte AHCAL sind ebenfalls Daten für Runs vor und nach der Rotation eingetragen. Der während der globalen Positionskorrektur festgestellte Sprung im Versatz bestätigt sich, darüber ist die Abweichung von Lage zu Lage für  $20^\circ$  besonders hoch.



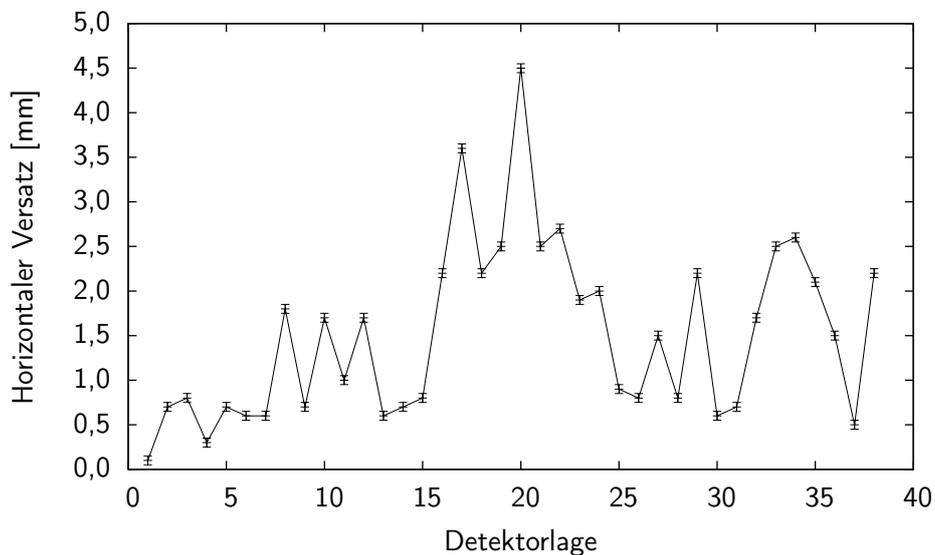
**Abbildung 5.9.:** Vertikaler Versatz des gescherten AHCALs. Die Differenz zwischen den Daten entspricht ebenfalls der, die mit der globalen Positionskorrektur beobachtet werden kann.



**Abbildung 5.10.:** Vertikaler Versatz des AHCALs für verschiedene Myonen-Runs. Die in den Diagrammen angegebenen Millimeterangaben entsprechen der eingestellten Höhe des XY-Tisches. Auch in diesen Daten zeigt sich der Vorzeichenfehler in der Tischposition. Die angegebene Position für Run 331589 entspricht nicht dem tatsächlichen Wert von (-)60 mm.



**Abbildung 5.11.:** Horizontaler Versatz des AHCALs für verschiedene Myonen-Runs. Die Werte sind ungleichmäßiger als für den vertikalen Fall, die Differenz zwischen den Werten der Runs 330619 und 330620 und den übrigen Runs ist auf die zwischenzeitliche Scherung des AHCALs zurück zu führen. Dabei haben sich die Detektorlagen gegeneinander verschoben.



**Abbildung 5.12.:** Per Messschieber erfasster horizontaler Versatz der Kassetten des AHCALs in der dritten Teststrahlperiode 2011. Der Vergleich mit Daten des Teststrahls ist zur Zeit noch nicht möglich, die Messung zeigt jedoch, dass ein Versatz von mehreren Millimetern realistisch ist.

### 5.3.5. Manuelle Messung des Versatzes des AHCALs

Während der dritten Teststrahlperiode 2011 bestand die Möglichkeit, die horizontale Position der einzelnen Detektorlagen manuell zu überprüfen. Auf der Seite des CMBs befand sich am Boden des AHCALs parallel zur Strahlrichtung ein Metallprofil, welches offensichtlich als Anschlag für die Kassetten mit den Szintillatorkacheln diente. Mit Hilfe eines Messschiebers mit Tiefenmaß konnte der Abstand zwischen dem massiven Metallrahmen der Kassetten und dem Metallprofil bestimmt werden. Nach [Abbildung 5.12](#) weist auch diese Messung erhebliche Schwankungen auf, die Lagen besitzen einen Abstand von bis zu 4,5 mm zu dem Profil.

Leider ist zur Zeit eine Ermittlung des lagenweisen Versatzes für die Daten der dritten Teststrahlperiode 2011, und damit ein Vergleich mit der manuellen Messung nicht möglich.

Wenngleich nicht ausgeschlossen werden kann, dass die Szintillatorkacheln durch einen gewissen Bewegungsspielraum innerhalb der Kassetten einen zusätzlichen Versatz besitzen, zeigt diese Messung deutlich, dass die Schwankungen des anhand von Teststrahl Daten ermittelten Versatzes durchaus real sind und nicht auf bisher unbekannt Effekten beruht.

### 5.3.6. Lagenweiser Versatz des ECALs

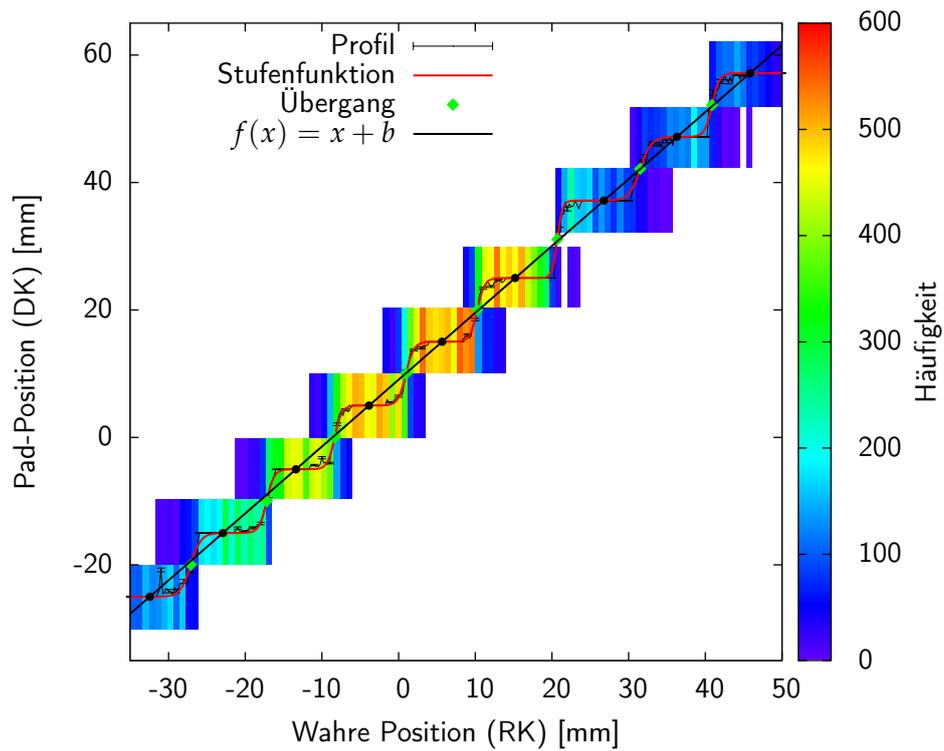
Die vorgestellte Methode zur Bestimmung des lagenweisen Versatzes lässt sich ebenfalls auf das ECAL anwenden. Da dessen Pads eine Größe von 10 mm besitzen, erfasst der Myonen-Strahl sehr viele von ihnen, und es ergeben sich zahlreiche in [Abbildung 5.13](#) gezeigte Stufen im Profil, in die anschließend eine Gerade eingepasst werden kann. Die Signalhöhe des Rauschens liegt deutlich unter 0,4 MIP und die Rate des Rauschens ist gegenüber der des AHCALs geringer, so dass sich ein sehr viel deutlicheres Profil ergibt.

Sowohl im horizontalen als auch vertikalen Versatz fällt zunächst eine starke lineare Abhängigkeit von der Position der Detektorlage im Kalorimeter auf, zudem sind die drei Kassetten des ECALs in horizontaler Richtung gegeneinander verschoben. Der lineare Zusammenhang deutet auf eine Rotation des gesamten ECALs hin, bei einem Abstand von 193 mm zwischen der ersten und letzten Detektorlage lassen sich Winkel von  $0,6^\circ$  um die horizontale und  $0,4^\circ$  um die vertikale Achse abschätzen, was auf ein bekanntes Montageproblem hinweist<sup>[5]</sup>.

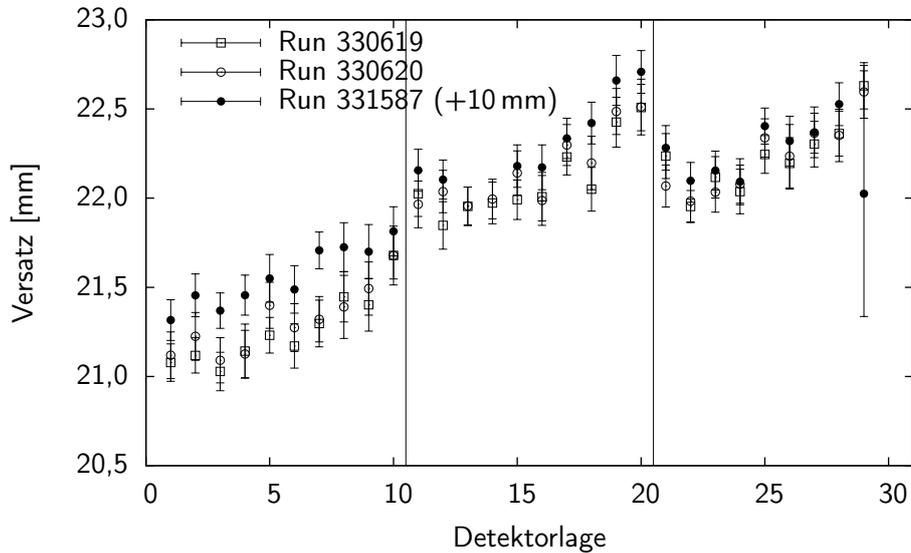
Die Daten der Runs 330619 und 330620 stimmen in beiden Richtungen im Rahmen der Fehler überein, für den später aufgenommenen Run 331587 ergibt in beiden Richtungen ein zusätzlicher Versatz, wie er bereits für das AHCAL sowie mit der globalen Positionskorrektur beobachtet wurde.

## 5.4. Fazit

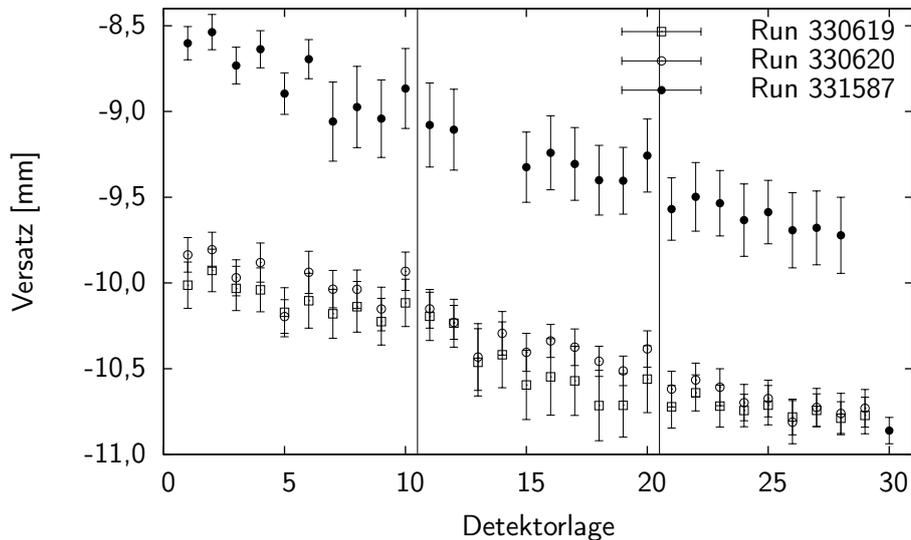
Mit der globalen Positionskorrektur ist es möglich, eine erste grobe Bestimmung des Versatzes sowohl des AHCALs als auch des ECALs durchzuführen. Dabei können so-



**Abbildung 5.13.:** Histogramm zur lagenweisen Positionsbestimmung des ECALs. Da die Pads eine Größe von nur 1 cm besitzen, wird eine sehr viel höhere Anzahl durch den Myonen-Strahl erfasst, so dass sich in diesem Fall acht verwertbare Stufen ergeben. Der zusätzliche Abstand zwischen den Pads zweier Wafer zeigt sich in der Lücke bei einer Pad-Position von 32 mm. Der Versatz des Runs 331587 weicht generell um 10 mm ab und wurde zu besseren Darstellung um diesen Wert korrigiert.



**Abbildung 5.14.:** Horizontaler Versatz des ECALs für ausgewählte Runs. Die senkrechten Linien markieren die Unterteilung des ECALs in drei Kassetten. Neben einem Versatz der Kassetten gegeneinander fällt eine starke lineare Zunahme des Versatzes von Lage zu Lage auf, die auf eine seitliche Drehung des gesamten Detektors zurückzuführen ist.



**Abbildung 5.15.:** Vertikaler Versatz des ECALs, ebenfalls mit einer offensichtlichen Drehung um die horizontale Achse.

wohl systematische wie auch sporadisch auftretende Fehler bei der Berücksichtigung der Tischposition festgestellt werden. Bedingt durch die Eigenschaften der Kalorimeter und der Teilchenschauer lässt sich diese Methode nur mit Hadronen durchführen, die sowohl in ECAL als auch AHCAL ein geeignetes Signal hinterlassen. Für das ECAL besteht darüber hinaus die Möglichkeit, die Korrektur mit Hilfe von Elektronen zu ermitteln, die dabei erreichte Präzision ist jedoch geringer.

Die höchste Präzision lässt sich durch die lagenweise Positionskorrektur mit Hilfe von Myonen erreichen. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit denen der globalen Positionskorrektur, weisen jedoch auch auf Ungenauigkeiten der globalen Methode, beispielsweise bei einer Einschussposition im Übergangsbereich zu den größeren Szintillatorkacheln des AHCALs hin.

Die Beschränkung auf Myonen stellt allerdings einen Nachteil dar, so dass die lagenweise Korrektur nicht für jeden Run einzeln durchgeführt werden kann. Zwar wurden während der verschiedenen Teststrahlperioden einzelne reine Myonen-Runs durchgeführt, welche für die Analyse geeignet sind, im Jahr 2007 wurden die Kalorimeter jedoch sehr häufig bewegt, so dass eine häufigere Anwendung der lagenweisen Positionskorrektur wünschenswert ist. Abhilfe schafft die Auswertung von Pionen-Runs, deren Strahl einen gewissen Anteil Myonen enthält. Allerdings ist dieser Anteil gering, so dass die Daten mehrerer Runs zusammengefasst werden müssen. Diese Runs sollten zuvor mit Hilfe der globalen Positionskorrektur auf Unstimmigkeiten untersucht werden.

Nicht berücksichtigt wurden bisher reine Elektronen-Runs der zweiten Teststrahlperiode 2007 ohne ECAL, da diese Daten für die vorgestellte Positionskorrektur nicht geeignet ist, und der Strahl von Elektronen-Runs kaum Beimischungen von Hadronen oder Myonen enthält. Einerseits wurden während dieser zweiten Periode mehrfach unterschiedliche Positionen des XY-Tisches gewählt, um ausschließlich Elektronen-Runs aufzuzeichnen, so dass für diese Positionen keine Möglichkeit der Positionskorrektur besteht. Andererseits hat sich herausgestellt, dass die Positionierung des XY-Tisches sehr exakt arbeitet und eine erneute Positionskorrektur nicht unbedingt notwendig ist. In diesem Fall bleibt jedoch die Möglichkeit einer falsch eingestellten oder aufgezeichneten Position des Tisches offen.



## 6. Ortsauflösung des AHCALs für Elektronen

Die hohe Granularität der Kalorimeter des ILDs erlauben eine sehr präzise Lokalisation der von einem Schauer deponierten Energie und ermöglichen es damit, die Position eines einfallenden Teilchen zu bestimmen.

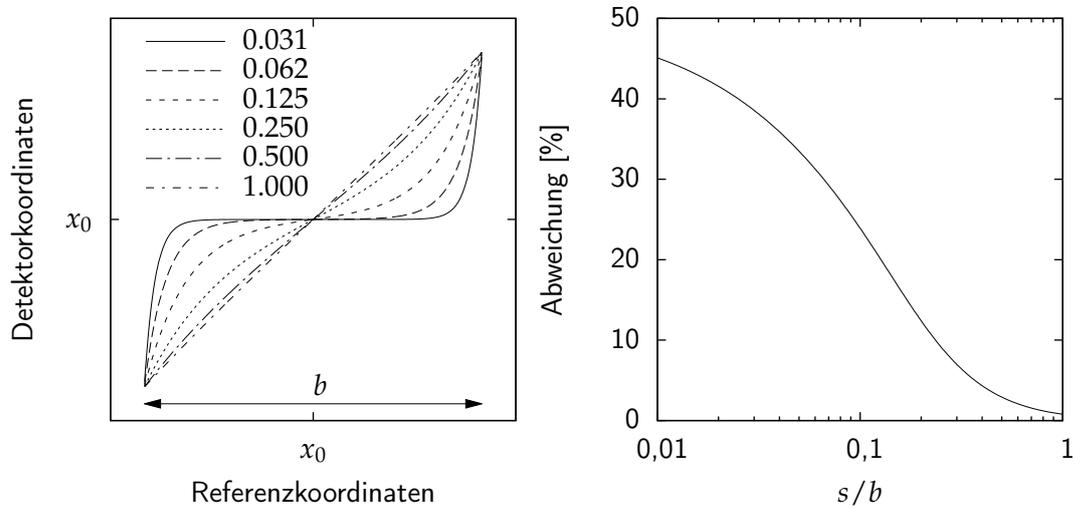
Die dabei erreichte Ortsauflösung hängt von verschiedenen Faktoren ab. So bestimmt die Energie der Teilchen die räumliche Ausdehnung des entstehenden Schauers, und damit die Anzahl der Kalorimeterzellen, welche ein Signal registriert haben, und zur Berechnung der Position herangezogen werden können.

Weiterhin sind die physikalischen Eigenschaften des Kalorimeters von entscheidender Bedeutung. Neben Stahl wird auch Wolfram als alternatives Absorbermaterial für das AHCAL getestet, um einen möglichen Einsatz des Kalorimeters am CLIC zu untersuchen. Die geringere Strahlungslänge und nukleare Interaktionslänge führt jedoch zu einer geringeren Ausdehnung der Schauer und damit zu einem geringeren Auflösungsvermögen des Kalorimeters.

Die Art der Teilchen hat ebenfalls einen Einfluss auf die erreichte Auflösung. Elektromagnetische Schauer sind auf einen kleinen räumlichen Bereich beschränkt und weisen eine sehr gleichmäßige Struktur auf, so dass sich die Position des primären Teilchens mit hoher Präzision bestimmen lässt. Hadronische Schauer besitzen zwar eine größere räumliche Ausdehnung, allerdings ist ihre Struktur komplexer und weist sehr starke räumliche Fluktuationen auf, so dass für sie eine geringere Ortsauflösung erwartet wird.

In diesem Kapitel werden erste Ergebnisse der Analyse der Ortsauflösung des AHCALs für elektromagnetische Schauer anhand der Teststrahl Daten aus den Jahren 2007 und 2011 präsentiert. Die genutzten Daten stammen aus der zweiten Teststrahlperiode 2007, in welcher zahlreiche Positronen-Runs im Energiebereich von 10 bis 50 GeV ohne das ECAL durchgeführt wurden. Ein Vergleich mit der erreichbaren Auflösung bei Verwendung von Absorbern aus Wolfram ist mit den 2011 gewonnenen Daten für Elektronen im gleichen Energiebereich möglich. Weiterhin wurde das AHCAL in der zweiten Teststrahlperiode 2007 um Winkel von 10, 20 und 28,3° geschert, so dass der Einfluss verschiedener Einschlagwinkel untersucht werden kann.

In vertikaler Richtung weist der von dem Teilchenstrahl getroffene Bereich des Kalorimeters im Allgemeinen nur eine sehr geringe Ausdehnung von wenigen Millimetern auf, was einerseits auf den sehr schmalen Strahl und andererseits auf eine fehlende Schwankung der mittleren Position des Strahls während der Datennahme zurückzuführen ist. Daher erfolgt die Analyse ausschließlich anhand der auf die horizontale Ebene projizierten Daten.



**Abbildung 6.1.:** Links: Stufenfunktion aus Gleichung 6.2 für verschiedene Werte von  $s/b$ . Rechts: Maximale Abweichung der Stufenfunktion von einer Geraden, abhängig von  $s/b$

## 6.1. Stufenkorrektur

Die laterale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer liegt in der Größenordnung der Szintillatorkacheln des AHCALs von 30 mm. In der Korrelation zwischen gemessenem Energieschwerpunkt und tatsächlicher Einschussposition zeigt sich die Größe der Szintillatorkacheln deutlich durch eine ausgeprägte Stufenform.

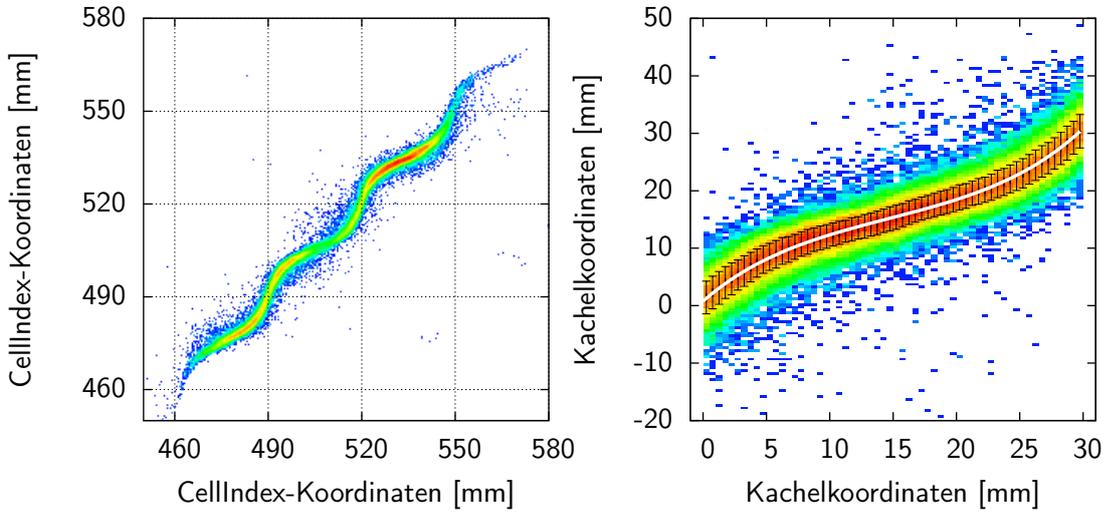
Ausgehend von dem in Abschnitt 1.4.2 beschriebenen, doppelt exponentiellen, radialen Profil

$$E(r) = E_1 \cdot \exp\left(-\frac{r}{s_1}\right) + E_2 \cdot \exp\left(-\frac{r}{s_2}\right) \quad (6.1)$$

eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter lässt sich die Stufenform, welche sich bei Berücksichtigung der beiden Szintillatorkacheln mit der höchsten verzeichneten Energiedeposition ergibt, durch die Gleichung

$$x_{\text{Det}} = x_0 + \frac{\sinh((x_{\text{Ref}} - x_0)/s)}{\sinh(b/(2s))} \cdot \frac{b}{2} \quad (6.2)$$

beschreiben<sup>[1,68]</sup>. Hierbei ist  $x_0$  die exakte Position der geometrischen Mitte der Szintillatorkachel, welche vom Zentrum des Schauers erfasst wird. Der Parameter  $s$  kann als gewichtete Summe der beiden Formparameter  $s_1$  und  $s_2$  des Schauerprofils betrachtet werden und bestimmt zusammen mit der Breite  $b$  der Szintillatorkacheln die in Abbildung 6.1 gezeigte Ausprägung der Stufenform maßgeblich.



**Abbildung 6.2.:** *Links:* Zusammengefasste Daten mehrerer Runs mit unterschiedlicher Position des XY-Tischs, so dass etwa drei Szintillatorkacheln erfasst werden. Das Gitternetz entspricht den Kanten der Kacheln. *Rechts:* Projektion aller Daten auf den Bereich einer einzelnen Kachel mit Profil und eingepasster Stufenfunktion für eine Lage.

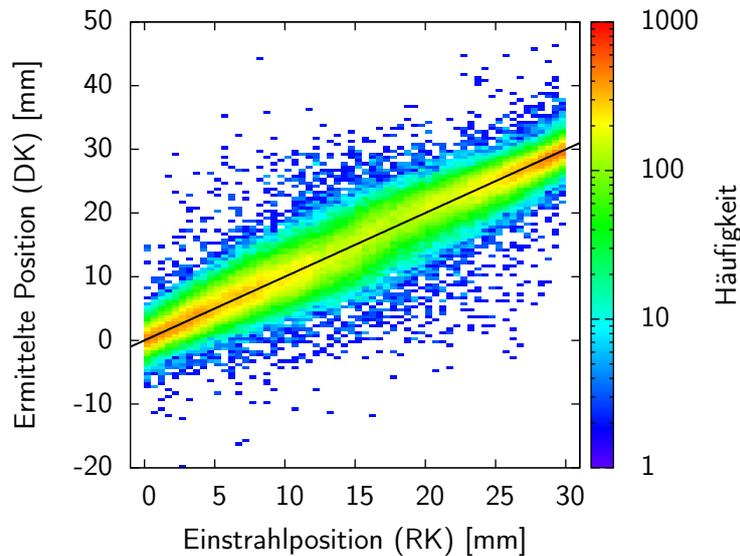
Diese intrinsische Abweichung von der realen Einschussposition lässt sich über die Umkehrfunktion von [Gleichung 6.2](#) korrigieren, falls der Parameter  $s$  der Stufenform bekannt ist:

$$x_{\text{Det}}^{\text{Korr}} = s \cdot \operatorname{arcsinh} \left( \frac{2(x_{\text{Det}} - x_0)}{b} \cdot \sinh \frac{b}{2s} \right) + x_0 \quad (6.3)$$

Um diesen Parameter präzise zu bestimmen, wurden die Daten mehrerer Elektronen-Runs gleicher Energie, aber auch unterschiedlicher XY-Tischpositionen zusammen gefasst. Da die Position der Szintillatorkacheln bekannt ist, lassen sich die Daten zudem auf Bereich einer einzelnen Szintillatorkachel, und damit einer einzelnen Stufe projizieren, wie es in [Abbildung 6.2](#) dargestellt ist. Das Profil entlang der Ordinate erweist sich als weitgehend gaußförmig, so dass sich Zentrum und Breite des Profils für jedes Intervall entlang der Abzisse durch Einpassen einer Gaußfunktion ermitteln lassen. Über die Zentren wird anschließend die Stufenfunktion bestimmt.

In einem ersten Schritt kann diese Bestimmung für den über alle Lagen des Detektors ermittelten Energieschwerpunkt erfolgen. Bedingt durch den in [Kapitel 5](#) bestimmten, lagenweisen Versatz liegen die Szintillatorkacheln der einzelnen Lagen jedoch nicht deckungsgleich hintereinander. Da sich der Schauer erst innerhalb des AHCALs entwickelt, ändert sich zudem die Ausprägung der Stufenform von Lage zu Lage. In den ersten Lagen sind die Schauer relativ schmal und führen zu einer sehr ausgebildeten Stufe, in den nachfolgenden Lagen nimmt die Ausprägung anschließend ab.

In [Abbildung 6.4](#) ist der Wert  $s/b$  abhängig von der Detektorlage für 10 GeV und 50 GeV bei der Verwendung von Stahl sowie für 10 GeV und 40 GeV von Wolfram als

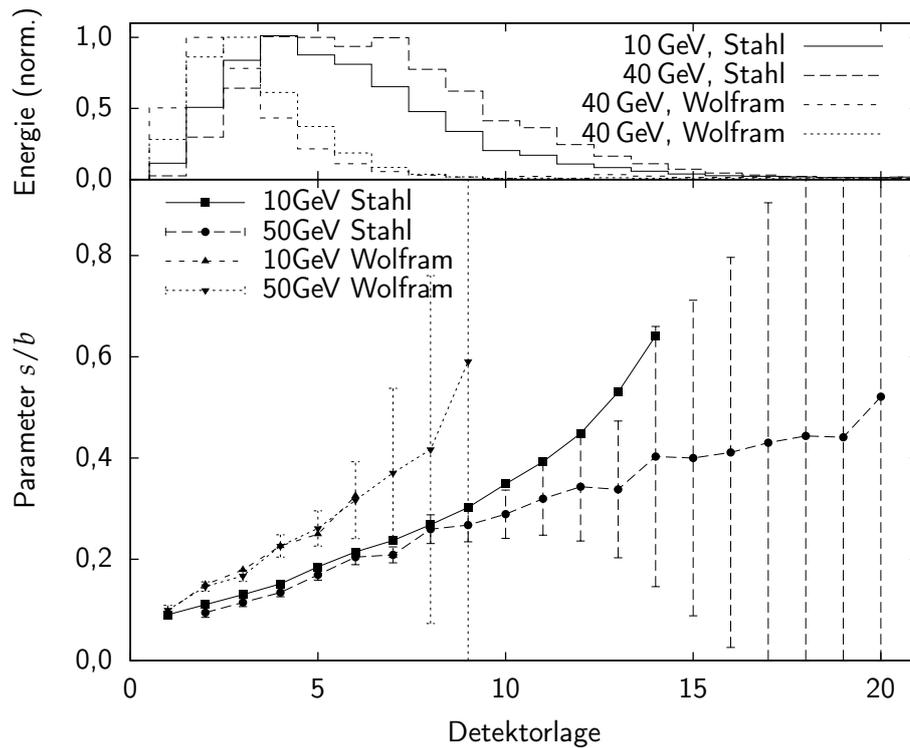


**Abbildung 6.3.:** Korrelation zwischen ermittelter und wahrer Position nach Korrektur mit Hilfe des Parameters der Stufenfunktion und Gleichung 6.3 für 50 GeV Positronen und Stahlabsorber. Im Bereich der Übergänge zwischen den Kacheln (rechts und links im Bild) steigt die Präzision deutlich an.

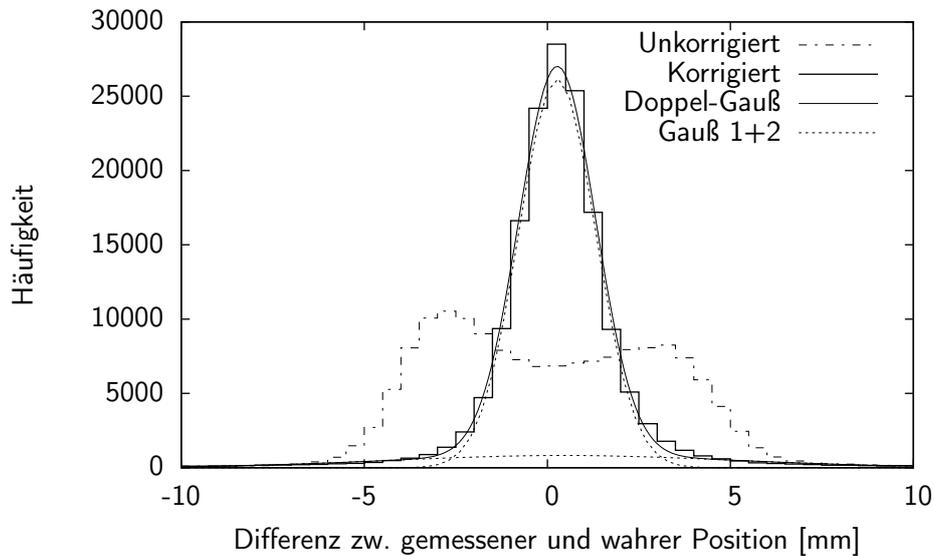
Absorbermaterial gezeigt. Wie erwartet setzt die Verbreiterung des Schauers und damit Abflachung der Stufenform für Wolfram gegenüber Stahl wegen der kürzeren nuklearen Interaktionslänge früher ein, darüber hinaus sind für alle untersuchten Energien (10, 15, 20, 25, 30, 40 GeV) keine signifikanten Unterschiede feststellbar. Für Stahl als Absorbermaterial ergeben sich kleinere Werte, zudem ist in den ersten Lagen ein geringer Unterschied zwischen den Werten für die minimale und maximale Energie erkennbar, der ab der neunten Lage in den Vordergrund tritt.

Ab einem Wert von etwa  $s/b=0,3$  steigt der Fehler extrem stark an, was durch zwei Gründe verursacht wird. Ab dieser Größenordnung fällt die maximale Differenz zwischen der Stufenform und einer Geraden unter 9%, gleichzeitig sinkt der Einfluss des Parameters auf die Ausprägung der Stufenform. Die Kurven sind daher auch für leicht unterschiedliche Parameter sehr ähnlich. Des Weiteren erfassen diese Lagen nur die hinteren Ausläufer der Schauer, das Maximum der Energiedeposition liegt für Stahlabsorber in der vierten bis sechsten, für Wolfram in der zweiten bis dritten Detektorlage. Durch die statistischen Fluktuationen des Schauers ist die Breite des Profils im hinteren Bereich sehr hoch, so dass die Stufenfunktion kaum erkennbar ist.

Mit Hilfe der so gewonnenen Parameter  $s/b$  ist es möglich, den ermittelten Energieschwerpunkt jeder einzelnen Lage über Gleichung 6.3 zu korrigieren und einen Gesamtschwerpunkt aller Lagen zu ermitteln. Dieser korreliert nun linear mit der tatsächlichen Einstrahlposition, wie Abbildung 6.3 zeigt. Wie auf Grund der Stufenfunktion zu erwarten ist, zeigt sich die deutlich bessere räumliche Auflösung im Randbereich der Szintillatorkachel durch ein schmaleres Profil.



**Abbildung 6.4.:** Parameter  $s/b$  abhängig von der Detektorlage für verschiedene Energien und Absorbiermaterialien. Zur Übersicht sind nur Fehlerbalken der Werte für die hohen Energien eingezeichnet. In den hinteren Lagen nehmen die Fehler stark zu, was einerseits mit dem sinkenden Einfluss des Parameters auf die Kurvenform, andererseits mit der geringeren Statistik im hinteren Teil des Detektors zurück zu führen ist. Zum Vergleich ist oben die Energiedeposition in den einzelnen Lagen aufgetragen.



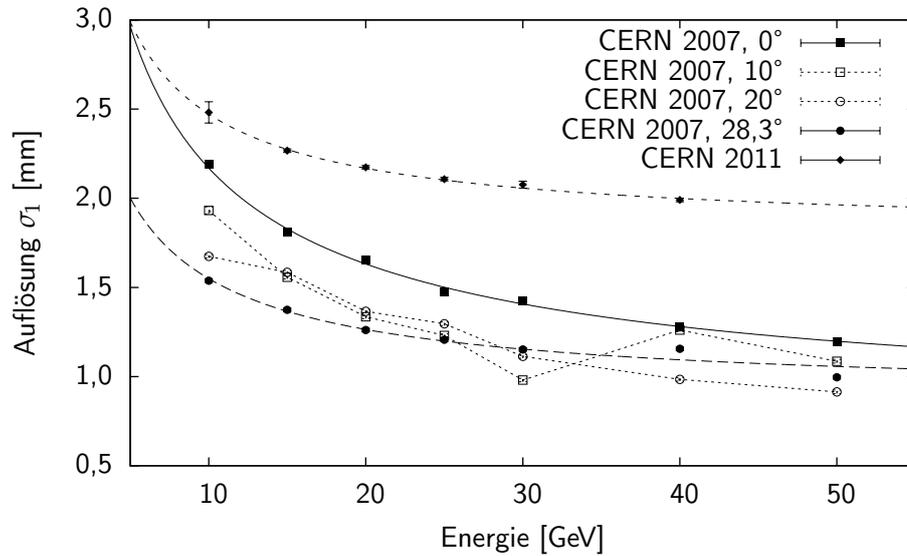
**Abbildung 6.5.:** Auflösung des AHCALs für Positronen (50 GeV). Ohne Stufenkorrektur ergibt sich eine Varianz von 3,3 mm, mit Korrektur von 2,1 mm. Die korrigierten Daten lassen sich mit einer Summe von zwei Gauß-Funktionen beschreiben, der Anteil der schmaleren mit einer Breite von  $(1,052 \pm 0,003)$  mm beträgt  $(87,7 \pm 0,1)\%$

## 6.2. Bestimmung der Auflösung

Nach Anbringung der Stufenkorrektur lässt sich die räumliche Auflösung durch Betrachtung der Differenz von gemessener und wahrer Position ermitteln. Eine typische Verteilung der Differenz zeigt [Abbildung 6.5](#). Ohne Korrektur der Stufenform ergibt sich eine breite Verteilung mit einer Doppelhöcker-Struktur, welche auf die systematische positive oder negative Abweichung der Stufenform von einer idealen Geraden zurückzuführen ist. Die unterschiedliche Höhe der beiden Maxima resultiert aus dem Strahlprofil, da der Teilchenstrahl sehr schmal ist und die Breite einer Szintillatorkachel nicht gleichmäßig abdeckt.

Die korrigierten Daten weisen eine sehr viel schmalere Verteilung auf. Da diese Daten aus Bereichen der Szintillatorkacheln mit unterschiedlicher Auflösung stammen, ist eine einzelne Gauß-Funktion zu ihrer Beschreibung nicht geeignet. Ideal wäre eine kontinuierliche Summe von Gauß-Funktionen, gute Resultate lassen sich jedoch bereits für zwei Funktionen erzielen.

Da die schmalere Gauß-Funktion für die Daten von 2007 durchgehend einen Anteil von über 80% einnimmt, wird ihre Breite  $\sigma_1$  im Folgenden als Maß für die Auflösung herangezogen. Für die 2011 gewonnenen Daten liegt dieser Anteil mit 64,3 - 70,6% niedriger.



**Abbildung 6.6.:** Energieabhängige Auflösung des AHCALs nach einfacher Stufenkorrektur. Die eingetragenen Fehlerbalken stellen die statistischen Unsicherheiten dar. Die Daten werden durch Gleichung 6.4 gut beschrieben, für die Werte des um  $10^\circ$  und  $20^\circ$  gescherten AHCALs wurde wegen der hohen Schwankungen auf eine Anpassung verzichtet.

### 6.2.1. Auflösung nach einfacher Stufenkorrektur

Beschreibt man zunächst den gemessenen Energieschwerpunkt des gesamten Kalorimeters durch eine einzige Stufenfunktion und benutzt diese zur Korrektur, ergeben sich für die Ortsauflösung die in [Abbildung 6.6](#) gezeigten Werte.

Diese Daten entsprechen generell der Erwartung. Mit zunehmendem Scherwinkel verbessert sich die Auflösung hin zu niedrigeren Werten, bei der Verwendung von Wolfram als Absorber verschlechtert sie sich.

Allerdings weisen die Daten der Scherwinkel  $10^\circ$  und  $20^\circ$  ungewöhnliche Schwankungen auf. Der Grund liegt in erster Linie am Strahlprofil, welches den Bereich der Kacheln in vielen Fällen nicht vollständig überdeckt. So lag die Varianz des Strahlprofils 2007 für Elektronen/Positronen im Mittel bei 14,4 mm, für die hier analysierten Runs liegt der Wert teilweise mit 6 - 8 mm deutlich niedriger. Zwar wurden auch mit unterschiedlichen Positionen des XY-Tisches Daten genommen, der Verfahrenweg entsprach jedoch meist einem Vielfachen der Größe der Szintillatorkacheln. Damit werden zwar andere Kacheln von dem Strahl erfasst, die relative Position des Einstrahlortes zu den Kacheln bleibt jedoch gleich. Der Einfluss der Scherung ist dabei gering, eine Verschiebung des um  $20^\circ$  gescherten Kalorimeters um 60 mm führt beispielsweise zu einer Verschiebung des Einschussortes auf der Detektoroberfläche von 63,9 mm. Liegt der Einschussort tendenziell im Randbereich oder Zentrum einer Kachel, ergibt sich für die Gesamtauflösung ein entsprechend niedrigerer oder höherer Wert für  $\sigma_1$ , der alleine aus der Funktionsanpassung stammende Fehler  $\Delta\sigma_1$  wird durch den Effekt jedoch nicht beeinflusst. Diese systemati-

sche Unsicherheit lässt sich nur schwer erfassen, und wurde im Folgenden nicht berücksichtigt.

Für eine genauere Analyse wären daher Datensätze mit einem breiteren Schauerprofil bzw. mit einer feinschrittigeren Variation der Position des XY-Tischs wünschenswert. Eine solche feine Variation wurde zwar gegen Ende der ersten Teststrahlperiode 2007 (Run 331469 – Run 331518, siehe [Abbildung 5.4](#)) durchgeführt, wegen der Verwendung des ECALs vor dem AHCAL sind die gewonnenen Daten für diese Analyse jedoch ungeeignet.

Da die aufgetragenen Messwerte eine große Ähnlichkeit zum bekannten Zusammenhang zwischen Energieauflösung und Energie aufweisen, liegt es nahe, die Daten durch eine ähnliche Funktion zu beschreiben:

$$\sigma_1(E) = \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (6.4)$$

Diese Gleichung, deren ermittelte Parameter in [Tabelle 6.2](#) aufgeführt sind, beschreibt die Daten subjektiv gut, durch die systematischen Unsicherheiten ergeben sich jedoch objektiv hohe Werte für  $\chi^2/\text{NDF}$ . Die Werte des um  $10^\circ$  und  $20^\circ$  gescherten AHCALs wurden wegen der besonders hohen Schwankungen nicht berücksichtigt.

Insgesamt liegt die Auflösung des AHCALs mit Stahlabsorber im Bereich von 1 bis 2,2 mm, mit Wolframabsorber liegt sie mit 2 bis 2,5 mm tendenziell höher.

### 6.2.2. Auflösung nach lagenweiser Stufenkorrektur

Wird die Stufenkorrektur separat für den Energieschwerpunkt jeder einzelnen, um den lagenweisen Versatz korrigierten Lage durchgeführt und anschließend der Gesamtschwerpunkt berechnet, ergibt sich eine zum Teil erhebliche Verbesserung in der Auflösung, welche in [Abbildung 6.7](#) und [Tabelle 6.1](#) aufgeführt ist. Bei der Verwendung von Stahl als Absorber zeigt sich diese Verbesserung der Auflösung in erster Linie für niedrige Energien, sie liegt im ungünstigsten Fall für 10 GeV nun bei 1,83 mm. Die Auflösung des AHCALs mit Wolframabsorber verbessert sich dagegen über den gesamten Energiebereich deutlich, sie liegt nun bei 1,3 bis 1,9 mm.

Erweitert man [Gleichung 6.4](#) um einen zusätzlichen Term, lassen sich auch diese Daten zufriedenstellend mit den in [Tabelle 6.2](#) aufgelisteten Parametern beschreiben:

$$\sigma_1 = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (6.5)$$

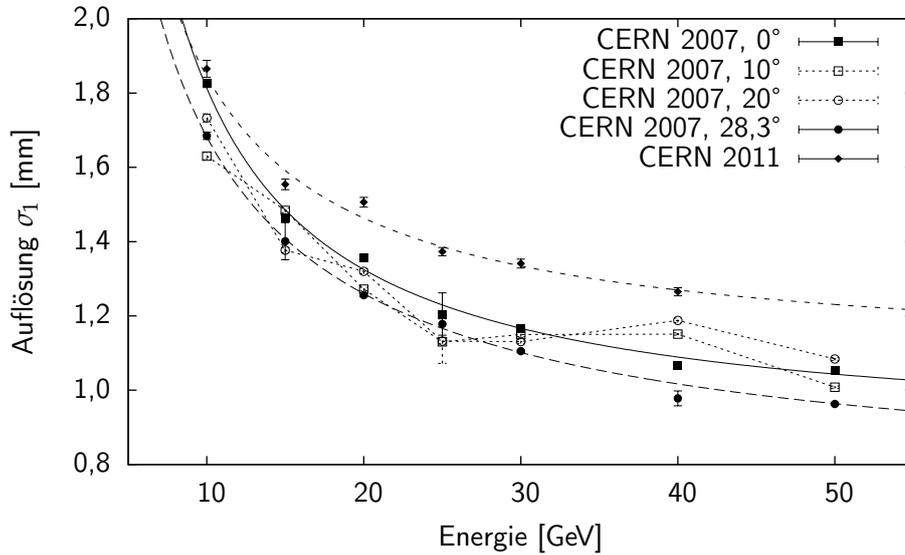
Tendenziell gilt für diese Daten das gleiche wie für die Daten nach der einfachen Stufenkorrektur. Die beste Auflösung ergibt sich für das um  $28,3^\circ$  gescherte AHCAL, während die Auflösung mit Wolfram als Absorber geringer ausfällt. Die Daten für die Winkel von  $10^\circ$  und  $20^\circ$  weisen hohe systematische Schwankungen auf, so dass für diese auf eine Anpassung verzichtet wurde.

**Tabelle 6.1.:** Energieabhängige Auflösung des AHCALs. Angegeben sind die Breiten  $\sigma$  der beiden Gauß-Funktionen, welche in der Summe die in [Abbildung 6.5](#) gezeigten Daten beschreiben. Zusätzlich ist der Anteil der schmalen Funktion an der Summe angegeben.

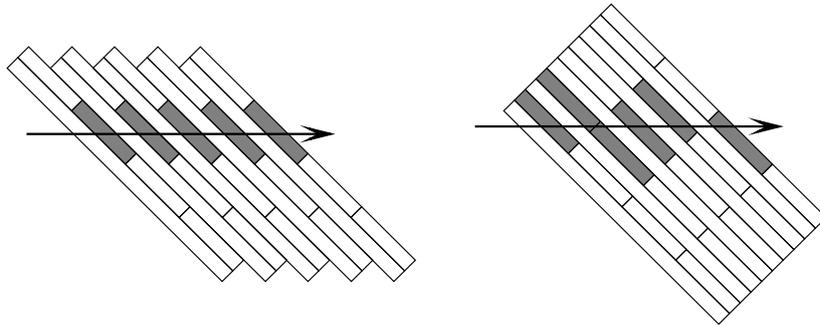
	Winkel [°]	Energie [GeV]	$\sigma_1$ [mm]	$\sigma_2$ [mm]	Anteil $\sigma_1$ [%]
	0	10	1,825 ±0,010	5,138 ±0,067	80,2
	0	15	1,465 ±0,005	4,794 ±0,050	82,8
	0	20	1,356 ±0,005	5,044 ±0,060	85,9
	0	25	1,202 ±0,060	4,449 ±0,084	85,0
	0	30	1,166 ±0,004	4,578 ±0,056	86,6
	0	40	1,066 ±0,004	4,449 ±0,062	87,4
	0	50	1,052 ±0,003	4,704 ±0,063	87,7
	10	10	1,630 ±0,010	4,153 ±0,083	84,0
	10	15	1,484 ±0,006	3,868 ±0,066	87,3
	10	20	1,272 ±0,005	3,591 ±0,070	88,9
	10	25	1,130 ±0,005	2,733 ±0,041	82,7
	10	30	1,150 ±0,006	2,359 ±0,029	77,4
	10	40	1,151 ±0,003	2,734 ±0,050	89,7
CERN2007	10	50	1,008 ±0,003	2,517 ±0,038	89,0
	20	10	1,733 ±0,011	4,753 ±0,119	76,7
	20	15	1,377 ±0,007	3,800 ±0,062	85,9
	20	20	1,320 ±0,007	3,293 ±0,066	85,8
	20	25	1,132 ±0,060	3,310 ±0,072	88,3
	20	30	1,131 ±0,005	3,943 ±0,118	92,4
	20	40	1,188 ±0,006	3,475 ±0,121	91,6
	20	50	1,084 ±0,004	4,182 ±0,098	92,6
	28,3	10	1,685 ±0,010	4,843 ±0,151	90,8
	28,3	15	1,401 ±0,050	4,464 ±0,097	92,0
	28,3	20	1,256 ±0,004	4,552 ±0,102	93,5
	28,3	25	1,198 ±0,030	4,175 ±0,083	93,3
	28,3	30	1,105 ±0,003	4,246 ±0,083	93,9
	28,3	40	0,978 ±0,020	3,678 ±0,071	93,8
	28,3	50	0,963 ±0,003	3,981 ±0,085	93,9
	–	10	1,865 ±0,023	5,040 ±0,107	70,6
	–	15	1,554 ±0,014	4,832 ±0,060	67,5
CERN2011	–	20	1,506 ±0,013	4,847 ±0,061	69,6
	–	25	1,373 ±0,011	4,542 ±0,050	67,1
	–	30	1,341 ±0,012	4,415 ±0,048	65,6
	–	40	1,265 ±0,011	4,300 ±0,046	64,3

**Tabelle 6.2.:** Ermittelte Parameter für Gleichung 6.4 (oben) und Gleichung 6.5 (unten). Da die unberücksichtigten systematischen Unsicherheiten höher als die statistischen ausfallen, ergeben sich hohe Werte für  $\chi^2/\text{NDF}$

	a [mm · GeV]	b [mm · $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	c [mm]	$\chi^2/\text{NDF}$
CERN 2007, 0°	–	6,393 ± 0,106	0,786 ± 0,034	3,84
CERN 2007, 28,3°	–	4,001 ± 0,197	0,892 ± 0,042	15,55
CERN 2011	–	5,311 ± 0,104	1,814 ± 0,014	0,68
CERN 2007, 0°	10,3 ± 2,7	3,85 ± 0,69	0,865 ± 0,059	24,97
CERN 2007, 28,3°	6,1 ± 1,0	4,40 ± 0,13	0,725 ± 0,016	1,59
CERN 2011	7,4 ± 6,1	4,12 ± 1,22	1,073 ± 0,114	6,83



**Abbildung 6.7.:** Energieabhängige Auflösung des AHCALs mit lagenweiser Positions Korrektur. Die Werte für eine Scherung von 10° und 20° weisen eine starke Schwankung auf, in die übrigen wurde Gleichung 6.5 mit den in Tabelle 6.2 angegebenen Parametern eingepasst.



**Abbildung 6.8.:** Unterschied zwischen einem gescherten und einem rotierten AHCAL. Im gescherten AHCAL trifft ein Teilchen in jeder Lage die Szintillatorkacheln an der gleichen Position, im gedrehten ändert sich die Position von Lage zu Lage.

### 6.3. Fazit

Die erste Analyse der Ortsauflösung des AHCALs für elektromagnetische Schauer zeigt, dass prinzipiell Auflösungen im Bereich von 1 bis 1,9 mm möglich sind. Wie erwartet ergeben sich für das gescherte AHCAL höhere Auflösungen, auf Grund der starken systematischen Schwankungen für die Winkel von  $10^\circ$  und  $20^\circ$  ist eine weitere Analyse zunächst jedoch nicht möglich. Wünschenswert ist an dieser Stelle eine bessere Abdeckung des gesamten Bereichs einer Szintillatorkachel durch den Teilchenstrahl, was durch einen breiteren Strahl oder eine feinere Variation der Position des XY-Tisches möglich wäre.

Mit Hilfe einer noch ausstehenden Detektorsimulation sollte die Ortsauflösung ohne diese störenden Effekte untersucht werden können, ebenso erlaubt sie eine feinschrittigere Analyse beispielsweise des Einflusses des Scherwinkels.

Andererseits entspricht die Scherung, die den Einfall von Teilchen unter verschiedenen Winkeln auf das AHCAL simulieren soll, nicht dem tatsächlichen Sachverhalt im späteren Detektor. Liegen die Szintillatorkacheln der verschiedenen Lagen im ungescherten AHCAL (theoretisch) deckungsgleich hintereinander, gilt dies wie in [Abbildung 6.8](#) gezeigt ebenso für das gescherte Kalorimeter. Das Zentrum eines Schauers liegt daher sowohl für das gescherte als auch ungescherte AHCAL in jeder Lage an der gleichen Position relativ zu den Kacheln. Daher hängt die Auflösung von der Position des Einschussortes ab. In einem realen Detektor würde das Zentrum des Schauers eines schräg einfallenden Teilchens die Szintillatorkacheln in jeder Lage an einer anderen

Position treffen. Dies sollte zu einer von der Position weniger abhängigen, einheitlicheren Ortsauflösung führen. Allerdings ist die Frage nach der exakten Positionierung der Szintillatorkacheln im finalen Detektor bislang ungeklärt, so dass eine präzise, von der Geometrie des Detektors abhängige Aussage über die Ortsauflösung bislang nicht möglich ist.

# Zusammenfassung

Das von der CALICE-Kollaboration entwickelte szintillatorbasierte hadronische Kalorimeter für einen zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleuniger besteht aus Szintillatorkacheln mit einer Größe von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , die zur Auslese mit Siliziumphotomultipliern (SiPM) ausgestattet sind. Diese müssen in regelmäßigen Abständen mit Hilfe von kurzen, schwachen Lichtpulsen kalibriert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das *integrierte LED-Kalibrationssystem* entwickelt, welches in erster Linie aus elektronischen Schaltungen zur Ansteuerung von LEDs besteht, die sich eingebettet in die restliche Ausleseelektronik über jeder der 8 Mio. Szintillatorkacheln innerhalb des Kalorimetervolumens befinden. Aus dem Grund besteht eine technische Herausforderung in einer möglichst kompakten Realisierung der Schaltung aus wenigen elektronischen Bauteilen. Dies begünstigt auch eine möglichst geringe Wärmeentwicklung, welche auf Grund der fehlenden aktiven Kühlung des Kalorimeters notwendig ist. Die Länge der Lichtpulse, welche für die Kalibration im Bereich von etwa 10 ns liegen muss, sollte durch die Schaltungen selbst festgelegt sein und nicht von der Länge eines externen Steuersignals abhängen. Gleichzeitig sollte sich die Amplitude des Signals über einen großen Bereich variieren lassen, um auch Sättigungseffekte der SiPM untersuchen zu können.

Diese Bedingungen werden durch die entwickelte Schaltung erfüllt, welche auf dem Entladen eines zuvor auf eine bestimmte Spannung geladenen Kondensators über eine LED basiert. Bei der Optimierung dieser Schaltung wurden neben UV-LEDs wegen der guten Verfügbarkeit auch solche untersucht, die sichtbares Licht abstrahlen. Diese haben sich als ungeeignet erwiesen, da sie auf Grund ihrer Fertigungstechnologie eine hohe interne Kapazität besitzen, die zur Erzeugung sehr langer Lichtpulse von mehreren 10 ns führt.

Weiterhin wurden verschiedene Einflüsse wie die Temperaturabhängigkeit der erzeugten Lichtmenge oder Alterungseffekte auf Grund der kurzzeitig hohen Strombelastung der LEDs untersucht, die Ergebnisse zeigen jedoch, dass die Funktion des Kalibrationssystems hierdurch nicht beeinträchtigt wird.

Das Kalibrationssystem wurde bereits auf dem HBU, einer Ausleseeinheit mit 144 Szintillatorkacheln integriert und erfolgreich getestet. Aktuell werden an dem HBU Messungen durchgeführt, um die Streuung der Lichtmenge zwischen den einzelnen Schaltungen und mögliche Gegenmaßnahmen zu untersuchen.

Zur Entwicklung des Kalibrationssystems wurde an der Universität Wuppertal ein Teststand mit Szintillatorkacheln aufgebaut, dessen analoge Ausleseelektronik zur besseren Vergleichbarkeit identisch mit der eines bereits existierenden,  $1 \text{ m}^3$  großen Prototypen des Kalorimeters ist. Mit dem  $\mu$ DAQ wurde im Rahmen dieser Arbeit eine einfa-

che Schnittstelle zwischen einem Computer und dieser Elektronik geschaffen, die deren Ansteuerung, Konfiguration, analoge Auslese sowie die Digitalisierung der Messwerte übernimmt. Das  $\mu$ DAQ erlaubt damit einen sehr einfachen Betrieb des Teststandes, ohne auf das insgesamt weitaus komplexere Auslesesystem des Prototypen angewiesen zu sein.

Der genannte Prototyp des Kalorimeters wurde bereits mehrfach am Teststrahl verschiedener Institute getestet, um die theoretischen Erwartungen an dieses Kalorimeterdesign experimentell zu überprüfen. Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde anhand der gewonnenen Daten die Verschiebung dieses Prototypen insgesamt als auch seiner einzelnen Lagen gegenüber einem Referenzkoordinatensystem untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass zum einen die Position eines XY-Tisches, der zur Variation des Einschussortes des Teststrahls auf dem Kalorimeter dient, teilweise generell falsch interpretiert wurde und zum anderen nicht jede Positionsänderung korrekt dokumentiert wurde.

Die hohe Granularität des Kalorimeters lässt die Frage nach seiner räumlichen Auflösung aufkommen. Diese ist für elektromagnetische Schauer auf Grund ihrer kompakten und einfachen Struktur besonders gut und wurde in dieser Arbeit ebenfalls untersucht. Da der Molière-Radius der Schauer in der gleichen Größenordnung wie die Größe der Szintillatorkacheln liegt, ergibt sich zunächst ein stufenförmiger Zusammenhang zwischen wahrer Einschussposition und gemessenem Energieschwerpunkt im Kalorimeter. Wird diese Stufenform, deren Ausprägung sich von Lage zu Lage ändert, berücksichtigt und die lagenweise Positions Korrektur angebracht, lässt sich die energieabhängige Ortsauflösung parametrisieren durch

$$\sigma = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c$$

und liegt beispielsweise bei der Verwendung von Stahlabsorbern bei 1,1 bis 1,8 mm, bei der Verwendung von Wolframabsorbern bei 1,3 bis 1,9 mm für einen Energiebereich von 10 bis 50 GeV. Es liegen ebenfalls Daten vor, die mit einem gescherten Kalorimeter gewonnen wurden, um den Einschusswinkel des Teilchenstrahls zu untersuchen. Naturgemäß zeigt sich in diesem Fall eine bessere Auflösung, allerdings war der Teilchenstrahl bei Aufnahme dieser Daten zum Teil sehr schmal, so dass die Szintillatorkacheln nicht vollständig abgedeckt wurden. Dies führt zum Teil zu hohen Schwankungen in der ermittelten Auflösung.

Um eine bessere Vorstellung von der erwarteten Auflösung zu erhalten, sollten Detektorsimulation durchgeführt werden, bei denen solche störenden Effekte auf einfache Weise vermieden werden können. Solche Simulationen können auch helfen, den Einfluss des lagenweisen Versatzes genauer zu untersuchen.

## A. Anhang

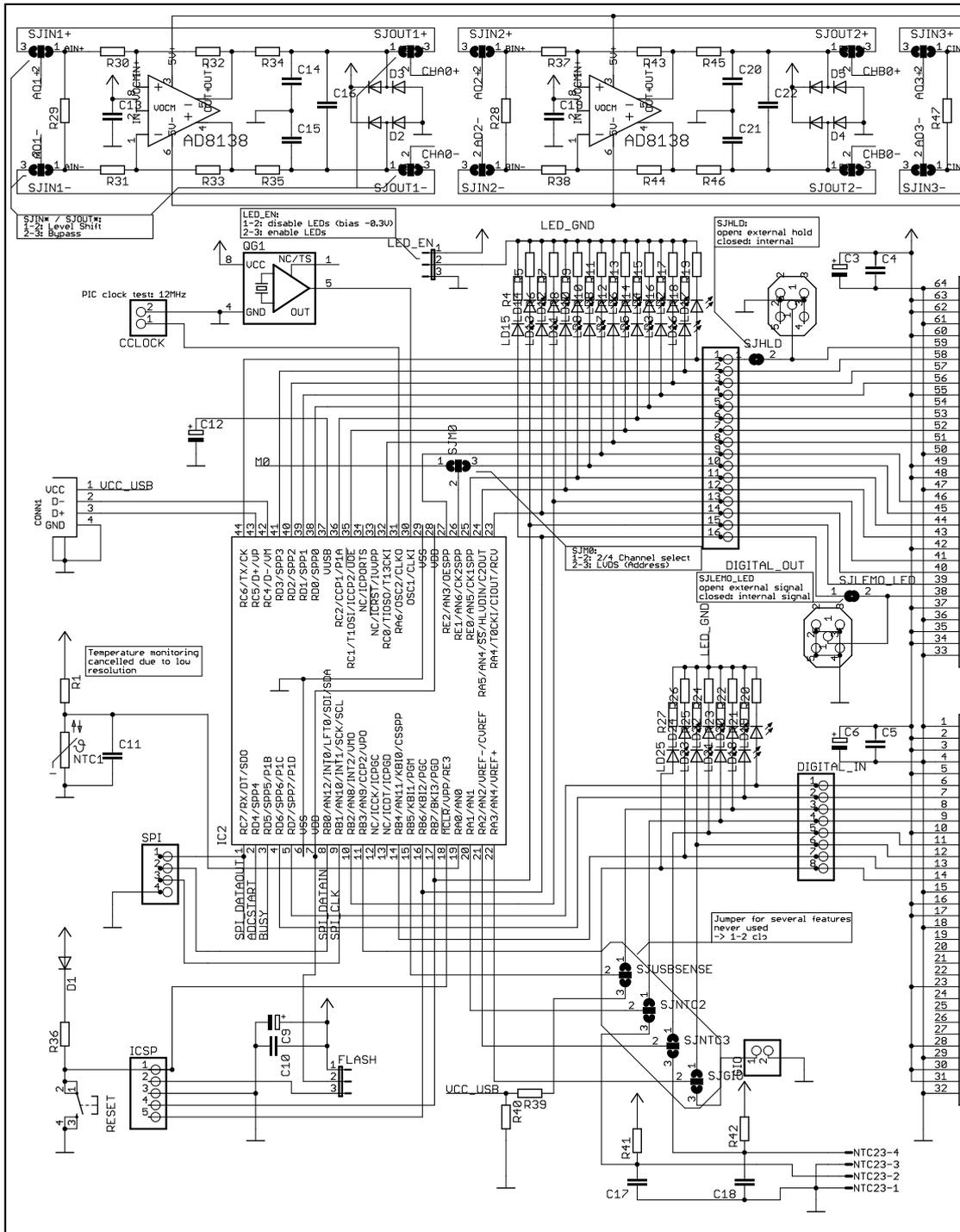
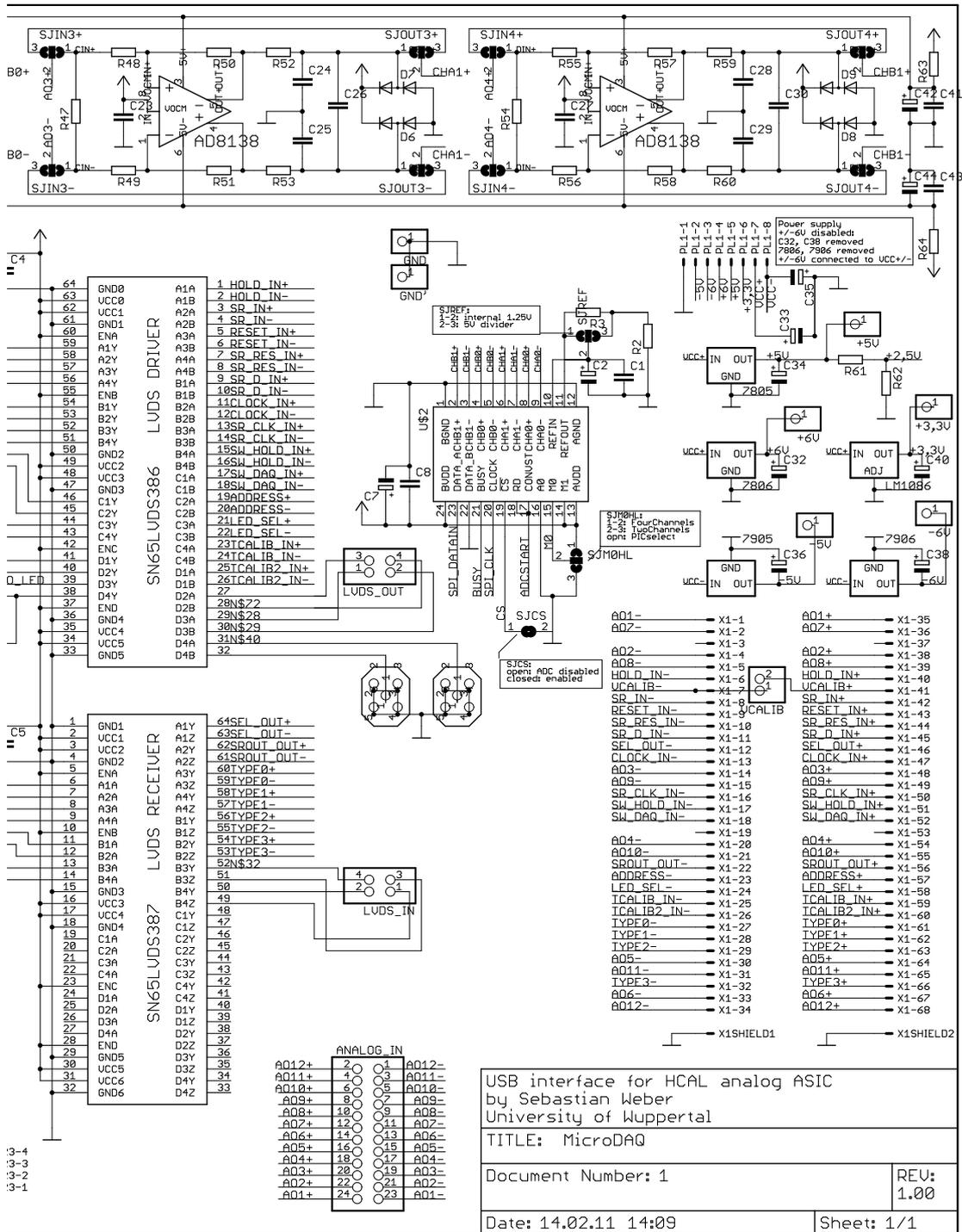
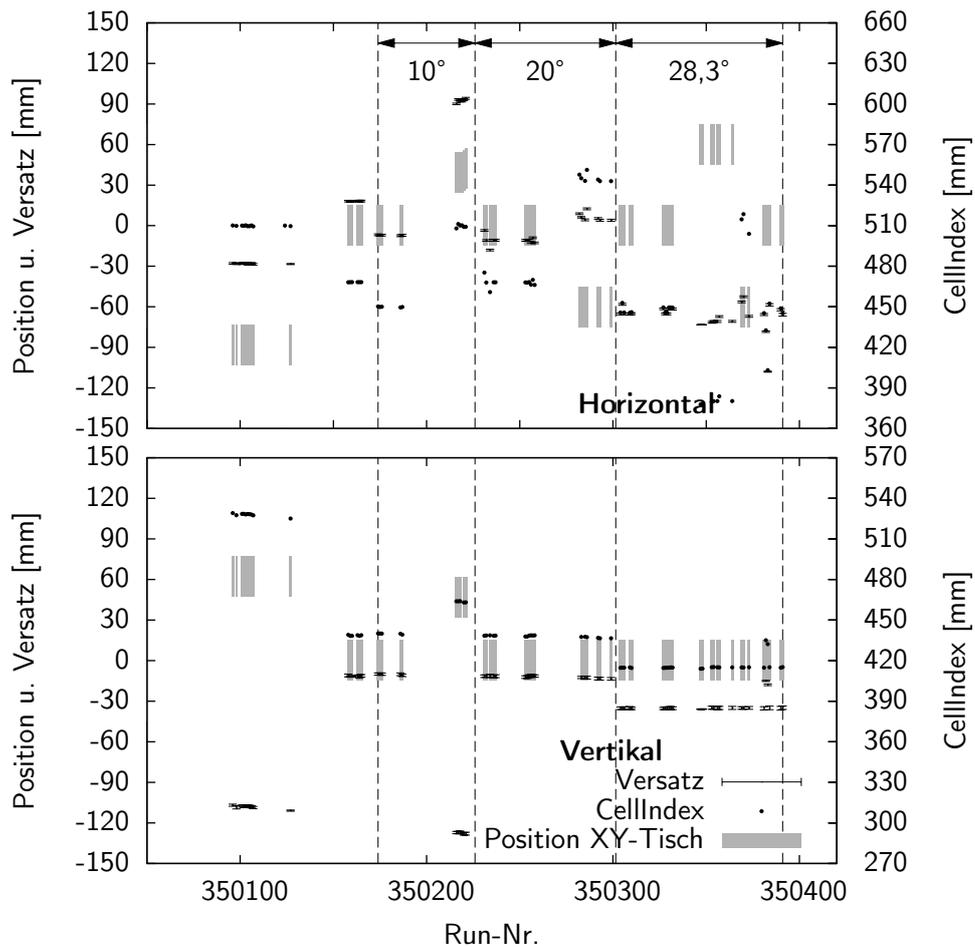


Abbildung A.1.: Schaltplan des µDAQs



USB interface for HCAL analog ASIC  
 by Sebastian Weber  
 University of Wuppertal  
 TITLE: MicroDAQ  
 Document Number: 1  
 Date: 14.02.11 14:09  
 REV: 1.00  
 Sheet: 1/1



**Abbildung A.2.:** Run-weise ermittelter Versatz des AHCALs für die zweite Teststrahlperiode 2008. Die Daten für die erste Periode sind in [Abbildung 5.3](#) gezeigt, die ermittelten Werte sind in [Tabelle 5.2](#) aufgelistet.

# Literaturverzeichnis

- [1] G.A. AKOPDJANOV: *Determination of photon coordinates in an hodoscope cherenkov spectrometer*, Nuclear instruments and methods 140, 1977, S. 441 – 445  
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X77903585><sup>23)</sup>  
(Eingeschränkter Zugriff)
- [2] ANALOG DEVICES: *Technisches Datenblatt differentieller Operationsverstärker AD8138*  
<http://www.analog.com/en/specialty-amplifiers/differential-amplifiers/ad8138/products/product.html><sup>23)</sup>
- [3] M. BOUCHEL, F. DULUCQ ET AL.: *SPIROC (SiPM Integrated Read-Out Chip): Dedicated very front-end electronics for an ILC prototype hadronic calorimeter with SiPM read-out*, Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics TWEPP-07, S. 497 – 501, 2007  
<http://cdsweb.cern.ch/record/1038085><sup>23)</sup>
- [4] THE CALICE COLLABORATION: *Construction and Commissioning of the CALICE Analog Hadron Calorimeter Prototype*, 2010  
[arXiv:1003.2662v1](https://arxiv.org/abs/1003.2662v1) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [5] THE CALICE COLLABORATION: *Design and Electronics Commissioning of the Physics Prototype of a Si-W Electromagnetic Calorimeter for the International Linear Collider*, 2008  
[arXiv:0805.4833v2](https://arxiv.org/abs/0805.4833v2) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [6] THE CALICE COLLABORATION: *Construction and performance of a silicon photomultiplier/extruded scintillator tail-catcher and muon-tracker*, 2012  
[arXiv:1201.1653v3](https://arxiv.org/abs/1201.1653v3) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [7] *CLIC Conceptual Design Report (CDR) (Vorabversion, 8. April 2012)*  
<http://project-clic-cdr.web.cern.ch/project-CLIC-CDR/><sup>23)</sup>
- [8] M.DANILOV, E. TARKOVSKY: *Private Kommunikation*
- [9] P. DAUNCEY: *CALICE Electromagnetic Calorimeter Readout Status*, 2004  
[arXiv:1109.3143v2](https://arxiv.org/abs/1109.3143v2) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>

---

<sup>23)</sup>Die hier angegebenen Verknüpfungen zu elektronisch verfügbaren Medien beziehen sich auf den Stand vom 18. April 2012

- [10] H. DU, R.C.A. FUH ET AL.: *PhotochemCAD: A Computer-Aided Design and Research Tool in Photochemistry*, *Photochemistry and Photobiology* 2 68, S. 141–142, 1998  
<http://omlc.ogi.edu/spectra/PhotochemCAD/html/> (Spektroskopiedaten)<sup>23)</sup>
- [11] F. DULUCQ, M. BOUCHEL ET AL.: *Digital part of SiPM Integrated Read-Out Chip ASIC for ILC hadronic calorimeter*, *Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics TWEPP-07*, S. 428 – 431, 2007  
<http://cdsweb.cern.ch/record/1038085><sup>23)</sup>
- [12] R.FABBRI, B. LUTZ, W. SHEN: *Overview of Studies on the SPIROC Chip Characterisation*, 2009  
[arXiv:0911.1566v1](https://arxiv.org/abs/0911.1566v1) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/0911.1566v1)]<sup>23)</sup>
- [13] N. FEEGE: *Properties and Application in a Highly Granular Calorimeter* Diplomarbeit, 2008  
[www-library.desy.de/preparch/desy/thesis/desy-thesis-08-050.pdf](http://www-library.desy.de/preparch/desy/thesis/desy-thesis-08-050.pdf)<sup>23)</sup>
- [14] J. FISCHER: *Charakterisierung einer Schaltung zur Erzeugung kurzer Lichtpulse für die Kalibration von Silizium-Photomultipliern*, Bachelorarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2009
- [15] E. GARUTTI: *Silicon Photomultipliers for High Energy Physics Detectors*, 2011  
[arXiv:1108.3166v1](https://arxiv.org/abs/1108.3166v1) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1108.3166v1)]<sup>23)</sup>
- [16] P. GÖTTLICHER: *System aspects of the ILC-electronics and power pulsing*, *Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics TWEPP-07*, S. 355 – 364, 2007  
<http://cdsweb.cern.ch/record/1038085><sup>23)</sup>
- [17] M. GÖTZE: *Systematische Untersuchungen zum LED Kalibrationssystem des analogen hadronischen Kalorimeters der CALICE Kollaboration*, Diplomarbeit (WU D 11-14), Bergische Universität Wuppertal, 2011
- [18] M.J. GOODRICK, L.B.A. HOMMELS ET AL.: *Development of a modular and scalable data acquisition system for calorimeters at a linear collider*, 2011  
[arXiv:1106.5863v2](https://arxiv.org/abs/1106.5863v2) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1106.5863v2)]<sup>23)</sup>
- [19] M. GROLL: *Construction and commissioning of a hadronic test-beam calorimeter to validate the particle-flow concept at the ILC*, Dissertation, Universität Hamburg, 2007  
[http://www.physnet.uni-hamburg.de/services/fachinfo/\\_\\_\\_Volltexte/Marius\\_\\_\\_Groll/Marius\\_\\_\\_Groll.pdf](http://www.physnet.uni-hamburg.de/services/fachinfo/___Volltexte/Marius___Groll/Marius___Groll.pdf)<sup>23)</sup>
- [20] C. GRUPEN, B. SHWARTZ: *Particle Detectors*, 2008, ISBN: 9780521840064
- [21] HAMAMATSU K.K.: *Opto-semiconductor handbook*  
[http://jp.hamamatsu.com/sp/ssd/tech\\_handbook\\_en.html](http://jp.hamamatsu.com/sp/ssd/tech_handbook_en.html)<sup>23)</sup>

- 
- [22] HAMAMATSU K.K.: *Photomultiplier Tubes – Basics and Applications*, 2006  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt\\_handbook\\_complete.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf)<sup>23)</sup>
- [23] HAMAMATSU K.K.: *Technisches Datenblatt MPPC-Modules 10507-11 and 10751 series*  
[http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/c10507-11\\_etc\\_kacc1142e06.pdf](http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/c10507-11_etc_kacc1142e06.pdf)<sup>23)</sup>
- [24] HAMAMATSU K.K.: *Technisches Datenblatt Photomultiplier H9858*  
<http://sales.hamamatsu.com/de/produkte/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-modules/part-h9858-01.php><sup>23)</sup>
- [25] HAMAMATSU K.K.: *Technisches Datenblatt Photomultiplier H10720-01*  
<http://sales.hamamatsu.com/de/produkte/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-modules/part-h10720-01.php><sup>23)</sup>
- [26] O. HARTBRICH: *Private Kommunikation*
- [27] THE ILC COLLABORATION: *The International Linear Collider – Gateway to the Quantum Universe*  
<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Gateway-to-the-Quantum-Universe><sup>23)</sup>
- [28] ILC CONCEPT GROUP: *The International Large Detector, Letter of Intent*, 2010  
<http://ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent/><sup>23)</sup>
- [29] THE ILC COLLABORATION: *international linear collider – Reference Design Report – Executive Summary*, 2007, ISBN: 978-92-9083-298-0  
<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Reference-Design-Report><sup>23)</sup>
- [30] THE ILC COLLABORATION: *international linear collider – Reference Design Report – Physics at the ILC*, 2007, ISBN: 978-92-9083-299-7  
<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Reference-Design-Report><sup>23)</sup>
- [31] THE ILC COLLABORATION: *international linear collider – Reference Design Report – Accelerator*, 2007, ISBN: 978-92-9083-300-0  
<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Reference-Design-Report><sup>23)</sup>
- [32] THE ILC COLLABORATION: *international linear collider – Reference Design Report – Detectors*, 2007, ISBN: 978-92-9083-301-7  
<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Reference-Design-Report><sup>23)</sup>

- [33] INFINEON: *Technisches Datenblatt Transistor BRF183W*  
<http://www.infineon.com/search/de?q=BFR183W&sd=PRODUCTS><sup>23)</sup>
- [34] INFINEON: *Technisches Datenblatt Transistor BRF340F*  
<http://www.infineon.com/search/de?q=BFR340F&sd=PRODUCTS>
- [35] IXYS COLORADO: *Technisches Datenblatt IXLD02SI*  
<http://ixapps.ixys.com/DataSheet/ixld02si.pdf>
- [36] A. KAPLAN: *Hadronic Imaging Calorimetry*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2011
- [37] J. KVASNICKA: *Optical fiber based LED calibration system / LED notched fiber system*, Calice Workshop, UT Arlington (Texas), 2011  
<http://ilcagenda.linearcollider.org/conferenceDisplay.py?confId=4391><sup>23)</sup>
- [38] LEDTRONICS: *Technisches Datenblatt UV-LED SML0603-395-TR*  
<http://dl.ledtronics.com/pdf/Dstr0249.pdf> (Stand: 28. Februar 2012)
- [39] [http://newsline.linearcollider.org/readmore\\_20060914\\_feature2.html](http://newsline.linearcollider.org/readmore_20060914_feature2.html)<sup>23)</sup>
- [40] A. LUCACI-TIMOCE, F. SEFKOW: *Monte Carlo Studies of the CALICE AHCAL Tiles Gaps and Non-uniformities*, 2010  
arXiv:1006.3662 [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [41] B. LUTZ: *Commissioning of the Readout Electronics for the Prototypes of a Hadronic Calorimeter and a Tailcatcher and Muon Tracker*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2006  
<http://www-flc.desy.de/flc/work/group/thesis.php><sup>23)</sup>
- [42] B. LUTZ: *Hadron Showers in a Highly Granular Calorimeter*, Dissertation, Universität Hamburg, 2010  
<http://www-flc.desy.de/flc/work/group/thesis.php><sup>23)</sup>
- [43] MICROCHIP: *Technisches Datenblatt Mikrocontroller PIC 18F2455/2550/4455/4550*  
<http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/39632e.pdf><sup>23)</sup>
- [44] WILLIAM MURRAY: *LHC Higgs Boson searches*, 2012  
arXiv:1201.4576v1 [hep-ex]<sup>23)</sup>
- [45] OSRAM: *Technisches Datenblatt LED P4SG (blau)*  
<http://catalog.osram-os.com/catalogue/catalogue.do?favOid=000000030000d55b00af0023&act=showBookmark><sup>23)</sup>
- [46] RINGAILE PLAČAKYTE: *Parton Distribution Functions*, 2011  
arXiv:1111.5452v4 [hep-ph]<sup>23)</sup>

- 
- [47] L. PÜLLEN: *Development of a test stand for the systematic investigation of scintillation tiles and initial positional measurements for light efficiency*, Diplomarbeit (WU D 9-11), Bergische Universität Wuppertal, 2008
- [48] M. REINECKE: *HCAL Readout Boards - User Manual*  
[https://www.desy.de/~sefkow/HCAL\\_Manual4.pdf](https://www.desy.de/~sefkow/HCAL_Manual4.pdf)<sup>23)</sup>
- [49] M. REINECKE: *Private Kommunikation*
- [50] SAINT GOBAIN: *Scintillation Products – Scintillating Optical Fibers (Brochure)*  
<http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Brochures/Scintillating-Optical-Fibers-Brochure.pdf><sup>23)</sup>
- [51] J. SAUER, HERR ROTSCH (FA. OSA): *Private Kommunikation*
- [52] J. SAUER: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines Teststandes mit systematischer Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Silizium-Photomultiplier-Auslese von Szintillatorkacheln*, Diplomarbeit (WU D 9-10), Bergische Universität Wuppertal, 2008
- [53] J. SAUER: *Dissertation, Bergische Universität Wuppertal (in Arbeit)*
- [54] F. SIMON: *Measurements of the Time Structure of Hadronic Showers in a Scintillator-Tungsten HCAL*, 2011  
[arXiv:1109.3143v2](https://arxiv.org/abs/1109.3143v2) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1109.3143v2)]<sup>23)</sup>
- [55] C. SOLDNER: *Private Kommunikation*
- [56] M. TERWORT: *Concept and status of the CALICE analog hadron calorimeter engineering prototype*, 2012  
[arXiv:1109.0927](https://arxiv.org/abs/1109.0927) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1109.0927)]<sup>23)</sup>
- [57] TEXAS INSTRUMENTS: *Technisches Datenblatt 2 × 16Bit ADC ADS8361*  
<http://www.ti.com/lit/gpn/ads8361><sup>23)</sup>
- [58] TEXAS INSTRUMENTS: *Technisches Datenblatt LVDS-Empfänger DS90LV012ATMF*  
<http://www.ti.com/lit/gpn/ds90lv012a><sup>23)</sup>
- [59] TEXAS INSTRUMENTS: *Technisches Datenblatt Operationsverstärker LMH6611*  
<http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lmh6611.pdf><sup>23)</sup>
- [60] M. A. THOMSON: *Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm*, 2009  
[arXiv:0907.3577v1](https://arxiv.org/abs/0907.3577v1) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/0907.3577v1)]<sup>23)</sup>
- [61] H.-C. WANG, S.-W. FENGB ET AL.: *Carrier dynamics in InGaN/GaN multiple quantum wells based on different polishing processes of sapphire substrate* Taiwan Association for Coatings and Thin Films Technology (TACT 2009), Thin Solid Films 518, 24, s. 7291 – 7294, 2010  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2010.04.093><sup>23)</sup>

- 
- [62] SEBASTIAN WEBER: *Kommunikation zwischen Datennahme- und Kontrollsystem des ATLAS Pixeldetektors*, Diplomarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2007  
[http://www.atlas.uni-wuppertal.de/diplom/WUD07-15\\_sebastian\\_weber.pdf](http://www.atlas.uni-wuppertal.de/diplom/WUD07-15_sebastian_weber.pdf)<sup>23)</sup>
- [63] L. WEUSTE: *A Study of Track Segments within Hadronic Showers with a Highly Granular Hadronic Calorimeter* Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, 2009
- [64] R. WIGMANS: *Calorimetry: Energy Measurements in Particle Physics*, ISBN 9780198502968, Clarendon Press, 2000
- [65] W.-M. YAO ET AL.: *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G37, 1, 2010  
<http://pdg.lbl.gov/><sup>23)</sup>
- [66] J. ZALESK: *Calibration System with Optical Fibers for Calorimeters at Future Linear Collider Experiments*, 2012  
[arXiv:1201.5762v1](https://arxiv.org/abs/1201.5762v1) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [67] J. ZALESK: *Calibration System with Optical Fibers for Calorimeters at Future Linear Collider Experiments*, 2012  
[arXiv:1201.5762](https://arxiv.org/abs/1201.5762) [physics.ins-det]<sup>23)</sup>
- [68] C. ZEITNITZ: *Test eines Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit einer speziellen Hochspannungsführung mit hochohmigen Schichten*, Diplomarbeit (DESY F21 88-01), Universität Hamburg, 1987  
<http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-596.pdf> <sup>23)</sup>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Beta- und Kaon-Zerfall . . . . .	11
1.2. Higgs-Produktion an $e^+e^-$ -Beschleunigern . . . . .	12
1.3. Produktionsquerschnitte für das Higgs . . . . .	13
1.4. Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons . . . . .	13
1.5. Parton Density Function für Protonen bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}$ . . . . .	16
1.6. Konzept des ILCs . . . . .	17
1.7. Beschleunigerstruktur des CLIC . . . . .	19
1.8. Modell eines elektromagnetischen Schauers . . . . .	20
1.9. Laterale und longitudinale Energiedeposition . . . . .	23
1.10. Skizzierter hadronischer Schauer . . . . .	24
1.11. Energie- bzw. Impulsauflösung der drei Detektorsysteme des ILDs . . . . .	25
1.12. Simulation eines 100 GeV-Jets in einem hochgranularen Kalorimeter . . . . .	26
1.13. Skizze des ILDs . . . . .	27
1.14. Vertex-Detektor des ILDs . . . . .	28
1.15. Mechanische Einheiten des HCALS . . . . .	29
2.1. Elektrisches Feld in verschiedenen Dioden . . . . .	32
2.2. Lawineneffekt in Halbleiterdioden . . . . .	32
2.3. SiPM des AHCAL Physik-Prototypen . . . . .	36
2.4. Innerer Aufbau des SiPM . . . . .	37
2.5. Strom-Spannungskennlinie eines SiPM . . . . .	38
2.6. Zeitlicher Verlauf des Signals eines SiPM bei geringen Lichtmengen . . . . .	39
2.7. SinglePhoton-Spektrum (SPS) als Histogramm der SiPM-Signalhöhe . . . . .	39
2.8. Szintillatorkacheln des Physik- und des technischen Prototypen . . . . .	41
2.9. Absorptions- und Emissionspektren der Szintillatorkacheln . . . . .	42
2.10. Ausleseeinheit des ECALS . . . . .	43
2.11. Schematischer Aufbau der drei Kassetten des ECALS . . . . .	43
2.12. Szintillatorkacheln in Kassette des AHCAL Physik-Prototypen . . . . .	45
2.13. Verkabelung der SiPM im Physik-Prototypen . . . . .	46
2.14. Seitenansicht des TCMTs . . . . .	47
2.15. CellIndex . . . . .	49
2.16. HAB mit dem ASIC ILC_SIPM . . . . .	49
2.17. Skizzierter analoger Schaltungsteil des HABs . . . . .	50
2.18. Signalform am Ausgang der Pulsformerstufe des HABs . . . . .	52
2.19. Digitaler Signalverlauf zur Ansteuerung des HABs . . . . .	55
2.20. Einzelnes CRC in einem VME-Crate . . . . .	56

2.21. Skizzierte Schaltung zur Erzeugung der Lichtpulse auf dem CMB . . . . .	58
2.22. Schema des Teststrahlaufbaus . . . . .	59
2.23. ECAL, AHCAL und TCMT am Teststrahl . . . . .	59
2.24. HBU . . . . .	61
2.25. Seitenansicht der aktiven Lage des finalen AHCALs . . . . .	62
2.26. Schematischer Aufbau einer aktiven Lage des finalen AHCALs . . . . .	63
3.1. Foto des $\mu$ DAQs . . . . .	68
3.2. Baugruppen des $\mu$ DAQs . . . . .	69
3.3. $\mu$ DAQ mit angeschlossenem Test-HBAB . . . . .	71
3.4. Holdscan . . . . .	73
3.5. Timing des HOLD-Signals . . . . .	73
3.6. Analogteil des $\mu$ DAQs . . . . .	75
3.7. Differentielles Signal des HABS . . . . .	76
3.8. Benutzeroberfläche von $\mu$ DAQ-Control . . . . .	79
3.9. Anwendungsprogramm für $\mu$ DAQ-Control . . . . .	82
3.10. Filterschaltung zur Messung der Linearität und Streuung des $\mu$ DAQs . . . . .	83
3.11. Ergebnis der Linearitätsmessung . . . . .	84
3.12. Streuung der ADC-Werte bei konstanter Eingangsspannung . . . . .	85
3.13. Mit dem $\mu$ DAQ gemessenes Basissignal für zwei Kanäle eines HABS . . . . .	86
3.14. Vergleich der Breite der Signale mit der des CRCs . . . . .	87
3.15. Bodeneinheit der Klimakammer mit Achsensystem . . . . .	88
3.16. Messkopf des Positioniersystems . . . . .	89
3.17. Abhängigkeit des SiPM-Verstärkungsfaktors von der Temperatur . . . . .	91
3.18. MPPC-Modul . . . . .	92
3.19. Sättigungseffekt des PMTs . . . . .	93
4.1. Signalverbreiterung durch Wellenlängenschieberfaser . . . . .	97
4.2. Schaltplan LED-Pulser . . . . .	100
4.3. Schaltplan LED-Kalibrationssystem auf HBU . . . . .	101
4.4. Fotografie der Pulserschaltung auf dem HBU . . . . .	102
4.5. Testplatinen . . . . .	103
4.6. Emissions- und Absorptionsspektren - Vergleich mit LED . . . . .	105
4.7. Bestmögliche SPS mit blauer und UV-LED . . . . .	106
4.8. Ungleichmäßiger Startzeitpunkt des Lichtsignals für blaue LEDs . . . . .	107
4.9. Schematischer Aufbau einer multi-quantum-well-LED aus mehreren sehr dünnen aufeinander folgenden Lagen mit unterschiedlichen Bandlücken. Dies führt zu einer hohen internen Kapazität der LED <sup>[61]</sup> . . . . .	109
4.10. Vergleich zwischen SPS einer UV-LED mit unterschiedlicher ansteuerung . . . . .	109
4.11. Fotografie verschiedener Komponenten der Pulserschaltung . . . . .	109
4.12. Amplitudenabhängigkeit von R1 . . . . .	110
4.13. Amplitudenabhängigkeit von CL . . . . .	111
4.14. Signalform des Lichtpulses . . . . .	112

4.15. Breite des Lichtpulses . . . . .	113
4.16. Auswirkung des Widerstands R3 auf die Qualität des SPS . . . . .	114
4.17. Auswirkung des Widerstands R3 auf die Amplitude des Lichtsignals . . . . .	114
4.18. Mit dem PMT gemessene Form der Lichtpulse für verschiedene Transistoren	116
4.19. PMT-Amplitude gegen $V_{\text{Calib}}$ für zwei Transistoren . . . . .	116
4.20. Erste Messung der Spannungsabhängigkeit der Amplitude mit einem HBU	117
4.21. PMT-Amplitude abhängig von $V_{\text{Calib}}$ für verschiedene Ladekapazitäten . . . . .	118
4.22. Spannungsbereich zur Erzeugung von SPS . . . . .	119
4.23. Positionsabhängige Amplitude des SiPM-Signals . . . . .	121
4.24. Signalamplitude für verschiedene Kombinationen der Position von LED und Ladekapazität . . . . .	122
4.25. Amplitude für verschiedene Positionen einer einzelnen Ladekapazität auf der kleinen Testplatine . . . . .	123
4.26. PMT-Amplitude gegen $V_{\text{Calib}}$ für zwei Transistoren bei unterschiedlichen Positionen der Ladekapazität CL . . . . .	123
4.27. Emitterschaltung als Alternative für die Transistortreiber . . . . .	126
4.28. Temperaturabhängige Amplitude des Lichtpulses für verschiedene Span- nungen $V_{\text{Calib}}$ . . . . .	128
4.29. Relative Temperaturabhängigkeit für zwei verschiedene Temperaturen . . . . .	129
4.30. Strom durch die LED während eines Lichtpulses . . . . .	130
4.31. Langzeitmessung der Amplitude einer LED-Pulserschaltung . . . . .	132
4.32. Gemessener und simulierter Sättigungseffekt . . . . .	134
4.33. Intensitätsverteilung des Lichtes der Wellenlängenschieberfaser auf dem SiPM . . . . .	135
4.34. Profil der Intensitätsverteilung . . . . .	136
4.35. Mikroskopische Aufnahmen von Wellenlängenschieberfaser und SiPM ei- ner Szintillatorkachel . . . . .	137
4.36. Erste Messung der SiPM-Sättigung mit dem integrierten LED- Kalibrationssystem eines HBUs . . . . .	138
4.37. Sättigung des SiPM . . . . .	139
4.38. Mögliche Gruppierung der Pulserschaltungen auf einem Quadranten des HBUs . . . . .	141
4.39. Faser des Notched-Fiber Systems auf einem HBU . . . . .	142
4.40. Schaltplan des Notched-Fiber System . . . . .	143
5.1. Korrelation zwischen ermittelter und wahrer Position für Pionen und Elektronen in ECAL und AHCAL . . . . .	148
5.2. Effekt eines sehr schmalen Elektronenstrahls beim Einschuss in das AHCAL	150
5.3. Run-weise ermittelter Versatz des AHCALs für die erste Teststrahlperiode 2007 . . . . .	151
5.4. Run-weise berechneter Versatz des ECALs . . . . .	156
5.5. Kriterien zur Myonen-Selektion . . . . .	158

---

5.6.	Histogramm der beobachteten Position im AHCAL gegen die wahre Position für Myonen . . . . .	159
5.7.	Normiertes und bereinigtes Histogramm mit Stufenfunktion . . . . .	160
5.8.	Horizontaler Versatz des gescherten AHCALs . . . . .	163
5.9.	Vertikaler Versatz des gescherten AHCALs . . . . .	163
5.10.	Vertikaler Versatz für verschiedene Tischpositionen . . . . .	164
5.11.	Horizontaler Versatz für verschiedene Tischpositionen . . . . .	165
5.12.	Per Messschieber erfasster horizontaler Versatz der Kassetten des AHCALs . . . . .	165
5.13.	Bereinigtes Histogramm mit Stufenfunktion des ECALs . . . . .	167
5.14.	Horizontaler Versatz des ECALs . . . . .	168
5.15.	Vertialer Versatz des ECALs . . . . .	168
6.1.	Stufenform für verschiedene Formparameter und maximale Abweichung von einer Geraden . . . . .	172
6.5.	Auflösung des AHCALs mit und ohne Stufenkorrektur . . . . .	176
6.6.	Auflösung des AHCALs nach einfacher Stufenkorrektur . . . . .	177
6.7.	Energieabhängige Auflösung des AHCALs mit lagenweiser Korrektur . . . . .	180
6.8.	Unterschied zwischen geschertem und rotierten AHCAL . . . . .	181
A.1.	Schaltplan des $\mu$ DAQs . . . . .	186
A.2.	Run-weise ermittelter Versatz des AHCALs für die zweite Teststrahlperiode 2008 . . . . .	188

# Tabellenverzeichnis

1.1. Materieteilchen des Standardmodells . . . . .	10
1.2. Nukleare Interaktionslänge, Strahlungslänge, kritische Energie für ausgewählte Stoffe . . . . .	23
2.1. Physik- und Kalibrationsmodus des HABS . . . . .	53
3.1. Befehlsübersicht $\mu$ DAQ . . . . .	78
4.1. Aktuelle Bestückung des Kalibrationssystems auf dem HBU . . . . .	100
4.2. Untersuchte Transistoren . . . . .	115
4.3. Wärmeabgabe des Kalibrationssystems . . . . .	124
5.1. Mittlerer vertikaler Versatz des AHCALs . . . . .	153
5.2. Mittlerer horizontaler Versatz . . . . .	155
5.3. Versatz des AHCALs für 2011 . . . . .	155
5.4. Kriterien für Myon-Selektion . . . . .	159
6.1. Energieabhängige Auflösung des AHCALs . . . . .	179
6.2. Parametrisierung der Auflösung . . . . .	180