



Thorwald Hans Eberhard Heinrich Klapdor-Kleingrothaus

Entwicklung von Charakterisierungssystemen zur Untersuchung von
Szintillatoren mit Silizium-Photomultiplier Auslese für die
CALICE-Kollaboration

Masterarbeit

HD-KIP 12-80

Masterarbeit

Thorwald Hans Eberhard Heinrich
Klapdor-Kleingrothaus

2012

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Thorwald Hans Eberhard Heinrich

Klapdor-Kleingrothaus

geboren in Heidelberg

2012

**Entwicklung von
Charakterisierungssystemen zur
Untersuchung von Szintillatoren mit
Silizium-Photomultiplier Auslese für die
CALICE-Kollaboration**

Die Masterarbeit wurde von
Thorwald Hans Eberhard Heinrich Klapdor-Kleingrothaus
ausgeführt am
Kirchhoff Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof.Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Entwicklung von Charakterisierungssystemen zur Untersuchung von Szintillatoren mit Silizium-Photomultiplier-Auslese im Rahmen der CALICE-Kollaboration:

Bei zukünftigen Collider-Experimenten, wie dem **I**nternational **L**inear **C**ollider (ILC) oder dem **C**ompact **L**inear **C**ollider (CLIC) ist zur Separation hochenergetischer hadronischer Jets eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E_{\text{Jet}}[\text{GeV}]}$ nötig. Um dies zu erreichen, wird für Hadronenkalorimeter eine hochgranulare Bauweise gewählt. Die CALICE-Kollaboration entwickelt u. a. das **A**naloge **h**adronische **K**alorimeter (AHCAL) für den ILC, welches aus Szintillator-Kacheln und Siliziumphotomultipliern (SiPMs) aufgebaut sein wird. Dieser Detektor wird aus mehr als 8×10^6 dieser Module bestehen. Um den sicheren und stabilen Betrieb des Detektors zu gewährleisten, ist eine vorherige Charakterisierung der einzelnen Module notwendig.

Die Durchführbarkeit dieser Tests für eine so große Anzahl an Modulen innerhalb eines angemessenen Zeitraums wurde in dieser Master-Arbeit untersucht. Deshalb wurde ein erstes System, der Heidelberger Large Tile Tester HLTT, zur gleichzeitigen Analyse von 216 Modulen geplant und aufgebaut. Dieses System erlaubt die Charakterisierung der 8×10^6 Module innerhalb von zwei Jahren.

Da es in großen Detektoren zu Temperaturunterschieden kommen kann, wurde ein weiteres System entwickelt, um die Temperaturabhängigkeit der Module zu untersuchen. Mit diesem ist es möglich, zwölf Module gleichzeitig bei verschiedenen Temperaturen auszulesen. Die Temperaturabhängigkeiten von ~ 150 Modulen wurden untersucht.

Development of characterization systems for scintillators with silicon-photomultiplier readout as part of the CALICE-collaboration:

At future collider experiments, like at the **I**nternational **L**inear **C**ollider (ILC) or at the **C**ompact **L**inear **C**ollider (CLIC) it is required to separate high-energetic hadronic jets in the calorimeters with a resolution of $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E_{\text{Jet}}[\text{GeV}]}$. Therefore a highly granular design of the hadronic calorimeters is chosen. In the framework of the CALICE collaboration, working at the construction and the design of the **A**nalog **H**adronic **C**ALorimeter (AHCAL) for the ILC, a large number of modules will be utilised, consisting of scintillating tiles and silicon photomultipliers (SiPMs). The whole detector will be built of more than 8×10^6 modules. To ensure a stable operation it is mandatory to characterize each module before installation.

The feasibility of a characterization of such a large number of modules within a reasonable time scale is studied in this master thesis. Therefore, a large tile testing system (Heidelberg Large Tile Tester HLTT) has been planned and constructed for the simultaneous readout of 216 modules. This system should allow the test of 8×10^6 modules within two years.

One aspect to be considered is the temperature behaviour of the modules with respect to the temperature differences in such a large detector. In this thesis, a characterization system for temperature studies has been developed for simultaneous characterization of twelve modules at different temperatures. In total, the temperature dependencies of ~ 150 modules have been determined.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der „International Linear Collider (ILC)“	3
2.1	Motivation – Das Standard-Modell der Teilchenphysik	3
2.2	International Linear Collider und dessen Detektoren	7
2.3	Kalorimetrie am ILC	10
2.4	Particle-Flow-Algorithmus am ILD	20
2.5	Analoges Hadronen-Kalorimeter (AHCAL)	22
2.6	Silizium-Photomultiplier	25
3	Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln	35
3.1	Der Messaufbau	36
3.2	Analyseprogramm	40
3.3	Temperaturuntersuchungen der Kacheln	43
3.4	Referenzmessung	62
3.5	Temperaturabhängigkeit des Aufbaus	64
3.6	Diskussion und Zusammenfassung dieser Messungen	69
4	Der Heidelberger „Large Tile Tester“	71
5	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Auflistung der Eigenschaften der charakterisierten Kacheln	85
Listen		93
1	Abbildungsverzeichnis	93
2	Tabellenverzeichnis	96
Literaturverzeichnis		97

1 Einleitung

Die Motivation, sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Szintillatoren mit Silizium-Photomultipliern (SiPM) zu beschäftigen, liefert die aktuelle Forschung in der Hochenergiephysik.

In der Hochenergie-Teilchenphysik werden der Aufbau und die Eigenschaften der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen miteinander untersucht. Mit Teilchenbeschleunigern werden Teilchen zur Kollision gebracht, und aus den Reaktionen lassen sich Aussagen über Eigenschaften der Teilchen machen oder neue Teilchen entdecken. Der momentan größte Beschleuniger ist der Large Hadron Collider (LHC) am CERN¹, mit dem eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV in Proton-Proton-Kollisionen erreicht werden soll. Die Wechselwirkungen mit kleinem Wirkungsquerschnitt sind beim LHC teilweise schwer von dem QCD²-Untergrund zu trennen, der durch die stark-wechselwirkenden Fragmente der Protonen erzeugt wird.

Lepton-Lepton-Kollisionen in Beschleunigern sind dagegen kaum von dem QCD-Untergrund beeinflusst. Ein zukünftiger e^-e^+ -Kollider, wie der International Linear Collider (ILC), soll in der Lage sein, u.a. Präzisionsmessungen zur Untersuchung des Higgsbosons durchzuführen, und kann so die Ergebnisse des LHC entscheidend ergänzen.

Mit den zukünftigen Detektoren des ILC sollen die Jets – Teilchenbündel, die bei einem hochenergetischen Streuereignis entstehen – der hadronisch zerfallenden W^\pm - und Z -Bosonen separiert werden. Dazu wird beim ILC eine Jetenergieauflösung von $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E_{\text{Jet}}[\text{GeV}]}$ gefordert. Eine hohe Jetenergieauflösung ist allgemein wichtig, da viele Prozesse am ILC zu Multi-Jet-Endzuständen führen.

Man plant, zukünftige Detektoren für solche Linearbeschleuniger als „Multi-

¹Europäische Organisation für Kernforschung: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, bei Genf in der Schweiz

²Quantenchromodynamik

1 Einleitung

Purpose-Detektoren“ zu konstruieren. Ein Element dieser Detektoren wird ein hochgranulares Hadronen-Kalorimeter sein. Mit diesem soll im Zusammenspiel mit den anderen Detektorelementen die geforderte Jet-Energieauflösung von $\sigma(E)/E = \frac{30\%}{\sqrt{E_{\text{Jet}}[\text{GeV}]}}$ möglich sein. Zur Ereignisrekonstruktion soll der „Particle Flow-Algorithmus“ verwendet werden.

Die CALICE³-Kollaboration forscht u.a. an einem analogen hochgranularen Kalorimeter (AHCAL), das sich aus vielen sensitiven Lagen von $3 \times 3 \times 0,3 \text{ cm}^3$ großen Szintillatorkacheln zusammensetzt, die mittels Silizium-Photomultipliern (SiPMs) ($\sim 1 \times 1 \text{ mm}^2$) ausgelesen werden. SiPMs sind kleine, auf Silizium basierende Photomultiplier, deren Verstärkung vergleichbar ist mit konventionellen Photomultipliern. Die Vorteile der SiPMs sind unter anderem: ihre Magnetfeld-Insensitivität, hohe Photondetektionseffizienz, kompakte Größe und niedrige Betriebsspannung.

Im endgültigen analogen Hadronen-Kalorimeter sollen $\mathcal{O}(10^7)$ Szintillatoren mit SiPM-Auslese verwendet werden. Produktionsschwankungen bedingen Fluktuationen in den Kachel-Eigenschaften, wodurch es notwendig wird, die Eigenschaften jeder einzelnen Kachel vor dem Einsatz im Detektor zu bestimmen, damit der Detektor mit bestmöglicher Präzision arbeitet. Deshalb wird ein System zur Untersuchung der Szintillatoren mit SiPM-Auslese entwickelt, das wichtige Betriebsparameter, wie die ideale Betriebsspannung, Verstärkung, Photondetektionseffizienz und Ansprechverhalten bestimmt. Die CALICE-Kollaboration forscht an einem Konzept, mit dem man binnen ein bis zwei Jahren die Untersuchung aller Szintillatoren mit SiPM-Auslese abschließen kann.

In dieser Masterarbeit ist an einem Konzept gearbeitet worden, ein solches System zu realisieren. Eine Aufgabe war es, die Temperaturabhängigkeit von ~ 150 Szintillatoren mit SiPM-Auslese zu ermitteln. Der dazu entwickelte Aufbau ermöglicht es, mehrere Szintillatoren mit SiPM-Auslese gleichzeitig zu untersuchen. Mit einem weiterentwickelten Analyse-Programm wurden die Eigenschaften der Szintillatoren mit SiPM-Auslese ermittelt. Der Aufbau und die Analyse werden in Kapitel 3 beschrieben.

Ein weiteres Ziel dieser Masterarbeit war die Konstruktion eines Systems zur gleichzeitigen Untersuchung von 216 Kacheln mittels eines Positioniergerätes. Dieses Charakterisierungs-System wird in Kapitel 4 beschrieben.

³CAlorimeter for a LInear Collider Experiment

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

In diesem Abschnitt wird nach einer kurzen Darstellung der Motivation für einen neuen Linear Collider sein geplanter Aufbau und der des International Large Detectors skizziert. Anschließend werden die physikalischen Grundlagen der Teilchendetektion bezüglich des Hadronen-Kalorimeters und der Silizium-Photomultiplier dargelegt.

2.1 Motivation – Das Standard-Modell der Teilchenphysik

In der Hochenergiephysik hat sich das „Standard-Modell“ als sehr erfolgreich erwiesen. Es beschreibt die Eigenschaften der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen weitgehend sehr zuverlässig. Von dem Bau neuer Teilchenbeschleuniger mit höheren Energien erwartet man, auch Abweichungen zu den Vorhersagen des Standard-Modells zu entdecken, die als seltene Phänome bereits in dem heute zugänglichen Energiebereich auftreten könnten. Das Standard-Modell der Teilchenphysik umfasst zwei Sorten von Elementar-Teilchen: Teilchen mit halbzahligem Spin – Fermionen – und Teilchen mit ganzzahligem Spin: Eichbosonen mit Spin 1. Diese Bosonen vermitteln die Kräfte zwischen den Materieteilchen, den Fermionen. Dazu kommt das Higgsboson mit Spin 0 (siehe Abb. 2.1). Das Standard-Modell beschränkt sich auf die starke (Austausch von Gluonen), elektromagnetische (Austausch von Photonen) und die schwache (Austausch von W- und Z-Bosonen) Wechselwirkung.

Higgsboson Das Higgsboson mit Spin 0 ist im Standard-Modell für die Massen der Elementarteilchen verantwortlich, im Speziellen für die nichtverschwin-

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

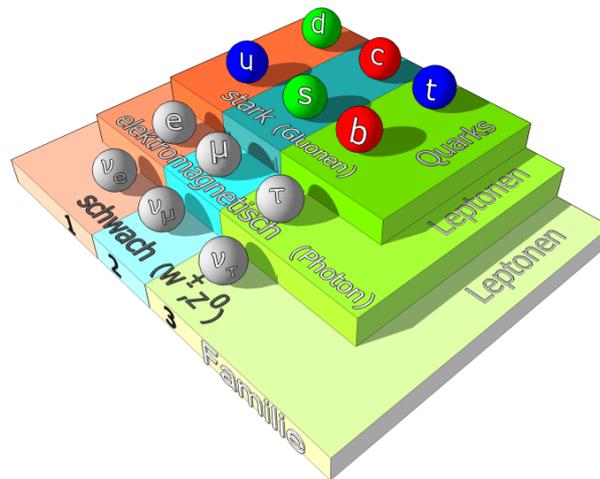


Abbildung 2.1: Elementarteilchen und Eichbosonen im Standard-Modell der Teilchenphysik [KIT12]

denden Massen des W- und Z-Bosons. Am LHC¹ wurde erst kürzlich ein Signal nachgewiesen, das die Existenz des Higgsbosons mit einer Masse von $125 \text{ GeV}/c^2$ [ea12] [CMS12] bestätigen könnte. Zwei mögliche Produktionskanäle des Higgsbosons durch Proton-Proton-Kollision zeigt Abbildung 2.2. Das Higgsboson

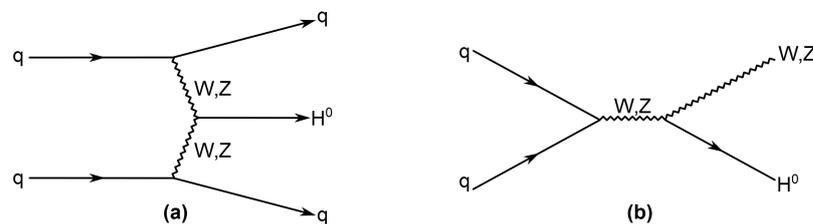


Abbildung 2.2: Higgs-Produktionskanäle am LHC:

- a) WW/ZZ-Fusion
- b) W/Z-Bremsstrahlung

kann u.a. direkt in verschiedene Paare von schweren Teilchen zerfallen. Einige Zerfallsprozesse sind in Abb. 2.3 dargestellt. Die genaue Untersuchung des Higgsbosons leidet beim LHC unter dem hohen QCD-Untergrund. Neben der eigentlichen Reaktion, die beobachtet werden soll, z.B. die Higgsboson-Produktion,

¹Large Hadron Collider

2.1 Motivation – Das Standard-Modell der Teilchenphysik

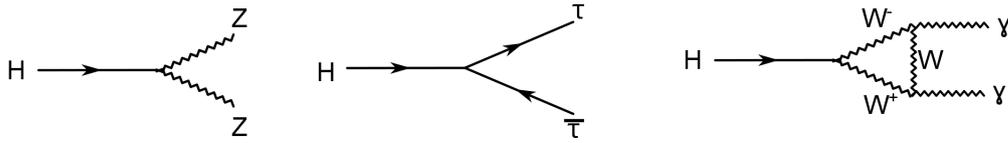


Abbildung 2.3: Einige Higgs-Zerfallskanäle

nehmen auch viele weitere Quarks an der Kollision teil. Bei der Bestimmung der Eigenschaften des Higgsbosons müssen die Jets dieser Quarks von denen der Zerfallsprodukte des Higgsbosons getrennt werden. Die vom Standard-Modell geforderten Eigenschaften wie z.B. Spin und Parität 0^+ und die Stärke der Kopplung des Higgsbosons an Quarks und Vektorbosonen lassen sich deshalb mit dem LHC nur schwer bestimmen. Benötigt wird ein Elektron-Positron-Collider, wie der ILC, der die Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall des Higgsbosons und damit die genannten Kopplungen auf wenige Prozent genau bestimmen kann. So könnte auch geklärt werden, ob es sich bei dem Higgsfeld um ein Isospin-Dublett handelt, wie im Standard-Modell gefordert, oder ob ein erweiterter Higgs-Sektor vorliegt, wie z.B. zwei Higgs-Dubletts, die bei vielen Supersymmetrischen(SUSY)-Modellen vorhergesagt werden.

Der ILC ist als zukünftiger e^+e^- -Collider geplant und wird gelegentlich als ein Präzisionslabor für Higgsphysik bezeichnet. Bei den Higgsproduktionsprozessen erster und zweiter Ordnung sind maßgeblich die Z- und W^\pm - Bosonen beteiligt. Zu den Prozessen erster Ordnung gehören die Higgsstrahlung und WW-Fusion, wie in Abbildung 2.4a dargestellt.

Der sog. „Goldene Produktionskanal“ am ILC (siehe Abb. 2.4a, links) eignet sich besonders gut zur Bestimmung der Masse des Higgsbosons, unabhängig vom dessen Zerfallskanal. Der Viererimpuls des Higgs lässt sich aus dem rekonstruierten Viererimpuls des Z-Bosons ermitteln, da die Schwerpunktsenergie genau bekannt ist. Die Energie des Endzustandes lässt sich gut bestimmen, da u.a. keine Neutrinos entstehen. Diese würden Energie, die im Detektor nicht nachgewiesen werden kann, aus dem Detektor wegtragen [D⁺07].

Als Produktionsprozesse zweiter Ordnung kommen Higgsstrahlung aus der Top-Quark-Bildung oder der Doppelhiggsproduktion in Frage (siehe Abb. 2.4b) [D⁺07].

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

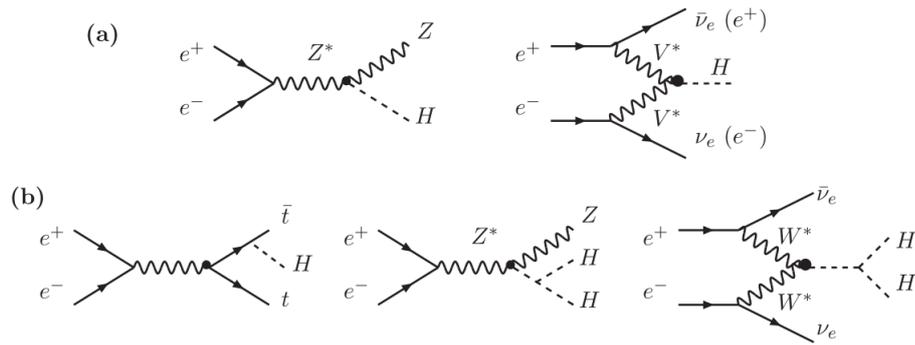


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme der dominierenden e^-e^+ Higgsboson-Produktionskanäle der ersten (a) (Higgsstrahlung und WW/ZZ-Fusion) und der zweiten (b) Ordnung [D⁺07]

Jenseits des Standard-Modells

Bislang wurden nur wenige, aber gravierende Abweichungen zwischen Experimenten und Standard-Modell festgestellt, zum Beispiel die nicht verschwindende Masse der Neutrinos (Neutrino-Oszillationen). Auch andere Phänomene wie die Dunkle Materie und Dunkle Energie können nicht erklärt werden. Außerdem ist bereits die Tatsache, dass es im Standard-Modell 25 freie Parameter [Ams07] gibt, die durch Experimente bestimmt werden müssen, nicht zufriedenstellend. Deshalb werden viele weitere Theorien untersucht. Die „Grand Unified Theories“ (GUTs) versuchen die drei elementaren Wechselwirkungen des Standard-Modells als Folge der Eichinvarianz bezüglich einer *einfachen Gruppe* darzustellen. Die Supersymmetrische Theorie (SUSY) versucht durch Einführung einer Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen einige Probleme der GUTs zu lösen, beispielsweise das sog. Massenhierarchie-Problem oder die Lebensdauer des freien Protons. Ferner versuchen lokale SUSY-Modelle die Gravitation in die Große Vereinheitlichung miteinzubeziehen. Dabei werden neue Boson-(Fermion-)Partner für alle bekannten Fermionen (Bosonen) postuliert. Die SUSY-Theorie liefert mit den leichtesten SUSY-Teilchen u.a. Kandidaten für Dunkle Materie, die eventuell am LHC und ILC gefunden werden könnten.

2.2 International Linear Collider und dessen Detektoren

Der International Linear Collider ist ein Projekt, das von einer internationalen Kollaboration betrieben wird und sich in der Entwicklung befindet. Unter anderem ist auch die Frage des Standorts noch nicht geklärt: Im Fokus liegen momentan in Europa: DESY² (Hamburg, Deutschland), JINR³ (Dubna, Russland), CERN (Genf, Schweiz) und außerhalb Europas Japan und USA.

Das Ziel des ILC ist es, Elektronen und Positronen zu höheren Energien zu beschleunigen, als es mit LEP⁴ möglich war, und insbesondere sich vom dem QCD-Untergrund eines Hadronenbeschleunigers zu befreien. Der Elektron-Positron Ringbeschleuniger LEP erreichte Schwerpunktsenergien bis zu 209 GeV. Die Energie war nach oben limitiert, da Teilchen, die auf eine Kreisbahn gekrümmt werden, Synchrotronstrahlung erzeugen und so Energie verlieren. Der Energieverlust E_{Syn} ist abhängig von der Teilchenenergie E , der Masse des Teilchens m_0 und dem Radius des Beschleunigers r [GS08]: $E_{\text{Syn}} = E^4 / (m_0^4 \cdot r)$. Dies ist für Elektron-Positron-Ringbeschleuniger der limitierende Faktor. Der Energieverlust ist für Elektronen deutlich größer als für Protonen ($(m_p/m_e)^4 \approx 10^{13}$), da die Elektronen eine deutlich kleinere Masse haben als die Protonen. Der LHC kann daher als Proton-Proton Beschleuniger dieselben Tunnelsysteme wie der LEP-Collider nutzen, aber höhere Energien erreichen. Möchte man höhere Energien bei Elektron-Positron-Collidern erreichen, ist dies nur mit Linearbeschleunigern machbar, wie z.B. dem ILC.

Eine der Kernaufgaben des ILC ist, wie bereits erwähnt, die Untersuchung des Higgsbosons mit hoher Präzision. Dazu gehört die Bestimmung der Eigenschaften des Higgsbosons wie Spin und Parität und der Verzweigungsverhältnisse in Higgszerfällen.

Zur Untersuchung des Higgsbosons ist die Rekonstruktion des Z-Bosons eine der wichtigsten Aufgaben der Kalorimeter der zukünftigen Detektoren am ILC. Das Z-Boson kann über leptonische Kanäle wie: $Z \rightarrow l^+l^-$ oder hadronische Kanäle wie: $Z \rightarrow q\bar{q}$ zerfallen. Die genaueste Rekonstruktion ist mit den leptonischen Ka-

²Deutsches Elektronen-Synchrotron

³Joint Institute for Nuclear Research

⁴Large Elektron-Positron Collider, CERN, im Jahr 2000 abgeschaltet

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

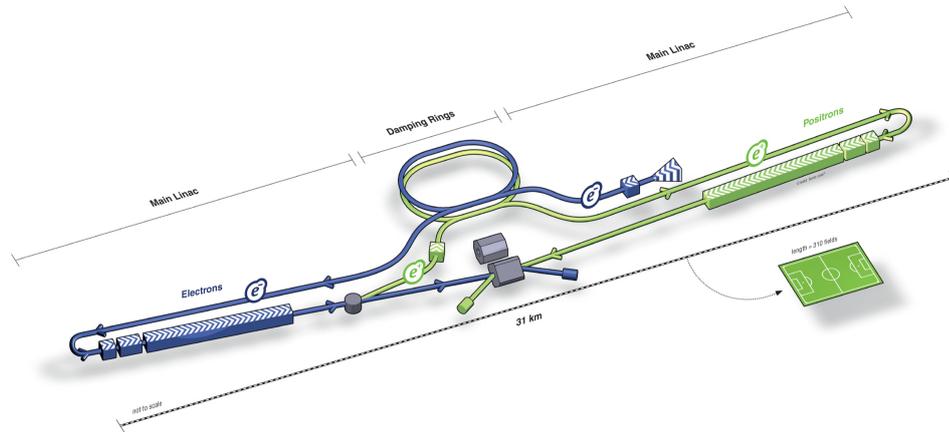


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau des Elektron-Positron Colliders - ILC [lin12]

nähen möglich. Um eine möglichst hohe Statistik zu erreichen, müssen aber auch die hadronischen Kanäle, die den Zerfall dominieren, berücksichtigt werden. Daher wird eine äußerst hohe Jetenergieauflösung für W- und Z-Boson gefordert. Da die Massendifferenz zwischen W- und Z-Boson gering ist, erfordert dies eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E \approx 3 - 4\%$. Dies entspricht bei Jetenergien kleiner 100 GeV einer Energieauflösung von $\sigma(E)/E = \frac{30\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$. Simulationen haben gezeigt, dass bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ und integrierten Luminosität von $L = 500 \text{ fb}^{-1}$ eine Genauigkeit der Higgsmasse am ILC von $\Delta m_h = 70 \text{ MeV}$ erreichbar ist (angenommen $m_h \sim 120 \text{ GeV}$) [D⁺07].

Neben der Higgsuche stehen am ILC Präzisionsmessungen bekannter Teilchen, sowie die Suche nach Kandidaten für die Dunkle Materie und die Dunkle Energie sowie nach weiteren Phänomenen von Physik jenseits des Standard-Modells im Vordergrund.

Aufbau des International Linear Colliders (ILC)

Um die angestrebte Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ zu erreichen, wird der ILC eine Länge von ca. 31 km haben (siehe Abb. 2.5).

Die Elektronen für den Teilchenstrahl werden durch eine Photokathode erzeugt und beschleunigt. Um die Positronen zu erzeugen, wird bei einer Energie

2.2 International Linear Collider und dessen Detektoren

von ungefähr 150 GeV der Teilchenstrahl durch Undulatoren geleitet, bei denen Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt werden. Diese Photonen werden auf ein Target aus einer Titanlegierung gelenkt und erzeugen dort Elektron-Positron-Paare. Davon werden die Positronen durch einen eigenen Beschleuniger in den Speicherring eingespeist. Die jeweiligen Strahlen werden durch je einen Speicherring (Damping Ring) geleitet, die einen Umfang von 6,7 km haben. In diesen Speicherringen soll die Emittanz der Strahlen verkleinert werden (Reduktion des transversalen Impulses der Teilchen, Minimierung der longitudinalen Impulsdifferenzen). Von den Speicherringen wird der Strahl zu dem Hauptbeschleuniger geleitet, der aus 8000 supraleitenden Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren bestehen soll. In diesen Cavities soll ein Durchschnittsgradient von $31,5 \text{ MV m}^{-1}$ herrschen. So können hohe Schwerpunktsenergien von 500 GeV auf einer relativ kurzen Strecke erreicht werden.

Eine Ausbaumöglichkeit des Beschleunigers auf eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$ ist bereits eingeplant.

Am Kollisionpunkt werden alle $\sim 70 \mu\text{s}$ die beiden Teilchenstrahlen kollidieren. Zwei unterschiedliche Detektoren werden die Kollisionen analysieren, der ILD⁵ und der SiD⁶, die von zwei unterschiedlichen Kollaborationen betrieben werden [ILC12].

2.2.1 Der International Large Detector (ILD)

Der International Large Detector ist ein sogenannter „multi-purpose“ Detektor, also ein Allzweck-Detektor (siehe Abb. 2.6), bestehend aus vielen einzelnen Sub-Detektorsystemen [ILD10]. Die Detektorsysteme sind zylindrisch um die Strahlachse angeordnet. Nah am Kollisionpunkt befindet sich der Vertexdetektor, der die Teilchenspuren in der Nähe des Interaktionspunktes orts aufgelöst messen soll. Die Spurendriftkammer (Time Projection Chamber) umgibt den Vertexdetektor und ermöglicht es, Teilchenspuren zu vermessen. Darauf folgen das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter (ECAL und HCAL). Diese Detektorsysteme werden von einem supraleitenden Magneten umgeben, der ein longitudinales Magnetfeld erzeugt. Der Myon-Detektor bildet den ä-

⁵International Large Detector

⁶Silicon Detector

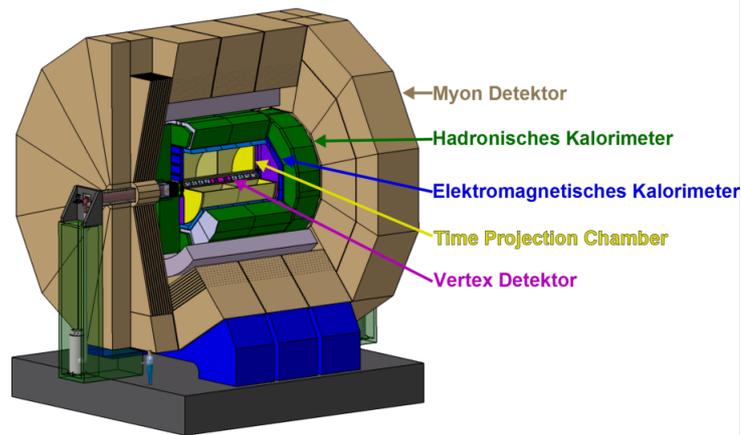


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des zukünftigen „International Large Detectors“ [ILD10]

ßersten Mantel des Detektors. Mit dem International Large Detector soll eine möglichst hohe Jet-Energieauflösung erreicht werden. Dies wird erreicht durch Kombination einer hohen Granularität der Kalorimeter mit dem Particle-Flow-Algorithmus (siehe Kapitel 2.4), also unter Verwendung der Information aller Detektorsysteme, die die Teilchen passieren, bevor sie zum Kalorimeter gelangen [CAL12]. Das analoge Hadronen-Kalorimeter (AHCAL, siehe Abschnitt 2.5) soll im Fokus der folgenden Betrachtungen stehen.

Bevor auf das analoge Hadronen-Kalorimeter und die Szintillatoren mit SiPM-Auslese, die die hohe Granularität garantieren sollen, eingegangen wird, wird im folgenden Abschnitt die Physik zur Teilchendetektion in einem Kalorimeter beschrieben.

2.3 Kalorimetrie am ILC

Die Kalorimeter dienen dazu, die Energie der Fragmente der Teilchen-Kollision in einem Collider zu detektieren. In diesen deponieren die geladenen und ungeladenen Teilchen ihre Energie und erzeugen Teilchenschauer. Dies geschieht durch Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial, wodurch Sekundärpartikeln erzeugt werden, die wiederum weitere Teilchen erzeugen können, so dass sich ein Schauer entwickelt. Man unterscheidet zwei Arten: elektromagnetische

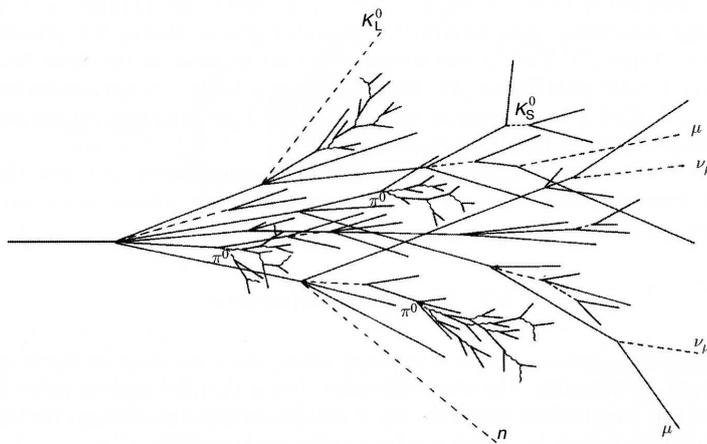


Abbildung 2.7: Skizze einer hadronischen Kaskade in einem Absorber. [GS08]

und hadronische Schauer (siehe Abb. 2.7).

2.3.1 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden ausgelöst, wenn hochenergetische Elektronen, Positronen oder Photonen auf dichtes Material treffen. Durch Paarbildung und Bremsstrahlung wird eine Kaskade von Teilchen erzeugt.

Energieverlust von Photonen

Neben der Paarbildung treten bei der Wechselwirkung der Photonen mit Materie noch der Photoeffekt und der Comptoneffekt auf. Die jeweiligen Effekte dominieren bei unterschiedlichen Energien (siehe Abb. 2.8).

Photoeffekt: Ein Photon wird in der Elektronenhülle eines freien Atoms absorbiert, wodurch sich ein Elektron aus dem atomaren Verband löst. Der Photoeffekt dominiert bei niedrigen Energien.

Comptoneffekt: Der Comptoneffekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem quasi-freien Elektron, wodurch sich die Wellenlänge des Photons nach dem Stoß verändert. Die Wellenlänge ändert sich entsprechend dem Winkel θ des gestreuten Photons zur Einfallrichtung: $\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$.

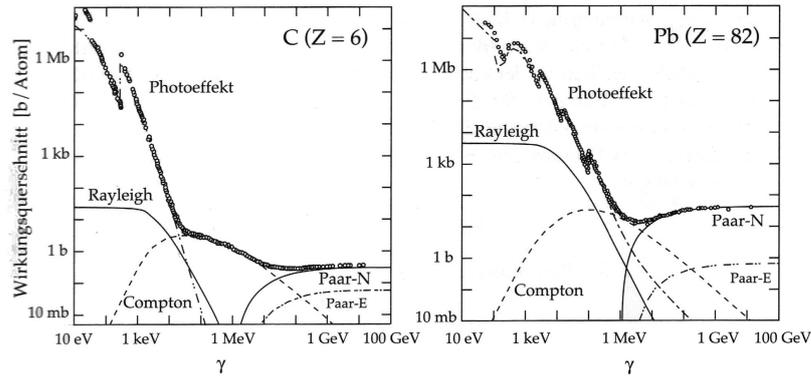


Abbildung 2.8: Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts von Photonen in verschiedenen Materialien mit den Beiträgen der verschiedenen Prozesse. [Ams07]

Der Comptoneffekt spielt vor allem eine Rolle bei Energien im Bereich von 100 keV bis 1000 keV.

Paarerzeugung: Unter der Paarbildung versteht man die Umwandlung eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar. Die Notwendigkeit der Nähe eines Kerns ist dadurch gegeben, dass der Rückstoß des Photons absorbiert werden muss. Dabei muss die Energie des Photons mindestens so groß sein wie die doppelte Ruheenergie eines Elektrons: $2m_e c^2$. Die Energieschwelle liegt bei [GS08]: $E_\gamma \geq 2m_e^2 c^2 + 2\frac{m_e^2 c^2}{M_K}$. Die Abschwächung eines Strahls hochenergetischer Photonen der Intensität I_0 durch Paarbildung in einer Dicke x eines Absorbers lässt sich näherungsweise schreiben als [Per06]:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{paar}}\right).$$

Die mittlere freie Weglänge der Paarbildung λ_{paar} , bei der sich die Intensität des Strahls um den Faktor $1/e$ reduziert hat, wird in Einheiten der Strahlungslänge X_0 angegeben:

$$\lambda_{paar} = \frac{9}{7} \cdot X_0.$$

Energieverlust geladener Teilchen

Geladene Teilchen wechselwirken mit dem Material, das sie durchqueren, durch inelastische Streuung an Hüllenelektronen (Ionisation und Anregung), durch elastische und inelastische Streuung an Kernen und durch Bremsstrahlung. Schwere geladene Teilchen wechselwirken hauptsächlich durch Ionisation, während bei leichten Teilchen wie Elektronen oder Positronen die Bremsstrahlung dominiert.

- **Ionisation und Anregung:** Schwere geladene Teilchen werden durch inelastische Stöße an Hüllenelektronen in ihrer Flugrichtung beeinflusst und verlieren einen Teil ihrer Energie. Für diesen Fall beschreibt die Bethe-Bloch-Formel [J. 12] den Energieverlust der Teilchen dE pro Einheitslänge dx :

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ion} = 4\pi r_e^2 m_e N_A c^2 z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

Mit z wird die Ladung des ionisierenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung, mit Z die Ordnungszahl und mit A die Massenzahl des Absorbermaterials angegeben. m_e bezeichnet die Elektronenmasse und r_e den klassischen Elektronenradius. N_A ist die Avogadro-Konstante. Die charakteristische Ionisationskonstante I eines Materials gibt die mittlere Energie an, die zur Ionisation des Atoms benötigt wird. γ bezeichnet den Lorentzfaktor, c die Lichtgeschwindigkeit und β die Geschwindigkeit relativ zu c . T_{max} ist die maximale kinetische Energie, die auf ein quasi-freies Elektron in einer Kollision übertragen werden kann. δ ist ein Korrekturfaktor, der darauf beruht, dass die Polarisation des Mediums bei hohen Energien das elektrische Feld des einfallenden Teilchens teilweise abschirmt [Ams07]. Die Bethe-Bloch-Formel gilt für geladene Teilchen im Bereich $0.05 < \beta\gamma < 500$ (siehe Abb. 2.9).

- **Bremsstrahlung:** Hochenergetische geladene Teilchen können im Coulombfeld eines Kerns wechselwirken und so Energie verlieren. Die einfallenden Teilchen strahlen Photonen ab, wodurch die Teilchen abgebremst werden. Der Effekt ist besonders hoch bei Teilchen wie Elektronen oder Positronen mit geringer Masse bei hohen Energien. Der Energieverlust

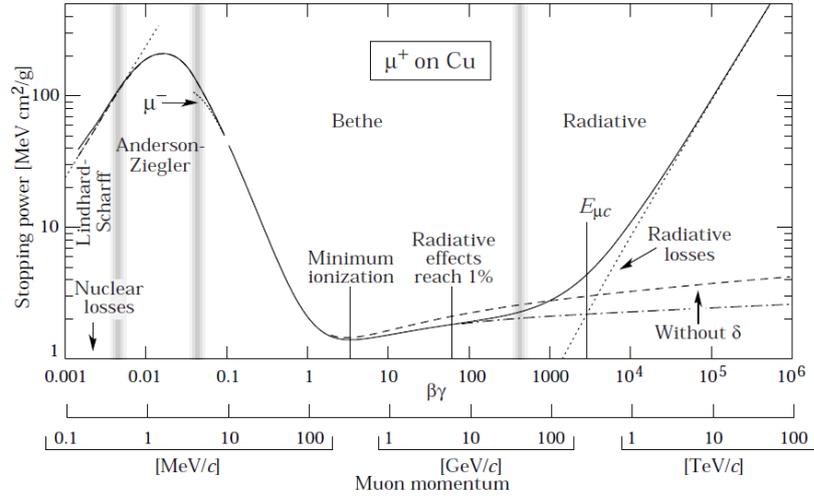


Abbildung 2.9: Energieverlust pro Längeneinheit von positiven Myonen in Kupfer. Die durchgezogene Kurve zeigt den gesamten Energieverlust. [Ams07].

durch Bremsstrahlung ist gegeben durch:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brems} = \frac{E}{X_0}.$$

Die Strahlungslänge X_0 ist gegeben durch

$$X_0 \approx \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})},$$

und beinhaltet die für den Prozess wichtigen Parameter des Absorbermaterials. Durch Integration erhält man eine Formel, die die Energie des durchquerenden Teilchens in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke angibt:

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

Der Energieverlust durch Ionisation ist für hochenergetische Elektronen in erster Näherung konstant, während der Energieverlust durch Bremsstrahlung von der Energie abhängig ist. Die kritische Energie E_C ist definiert als die Energie, bei der beide Energieverluste gleich groß sind. Für Materialien mit $Z \geq 6$ ist sie ungefähr: $E_C \approx \frac{600 \text{ MeV}}{Z}$ [Per06].

Kenngrößen elektromagnetischer Schauer

Bei genügend großen Energien ist der Energieverlust pro Wegstrecke für Elektronen und Photonen bei Bremsstrahlung und Paarbildung näherungsweise gleich ($\lambda_{\text{paar}} \approx X_0$). So kann man diese Wegstrecke mit einem Vielfachen der Strahlungslänge parametrisieren. Der Schauer entwickelt sich in der Form eines Kegels, dessen Öffnungswinkel langsam wächst. Der Molière-Radius R_M gibt den Radius eines Zylinders parallel zum Strahl an, der 95 % der Schauerenergie enthält: $E(R_M) = 0.95 E_{\text{Schauer}}$. Der Radius ist energieunabhängig und wird in Abhängigkeit von Strahlungslänge und kritischer Energie angegeben [Ams07]:

$$R_M = 21 \frac{X_0}{E_C}.$$

2.3.2 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer werden durch eine Reihe von inelastischen Wechselwirkungen eines Hadrons ausgelöst, bei der die sekundär erzeugten Hadronen durch inelastische Stöße mit den Kernen im Absorbermaterial weitere Hadronen erzeugen. Sobald die Energie der Schauerteilchen so klein ist, dass sie im Absorbermaterial vollständig absorbiert oder abgebremst werden, stoppt die Kaskade. Die Zusammensetzung hadronischer Schauer ist deutlich komplexer als die elektromagnetischer, da die Zahl der teilnehmenden Teilchen deutlich größer ist. Hadronische Schauer haben auch elektromagnetische Bestandteile, wenn zum Beispiel ein π^0 durch seinen Hauptkanal in zwei Photonen zerfällt. Das führt dazu, dass ca. ein Drittel der Energie des Hadronenschauers in einen elektromagnetischen Schauer übergeht. Dieser elektromagnetische Anteil wächst mit jedem weiteren Kollisionsprozess an. Für die Kalorimetrie ist es wichtig, die Zusammensetzung des Schauers genau zu kennen: hadronischen und elektromagnetischen Anteil, sowie sichtbare und unsichtbare Energie.

Aufgrund der sogenannten unsichtbaren Energie ist die Energie des hadronischen Schauers nicht vollständig im Kalorimeter sichtbar. Der Anteil der unsichtbaren Energie in einem hadronischen Schauer beträgt etwa 30 % bis 40 % [GS08]. Er rührt unter anderem her von langlebigen neutralen geladenen Hadronen, die keine Ionisation bewirken und deren Energie zu klein ist, um weiter inelastisch wechselzuwirken, von Kernfragmenten, die nicht die sensitiven Lagen

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

erreichen, sowie von Energie, die durch Spaltung, Spallation und Anregung von Kernen sowie Verdampfen von Neutronen (und Protonen) verloren geht [Per06]. Ebenso tragen Neutrinos Energie aus dem Detektor, die nicht nachgewiesen werden kann.

Wechselwirkung von Hadronen mit Materie

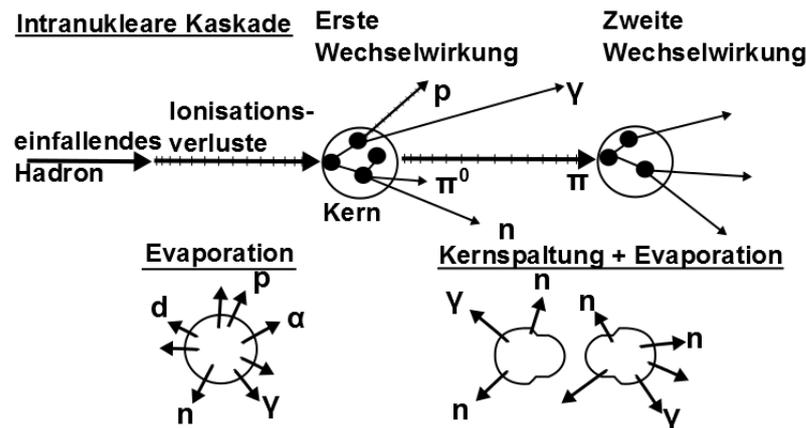


Abbildung 2.10: Prinzip der inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung [BuUB88]

Hadronen wechselwirken mit Materie durch mehrere Prozesse (siehe Abb. 2.10):

- **Ionisation und Anregung:** Das Hadron verliert seine Energie durch Ionisation, die durch die Bethe-Bloch-Formel (s.o.) beschrieben wird.
- **Intranukleare Kaskade:** Als intranukleare Kaskade beschreibt man einen Prozess, in dem ein Hadron mit den Hadronen des Kerns wechselwirkt. Dabei können weitere Teilchen erzeugt werden, die ebenfalls innerhalb des Kerns wechselwirken. Es entsteht ein kaskadenartiger Prozess.
- **Spallation:** Als Folge der intranuklearen Kaskade kommt es zur Spallation. Einige der bei der Kaskade erzeugten Teilchen, wie hochenergetische Pionen, Protonen und Neutronen, können den Kern verlassen und hinterlassen einen angeregten Restkern.

- **Internukleare Kaskade** Die durch die Spallation freigewordenen Teilchen können in anderen Kernen weitere Wechselwirkungen hervorrufen und so internukleare Kaskaden erzeugen.
- **Evaporation:** Ein Kern kann durch Spallation angeregt werden. Im Falle von leichten bis mittelschweren Kernen geschieht die Abregung über Evaporation, also Abdampfen von Nukleonen. Dabei können auch kleinere Kernfragmente, wie Deuteronen, Tritiumkerne und α -Teilchen, abgegeben werden.
- **Kernspaltung:** Schwere Kerne können ihre Anregungsenergie durch Kernspaltung abgeben. Die Zerfallsprodukte aus β - oder γ - Zerfall tragen zu dem hadronischen Schauer bei. Dieser Prozess ist von dem der Evaporation dominiert: Für Blei ist das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit einer Kernspaltung zu einer Evaporation 5 % [See05].

Räumliche Dimension Die nukleare Interaktionslänge $\Lambda = A/(\sigma_i N_A \rho)$ beschreibt in hadronischen Schauern die mittlere Länge, die ein Hadron zurücklegt, bevor es nuklear wechselwirkt. Neben der Massenzahl A , der Dichte des Materials ρ und der Avogadro-Zahl N_A geht vor allem der inelastische hadronische Wirkungsquerschnitt σ_i ein. Λ kann näherungsweise angegeben werden als

$$\Lambda \approx 35 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3} / \rho.$$

Für die meisten Materialien ist Λ deutlich größer als die Strahlungslänge X_0 [Ams07].

2.3.3 Hadronen-Kalorimeter

In der Hochenergie-Teilchenphysik werden Kalorimeter in zwei Untergruppen eingeteilt: Elektromagnetische Kalorimeter und hadronische Kalorimeter. Der Unterschied der beiden Detektorsysteme spiegelt sich hauptsächlich in der unterschiedlichen Wahl des aktiven Materials und der räumlichen Ausdehnung wider. Die mittleren freien Weglängen der Elektronen sind kleiner als die der Hadronen. Deshalb ist ein elektromagnetisches Kalorimeter näher an den Vertexpunkten der Kollision eingebaut als das hadronische. Die Kalorimeter am

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

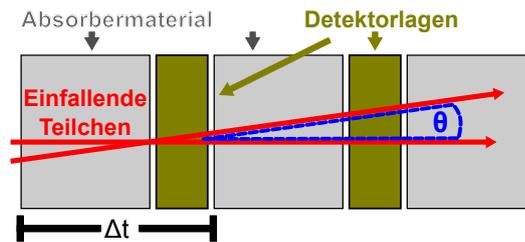


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau eines Sampling-Kalorimeters

ILD, sowohl ECAL als auch HCAL, sind als „*sampling*“-Kalorimeter geplant. Die für den ILC wichtige Variante eines Sampling-Hadronen-Kalorimeters wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Sampling-Kalorimeter

Um die Kosten und räumlichen Dimensionen eines Kalorimeters gering zu halten, werden Kalorimeter meist als „*sampling*“-Kalorimeter gebaut. Diese bestehen aus einer abwechselnden Folge aus sensitiven und absorbierenden Lagen (siehe Abb. 2.11). Das Absorbermaterial bestimmt die Eigenschaften des hadronischen Schauers, da hier Material mit einer großen Massenzahl gewählt wird. Somit wird die mittlere nukleare Interaktionslänge Λ klein gehalten. Die sensitiven Lagen bestehen meist aus Material mit einer geringen Massenzahl. Durch die abwechselnde Struktur des Kalorimeters wird nur ein Teil der tatsächlichen Energie gemessen, wobei man eine lineare Abhängigkeit zwischen der gemessenen Energie und der Schauerenergie annehmen kann:

$$E_{vis} \propto E_{Schauer}.$$

E_{vis} ist die sichtbare Energiedeposition im Kalorimeter.

Energieauflösung: Die Energieauflösung ist der wichtigste Parameter eines Kalorimeters. Für ein Hadronen-Kalorimeter ist die Energieauflösung gegeben durch [GS08]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus \frac{B}{E} \oplus C$$

Die einzelnen Komponenten ergeben sich wie folgt:

A: Die Anzahl der geladenen Schauerteilchen N_{gel} , die das aktive Detektor-

material erreichen, ist energieabhängig: $E \approx N_{gel}$. Die relative Abweichung ergibt sich zu:

$$\frac{\sigma_{N_{gel}}}{N_{gel}} \approx \frac{\sigma_E}{E} \approx \sqrt{\frac{E_c t_{abs}}{E \cdot \cos(\theta)}}$$

E_c ist die kritische Energie, bei der Absorptionseffekte wie Ionisation bei Elektronen oder Compton- oder Photoeffekt bei Photonen für ein Teilchen beginnen zu dominieren. $t_{abs}/\cos(\theta)$ berücksichtigt, dass die effektive Sampling-Dicke winkelabhängig ist. Dieser Effekt ist sehr klein und bewegt sich im Mittel zwischen 1 und 1,3 [GS08]. Des Weiteren führen Ionisationsverluste zu statistischen Schwankungen der detektierbaren Teilchen. Die sogenannten Landaufschwankungen, die vor allem bei sehr dünnen Detektorlagen auftreten, verschlechtern weiter die Energieauflösung, da der mittlere Energieverlust sich nach der Landauverteilung um einen wahrscheinlichsten Energieverlust verteilt [GS08].

- B: kommt durch Rauschfluktuationen zustande, die z.B. durch Auslese-Instrumente und ihr elektronisches Rauschen verursacht werden.
- C: setzt sich aus vielen Komponenten zusammen, wie zum Beispiel Kalibrationsfehlern, Nicht-Uniformitäten oder Nichtlinearitäten der Detektoren. Dies ist der begrenzende Faktor der Energieauflösung bei hohen Energien.

Die beste Jet-Energieauflösung, die bei LEP erreicht wurde, ist [Tho07]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \cong \frac{0.6(1 + |\cos \theta|)}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

Kompensation: Als Ansprechverhalten eines Hadronen-Kalorimeters bezeichnet man das Verhältnis der gemessenen Energie zu der Energie des Teilchens, das den Schauer ausgelöst hat. Ein Kalorimeter muss die durch Neutrinos und Myonen verlorene Energie durch ein erhöhtes Ansprechverhalten ausgleichen. Man unterscheidet hierbei das Ansprechverhalten für die rein hadronische Energiedeposition h und das für die elektromagnetische e . Das Verhältnis dieser beiden Ansprechverhalten:

$$\frac{e}{h} = \frac{\frac{e}{MIP}}{f_{Ion} \cdot \frac{Ion}{MIP} + f_{\gamma} \cdot \frac{\gamma}{MIP} + f_n \cdot \frac{n}{MIP}}$$

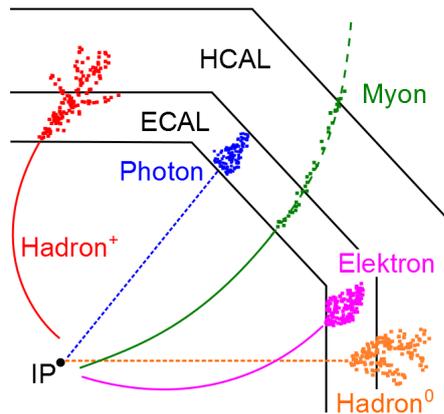


Abbildung 2.12: Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor (schematisch) [CAL12].

sollte bei 1 liegen [Wig00]. Denn so wäre das durch ein Hadron ausgelöste Signal gleich dem eines Elektrons mit gleicher Energie. f_x bezeichnet den Anteil der nachgewiesenen Energie durch Ionisation, Photonen und indirekte Signale von Neutronen. $\frac{Ion|\gamma|n}{MIP}$ steht für das Ansprechverhalten des Detektors auf das jeweilige Teilchen, genormt auf ein MIP (minimal ionisierendes Teilchen).

2.4 Particle-Flow-Algorithmus am ILD

Das Konzept des Particle-Flow-Algorithmus basiert auf einem Spurdetektorsystem und einem feingranularen Sampling-Kalorimeter. Beim ILD werden die Kalorimeter von supraleitenden Magneten umgeben, die ein Magnetfeld parallel zur Strahlachse von 3,5 T bis 4 T erzeugen. Durch dieses werden geladene Teilchen auf eine gekrümmte Bahn gezwungen, wodurch die Bestimmung des Impulses möglich ist. Abbildung 2.12 zeigt typische Teilchenbahnen in den Detektorsystemen.

Durch die Impulsbestimmung der Teilchen im Spurdetektor (Vertexdetektor) und die Zeitinformationen aus der TPC lässt sich die Energie der geladenen Teilchen genauer bestimmen, als durch die Kalorimetersysteme.

Die Energie der neutralen Teilchen wird ausschließlich in den Kalorimetern bestimmt. Der Anteil dieser Teilchen an einem gesamten Schauer beträgt ca. 10 %. Durch die Kombination beider Systeme lassen sich Spuren geladener und



Abbildung 2.13: Hadronen-Kalorimeter: links: Simulation eines Ereignisses in dem Kalorimeter, in der Mitte: Aufbau des Detektorprototyps, rechts: gemessene Daten eines Ereignisses im Kalorimeter [CAL12]

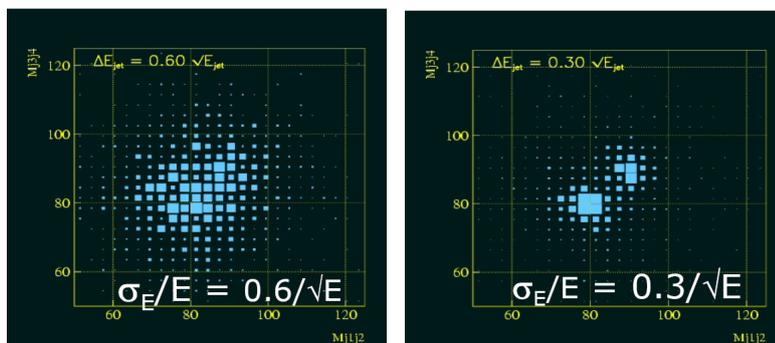


Abbildung 2.14: Simulation zur Separation hadronisch zerfallender WW/ZZ-Paare für $\sigma_{E_{Jet}} = 60\% \sqrt{E_{Jet}}$ (links) und $\sigma_{E_{Jet}} = 30\% \sqrt{E_{Jet}}$ (rechts). Die Massen der Dijet-Paare sind auf der x- und der y-Achse angegeben. [BV02]

ungeladener Teilchen im Kalorimeter trennen. Bei Teilchen, die dicht beieinander ihre Energie im Kalorimeter deponieren, ist es schwer, die Signaturen korrekt zu trennen. Dies bezeichnet man als *Confusion*, die entweder Teilchen falsche Energie zuordnet oder zusätzliche Teilchen simuliert, nämlich wenn nicht die ganze Information im Kalorimeter dem einen Teilchen zugeordnet wird. Die *Confusion* kann durch eine hohe Granularität der Kalorimeter reduziert werden, da so eine genauere Separation der Spuren möglich ist. Abbildung 2.13 zeigt die Funktion des hochgranularen Kalorimeters für einen ersten Prototypen. Durch die Verbindung hoher Granularität mit dem Particle-Flow-Algorithmus kann eine Jet-Energieauflösung von $30\%/\sqrt{E_{Jet}[\text{GeV}]}$ erreicht werden. Dies zeigt in Abbildung 2.14 eine Simulation. Zu sehen sind zwei Jets hadronisch zerfallender WW/ZZ-Paare, die bei einer Energieauflösung von $60\%/\sqrt{E_{Jet}[\text{GeV}]}$ nicht von einander zu trennen sind, aber bei einer Energieauflösung von $30\%/\sqrt{E_{Jet}[\text{GeV}]}$ gut separiert werden können.

2.5 Analoges Hadronen-Kalorimeter (AHCAL)

Die CALICE-Kollaboration erarbeitet Konzepte für die Kalorimeter, die in dem ILD verwendet werden sollen und baut und testet Prototypen. Eines dieser Konzepte ist das des Analogen Hadronen-Kalorimeters (AHCAL), das als „*sampling*“-Kalorimeter (siehe Kapitel 2.3.3) geplant ist. Dieses soll neben der Energiemessung auch genaue Information über die Position jedes Teilchens liefern. Das ist nur durch eine hohe Granularität zu erreichen, welche erreicht werden kann, indem die aktiven Lagen des *sampling*-Kalorimeters aus ca. 8 Millionen kleiner Module aufgebaut werden. Diese Module bestehen aus Szintillatoren und Multi-Pixel Silizium-Photodioden (SiPM, siehe Kapitel 2.6), die im Geigermodus betrieben werden. Im Folgenden werden die Module bestehend aus den kachelförmigen Szintillationskacheln und Silizium-Photomultipliern als „Kacheln“ bezeichnet.

2.5.1 Kalorimeter-Prototyp

Ein 1 m^3 großer AHCAL-Prototyp, wurde bei DESY gebaut, um dieses Konzept weiter zu untersuchen (siehe Abb. 2.15) [CAL10a]. Mit diesem konnte das

2.5 Analoges Hadronen-Kalorimeter (AHCAL)

Verhalten der Detektorelemente untersucht und mit den simulierten Ergebnissen verglichen werden. Der Prototyp des AHCALs besteht aus einer Sandwich-Struktur, die aus 38 Schichten, abwechselnd aus Kacheln und Stahl, aufgebaut ist. In Abbildung 2.15b ist eine sensitive Lage des AHCALs gezeigt. Auf die Kacheln wird im folgenden Abschnitt genauer eingegangen. Der Prototyp wurde an



Abbildung 2.15: Detektor Prototyp: a) Hadronisches und elektromagnetisches Kalorimeter zusammengebaut zum Einsatz an Strahlplätzen
b) Eine Lage des AHCAL-Prototyps mit Kacheln des alten Typs [CAL12]

Teststrahlen am DESY und CERN untersucht [CAL10a]. Der in der vorliegenden Arbeit untersuchte Kacheltyp ist eine Weiterentwicklung des Typs, der bei dem Prototyp verwendet wurde. Die hadronische Energieauflösung des Prototyps wurde zunächst auf $61\%/\sqrt{E}$ ermittelt. Man konnte sie aber auf $49\%/\sqrt{E}$ verbessern, indem man Gewichtungsalgorithmen zur Hilfe nahm [CAL10a].

2.5.2 Szintillatorkacheln mit SiPM-Auslese

Die für das AHCAL benötigte Granularität wird durch die Wahl von kleinen Szintillationskacheln erreicht. Aus Simulationen geht hervor, dass die optimale Szintillatorgröße $3 \times 3 \times 0,3 \text{ cm}^3$ ist [CAL10a].

In Abbildung 2.16 ist eine der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Kacheln gezeigt. Die Szintillatorkachel ist ein organischer polymerer Festkörperszintillator. Organische Szintillatoren oder auch sog. Plastikszintillatoren bestehen aus Kohlenstoffverbindungen. Durch Ionisation werden die molekularen Zustände

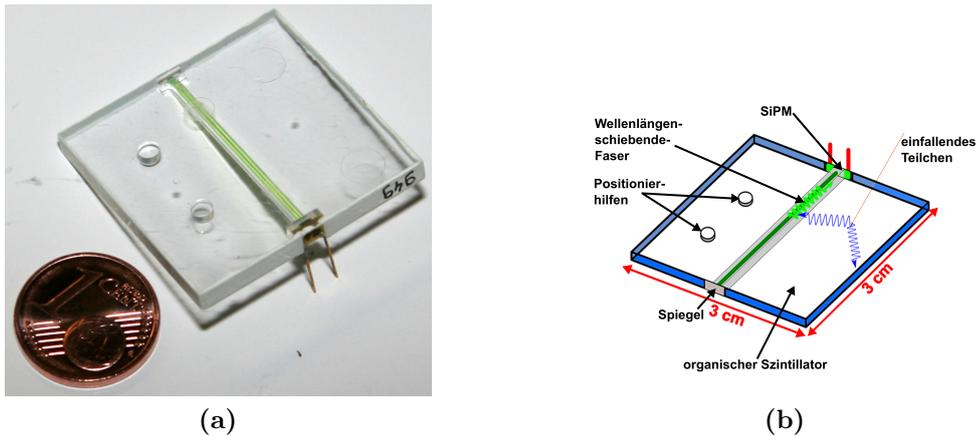


Abbildung 2.16: Szintillierende Kachel mit Wellenlängenschieber und Silizium-Photomultiplier: a) Photo der szintillierenden Kachel mit Wellenlängenschieber und Silizium-Photomultiplier neuerer Generation aus dieser Arbeit, im Größenvergleich mit einer Münze b) Schematische Zeichnung der Szintillatorkachel

angeregt, die durch Fluoreszenz in den Grundzustand übergehen. Die wellenlängenschiebende Faser in der Kachel transportiert das Licht zu dem Auslesedetektor. Organische Szintillatoren haben im Gegensatz zu anorganischen sehr kurze Abklingzeiten von etwa 2 ns.

Als optimaler Szintillator wurde laut [Eri12] der BC-420 von der Firma Saint-Gobain Crystals gewählt. Der Vorteil von organischen Szintillatoren ist, dass sie in jeder beliebigen Form hergestellt werden können und eine sehr gute Zeitauflösung haben. Sobald der Szintillator durch eine Energiedeposition von ca. 100 eV durch Teilchen angeregt wird, emittiert dieser Photonen im blauen Wellenlängenbereich von ungefähr 390 nm (siehe Abb. 2.17).

Die Szintillatorkachel ist an den Stirnseiten und an den Rändern mit spiegelnder Folie beklebt, so dass eine möglichst hohe Photonenausbeute ermöglicht wird. Außerdem wird dadurch optisches Übersprechen zwischen den Kacheln vermieden. Im späteren Detektoraufbau wird jede Kachel komplett mit dieser Folie beklebt sein.

Der Wellenlängenschieber ist in eine ungefähr 2 mm breite Nut in der Mitte der Kachel eingelassen. An dem einen Ende der Faser ist ein Reflektor befestigt,

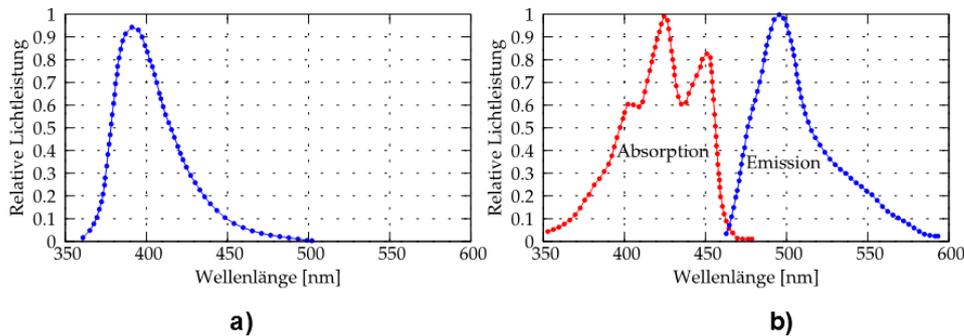


Abbildung 2.17: a) Emissionsspektrum des Szintillators BC-420 der Firma Saint-Gobain. Der Emissionspeak liegt bei ca. 390 nm [Gob] b) Absorptions- bzw. Emissionsspektrum der Wellenlängenschieberfaser BCF-91A der Firma Saint-Gobain Crystals [Gob] [Gö11]

der das Licht reflektieren soll. An dem anderen Ende ist der SiPM befestigt. Der Wellenlängenschieber ist zum einen notwendig, damit die im Szintillator erzeugten Photonen gesammelt werden und zum SiPM geleitet werden. Zum anderen wird damit die Wellenlänge verändert, so dass die Wellenlänge auf den SiPM trifft, bei der dieser die höchste Detektionseffizienz hat. Die SiPMs haben ihre höchste Sensitivität im Wellenlängenbereich von 550 nm [Eri12].

Die Anforderung an die Kacheln ist hierbei, dass ca. 15 Pixel pro minimal ionisierendem Teilchen (MIP) ansprechen sollen [CAL10a]. Die hier verwendeten SiPMs wurden im *Moscow Engineering Physics Institute* (MEPhI) entwickelt. Die Eigenschaften der SiPMs werden genauer im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.6 Silizium-Photomultiplier

Silizium-Photomultiplier (SiPM) sind neuartige Halbleiterdetektoren, mit denen Photonen detektiert werden. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten SiPM handelt es sich um einen SiPM mit einer etwa $1 \times 1 \text{ mm}^2$ Fläche. Auf dieser Fläche befindet sich ein Array aus 1156 einzelnen Pixeln. Jeder dieser Pixel ist als Avalanche-Photodiode implementiert, die in Sperrrichtung betrieben wird. Abbildung 2.18a zeigt ein solches Array aus Pixeln für einen SiPM der Firma

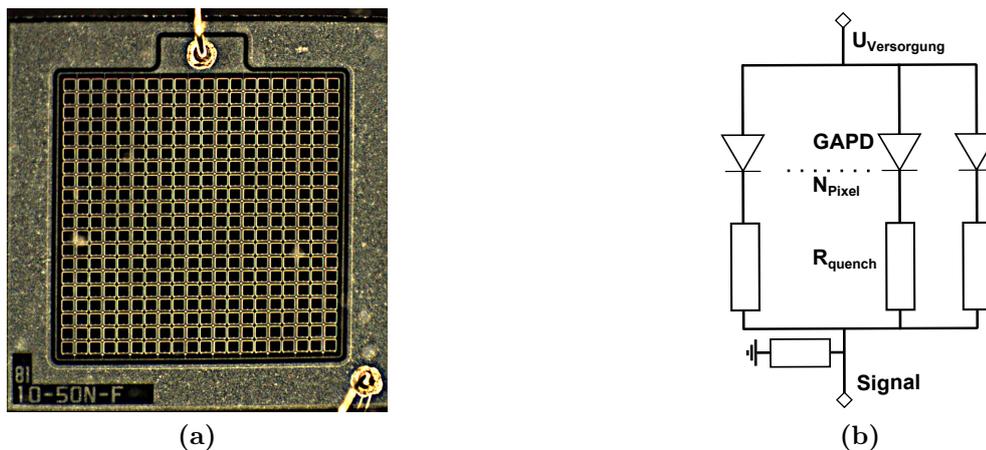


Abbildung 2.18: a) Ein Silizium-Photomultiplier der Firma HAMAMATSU als Detailaufnahme. Die Pixelgröße beträgt $50\ \mu\text{m}$
 b) Verschaltung des Pixel-Arrays auf dem SiPM

Hamamatsu. Diese Avalanche-Photodioden werden im Geigermodus betrieben (GAPD⁷), und sind an einen gemeinsamen Ausgang angeschlossen (siehe 2.18b).

Avalanche-Photodioden sind sehr ähnlich aufgebaut wie PiN⁸ Dioden und bestehen, wie in Abbildung 2.19a gezeigt, aus mehreren Dotierungsschichten. Sie werden in Sperrrichtung betrieben, mit einer Spannung, die deutlich höher ist als die Durchbruchspannung. Abbildung 2.19b zeigt das Strom-Spannungsverhalten einer Diode. Durch Auftreffen eines Photons auf die Verarmungszone (p^-) werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Durch das anliegende elektrische Feld werden diese voneinander getrennt und der Verarmungszone entzogen. Die sogenannte Multiplikationszone liegt zwischen dem p und n^+ dotierten Material. In dieser wird die interne Verstärkung der Avalanche-Photodiode erzeugt. Dies führt zu einem exponentiellen Anstieg der Ladungsträger, so dass Verstärkungsfaktoren von 10^5 und mehr erreicht werden können.

Der Ring aus n -dotiertem Material reduziert den Doping-Gradienten an der Fläche des n^+ -dotierten Materials und verhindert so lokale Lawinendurchbrüche.

Im Geiger-Modus liefert der Pixel eine Binärinformation, ob ein Lawinen-

⁷Geiger Avalanche Photodiode

⁸„positive intrinsic negative diode“

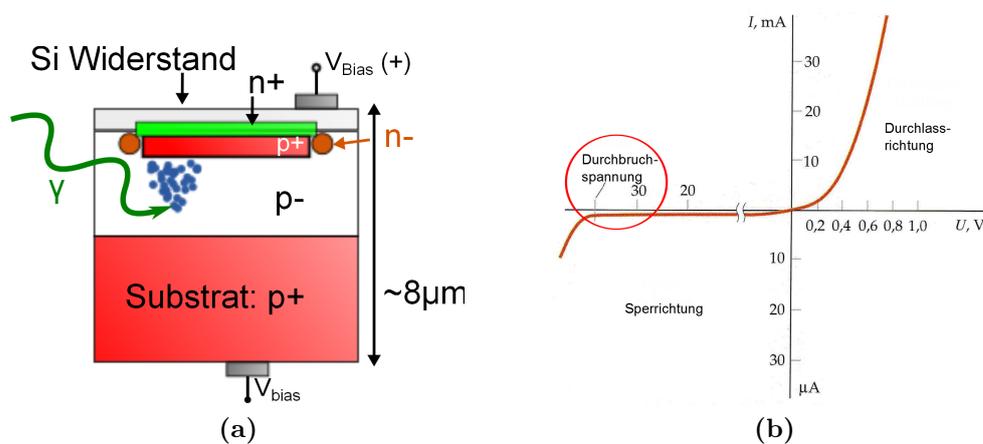


Abbildung 2.19: a) Schematischer Aufbau einer Avalanche-Photodiode mit einer n- auf p-dotierten Struktur. Größe der Verarmungszone (p^-) $\sim 2 \mu\text{m}$ [GLD12]
 b) Strom-Spannungs-Kennlinie an einem p-n-Übergang [TM07]

durchbruch aufgetreten ist, oder nicht. Dabei ist die im Pixel erzeugte Ladung immer gleich groß. Durch den ansteigenden Strom sinkt die Spannung an dem p-n-Übergang aufgrund des inneren Widerstandes der Diode. Die an dem Übergang anliegende Spannung ergibt sich aus der umgekehrt angelegten Betriebsspannung subtrahiert von der stromabhängigen Spannung, die am Widerstand abfällt: $V_{\text{Übergang}} = V_{\text{Betriebsspannung}} - R_{\text{innen}} \cdot I$. Die Selbsterhaltung der Ladungsträgerlawine sorgt dafür, dass die Diode leitfähig bleibt. Um die Totzeit des Detektors möglichst gering zu halten, wird die Selbsterhaltung der Lawine z.B. durch passives quenching („löschen“) unterbrochen. Dazu wird ein genügend großer Vorwiderstand R_q in Reihe mit der Diode geschaltet: $R_q \approx 10^5 \Omega$ bis $10^7 \Omega \gg R_{\text{innen}}$. Erst wenn die Lawine auslöst, entlädt sich der Pixel. Die an dem Vorwiderstand abfallende Spannung senkt die an der Diode anliegende Spannung unter die Durchbruchspannung und stoppt so die Lawine. Die Zeitdauer, bis ein Pixel wieder ausgelöst werden kann, lässt sich durch $\tau = R_{\text{quench}} \cdot C_{\text{Pix}}$ bestimmen, und liegt im Bereich von einigen Nanosekunden. Dabei ist C_{Pix} die Kapazität eines Pixels und liegt in der Größenordnung von $\sim 50 \text{ fF}$.

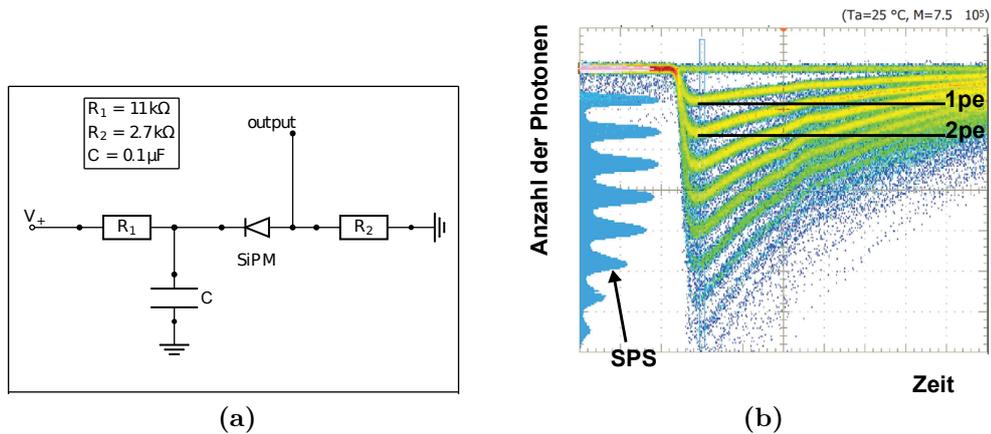


Abbildung 2.20: a) Schaltkreis zur Ladungsauslese eines SiPMs
 b) Typisches SiPM Signal mit unterschiedlichen Anzahlen von ausgelösten Pixeln, links im Bild ein entsprechendes Single-Photon-Spektrum (Aufgenommen mit einem HAMAMATSU S10362-11-50U, 120-fach verstärkt) [Ham12]

Signal

Das Signal eines SiPMs setzt sich aus den Signalen der einzelnen Pixel zusammen. Bei geringen Lichtmengen ist die gemessene Ladung proportional zu der Zahl der ausgelösten Pixel. Um die Ladung zu detektieren, wird der in Abb. 2.20a gezeigte Schaltkreis verwendet. Ein typischer Puls, der bei Auslösen eines Pixels gemessen werden kann, ist in Abb. 2.20b gezeigt. Werden mehrere Pixel gleichzeitig ausgelöst, vervielfacht sich das Signal dementsprechend. Die Fläche unter dem Puls kann integriert werden und in ein Histogramm aufgetragen werden, das Anhäufungen bei ganzzahligen Vielfachen der Ein-Pixel-Ladung erkennen lässt. Diese Histogramme werden als Single-Photon-Spektren bezeichnet (siehe Abb. 2.21). Auf der x-Achse sind die entsprechenden gemessenen Ladungen in QDC⁹-Bins aufgetragen, auf der y-Achse die Häufigkeit der Ereignisse pro QDC-Bin. Die einzelnen Peaks werden auch als „pe“ – photonelectron-equivalent – bezeichnet, oder als „Photonpeak“. Der energetisch niedrigste Peak ist das sogenannte Pedestal. Dies entspricht dem Signal, das detektiert wird, wenn kein Ladungssignal vom SiPM in dem Messzeitraum (typischerweise 500 ns) aufge-

⁹Ladung zu Digital-Konverter

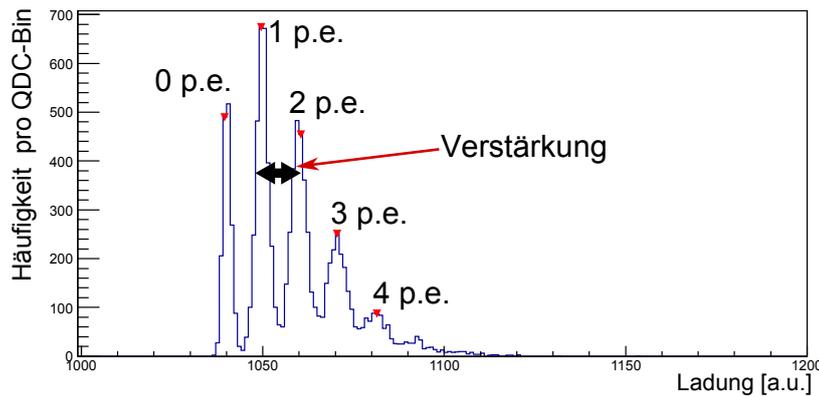


Abbildung 2.21: Typisches Single-Photon-Spektrum gemessen mit einer Kachel neueren Typs

nommen wird. Die Differenz zweier Peaks ist ein direktes Maß der Verstärkung des SiPMs. Alternativ zu einem QDC wird in dieser Arbeit auch der ASIC KLauS 2.0 verwendet. Dieser wandelt das Ladungs-Signal in ein Spannungssignal mit einer wohldefinierten Form und Höhe um, welches mit einem ADC¹⁰ ausgelesen wird.

Durchbruchspannung

Vergrößert man die Spannung in Sperrichtung an einer Diode, steigt der Sperrstrom ab einer „Durchbruchspannung“ erst langsam und dann schlagartig an. Dies ergibt sich daraus, dass bei sehr großen elektrischen Feldern Elektronen aus ihren atomaren Verbindungen gerissen werden und durch den p-n-Übergang der Diode beschleunigt werden. Dabei werden weitere Elektronen per Stoßionisation losgeschlagen, und es kommt zu einem Anstieg des Stroms. Die Durchbruchspannung hat maßgeblichen Einfluss auf die Verstärkung eines SiPMs. Die Durchbruchspannung ist temperaturabhängig. Dies lässt sich durch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit den Phononen des Kristalls erklären. In einem Festkörper streuen die Elektron-Loch-Paare an den Phononen. Dies bewirkt einen Energieverlust der Ladungsträger, so dass sie insgesamt weniger neue Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Verändert man die Temperatur, ändert sich die

¹⁰Analog-Digital-Konverter

2 Der „International Linear Collider (ILC)“

Phonondichte innerhalb des Festkörpers, und somit steigt die Wahrscheinlichkeit einer solchen Streuung von Ladungsträgern an den Phononen [Har10]. Dadurch steigt die Durchbruchspannung mit der Temperatur an.

Verstärkung

Die Verstärkung des einzelnen Pixels G lässt sich aus der zeitlichen Abhängigkeit der Ladung und der Überspannung (= angelegte Spannung - Durchbruchspannung) errechnen [Tad08]:

$$Q(t) = C_{Pixel} \cdot U_{\text{Überspannung}} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{R \cdot C_{Pixel}}\right) \right).$$

Daraus folgt für die Verstärkung:

$$G = \frac{Q(t \rightarrow \infty)}{q_e} = \frac{C_{Pixel}}{q_e} \cdot U_{\text{Überspannung}}.$$

Obwohl dieses einfache Modell nicht die Rekombination der Ladungsträger berücksichtigt, beschreibt es in guter Näherung den Prozess. Die Verstärkung hängt hauptsächlich von der Pixelkapazität und der Überspannung ab.

Während die Durchbruchspannung mit steigender Temperatur zunimmt, sinkt die Überspannung dementsprechend ab. Für die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung gilt:

$$\frac{dG}{dT} = -\frac{C_{Pixel}}{q_e} \cdot \frac{dU_{\text{Überspannung}}}{dT}.$$

Somit nimmt die Verstärkung mit steigender Temperatur und bei konstanter Betriebsspannung ab.

Photondetektionseffizienz (PDE)

Die Photondetektionseffizienz gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon detektiert wird bzw. die Zahl der detektierten Photonen relativ zu der Anzahl der Photonen, die die Detektorfläche erreichen [Tad08]:

$$PDE = (1 - R) \cdot \epsilon_{geo} \cdot \epsilon_{avalanche} \cdot QE.$$

Der Faktor $(1 - R)$ berücksichtigt den Anteil der Photonen, die eventuell an der Oberfläche weggestreut werden, während ϵ_{geo} die Totfläche des Detektors beschreibt. $\epsilon_{avalanche}$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron oder Loch eine Ladungslawine auslöst. Die Quanteneffizienz QE gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon beim Durchqueren der Verarmungszone eines Pixels ein Elektron-Loch-Paar erzeugt.

Dynamischer Bereich

Ein SiPM hat kein strikt lineares Verhalten bezüglich der Anzahl einfallender Photonen und der Anzahl ausgelöster Pixel. Der dynamische Bereich ist limitiert auf eine Anzahl ausgelöster Pixel, die kleiner ist als die Gesamtanzahl der Pixel auf dem SiPM. Wird eine Poissonverteilung der Anzahl der Photonen, die den Detektor erreichen, angenommen, dann lässt sich die Zahl der ausgelösten Pixel beschreiben durch [CAL10b]:

$$N_{fired} = N_{tot} \left(1 - \exp \frac{-N_{\gamma} \cdot PDE}{N_{tot}} \right)$$

Dabei ist N_{tot} die Gesamtzahl der Pixel auf dem SiPM. Auf den in dieser Arbeit verwendeten SiPMs sind es 1156 Pixel. N_{γ} ist die Zahl der Photonen, die den SiPM erreicht. Somit lässt sich auch die Anzahl der detektierten Photonen $N_{\gamma, detekt.}$ bestimmen, in Abhängigkeit von der Photon-Detektions-Effizienz (PDE):

$$N_{\gamma, detekt.} = PDE \cdot N_{\gamma} = N_{tot} \cdot \ln \left(1 - \frac{N_{fired}}{N_{tot}} \right)$$

Das Verhalten der ausgelösten Pixel zu einfallenden Photonen ist in Abb. 2.22 gezeigt. Für den späteren Detektor wird gefordert, dass pro MIP, das auf eine Kachel gefallen ist, ca. 15 Photonen detektiert werden. Die Anzahl der ausgelösten Pixel hängt mit der Spannung zusammen. Einerseits ist es bei einem höheren Feld an dem p-n-Übergang eines Pixels für ein Photon leichter, eine Ladungslawine auszulösen. Andererseits wachsen aber auch Dunkelrate und Crosstalk mit der Spannung an [Tad11].

Die Anzahl der gefeuerten Pixel lässt sich auch aus einem Single-Photon-Spektrum (siehe Abb. 2.21) bestimmen, bei bekannter Verstärkung. Die Verstärkung ist zum einen temperaturabhängig und zum anderen abhängig von der angelegten

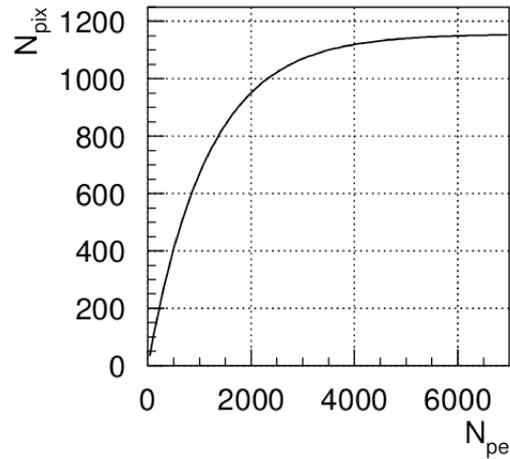


Abbildung 2.22: Zusammenhang zwischen Anzahl der detektierten Photonen und ausgelösten Pixeln [CAL10b]

Spannung.

In der späteren Analyse wird die mittlere Anzahl der ausgelösten Pixel folgendermaßen berechnet [Eck10]:

$$\overline{N_{fired}} = \frac{SPS_{Mittelwert}[ADC-Counts] - SPS_{Pedestal}[ADC-Counts]}{G[ADC-Counts]}.$$

Mit $SPS_{Mittelwert}$ ist in diesem Fall der Mittelwert des Single-Photon-Spektrums gemeint. $SPS_{Pedestal}$ steht für den ADC-Wert des Pedestals und G steht für die Verstärkung des jeweiligen SPSs.

Dunkelrate und Afterpulses

Ein Dunkelpuls entspricht einem Puls eines ausgelösten Pixels, der nicht durch Absorption von Photonen ausgelöst wurde. Die Dunkelrate gibt die Anzahl der Dunkelpulse pro Sekunde an.

Dunkelpulse können durch zwei Mechanismen ausgelöst werden.

Ist die Lücke zwischen den Energiebändern klein genug, kann durch *thermische Anregung* ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden. Im Falle von Silizium kann dies nicht der Fall sein, da dies eine indirekte Bandlücke hat, die einen zusätzlichen Transfer des Impulses erfordern würde. Thermische Anregung ist möglich, sobald Zwischenzustände, durch Unreinheiten oder Kristalldefekte in der Band-

lückenregion vorhanden sind.

Eine weitere Möglichkeit ist die Anregung durch *Tunneln* [Tad08]. Elektronen haben eine gewisse Wahrscheinlichkeit, durch eine Bandlücke zu tunneln und so denselben Energiezustand im Leitungsband einzunehmen. Aufgrund des hohen Feldes am p-n-Übergang spielt der Tunneleffekt eine bedeutende Rolle und kann nicht reduziert werden, im Gegensatz zur thermischen Anregung, die durch Kühlung reduziert werden kann. Typische Werte für die Dunkelrate sind im Bereich von 100 kHz bis MHz [Tad08]. Die Dunkelrate steigt näherungsweise exponentiell mit der Temperatur an [Eck10]. Die Dunkelpulse tragen zu jedem Single-Photon-Spektrum bei.

Afterpulses bzw. Nachpulse sind Signale, die durch Ladungsträger entstehen, die während eines Lawinendurchbruchs in einem angeregten Zustand festgehalten werden. Gehen sie nach der Totzeit des Pixel zurück in den Grundzustand, können sie eine erneute Ladungslawine auslösen. Dies führt zu einem zeitlich versetzten Signal, zu dem des ursprünglich eingefallenen Photons.

Optisches Übersprechen

Man spricht von Optischem Übersprechen bei den einzelnen Pixeln eines SiPM, wenn während eines Lawinendurchbruchs Photonen durch Rekombination erzeugt werden und diese Photonen einen anderen Pixel erreichen. Haben diese Photonen genügend Energie, so können sie weitere Elektron-Loch-Paare in dem zweiten Pixel erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ladungsträger ein Photon erzeugt, welches den p-n-Übergang überschreitet, ist 10^{-5} [Tad08]. Bei einem Verstärkungsfaktor von 10^6 bedeutet dies, dass ca. 10 Photonen bei einer Ladungslawine erzeugt werden, die andere Pixel erreichen können und dort weitere Ladungslawinen auslösen können. Das optische Übersprechen hat kein signifikantes Temperaturverhalten [Eck10].

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften von Szintillatoren mit SiPM-Auslese für AHCAL

Das geplante hochgranulare Hadronen-Kalorimeter (AHCAL) am ILC wird aus mehreren Millionen Szintillatoren mit SiPM-Auslese¹ bestehen, die als sensitive Lagen eines Sampling-Kalorimeters verwendet werden. Die hohe Dichte an Szintillatoren und Ausleseelektronik führt zu Wärmeentwicklung und somit zu Temperaturunterschieden innerhalb des Detektors. Die auslesenden SiPMs sollen auch bei unterschiedlichen Temperaturen zuverlässig funktionieren.

Diese Kacheln müssen vor dem Einbau in den AHCAL-Detektor auf ihre Qualität und die für den Betrieb notwendigen Eigenschaften untersucht werden. Dazu wird ein Untersuchungssystem entwickelt (siehe Kapitel 4). Der erste Prototyp ermöglicht es, 216 Kacheln gleichzeitig zu untersuchen. Allerdings ist es, aufgrund der Größe dieses Systems nicht möglich, die Temperaturabhängigkeiten der Kacheln zu untersuchen.

Um die Temperatureffekte einschätzen zu können, wurden die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen durchgeführt. Die CALICE-Kollaboration stellte für diese Untersuchung insgesamt 153 Kacheln zur Verfügung.

In dieser Arbeit wurde für diese Messung ein Teststand entwickelt, der es erlaubt, zwölf Kacheln mit dem neuentwickelten ASIC KLauS 2.0² gleichzeitig auszulesen. Gemessen wurden dann insbesondere die Verstärkung und die Durchbruchspannung der SiPMs, und zwar bei Temperaturen im Bereich von

¹Im Folgenden wird für Szintillator mit SiPM-Auslese der Begriff Kachel verwendet (siehe Kapitel 2.5.2).

²Ein ASIC (Anwendungsspezifische Integrierte Schaltung): **K**anäle zur **L**adung**a**uslese von **S**iPMs, der zur Ladungsauslese von SiPMs entwickelt wurde.

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

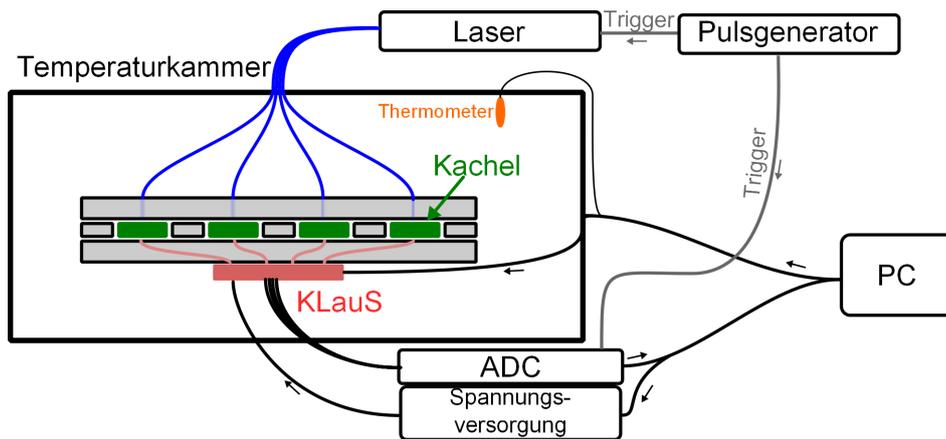


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau: Der Lichtpuls des Lasers wird von den Kacheln detektiert und mittels KLaUS 2.0 und einem ADC ausgelesen

10 °C bis 42 °C. Aus diesen Ergebnissen wurden die Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung und Verstärkung bestimmt.

3.1 Der Messaufbau

Der Teststand besteht aus einer Temperaturkammer³ und einer neu entwickelten Halterung für die Kacheln. In Abbildung 3.1 ist der Aufbau für diese Messung schematisch dargestellt. Abbildung 3.2 zeigt einen Teil des gesamten Aufbaus. Der gepulste Laserstrahl⁴ mit einer Wellenlänge von 408 nm wird in Lichtfasern gespeist, die in einer speziellen Halterung (siehe Abb. 3.3b) befestigt sind. Diese fasst 18 Lichtfasern. Zwölf der Fasern führen zu jeweils einer Kachel, während die übrigen sechs zu einer Referenz-PiN⁵-Diode geleitet werden. Durch die Referenzdiode lässt sich die Stabilität der Lichtintensität des Laserpulses überprüfen. Die Auslese der SiPMs geschieht über den KLaUS 2.0-Chip. Der Aufbau und die Messungen werden durch ein *LabVIEW*-Programm⁶ gesteuert.

³Binder MK 53

⁴Picosecond Injection Laser von Advanced Laser Diode Systems

⁵„positive intrinsic negative diode“ - eine Photodiode, die zur Detektion von Licht verwendet wird.

⁶Systemdesignsoftware von National Instruments

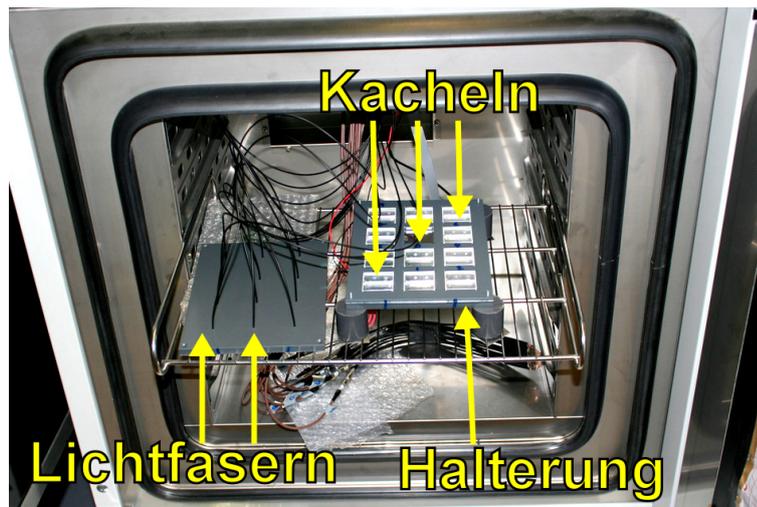


Abbildung 3.2: Photo des Aufbaus in der Temperaturkammer: Rechts im Bild ist die Deckplatte mit den befestigten Lichtfasern sichtbar, Links die übrige Halterung mit eingesetzten Kacheln.

Durch diesen Aufbau können Single-Photon-Spektren zu jeder, an den SiPM angelegten Spannung, und für jede Temperatur gemessen werden. Aus diesen Single-Photon-Spektren wird dann die Verstärkung bestimmt. Diese wird gegen die angelegte Betriebsspannung aufgetragen und aus dem Nulldurchgang lässt sich die Durchbruchspannung bestimmen. Aus dem Vergleich der Werte der Durchbruchspannung für eine Kachel, lässt sich deren Temperaturabhängigkeit bzgl. der Durchbruchspannung bestimmen. Analog lässt sich auch der Temperaturkoeffizient der Verstärkung bestimmen. Im Folgenden werden die einzelne Bestandteile des Aufbaus sowie die Analyse genauer vorgestellt.

Auslese KLauS 2.0 ist ein ASIC mit zwölf Kanälen, der zur präzisen Ladungsmessung von SiPM-Signalen für den AHCAL-Detektor entwickelt wurde. Durch die Verschaltung des Silizium-Photomultipliers (siehe Abb. 2.20a) wird am Signalausgang eine Ladung gemessen. Dieser Ladungspuls wird mit KLauS 2.0 in ein analoges Spannungssignal umgewandelt. Die Höhe dieses Spannungspulses ist dabei proportional zur aufgesammelten Ladung. Weitere Details zu KLauS 2.0 sind nachzulesen bei [She12][Bri12].

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

Für die folgenden Messungen wurde der Bias-DAC⁷-Wert von KLauS 2.0 auf Null gestellt. Mittels des Bias-DAC-Wertes ist es KLauS 2.0 möglich, für jeden seiner Kanäle, an den jeweils ein SiPM angeschlossen wird, die Betriebsspannung in einem Bereich um ca. 0,3 V bis 2,3 V anzupassen. Die Bias-DAC-Werte lassen sich von 0 bis 256 einstellen, wobei der Wert 0 der höchsten Spannung von ca. 2,3 V entspricht. Der genaue Spannungswert des Bias-DAC-Wertes ist abhängig vom jeweiligen Kanal von KLauS 2.0 und muss für jeden Kanal gemessen werden.

KLauS 2.0 befindet sich ebenfalls in der Temperaturkammer. Über KLauS 2.0 werden die Kacheln auch mit der notwendigen Betriebsspannung versorgt. Als Spannungsquelle dient ein „Keithley Picoammeter 6487“. Die Ansteuerung von KLauS 2.0 erfolgt über einen FPGA⁸. Die Auslese von KLauS 2.0 erfolgt über ein VME-Modul⁹, das einen Peak-suchenden ADC¹⁰ beinhaltet, der innerhalb eines Zeitfensters (Gates) von 500 ns das Maximum des Signals detektiert. Mit diesen Daten werden Single-Photon-Spektren erstellt und zur späteren Analyse gespeichert.

Halterung Die Halterung (siehe Abb. 3.3a) für die Kacheln besteht aus drei Teilen. Sie fixiert die Kacheln und bildet eine feste, lichtundurchlässige Einheit. In der Bodenplatte befinden sich Löcher, in die die Kontakte eingesetzt werden, mit denen die SiPMs an KLauS 2.0 angeschlossen, mit Spannung versorgt und ausgelesen werden. Der Mittelteil dient der Fixierung der Kacheln. In der Deckplatte sind optische Fasern fixiert, durch die das Licht des Lasers gezielt auf die Kacheln geleitet wird. Die Flächen des Ober- bzw. Unterteils, die an die Kachel stoßen, sind mit reflektierender Folie¹¹ beklebt. An dieser Folie soll Szintillationslicht reflektiert werden und zurück in den Szintillator fallen. Die Kacheln in dem zukünftigen AHCAL-Detektor werden auch einzeln mit reflektierender Folie ummantelt sein.

Messprozedur Am DESY, als Teil der CALICE-Kollaboration, wurden die Kacheln bereits untersucht bei einer Temperatur von 22 °C. Es wurde die Span-

⁷8bit Digital-Analog-Wandler

⁸Field Programmable Gate Array

⁹Versa Module Eurocard-bus

¹⁰Analog-Digital-Converter: CAEN V785N, 12bit, 0 V bis 4 V

¹¹Daylighting Film DF2000MA von 3M [3M12]

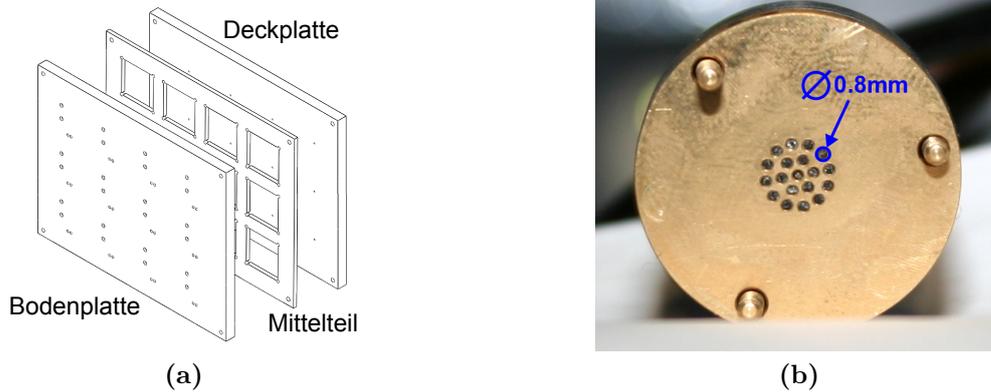


Abbildung 3.3: Einzelne Komponenten des Aufbaus des Auslesesystems für zwölf Szintillatoren mit SiPM-Auslese

a) Halterung der zwölf Kacheln.

b) Halterung für die optischen Fasern zur Beleuchtung der Kacheln, als auch möglicher Referenzsysteme. Durch die kreisförmige Anordnung soll auf die Kacheln jeweils die gleiche Lichtintensität fallen. Die äußeren Schrauben dienen zur Befestigung an einem Laserkopf.

nung bestimmt, bei der eine Lichtausbeute von 15 ausgelösten Pixeln pro MIP erreicht wird. Diese Spannung wird im Folgenden als U_{MIP} bezeichnet. U_{MIP} ist dementsprechend größer als die Durchbruchspannung. U_{MIP} lässt sich auch deswegen nicht direkt mit der Durchbruchspannung vergleichen, da die Lichtausbeute durch die gesamte Kachel bestimmt wird, während die Durchbruchspannung eine Eigenschaft des SiPMs in der Kachel ist.

Zu dieser Spannung wurde bei DESY auch die Verstärkung G_{MIP} bestimmt. Die Daten sind in Anhang A zu finden.

In den hier durchgeführten Messungen wurden jeweils zwölf Kacheln mit ähnlicher Durchbruchspannung in die Halterung eingesetzt, da über KLauS 2.0 die Kacheln mit einer einheitlichen Spannung versorgt wurden (für alle Kanäle die Bias-DAC auf Null gesetzt). Die Messungen wurden mittels eines *LabVIEW*-Programms durchgeführt. Das Programm kontrolliert die Temperatur in der Kammer und überwacht diese mittels eines zusätzlichen Thermometers. Sobald sich die gewünschte Temperatur eingestellt hat, herrscht nach einer Wartezeit von 30 min eine einheitliche Temperatur in der ganzen Kammer und auch in der

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

Halterung. Während der Messung wird das Spannungsgerät angesteuert, und es werden nacheinander 16 Messungen bei Spannungen in einem Abstand von 0,1 V durchgeführt. Zu jeder Spannung wird mittels des Peak-suchenden ADC jeweils ein Single-Photon-Spektrum aufgenommen, einmal wenn die Kachel beleuchtet wird, und einmal wenn kein Licht auf die Kachel geleitet wird. Das letztere Spektrum wird als Dunkelraten-Spektrum (siehe Abb. 3.5b) bezeichnet. Der Spannungsbereich wird so gewählt, dass er 0,2 V unter der niedrigsten, von DESY angegebenen Betriebsspannung der zwölf eingelegten Kacheln beginnt und 1,3 V darüber endet.

3.2 Analyseprogramm

Die Single-Photon-Spektren werden mit einem auf ROOT [Tea12] basierenden Programm analysiert. In diesem Abschnitt werden die Hauptbestandteile dieses Analyse-Programms beschrieben.

Zu jedem Single-Photon-Spektrum (SPS) wird die Verstärkung unter Anwendung von drei Methoden bestimmt:

- **1. Photonpeak (1pe):** Das Programm sucht automatisch das Pedestal und den 1. Photonpeak und errechnet aus diesen Daten die Verstärkung.
- **2. Photonpeak (2pe):** Das Programm sucht automatisch den 1. Photonpeak und den 2. Photonpeak und errechnet aus diesen Daten die Verstärkung. Der Vorteil dieser Methode ist, dass eventuelle Störeinflüsse auf das Pedestal die Ergebnisse nicht beeinträchtigen.
- **Schnelle-Fourier-Transformation (FFT):** Da die Verstärkung die Differenz zwischen zwei Photon-Peaks des SPSs bestimmt, und konstant ist, lässt sich das Ladungsspektrum mittels einer Fast-Fourier-Transformation in ein Frequenzspektrum umrechnen. Die Fourierreihe zerlegt periodische Funktionen nach ihren Teilfrequenzen. In dieser Analyse wurde die Fast-Fourier-Transformation auf die Single-Photon-Spektren angewandt. Ein Frequenzspektrum aus dieser Analyse ist in Abb. 3.4b gezeigt. Der erste Peak gibt die Frequenz des Ladungsspektrums an und die Verstärkung

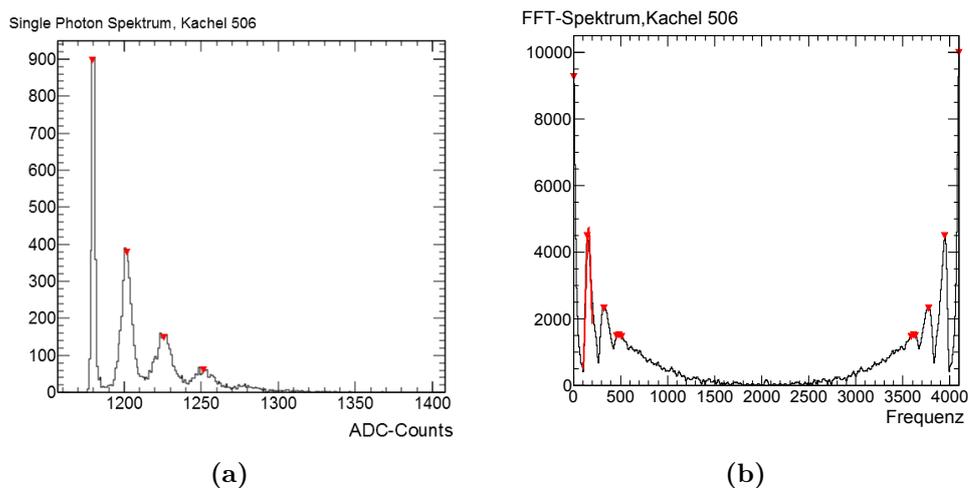


Abbildung 3.4: a) Single-Photon-Spektrum der Kachel 506
 b) Berechnetes Frequenzspektrum des links abgebildeten SPSs. Die rote gezeigte Gauß-Funktion wurde an den ersten Peak angefitet, aus dessen Position sich die Verstärkung ergibt.

lässt sich bestimmen aus:

$$G = \frac{\text{ADC-Wertebereich}}{\text{Position des 1. Peaks im Frequenzspektrum}} .$$

Eine genauere Diskussion dieser Methode ist in [Eck10] gegeben.

Die Analyse wendet alle drei Methoden an, da es sich gezeigt hat, dass keine Methode sich klar vor den anderen hervorhebt. Bestimmt eine Methode eine Verstärkung, die aus dem erwarteten Bereich herausfällt, wird dieser Wert verworfen und das Single-Photon-Spektrum für die weitere Analyse mit dieser Methode ignoriert. Bei manchen Messungen der Single-Photon-Spektren sind die einzelnen Photon-Peaks nicht mehr voneinander zu trennen (siehe z.B. Abb. 3.8e und Abb. 3.8f). Diese muss die Analyse automatisch als unbrauchbar erkennen und verwerfen.

Die ADC-Werte der Pedestals aus dem Dunkelraten-Spektrum und dem Single-Photon-Spektrum mit beleuchteter Kachel werden miteinander verglichen. Bei einer Abweichung von mehr als der Hälfte der Verstärkung wird das Single-

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

Photon-Spektrum aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dieses Kriterium dient dazu, dass unerklärte Effekte, die diese Abweichung erzeugen, ausgeschlossen werden. Die Verschiebung kann unter anderem durch den Peak-suchenden ADC entstehen. Wenn beispielsweise ein Puls kurz vor dem Zeitfenster des ADCs ausgelöst wurde, so kann die abfallende Flanke dieses Pulses noch in diesem Zeitfenster detektiert werden. Somit kann das Pedestal verschoben werden. Mit diesem Kriterium möchte man die Analyse auf die Spektren einschränken, bei denen dieser Effekt nicht auftritt. Da die Verstärkung von Kachel zu Kachel unterschiedlich ist, muss die Analyse ihren Peak-Suchalgorithmus dynamisch anpassen können.

Für jede gemessene Spannung werden die Single-Photon-Spektren auf ihre Verstärkung, Anzahl der ausgelösten Pixel und einfallenden Photonen analysiert. Die ermittelten Verstärkungen werden gegen die angelegte Spannung aufgetragen, und durch einen linearen Fit wird der Nulldurchgang bestimmt (siehe u.a. Abb. 3.6). Der Nulldurchgang gibt die Durchbruchspannung an. Wie auf Seite 30 beschrieben, gilt für die Verstärkung

$$G = \frac{C_{Pix}}{q_e} (U_{\text{Betriebsspannung}} - U_{\text{Durchbruch}}).$$

Somit ist die Verstärkung Null, wenn die angelegte Spannung gleich der Durchbruchspannung ist. Der Fitbereich passt sich automatisch an die vorliegenden Daten an.

Aus den Single-Photon-Spektren lässt sich, wie in Kapitel 2 beschrieben, die Anzahl der ausgelösten Pixel und die Anzahl der detektierten Photonen bestimmen, in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung ergibt sich aus der Änderung der Durchbruchspannung mit der Temperatur (siehe Abb. 3.7) und entspricht der Steigung des linearen Fits an die Daten. Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung (siehe Abb. 3.9b) wird ebenso aus einem Fit der Verstärkung gegen die Temperatur bei einer festen Spannung bestimmt. Als feste Spannung wurde die von DESY angegebene Betriebsspannung U_{MIP} gewählt.

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

Um den Aufbau und die Analyse zu testen, wurde in einer Messung der Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung eines MPPC¹² bestimmt und mit den Herstellerangaben verglichen. Nach erfolgreichem Test wurden mehrere Messungen mit den ca. 150 vom DESY bereitgestellten Kacheln durchgeführt. In Tabelle A.1 sind die Kacheln und ihre von DESY für eine Temperatur (22 °C) gemessenen Eigenschaften aufgelistet. Hier folgt eine tabellarische Auflistung der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen:

Messung	Anzahl der Kacheln	Temperaturbereich	Schrittweite
1	1 (MPPC)	(10 – 34)°C	4°C
2	153	(10 – 34)°C	4°C
3	8	(10 – 42)°C	4°C
4	28	(10 – 34)°C	4°C

Die Messung 2 deckt die Charakterisierung aller zur Verfügung gestellten Kacheln ab. In Messungen 3 und 4 werden die Kacheln und KLauS 2.0 weitergehend untersucht. Für alle diese Messungen wurden sowohl Single-Photon-Spektren als auch Dunkelraten-Spektren aufgenommen.

3.3.1 Messung 1: MPPC

Um den Aufbau zu evaluieren, wurden Messungen mit einem MPPC¹³ von HAMAMATSU durchgeführt. Die in der Messung bestimmten Werte können dann mit den Herstellerangaben [Ham12] verglichen werden. Für die Messung wurden, wie auch bei den anderen Messungen, bei den 16 Spannungswerten je ein Single-Photon-Spektrum (siehe Abb. 3.5) bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von 10 °C bis 34 °C aufgenommen. KLauS 2.0 konvertiert das gemessene Ladungssignal in ein Spannungssignal. Aus dem Single-Photon-Spektrum wird die Verstärkung bestimmt. Trägt man die Werte der Verstärkung gegen die angelegte Versorgungsspannung auf (siehe Abb. 3.6), so lässt sich daraus die Durchbruchspannung bestimmen.

¹²Multi-Pixel Photon Counter, Hersteller: HAMAMATSU

¹³S10362-11-050P

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

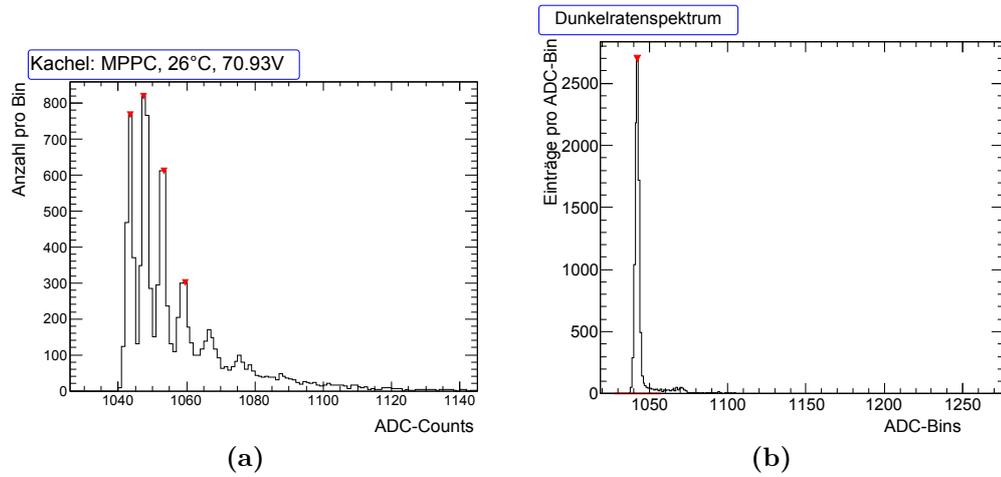


Abbildung 3.5: a) Single-Photon-Spektrum des MPPCs bei 70 V. Die von dem Analyseprogramm detektierten Peaks sind mit einer roten Markierung gekennzeichnet.
b) Ausschnitt eines Dunkelraten-Spektrums, gemessen an dem MPPC;

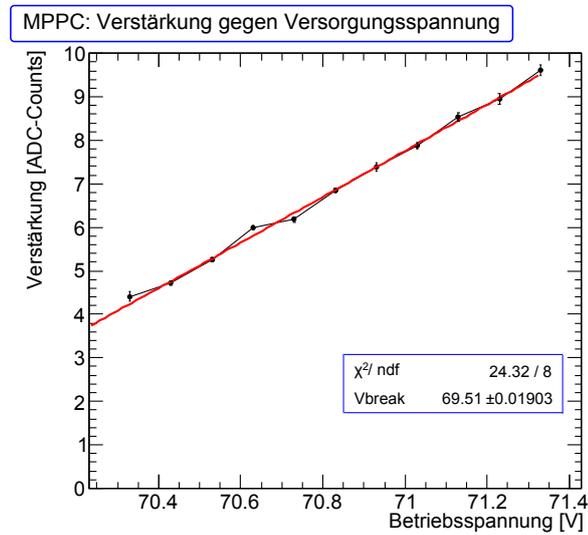


Abbildung 3.6: Die Verstärkung des MPPC aufgetragen gegen die Betriebsspannung bei 18 °C

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

Verstärkung Die Verstärkung wird hier in Einheiten von ADC-Counts angegeben. Um den Verstärkungsfaktor einheitenlos anzugeben, muss folgende Berechnung zugrunde gelegt werden.

Für die Verstärkung gilt: $G(U) = \frac{C_{\text{Pix}}}{q_e} \cdot U_{\text{Überspannung}}$.

Dabei ist q_e die Elementarladung und C_{Pix} die Pixelkapazität. Der Abstand zwischen den Peaks in ADC-Counts hängt für diesen Aufbau in erster Näherung linear mit der Verstärkung zusammen:

$$\begin{aligned} G(U) &= x \cdot G(U)_{\text{ADC}} + \text{const} \\ \Rightarrow \frac{dG(U)}{dU} &= x \cdot \frac{dG(U)_{\text{ADC}}}{dU} \\ &\Leftrightarrow x = \frac{dG(U)/dU}{dG(U)_{\text{ADC}}/dU} \\ &\Rightarrow x = \frac{C_{\text{Pix}}/q_e}{dG(U)_{\text{ADC}}/dU} \end{aligned}$$

Der Hersteller gibt für den gesamten MPPC eine Kapazität von $C_{\text{MPPC}} = 35 \text{ pF}$ an. Vernachlässigt man weitere Faktoren und geht davon aus, dass sich diese Kapazität auf alle 400 Pixel gleich verteilt, ergibt sich eine Pixelkapazität von $C_{\text{Pix}} = (87,5 \pm 8,7) \times 10^{-15} \text{ fF}$ mit einem abgeschätzten Fehler von rund 10%. Die Steigung der Verstärkung gegen die angelegte Überspannung lässt sich aus den Messungen errechnen. Mit der Angabe der Pixelkapazität und der Steigung der Verstärkung (in ADC-Counts) lässt sich der Verstärkungsfaktor x bestimmen (siehe Tabelle 3.1). Der Mittelwert wird nur für den Temperaturbereich von 10°C bis 30°C berechnet. Der Wert bei der Temperatur von 34°C wird nicht in der Mittelwert-Bildung berücksichtigt, da der Fit zur Bestimmung dieses Wertes auf sehr wenigen Datenpunkten basiert. Mit dem Wert des Verstärkungsfaktors lassen sich die ADC-Counts in eine Verstärkung umrechnen. Eine Gegenprobe lässt sich durchführen, indem die vom Hersteller angegebene Verstärkung von $7,46 \times 10^5$ mit der gemessenen bei der vorgeschlagenen Betriebsspannung verglichen wird. Die gemessene Verstärkung ist:

$$5,31(5) \text{ ADC-Counts} \cdot 1,49(3) \times 10^5 \text{ ADC-Counts}^{-1} = 7,92(18) \times 10^5$$

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

Temperatur [°C]	$x[\text{ADC-Counts}^{-1}]$
10	$(1,44 \pm 0,09) \times 10^5$
14	$(1,49 \pm 0,09) \times 10^5$
18	$(1,54 \pm 0,09) \times 10^5$
22	$(1,53 \pm 0,09) \times 10^5$
26	$(1,47 \pm 0,09) \times 10^5$
30	$(1,46 \pm 0,11) \times 10^5$
34	$(2,03 \pm 0,32) \times 10^5$
Mittelwert:	$(1,49 \pm 0,03) \times 10^5$

Tabelle 3.1: Umrechnungsfaktoren zur Berechnung der Verstärkung aus ADC-Counts; Ermittelt aus der 1pe-Methode; Mittelwert berechnet aus den Werten der Temperaturen 10 °C bis 30 °C.

Die Herstellerangabe liegt im 3σ -Bereich der gemessenen Verstärkung. Diese Näherung lässt sich als Abschätzung der Verstärkung der weiteren Messungen verwenden. In dem späteren Abschnitt 3.5 über die Ladungsinjektion bei KLauS 2.0 wird man sehen, dass bei dieser Auslese Nichtlinearitäten auftreten, die in dieser Umrechnung nicht berücksichtigt werden können. Im Weiteren wird die Verstärkung in ADC-Counts angegeben, lässt sich aber mit dem oben bestimmten Faktor umrechnen.

Temperaturabhängigkeit:

Die bei den unterschiedlichen Temperaturen bestimmte Durchbruchspannung wurde gegen die Temperatur aufgetragen, so dass sich die Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung (V_{Break}) bestimmen lassen. In Abbildung 3.7a ist das Ergebnis für die FFT-Methode dargestellt, und in 3.7b für die 1pe-Methode. Es ergibt sich für den Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung:

$$\left. \frac{dV_{\text{Break}}}{dT} \right|_{FFT} = (57,54 \pm 1,91) \frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}} \quad , \quad \left. \frac{dV_{\text{Break}}}{dT} \right|_{1pe} = (57,25 \pm 0,04) \frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}} .$$

Der Hersteller gibt einen Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung von

$$\left. \frac{dV_{\text{Break}}}{dT} \right|_{\text{Hersteller}} = 56 \frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}$$

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

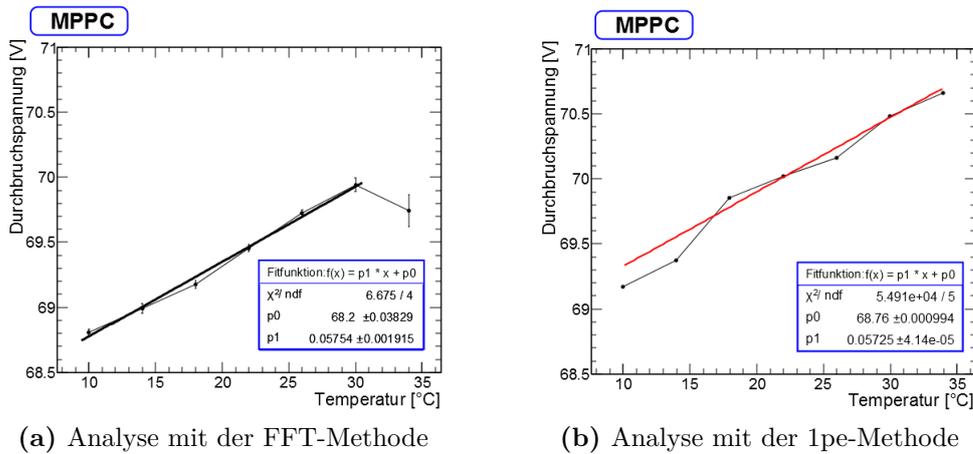


Abbildung 3.7: Durchbruchspannung aufgetragen gegen die Temperatur: Verstärkungsbestimmung erfolgte mit a) der FFT-Methode und b) der 1pe-Methode.

für diesen MPPC an [Ham12].

Der Temperaturkoeffizient, der durch die FFT-Methode bestimmt wurde, stimmt innerhalb seiner Fehler mit den Herstellerangaben überein. Die Abweichung des Ergebnisses der 1pe-Methode vom Herstellerwert beträgt 2,3%.

Der Hersteller gibt als optimale Betriebsspannung: $V_{\text{Betrieb}}(T = 25^\circ\text{C}) = 70,96 \text{ V}$ an. In dieser Messung wurde die Durchbruchspannung bestimmt zu:

$$V_{\text{Break FFT}}(T = 22^\circ\text{C}) = (70,06 \pm 0,76) \text{ V}$$

$$V_{\text{Break FFT}}(T = 26^\circ\text{C}) = (70,26 \pm 0,20) \text{ V}$$

$$V_{\text{Break 1pe}}(T = 26^\circ\text{C}) = (69,72 \pm 1,70) \text{ V}$$

Diese Werte sind konsistent mit der vom Hersteller angegebenen Betriebsspannung.

3.3.2 Messung 2 – Untersuchung der 153 Kacheln

Nach der erfolgreichen Untersuchung des MPPCs werden in dieser Messung die 153 von DESY zur Verfügung gestellten Kacheln untersucht. Dazu wurden je

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

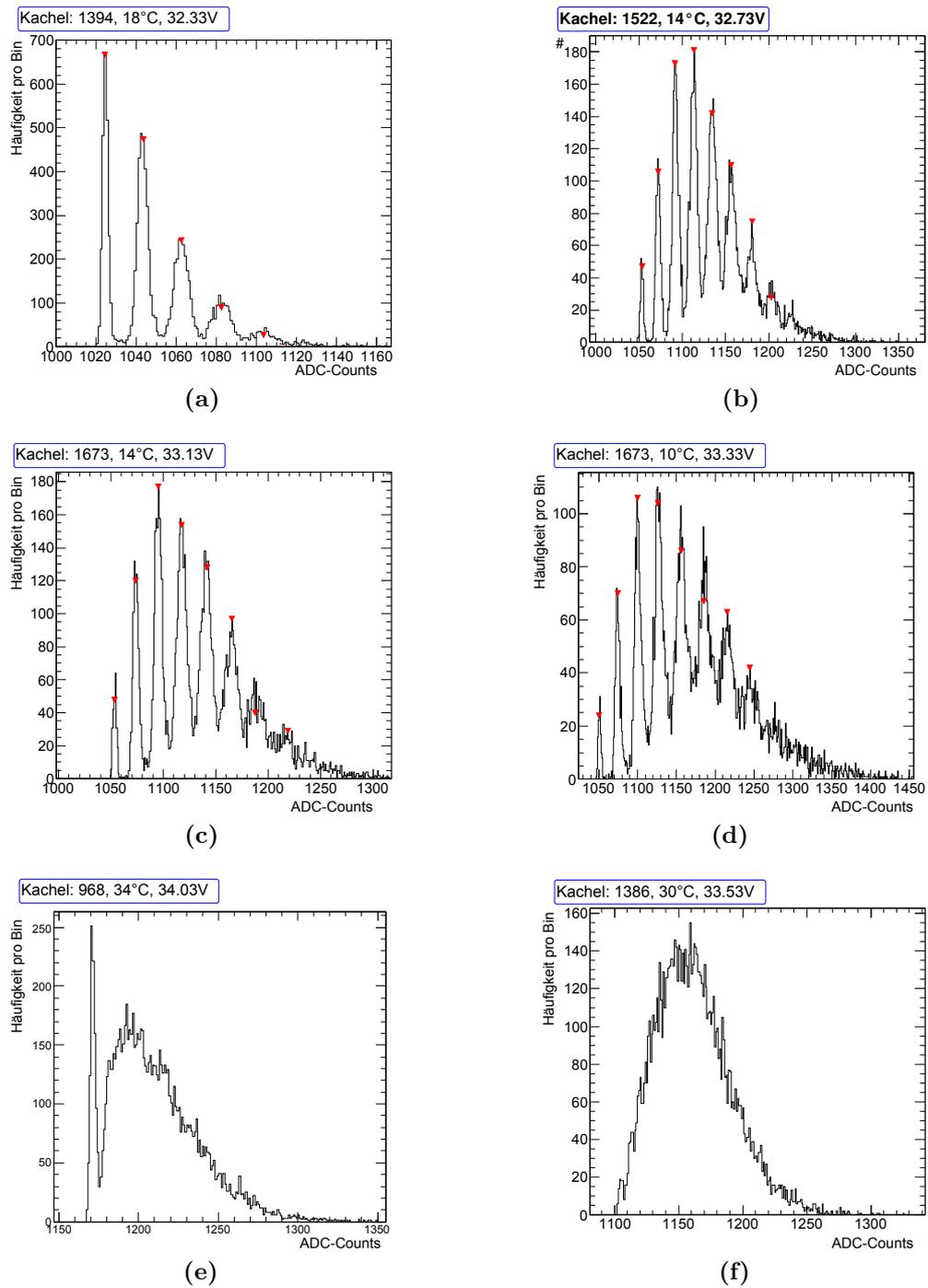


Abbildung 3.8: Typische Single-Photon-Spektren für unterschiedliche Kacheln

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

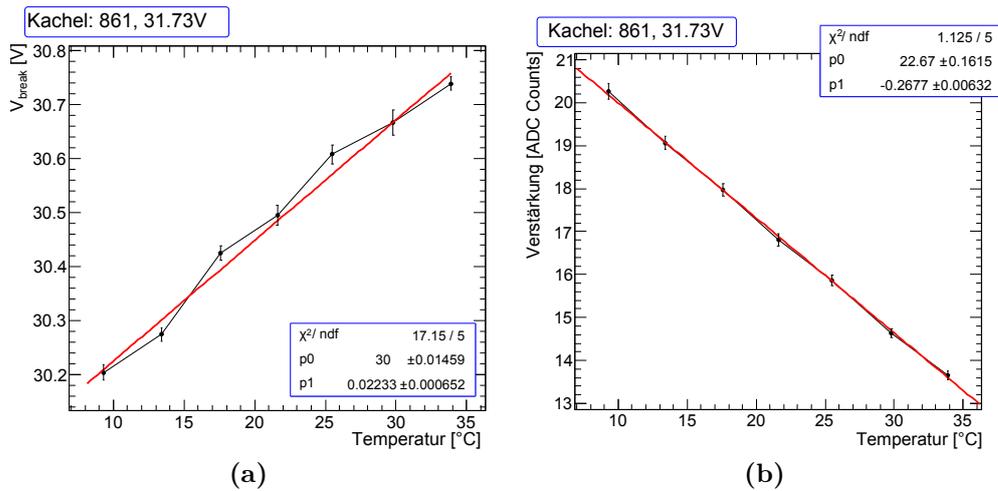
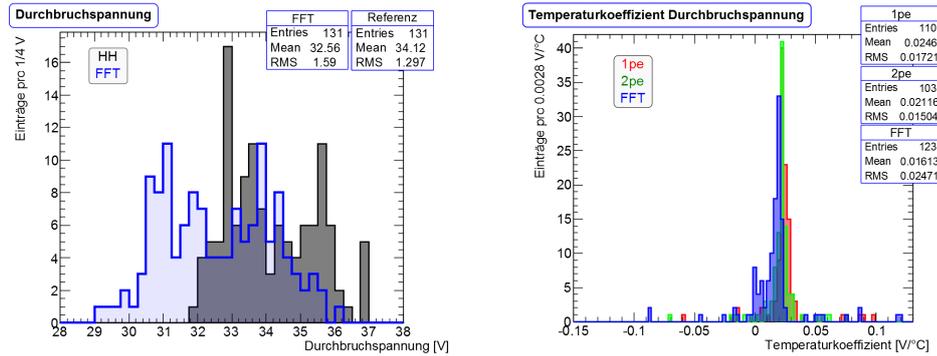


Abbildung 3.9: Temperaturabhängigkeiten der Kachel 861, 2pe Methode:
a) Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung
b) Temperaturabhängigkeit der Verstärkung.

zwölf Kacheln in die Halterung eingelegt und in einer Messung gleichzeitig untersucht. Einige der aufgenommenen Single-Photon-Spektren sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Abbildung 3.8a bis 3.8d zeigen typische Single-Photon-Spektren. Die einzelnen Photonpeaks sind gut zu unterscheiden. Die roten Markierungen an der Spitze jedes Peaks zeigen an, dass die Analyse diesen Peak erkannt hat. Auf einigen Single-Photon-Spektren ist nur der Untergrundpeak erkennbar, während weitere Peaks nicht mehr aufgelöst werden, siehe 3.8e. Bei anderen ist selbst der Untergrundpeak nicht mehr klar zu erkennen, siehe 3.8f. Solche Spektren wurden von der weiteren Datenanalyse ausgeschlossen.

Für jede Kachel wurde sowohl ein Graph, der die Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Temperatur (siehe Abb. 3.9a) zeigt, als auch einer, der die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung (siehe Abb. 3.9b) zeigt, erstellt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Dabei sind jeweils die Mittelwerte angegeben. Da nicht nur der Mittelwert, sondern auch gerade die Verteilung um den Mittelwert für die 150 Kacheln interessant ist, wird der RMS-Wert (quadratisches Mittel) des Mittelwertes getrennt angegeben. Er ist hier ein Maß für die Verteilung der Werte der einzelnen Kacheln um den Mittelwert.

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln



(a) Durchbruchspannung der Kacheln im Vergleich mit U_{MIP} (b) Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung der Kacheln, ermittelt mit den drei verschiedenen Analysemethoden.

Abbildung 3.10: Messung 2: Eigenschaften der Durchbruchspannung

Durchbruchspannung:

Die Werte der Durchbruchspannung gelten für die Temperatur von 22 °C und sind mit den Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung und deren RMS in Tabelle 3.2a angegeben. In Abb. 3.10a ist die Verteilung der, durch die FFT-Methode ermittelten Werte und der Vergleichswerte von DESY gezeigt. Die Doppelpeakstruktur in der Verteilung von U_{MIP} in Abb. 3.10a findet sich auch in der Verteilung der Durchbruchspannungen wieder. Dies könnte auf Inhomogenitäten in der Produktion der SiPMs schließen lassen, und unterstreicht die Notwendigkeit der Untersuchung der Kacheln vor Installation. Es hat den Anschein, dass die Lichtausbeute nicht sehr von weiteren baulichen Unterschieden der Kachel beeinflusst ist. Der Fehler der einzelnen Durchbruchspannung wurde zu durchschnittlich 3% ermittelt, indem über die einzelnen Fehler der ermittelten Durchbruchspannungen gemittelt wurde. Es ergibt sich eine mittlere Durchbruchspannung bei 22 °C von (vgl. Tabelle 3.2a):

$$V_{\text{Break}} = (32,7 \pm 0,1) \text{ V} .$$

Wie in den Histogrammen ersichtlich, sind nicht für alle Kacheln Werte dargestellt. Ein Teil der Kacheln wurde den strengen Anforderungen der Analyse nicht gerecht und somit nicht berücksichtigt (siehe u.a. Tabelle A.1): So wurden in der

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

Methode	V_{Break}^+ [V]	RMS(V_{Break}^+ [V])	$\frac{dV_{\text{Break}}}{dT}$ [$\frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}$]	RMS ($\frac{dV_{\text{Break}}}{dT}$ [$\frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}$])
FFT	32,56	1,59	16	24
1pe	32,80	1,59	25	17
2pe	32,89	1,54	21	15
Mittelwert	$32,7 \pm 0,1$	$1,57 \pm 0,02$	$20,6 \pm 3,1$	18 ± 3

(a) Durchbruchspannung und Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung

Methode	G^{*+}	RMS (G^{*+})	$\frac{dG}{dT}$ [$\frac{\text{ADC-Counts}}{^\circ\text{C}}$]	RMS ($\frac{dG}{dT}$ [$\frac{\text{ADC-Counts}}{^\circ\text{C}}$])
FFT	$0,14 \times 10^{-3}$	0,2686	-0,198	0,067
1pe	$0,16 \times 10^{-3}$	0,2218	-0,172	0,059
2pe	$0,04 \times 10^{-3}$	0,2379	-0,211	0,054
Mittelwert	$0,11(5) \times 10^{-3}$	0,2427(172)	-0,194(14)	0,06(1)

(b) Verstärkung

	U_{MIP}^+ [V]	RMS (U_{MIP}^+ [V])	G^{*+} bei U_{MIP}	RMS (G^{*+} bei U_{MIP})
Vergleichswerte	34,1	1,3	0,0175	0,2449

(c) Vergleichswerte

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der Ergebnisse der Messung 2 (Mittelwerte über alle Kacheln; + bezeichnet Messungen bei 22 °C):

- Durchbruchspannungen und deren Temperaturkoeffizienten,
- G^* gibt die prozentuale Abweichung vom Mittelwert der Verteilung der gemessenen Verstärkungen an. Die Temperaturkoeffizienten beziehen sich auf die gemessene Verstärkung G
- Vergleichswerte von [DES11].

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

1pe-Methode ca. 28 %, in der 2pe-Methode ca. 33 % und in der FFT-Methode ca. 20 % der Kacheln ausselektiert. In Tabelle 3.2c sind die Vergleichswerte, die am DESY für 22 °C bestimmt worden sind, aufgelistet.

Abbildung 3.10b zeigt den ermittelten Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung für über 100 Kacheln. Für alle drei Analysemethoden zeigt sich eine ähnliche Streuung (RMS-Wert) der Kacheln um den Mittelwert. Es ergibt sich aus den drei Methoden ein durchschnittlicher Temperaturkoeffizient von (siehe Tab. 3.2a):

$$\frac{dV_{\text{Break}}}{dT} = (18 \pm 3) \frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}.$$

Die geringe Anzahl negativer Temperaturkoeffizienten in Abbildung 3.10b ergibt sich aus Analysefehlern. Der Fit zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung schlägt teilweise dadurch fehl, dass zu wenig Datenpunkte errechnet wurden.

Verstärkung:

Abbildung 3.11b zeigt die gemessenen Verstärkungen für einige Single-Photon-Spektren. Die mittlere Verstärkung bei 22 °C ist $17,84 \pm 0,53$ ADC-Counts. Die gemessenen Verstärkungen werden mit den den Vergleichswerten von DESY bei einer Temperatur von 22 °C verglichen (siehe Abb. 3.11a). Dazu wird die prozentuale Abweichung vom Mittelwert bestimmt:

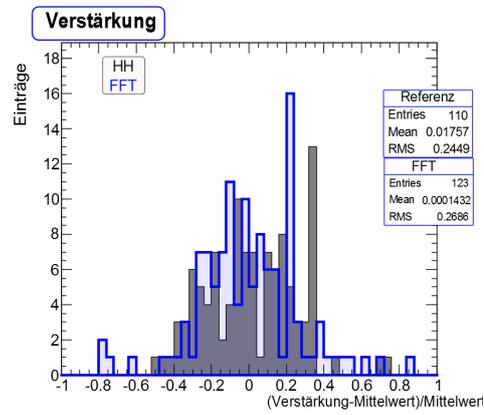
$$G^* = \frac{(G - \bar{G})}{\bar{G}}.$$

G^* ist für die drei Analysemethoden in Tabelle 3.2b zusammengefasst.

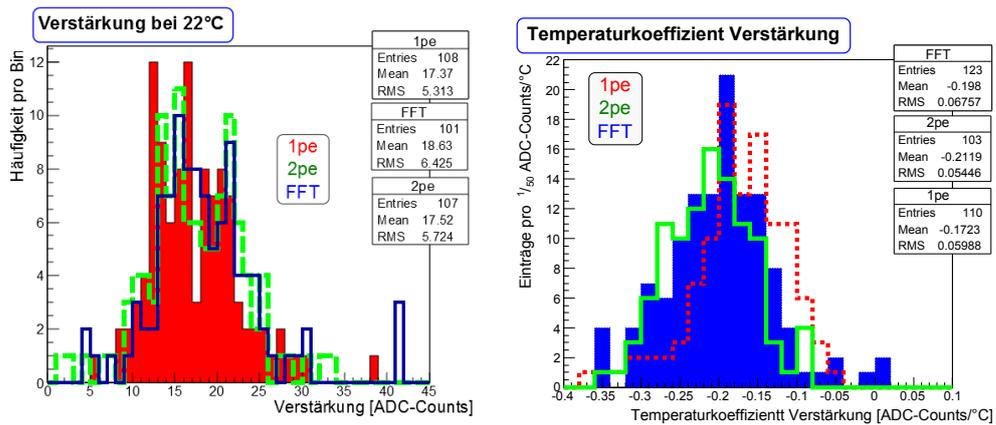
Der Einfluss der Temperatur auf das Verhalten der Single-Photon-Spektren sowie auf die Änderung der Verstärkung ist am Beispiel einer Kachel in Abbildung 3.12 gezeigt. Die Abbildung zeigt vier Single-Photon-Spektren. Die Verstärkung, also der Abstand zwischen den einzelnen Peaks, wird mit zunehmender Temperatur kleiner.

Die Temperaturkoeffizienten der Verstärkung sind in Tabelle 3.2b aufgelistet und in Abbildung 3.11c gezeigt. Die Schwankung aller Kacheln um eine mittlere Verstärkung ergibt sich aus dieser Messung zu einem Mittelwert: $0,243 \pm 0,017$. Der Fehler der Einzelmessung der Verstärkung ist etwa 7 %. Dieser Wert stimmt

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln



(a) G^* der Kacheln bei 22 °C verglichen mit Werten vom DESY (HH).



(b) Verstärkung in ADC-Werten für 22 °C (c) Temperaturkoeffizient der Verstärkung

Abbildung 3.11: Messung 2: Eigenschaften der Verstärkung

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

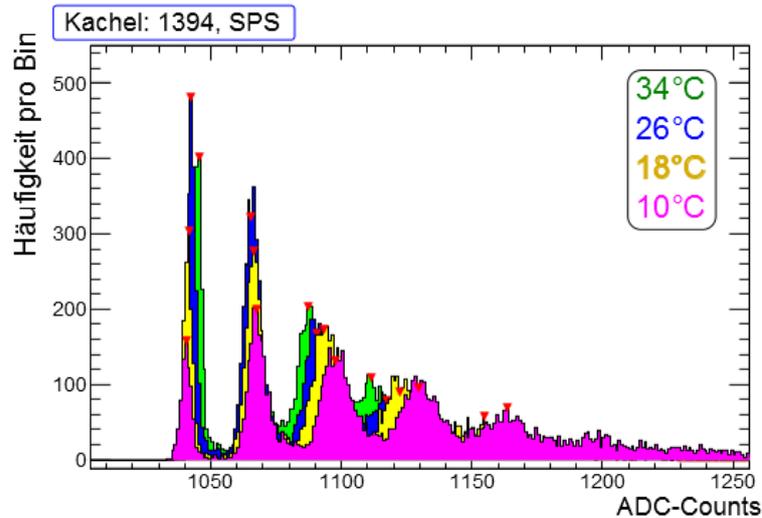


Abbildung 3.12: Single-Photon-Spektrum der Kachel 1394 für verschiedene Temperaturen. Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung lässt sich gut erkennen.

mit dem Vergleichswert innerhalb seines Fehlers überein (siehe Tabelle 3.2b). Bei einem Vergleich aller drei angewandten Analysemethoden stimmen die Mittelwerte in einem Bereich um 12% des Mittelwerts der drei Analysen überein. Gemittelt über die drei Analysemethoden ergibt sich ein Temperaturkoeffizient für die Verstärkung von (siehe Tab. 3.2b):

$$\frac{dG}{dT} = (-0,194 \pm 0,014) \frac{\text{ADC-Counts}}{^{\circ}\text{C}}.$$

Der Fehler der Einzelmessung dieses Temperaturkoeffizienten ist etwa 4%. Der RMS der einzelnen Analysen weicht um maximal etwa 12% von dem Mittelwert der drei Analysemethoden ab.

Anzahl der ausgelösten Pixel:

Die mittlere Anzahl der ausgelösten Pixel lässt sich aus einem SPS und der Verstärkung bestimmen (siehe Kapitel 2.6). Aus dem Mittelwert des Single-Photon-Spektrums (in ADC-Werten) abzüglich des Pedestals lässt sich die mittlere Anzahl der ausgelösten Pixel bestimmen, indem man noch durch die Verstärkung teilt. Durch die Verstärkungsabhängigkeit ist diese Zahl auch abhängig

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

von Betriebsspannung und Temperatur. In Abbildung 3.13a ist die Spannungsabhängigkeit der ausgelösten Pixel dargestellt, und in Abbildung 3.13b ist die Temperaturabhängigkeit der Anzahl der ausgelösten Pixel bei einer konstanten Spannung gezeigt. Das Absinken der Anzahl der ausgelösten Pixel mit der Temperatur ist dadurch bedingt, dass die Durchbruchspannung mit der Temperatur steigt, und somit die Überspannung und die Verstärkung abnehmen.

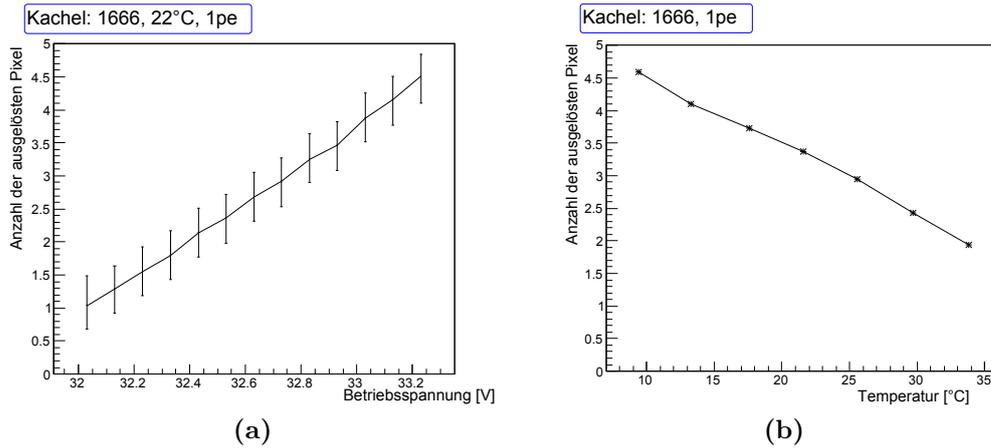


Abbildung 3.13: Veränderung der Anzahl der ausgelösten Pixel mit:
a) Spannung, (Temperatur = 22 °C)
b) Temperatur (Spannung = 32,83 V)

3.3.3 Messung 3 – Temperaturbereich 10 °C bis 42 °C

Acht Kacheln wurden in einer weiteren Messung in einem größeren Temperaturbereich von 10 °C bis 42 °C untersucht. Auch bei den höheren Temperaturen lassen sich noch gut Single-Photon-Spektren erkennen, wie in Abbildung 3.14 zu sehen. Die Auswertung dieser Messung erfolgte analog zu der oben beschriebenen Messung 2. Die ermittelten Werte für Durchbruchspannung und Verstärkung sind mit den Vergleichswerten in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Durchbruchspannung:

Die Mittelwerte aller Analysemethoden für die Durchbruchspannung ergeben sich zu:

$$V_{\text{Break(Messung3)}} = (31,12 \pm 0,04) \text{ V}.$$

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

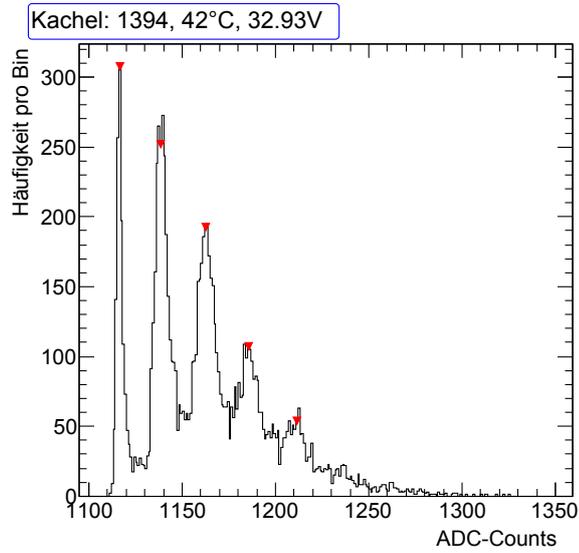


Abbildung 3.14: Single-Photon-Spektrum für Kachel 1394 bei 42 °C

Methode	$V_{\text{Break}}[\text{V}]$	RMS ($V_{\text{Break}}[\text{V}]$)	$G^*[\frac{\text{ADC-Counts}}{\text{1pe}}]$	RMS ($G^*[\frac{\text{ADC-Counts}}{\text{1pe}}]$)
FFT	31,08	0,25	$-1,4 \times 10^{-4}$	1111×10^{-4}
1pe	31,10	0,29	$-2,1 \times 10^{-4}$	1007×10^{-4}
2pe	31,17	0,38	$-0,6 \times 10^{-4}$	1216×10^{-4}
Mittelwert	31,12(4)	$0,31(5) \times 10^{-4}$	$-1,36(32) \times 10^{-4}$	$1111,3(697) \times 10^{-4}$

(a)

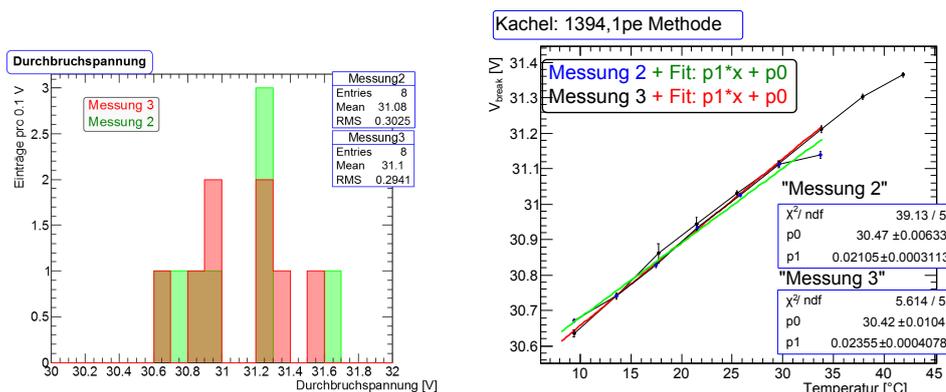
	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	RMS ($U_{\text{MIP}}[\text{V}]$)	G^* bei U_{MIP}	RMS (G^* bei U_{MIP})
Vergleichs werte	32,76	0,29	-710×10^{-4}	1530×10^{-4}

(b)

Tabelle 3.3: Durchbruchspannungen und Verstärkungen der Messung 3 bei 22 °C:

- a) Gemessene Werte
- b) Vergleichsdaten von DESY [DES11].

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln



(a) Durchbruchspannungen bei 22 °C: Vergleich Messung 2 mit Messung 3, Methode:1pe (b) Temperaturverhalten der Durchbruchspannung im Vergleich der beiden Messungen

Abbildung 3.15: Vergleich der Messung 2 mit Messung 3; Betrachtung der Kacheln: 917, 949, 970, 1394, 900, 1666, 1514, 1652, Methode 1pe .

und stimmen innerhalb ihrer Fehler mit Messung 2 (für diese acht Kacheln)

$$V_{\text{Break(Messung2)}} = (31,11 \pm 0,03) \text{ V}$$

überein. Ein Vergleich der Durchbruchspannungen für diese beiden Messungen mit der Analysemethode 1pe ist in Abbildung 3.15a gezeigt.

Die dargestellten Werte sind die Durchbruchspannung der acht Kacheln bei einer Temperatur von 22 °C. Die Schwankung um den Mittelwert der Durchbruchspannung für alle acht Kacheln ($0,31 \pm 0,05$) V stimmt mit dem Vergleichswert 0,29 V von DESY überein (siehe Tabelle 3.3). Abbildung 3.16a zeigt die Durchbruchspannung aus dieser Messung sowie die Vergleichswerte U_{MIP} von DESY (schwarz) für die einzelnen Kacheln. Wie schon oben erwähnt, lassen sich diese beiden Werte nur bedingt vergleichen.

Verstärkung:

Die Verstärkung wird in Abbildung 3.16b mit den Werten vom DESY verglichen, dazu wird die prozentuale Abweichung vom Mittelwert gezeigt, wie auch in Messung 2. Die Schwankung der Verstärkung um den Mittelwert, als Mittel

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

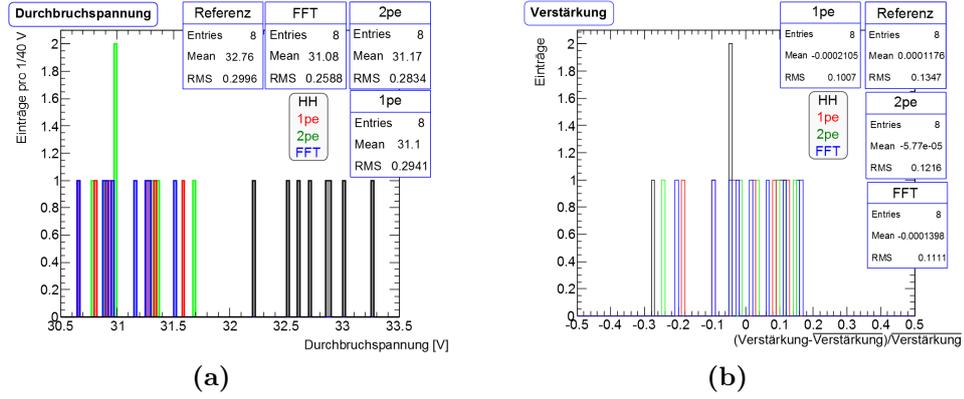


Abbildung 3.16: a) Durchbruchspannung der Kacheln aus der Messung 3 bei 22 °C, dargestellt mit den Vergleichswerten U_{MIP} [DES11]. b) Vergleich der ermittelten Verstärkung mit den am DESY gemessenen, bei 22 °C und bei gleicher angelegter Betriebsspannung ($U_{MIP} = U_{Betriebsspannung}$).

aus allen drei Analysemethoden, ergibt sich zu: $0,111 \pm 0,007$ (vgl. Tabelle 3.3) und ist etwas kleiner als der Vergleichswert 0,1530.

Vergleich der Messungen 2 und 3:

In Tabelle 3.4 werden die Ergebnisse der Messungen 2 und 3 verglichen. Die Mittelwerte der Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung ergeben sich zu:

$$\left. \frac{dV_{Break}}{dT} \right|_{Messung3} = (22,4 \pm 0,9) \frac{mV}{^{\circ}C}$$

$$\left. \frac{dV_{Break}}{dT} \right|_{Messung2} = (21,1 \pm 1,1) \frac{mV}{^{\circ}C}$$

und stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Die Mittelwerte der Temperaturkoeffizienten der Verstärkung ergeben sich zu:

$$\left. \frac{dG}{dT} \right|_{Messung3} = (-0,200 \pm 0,015) \frac{ADC-Counts}{1pe^{\circ}C}$$

$$\left. \frac{dG}{dT} \right|_{Messung2} = (-0,213 \pm 0,015) \frac{ADC-Counts}{1pe^{\circ}C}$$

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

Nr.	Methode	V_{Break}^+ [V]	RMS (V_{Break}^+ [V])
3	FFT	31,08	0,25
	1pe	31,10	0,29
	2pe	31,17	0,28
	Mittelwert	31,12(4)	0,27(2)
2	FFT	31,09	0,29
	1pe	31,08	0,30
	2pe	31,15	0,29
	Mittelwert	31,10(3)	0,293(4)

(a) Durchbruchspannung: $^+$ gemessen bei 22 °C

Nr.	Methode	$\frac{dV_{\text{Break}}}{dT}$ [$\frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}$]	RMS ($\frac{dV_{\text{Break}}}{dT}$ [$\frac{\text{mV}}{^\circ\text{C}}$])
3	FFT	20,9	2,5
	1pe	23,8	0,9
	2pe	22,4	2,0
	Mittelwert	22,36(9)	1,8(6)
2	FFT	19,5	1
	1pe	22,0	1
	2pe	22,0	0,7
	Mittelwert	21,1(11)	0,9(1)

(b) Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung

Nr.	Methode	$\frac{dG}{dT}$ [$(\frac{\text{ADC-Counts}}{1\text{pe}})^\circ\text{C}^{-1}$]	RMS ($\frac{dG}{dT}$ [$(\frac{\text{ADC-Counts}}{1\text{pe}})^\circ\text{C}^{-1}$])
3	FFT	-0,213	0,059
	1pe	-0,177	0,049
	2pe	-0,210	0,055
	Mittelwert	-0,200(15)	0,054(3)
2	FFT	-0,229	0,043
	1pe	-0,190	0,025
	2pe	-0,220	0,043
	Mittelwert	-0,213(15)	0,037(8)

(c) Temperaturkoeffizient der Verstärkung

Tabelle 3.4: Ergebnisse der Messung 3 für 8 Kacheln im Vergleich mit den Ergebnissen der Messung 2 für dieselben 8 Kacheln:

- a) Durchbruchspannung
- b) Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung
- c) Temperaturkoeffizient der Verstärkung

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

und sind ebenfalls im Rahmen ihrer Fehler vereinbar.

In Abbildung 3.15b ist das Verhalten der Durchbruchspannung mit der Temperatur exemplarisch an Kachel 1394 dargestellt. Die ermittelten Durchbruchspannungen und Temperaturkoeffizienten für die beiden Messungen der Kachel 1394 zeigen gute Übereinstimmung:

Messung	$V_{\text{Break}}[\text{V}]$	$\frac{dV_{\text{break}}}{dT} [\text{V} \cdot \text{C}^{-1}]$
2	$30,47 \pm 0,01$	$0,0211 \pm 0,0003$
3	$30,42 \pm 0,01$	$0,0235 \pm 0,0004$

3.3.4 Messung4 – 25 ns Shaping time

Mit dem Aufbau wurde der Einfluss der Shaping Time auf ein Single-Photon-Spektrum getestet. Die Shaping Time gibt die effektive Zeit an, in der von KLauS 2.0 die Fläche unter dem Ladungs-Puls (siehe Abb. 2.20b) integriert wird. KLauS 2.0 bietet die Möglichkeit der Wahl der Shaping Time zwischen 25 ns, 50 ns und 100 ns. In dieser Messung wurde die Shaping Time von 50 ns, die bei den bisherigen Messungen verwendet wurde, auf 25 ns gesenkt. Abbildung 3.17 zeigt zwei Single-Photon-Spektren mit einer Shaping Time von 50 ns (rot) und 25 ns (grün).

Die Integration des Ladungspulses eines SiPMs kann verfälscht werden, sobald ein Dunkelpuls innerhalb desselben Zeitraums auftritt. Dadurch wird das Integrationsergebnis größer als die ausgelöste Ladung durch ein eintreffendes Photon (siehe Abb. 3.17a). Dies führt dazu, dass in einem Single-Photon-Spektrum die einzelnen Peaks verbreitert werden. Um die Wahrscheinlichkeit zu reduzieren, dass ein Dunkelpuls innerhalb der Shaping Time auftritt, kann man diese verkürzen.

Die in Abbildung 3.17b und 3.17d auftretende Verschiebung des Single-Photon-Spektrums entlang der ADC-Achse entsteht durch das sog. „Mismatch“ [mKB12]. Bei der Produktion eines ASICs sind nicht alle Bestandteile, wie z.B. die darauf verbauten Transistoren, identisch. Durch Abweichungen dieser Bestandteile zueinander wird das „Mismatch“ verursacht, es ist also fertigungsbedingt.

Mit der Änderung der Shaping Time ändert sich auch der Faktor mit dem die Ladung in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Dies hat auch Auswirkung auf die Verstärkung, die über die Single-Photon-Spektren bestimmt wird.

3.3 Temperaturuntersuchungen der Kacheln

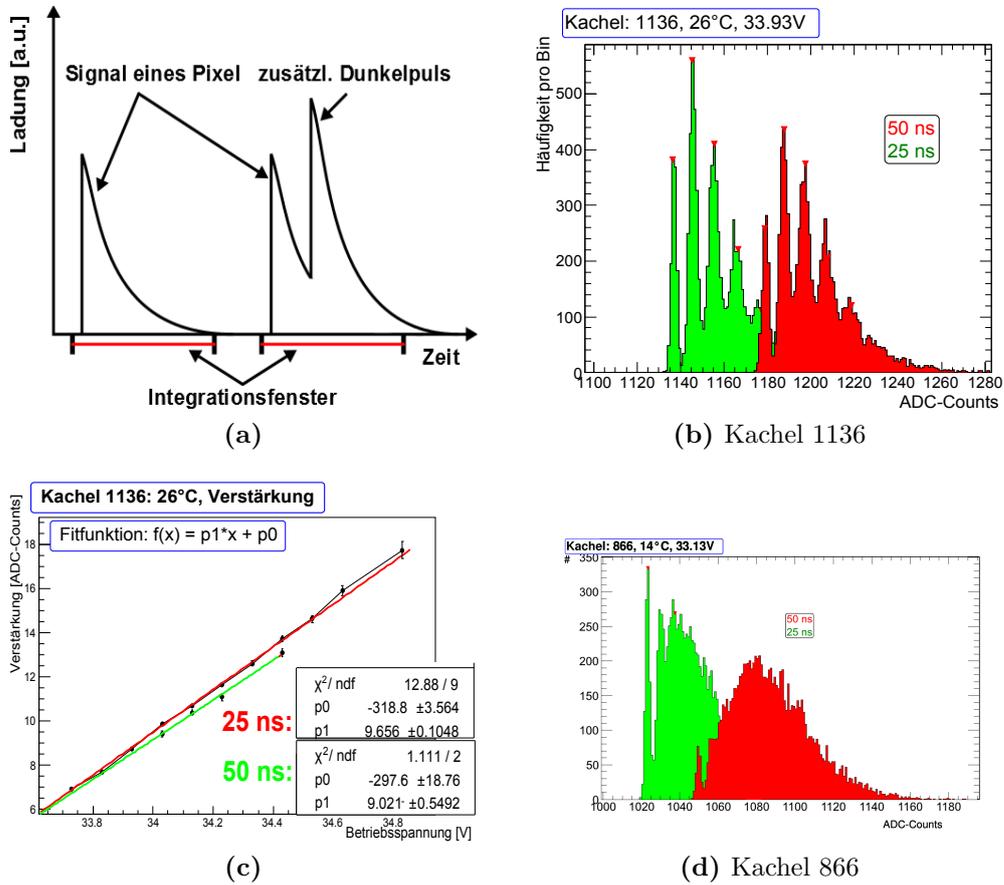


Abbildung 3.17: Einfluss der Shaping Time auf die Single-Photon-Spektren und die Verstärkung:

- a) Prinzip der Ladungsintegration,
- b) und d) Single-Photon-Spektren mit unterschiedlicher Shaping Time beispielhaft an zwei Kacheln dargestellt
- c) Vergleich der Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung für zwei unterschiedliche Shaping Times (25 ns und 50 ns)

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

In einem Vergleich der Single-Photon-Spektren sollte eine unterschiedliche Verstärkung erkennbar sein. In Abbildung 3.17c ist die Verstärkung gegen die Betriebsspannung aufgetragen. Die grüne Gerade stellt den linearen Fit dar für eine Shaping Time von 25 ns und die rote für eine Shaping Time von 50 ns. Es ergibt sich eine minimale Abweichung der Verstärkungen. Die Wahl einer Shaping Time von 25 ns sollte bei einer hohen Dunkelrate dazu führen, dass die Peaks schmaler werden, verglichen mit einer Shaping Time von 50 ns bei gleicher Dunkelrate.

Ist die Dunkelrate sehr niedrig, kann eine größere Shaping Time gewählt werden. Dadurch wird mehr Ladung aufgenommen und durch das größere Signal ergibt sich ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis. Eine zu kurze Shaping Time führt zu einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis [mKB12].

Es zeigt sich eine leichte Verbesserung der Single-Photon-Spektren mit einer Shaping Time von 25 ns. Der erwartete „Mismatch“ und die Abweichung der Verstärkung wurden beobachtet.

3.4 Referenzmessung

Die Motivation dieser Messung ist es, die Vergleichbarkeit der zwei Messaufbauten zu untersuchen: dem KLauS 2.0-Aufbau und dem QDC-Aufbau. Der QDC-Aufbau ist ein gebräuchliches Verfahren zur Ladungsauslese von SiPMs. Der Aufbau dieser Messung ist schematisch in Abbildung 3.18a dargestellt. Damit ist ein Vergleich der Ergebnisse, die mit der neuen Ausleseinheit KLauS 2.0 durchgeführt wurden, mit der herkömmlich verwendeten QDC-Auslese-Methode möglich.

Mit dem hier verwendeten QDC-Aufbau ist es nicht möglich, mehrere Kacheln gleichzeitig zu vermessen. In dieser Schaltung wird der SiPM über einen Verstärker an einen QDC¹⁴ angeschlossen. Mittels einer gepulsten blauen LED wurden die Kacheln beleuchtet und deren Single-Photon-Spektren aufgenommen. Die Auslese ist durch den Pulsgenerator der LED getriggert.

Bei dieser Messung wurden dieselben Analysemethoden verwendet, wie bei der Temperaturmessung der 150 Kacheln.

¹⁴Ladungs-Digital-Konverter: LeCroy 2249A

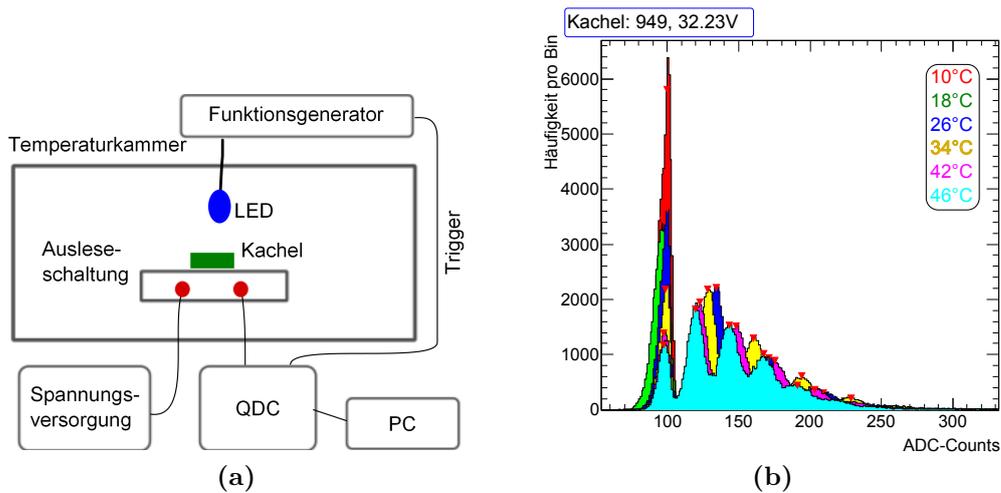


Abbildung 3.18: a) Schematische Darstellung des Temperatur-QDC-Aufbaus
 b) Temperaturverhalten der Single-Photon-Spektren von Kachel 949 gemessen mit QDC-Aufbau

Durchbruchspannung

Abbildung 3.18b zeigt ein mit dem QDC-Aufbau gemessenes typisches SPS und dessen Temperaturverlauf. Die Durchbruchspannungen sind zusammen mit denen aus Messung 2, mit dem KLauS 2.0 -Aufbau, in Abbildung 3.19 für zwei Kacheln gezeigt. Das Verhalten der Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Temperatur stimmt bei beiden Messungen qualitativ gut überein. Die Ergebnisse des Temperaturkoeffizienten der Durchbruchspannung des QDC-Aufbaus weichen um ca. 13 % von den Ergebnissen des ADC-Aufbaus ab. Das „Abknicken“ der Durchbruchspannung bei ca. 34 °C bei der Kachel 1053 ist mit dem QDC-Aufbau nicht bestätigt. Einen Hinweis auf ein solches Abknicken bei 34 °C kann man auch an der Messung 2 bei Kachel 1394 sehen (siehe Abb. 3.15b). Dies wurde aber in Messung 3 an der selben Kachel nicht bestätigt (siehe Abb. 3.15b). Einen Hinweis darauf gibt es auch bei der Messung des MPPCs (siehe Abb. 3.7a) mit nur einer der Auswertemethoden. Dies lässt darauf schließen, dass es sich eher um Artefakte der Auswertung in einzelnen Fällen handelt, als um Einflüsse von KLauS 2.0.

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

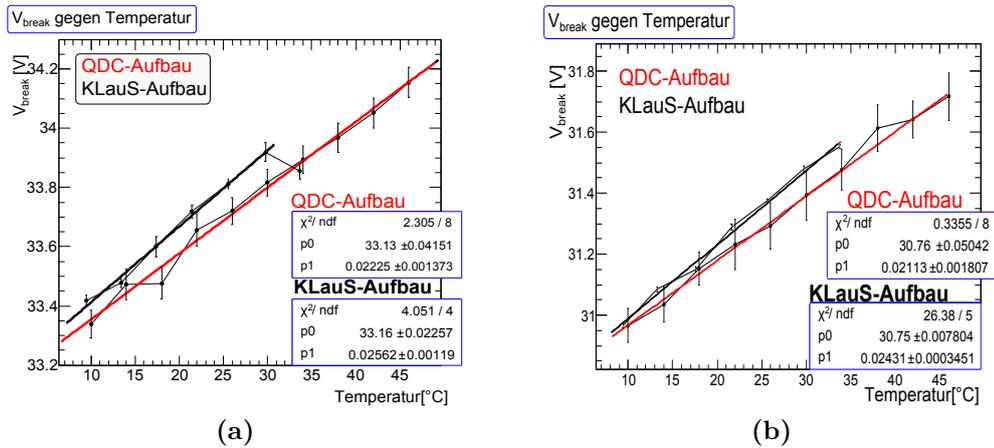


Abbildung 3.19: Vergleich des Verhaltens der Durchbruchspannung als Funktion der Temperatur: a) Kachel 1053 b) Kachel 1666; Analyseverfahren: 1pe; Rot: QDC-Aufbau, Schwarz: KLauS 2.0 -Aufbau

3.5 Temperaturabhängigkeit des Aufbaus

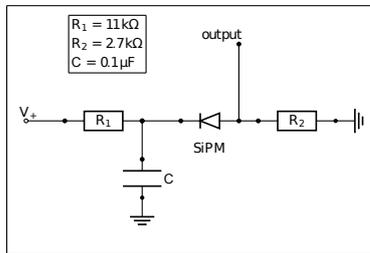
Da sich KLauS 2.0 in dem Aufbau innerhalb der Temperaturkammer befindet, muss auch KLauS 2.0 auf seine Temperaturabhängigkeit geprüft werden. Es wurde in zwei weiteren Messungen untersucht, ob solche Effekte vorliegen.

1. Ladungsinjektion KLauS 2.0

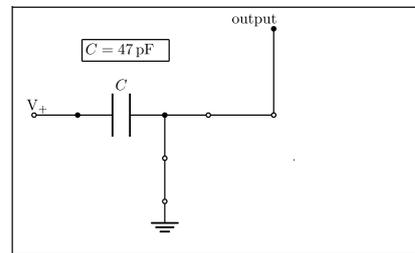
Mit der Ladungsinjektion möchte man das Signal eines SiPM simulieren. Der SiPM wird durch einen Kondensator (47 pF) ersetzt. Somit ist es mit einem Pulsgenerator möglich, Ladungspulse zu injizieren. Der veränderte Schaltplan ist in Abb. 3.20 gezeigt. Das Verhalten von KLauS 2.0 wird bei unterschiedlichen Temperaturen im Bereich von 0 °C bis 50 °C mit unterschiedlich großen Ladungspulsen untersucht.

In Abbildung 3.21 ist die Ausgangsspannung gegen die injizierte Ladung aufgetragen. Die verschiedenen farbigen Kurven kennzeichnen die unterschiedlichen Temperaturen. Um eventuelles Rauschen durch die Temperaturkammer auszuschließen, wurde die Messung jeweils einmal mit eingeschalteter Temperaturkammer und einmal mit ausgeschalteter durchgeführt, d.h. die Kammer wurde für die kurze Zeit der Messung ausgeschal-

3.5 Temperaturabhängigkeit des Aufbaus

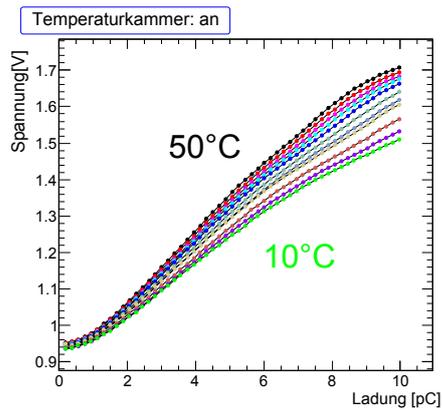


(a) Schaltkreis zur SiPM-Auslese

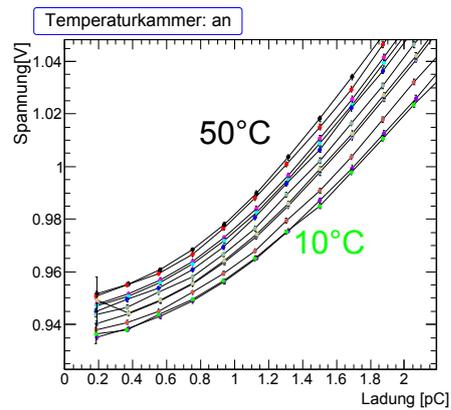


(b) Schaltkreis zur Ladungsinjektion

Abbildung 3.20: Schaltkreis zur SiPM-Auslese und zur Ladungsinjektion: Am „Output“ dieser Schaltung ist KLauS 2.0 angeschlossen.



(a)



(b)

Abbildung 3.21: Das Ausgangssignal von KLauS 2.0 gemessen mit einem ADC als Funktion injizierter Ladung. Die Kurven sind umso steiler, je höher die Temperatur ist. b) zeigt einen Ausschnitt von a) im Bereich niedriger Ladungen.

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

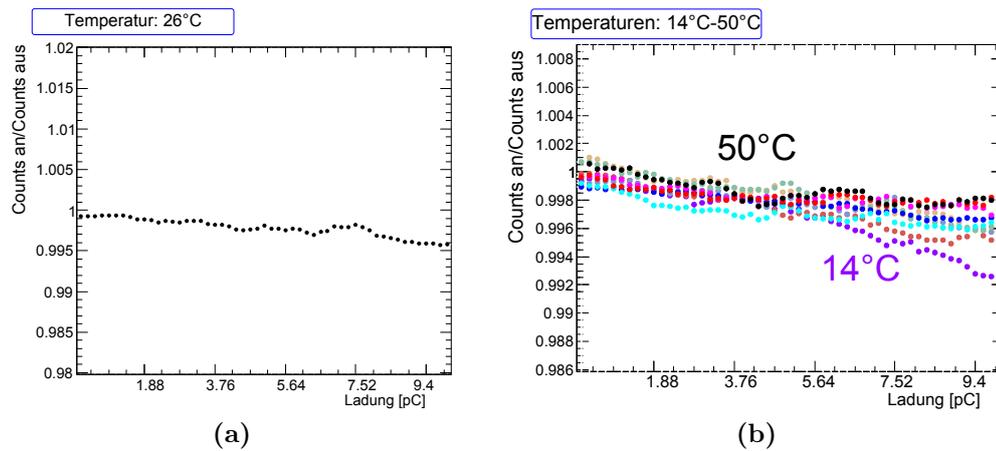


Abbildung 3.22: Unterschied des Ausgangssignals bei der Ladungsinjektion zwischen eingeschalteter und ausgeschalteter Temperaturkammer.

- a) exemplarisch bei 26 °C
- b) für die Temperaturen 14 °C bis 50 °C. Der Unterschied ist verschwindend gering.

tet. Das Ausschalten der Kammer hatte keine Effekte auf die Temperatur. Das Verhältnis zwischen eingeschalteter und ausgeschalteter Temperaturkammer ist in Abb. 3.22 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Temperaturkammer keinen signifikanten Einfluss auf die Messung hat.

Im Idealfall würden sich die Kurven in Abbildung 3.21 linear fortsetzen je kleiner die injizierte Ladung wird. Nimmt man eine Pixelkapazität von 87 fF an, wie es bei dem MPPC (siehe Abschnitt 3.3.1) der Fall ist, dann erwartet man für eine Überspannung von 1 V ein Ladungssignal von 87 fC. Werden z.B. drei Pixel ausgelöst, erhält man eine Ladung von 0,261 pC. Im Bereich kleinerer injizierter Ladungen, kleiner als etwa ein 1 pC, beginnt die Kurve abzufachen. Die Messung zeigt, dass bei diesem Aufbau die Ausgangsspannung nicht linear mit kleiner werdender Ladung abnimmt. Das weist darauf hin, dass es in diesem System Nichtlinearitäten bezüglich der Ladungskonversion gibt. Dies hat auch Auswirkungen auf die Verstärkung, die direkt mit der Ausgangsspannung zusammenhängt. Die Verstärkung im Bereich von wenig ausgelösten Pixeln ist relativ kleiner, als wenn

3.5 Temperaturabhängigkeit des Aufbaus

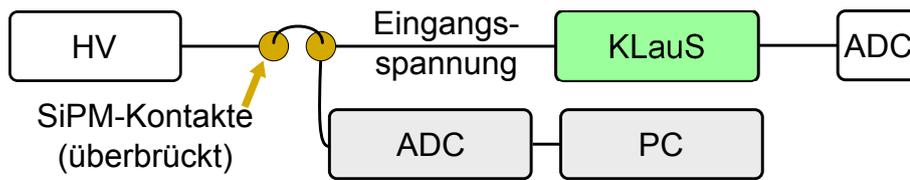


Abbildung 3.23: Schematische Darstellung des Aufbaus: Die Spannung zwischen dem SiPM und KLauS 2.0 wird mittels eines ADC gemessen.

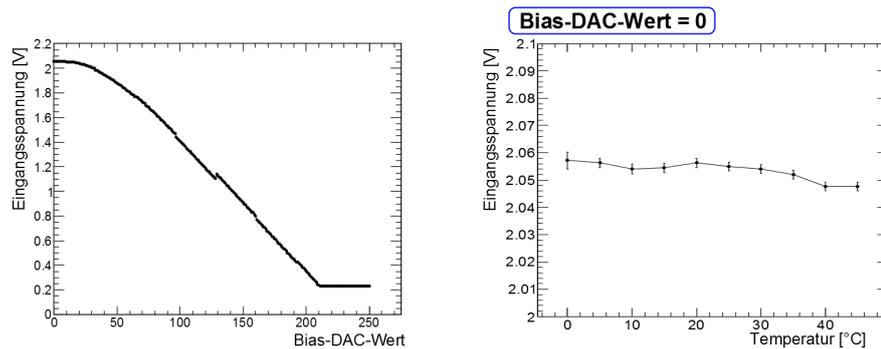


Abbildung 3.24: links: Eingangsspannung gegen Bias-DAC-Wert bei KLauS 2.0 ;
rechts: Eingangsspannung von KLauS 2.0 bei Bias-DAC-Wert 0 in Abhängigkeit von der Temperatur

viele Pixel ausgelöst werden. Wenn ca. 15 Pixel ausgelöst werden, wie im späteren Detektor pro MIP gefordert, verhält sich die Verstärkung zur injizierten Ladung in etwa linear. Die Temperatur hat einen Einfluss auf die Messungen mit dem KLauS 2.0-Aufbau. Das Ausgangssignal bei 0,2 pC ändert sich um ca. 0,02 V zwischen der Temperatur von 10 °C und 50 °C, also ca. 2%.

2. Eingangsspannung von KLauS 2.0

Als Eingangsspannung wird die Spannung bezeichnet, die zwischen KLauS 2.0 und dem SiPM anliegt (siehe Abb. 3.23). Dabei ist *HV* eine Spannungsquelle, die ca. 30 V für die SiPMs der Kacheln liefert. Die Eingangsspannung lässt sich mittels des Bias-DAC verändern, so dass dadurch die anliegende Versorgungsspannung am SiPM gesteuert werden kann. Somit

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

kann an den zwölf Kanälen von KLauS 2.0 jeder SiPM im Prinzip mit einer optimalen Betriebsspannung versorgt werden. Der Bias-DAC kann die Spannung in einem Bereich von ungefähr 0,3 V bis 2,3 V variieren. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Temperaturmessungen wurde stets der Bias-DAC-Wert Null genommen.

In dieser Messung wurde die Temperaturabhängigkeit aller Bias-DAC-Werte ermittelt. In Abbildung 3.24 ist auf dem linken Bild die Eingangsspannung gegen den Bias-DAC Wert aufgetragen. Das rechte Bild zeigt das Temperaturverhalten der Spannung für den Bias-DAC Wert = 0. Man erkennt ein geringfügiges Absinken der Eingangsspannung mit steigender Temperatur – ändert sich die Temperatur um 45 °C, sinkt die Eingangsspannung um weniger als 0,5 % von ihrem Wert bei 0 °C ab. Dies entspricht einer Änderung von ca. 0,013 V über den gesamten Temperaturbereich.

3.6 Diskussion und Zusammenfassung dieser Messungen

Das AHCAL-Kalorimeter im International Large Detector (ILD) wird aus mehr als 8×10^6 Szintillatoren mit SiPM-Auslese (Kacheln) bestehen. Durch den Betrieb des Detektors werden Temperaturschwankungen verursacht. In dieser Arbeit wurden für etwa 150 Kacheln, die von DESY zur Verfügung gestellt wurden, die für den späteren Betrieb wichtigen Parameter der Durchbruchspannung und Verstärkung und insbesondere deren Temperaturabhängigkeit bestimmt. Dazu wurde ein Aufbau entwickelt, der es ermöglicht, zwölf Kacheln gleichzeitig auf deren Temperaturabhängigkeit zu untersuchen. Zur Auslese der Kacheln wurde der in Heidelberg neu entwickelte ASIC KLauS 2.0 eingesetzt.

Die Kacheln wurden in einem Temperaturbereich von 10°C bis 34°C und 10°C bis 46°C (QDC-Aufbau) untersucht.

Es ergibt sich eine mittlere Verstärkung für die rund 150 Kacheln bei 22°C von $(26,6 \pm 0,9) \times 10^5$. In der Verteilung der Werte um einen Mittelwert zeigen sich die gemessenen Verstärkungen konsistent mit den extern vorliegenden Vergleichswerten [DES11]. Es ergibt sich eine Schwankung der Kacheln zueinander von ca. 32%.

Für die Durchbruchspannung lässt sich eine Schwankung von Kachel zu Kachel bestimmen zu: 3,7%. Eine mittlere Durchbruchspannung ergibt sich bei 22°C zu $(32,7 \pm 0,1)$ V. Dabei ist zu beachten, dass zwei Peaks in der Verteilung der Durchbruchspannung beobachtet werden. Das lässt darauf schließen, dass es sich dabei um fertigungsbedingte Effekte handelt. Diesen Effekt zeigen auch die externen Messungen von DESY, die aber die Spannung bestimmt haben, bei der 15 Pixel pro MIP ausgelöst wurden. Die gemessenen Durchbruchspannungen der Kacheln sind innerhalb der verschiedenen Messungen konsistent.

Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung und der Durchbruchspannung wurde erstmals für so viele Kacheln untersucht. Für die rund 150 Kacheln ergibt sich ein *durchschnittlicher* Temperaturkoeffizient für die Durchbruchspannung von

$$\frac{dV_{\text{Break}}}{dT} = (20,6 \pm 3,1) \frac{\text{mV}}{\text{K}}.$$

Die durchschnittliche Schwankung dieser Eigenschaft der Kacheln zueinander

3 Untersuchung der Temperatureigenschaften der AHCAL-Kacheln

ergibt sich zu: 14,5 %.

Für die Verstärkung ergibt sich der *durchschnittliche* Temperaturkoeffizient zu

$$\frac{dG}{dT} = (-0,194 \pm 0,014) \frac{\text{ADC-Counts}}{\text{K}} .$$

Die Verstärkung ändert sich im Mittel um $(1,3 \pm 0,1) \frac{\%}{\text{K}}$, die Durchbruchspannung um $(0,0629 \pm 0,0095) \frac{\%}{\text{K}}$. Das heißt, die Temperaturabhängigkeit ist bei Weitem nicht vernachlässigbar.

Um den Aufbau zu evaluieren, wurden zwei Referenzmessungen durchgeführt. Zum einen wurde ein MPPC von Hamamatsu in dem KLauS 2.0-Aufbau untersucht und die Ergebnisse mit den Herstellerangaben verglichen. Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Herstellerangaben.

Zum anderen wurden einige Kacheln zusätzlich mit einer bisher verwendeten Schaltung mit einem QDC (Abschnitt 3.4) anstelle der Ausleseinheit KLauS 2.0 untersucht. Es wurden keine signifikanten Unterschiede in den Ergebnissen zwischen den beiden Aufbauten festgestellt.

Darüber hinaus wurde der Einfluss der Ladungsintegrationszeit bei KLauS 2.0 auf die Single-Photon-Spektren untersucht.

Ferner wurde die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals von KLauS 2.0 mittels Ladungsinjektion und Messungen der Eingangsspannung untersucht. Temperatureffekte von KLauS 2.0 haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Datennahme. Es ließ sich aber feststellen, dass es beim KLauS 2.0-Aufbau Nicht-linearitäten hinsichtlich der Konversion der Ladung zu dem Spannungs- Ausgangssignal gibt. Für die hier durchgeführten Messungen scheinen sie nur einen geringen Einfluss gehabt zu haben.

4 Der Heidelberger „Large Tile Tester“

Die rund acht Millionen Kacheln (Tiles) für das analoge Hadronen-Kalorimeter (AHCAL) am ILC sollen auf ihre Qualität und physikalischen Eigenschaften untersucht werden, bevor sie in den Detektor eingebaut werden. Dies soll unter Laborbedingungen geschehen.

Als Erstes muss die generelle Funktionalität der Kachel getestet werden. Das heißt, der Szintillator und der SiPM müssen funktionieren.

Als Zweites muss durch Variation der Versorgungsspannung die Durchbruchspannung gefunden werden. Liegt die nicht innerhalb eines - noch festzusetzenden - Rahmens, muss die Kachel aussortiert werden.

Als Drittes wird die effektive Anzahl der Pixel ermittelt (siehe Abschnitt 2.6), indem die Lichtintensität variiert wird. Das bedeutet, dass auch Verstärkung, Rauschen und Lichtausbeute bei einem MIP-Signal untersucht werden.

In dem geplanten Aufbau des analogen Hadronen-Kalorimeter (AHCAL) soll ein Kalibrationssystem implementiert sein. Mit diesem sollen geringfügige Optimierungen noch nachträglich möglich sein. Eine gründliche Qualitätssicherung der Kacheln sowie eine Untersuchung der SiPM-Eigenschaften ist vor dem Einbau der Kacheln in den Detektor nötig. Dazu wird an einem automatisierten System geforscht, das acht Millionen Kacheln innerhalb von ein bis zwei Jahren untersuchen soll. Das bedeutet, dass eine Kachel innerhalb von 25 s untersucht sein muss, wenn man davon ausgeht, dass zwei Jahre lang ohne Unterbrechung untersucht wird.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Prototyp, der „*Heidelberger Large Tile Tester (HLTT)*“, für 216 Kacheln entwickelt und aufgebaut. Der HLTT wurde als ein erster Ansatz für ein solches System in Heidelberg entwickelt, um die Kacheln, die im ILD zum Einsatz kommen sollen, zu untersuchen. Dieser Prototyp besteht aus einem Positioniersystem, einem Kachel-Halterungs-System und einem Auslesekopf zur automatischen Kontaktierung der SiPMs der Kacheln. In diesem Kapitel werden Konstruktion und Funktionsweise des HLTT beschrieben.

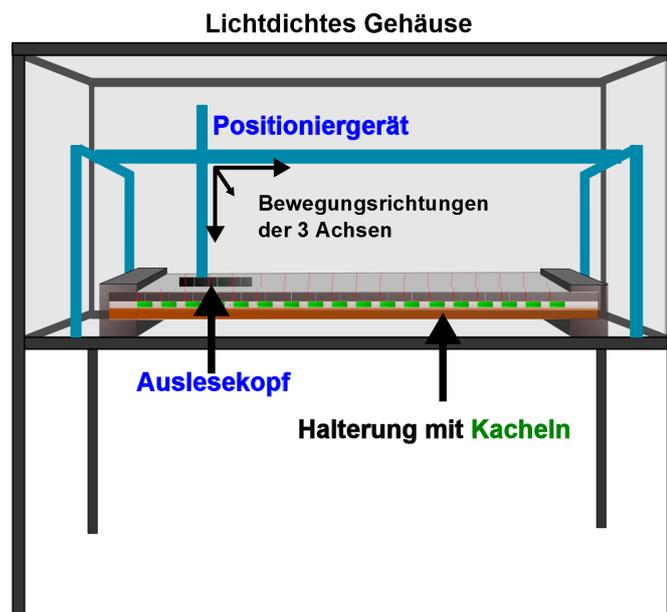


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Positioniersystems mit darunterliegenden Kacheln

Aufbau des HLTT

Der HLTT besteht aus einem lichtdichten Gehäuse, einem Positioniergerät mit Auslesekopf und einer Kachelhalterung (siehe Abb. 4.1). Das lichtdichte Gehäuse mit eingebautem Positioniersystem ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Durch das Positioniergerät ist eine nutzbare Fläche von knapp $0,4\text{ m}^2$ vorgegeben. Die Auslese der Kacheln erfolgt über den Auslesekopf, der am Positioniergerät befestigt ist.

Die spezielle Halterung ermöglicht es, die gleichbleibende Position der Kacheln unter dem Positioniersystem zu gewährleisten. Ein weiterer Grund für die Halterung ist, dass man mit dem Auslesekopf nicht die Kontaktstifte der Kacheln beschädigen soll. Deshalb wurden weitere Kontakte eingebaut, die dieses Problem beheben. Die Halterung hat eine Fläche von $(500 \times 774)\text{ mm}^2$ und kann 216 Kacheln fassen. Dabei liegen die Kacheln weniger als 1 cm auseinander. Eine dichtere Packung der Kacheln ist im Rahmen einer so modularen Bauweise aus mechanischen Gründen nicht möglich, da die Zwischenebene ansonsten zu instabil werden würde. Die Halterung besteht aus drei Ebenen, einer Kontaktebene,

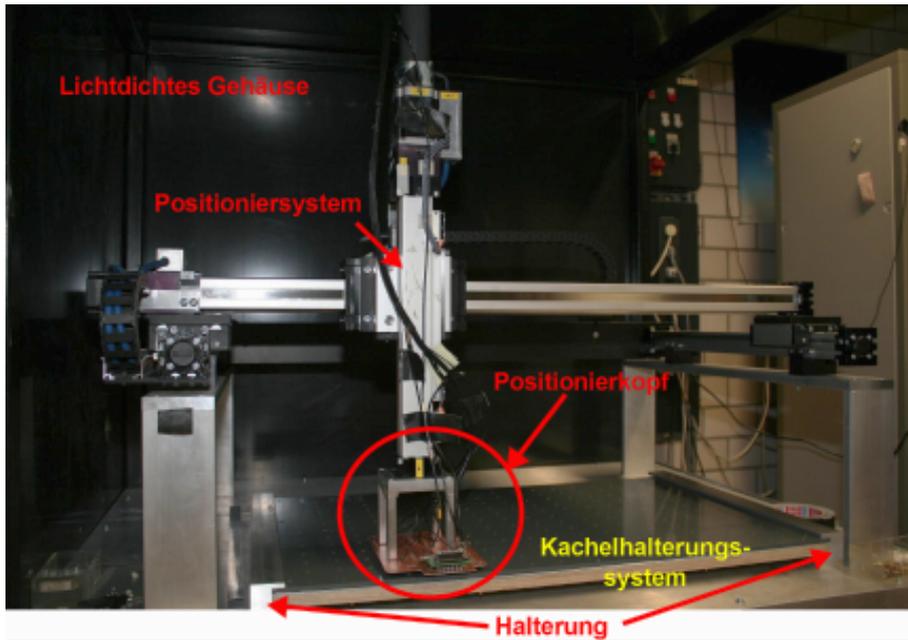


Abbildung 4.2: Positioniergerät im lichtdichten, teilweise geöffneten Gehäuse einer Zwischenebene und einer Trägerebene (siehe Abb. 4.3 und Abb. 4.4).

Kontakzebene Die Kontakzebene ist eine PVC-Platte, die alle notwendigen Öffnungen beinhaltet, die zur Ansteuerung und Lichtversorgung der Kacheln nötig sind. Darin befinden sich Löcher, in die Präzisionskontakte¹ (siehe Abb. 4.5a) eingebaut werden. In deren Buchsen werden die Kontaktstifte der Kacheln eingesetzt. Weitere Präzisionskontakte sind nochmals im Ausleseboard am Auslesekopf eingebaut, die den Kontakt zwischen Kachel und Ausleselektronik herstellen. Eine genaue Positionierung der Kachelhalterung unter dem Positioniergerät ist deshalb äußerst wichtig, um Beschädigungen der Kontakte in dieser Ebene zu vermeiden. Um die Kacheln in der Halterung zu fixieren, sind in der Kontakzebene auch die Löcher eingearbeitet, die die Positionierhilfen der Kacheln (siehe Abb. 4.6b) aufnehmen.

Damit die Kacheln beleuchtet werden können, wurden weitere Löcher in die Kontakzebene eingearbeitet, mit denen durch optische Fasern Licht auf die Kacheln geleitet werden kann. Diese Lichtfasern sind am Auslesekopf befestigt und

¹Typ PK1G von Fischer Elektronik [Fis12]

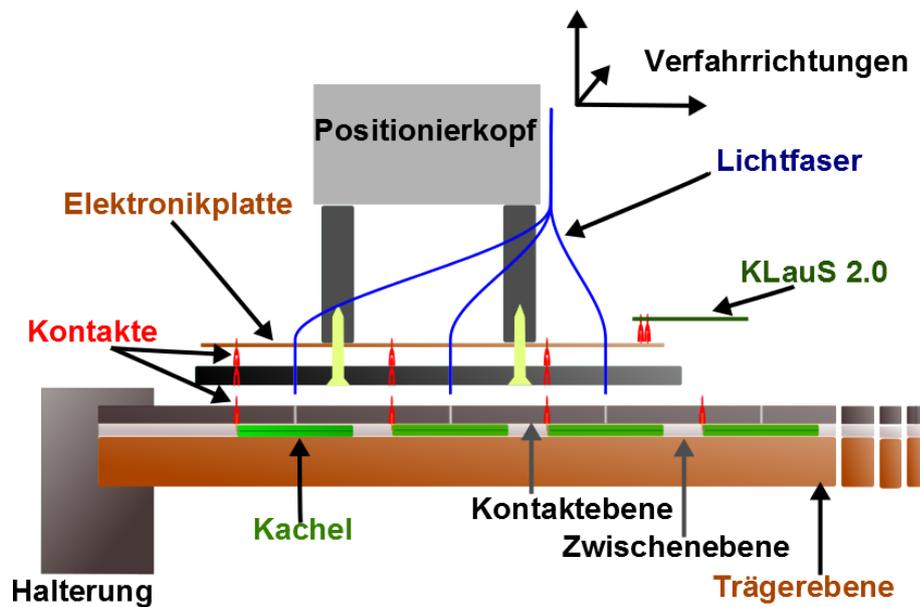


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Halterung mit eingelegten Kacheln. Dazu der Positionierkopf, der die Kacheln zur Auslese kontaktiert.

bewegen sich mit diesem mit. Das Zusammenspiel der einzelnen Ebenen und die eingearbeiteten Strukturen sind in Abb. 4.6a gezeigt.

Zwischenebene Die Zwischenebene besteht aus einer 3 mm starken Aluminiumplatte. In diese wurden Aussparungen gefräst, in die die Kacheln passgenau eingesetzt werden können. Abbildung 4.6 zeigt die Aussparungen und die darin sitzenden Kacheln. Einen Überblick über die Aussparungen der 216 Kacheln zeigt Abbildung 4.9b. Zusätzlich wurde der Bereich um die Kontakte ausgefräst, so dass ein Kurzschluss zwischen der geerdeten Aluminiumplatte und den Kontakten nicht möglich ist.

Die Zwischen- und die Kontaktebene bilden zusammen den Hauptbestandteil des Kachelhalterungssystems und ermöglichen es, die Kacheln zu fixieren und auszulesen.

Trägerebene Auslesekopf und Halterung stets parallel zueinander sein, damit das Kontaktieren der Kacheln möglich ist. Da die Halterung nur auf zwei

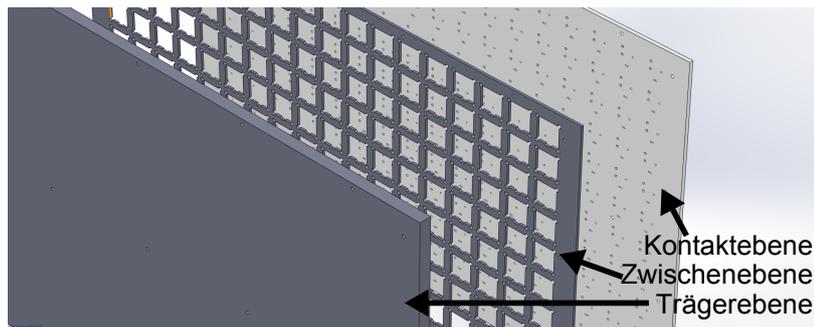


Abbildung 4.4: Ebenen der Kachelhalterung

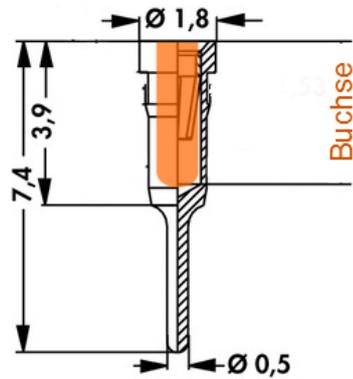
Seiten unter dem Positioniergerät gehalten wird (siehe Abb. 4.2), ist es nötig, die beiden oben beschriebenen Ebenen zu stabilisieren. Dazu wurde eine 15 mm starke Holzplatte gewählt, die der ganzen Struktur genug Stabilität verleiht und die Halterung nicht durchhängen lässt. Des Weiteren ist auf diese Ebene eine reflektierende Folie des Typs „Daylighting Film DF2000MA“ [3M12] der Firma 3M geklebt, um eine hohe Photonenausbeute zu erreichen. Mit dieser Folie wird Licht im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 700 nm zu über 90 % reflektiert. Im späteren Detektoreinsatz wird jede Kachel einzeln mit einer Folie dieser Art ummantelt sein.

Die Fixierung dieser drei Ebenen miteinander geschieht durch Schrauben, die über die Platte verteilt sind. Abbildung 4.2 zeigt ein Photo des Aufbaus der Halterung. Ebenfalls ist in dieser Abbildung der Positionierkopf zu sehen.

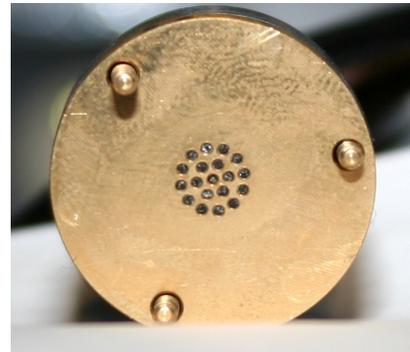
Das Positioniersystem

Bei dem Positioniersystem handelt es sich um ein Gerät der Serie „Drive Sets“ der Firma „Systec“ [Sys12]. Es besteht aus drei räumliche Achsen, die jeweils senkrecht zueinander stehen (siehe Abb. 4.1) und sich mit einer Genauigkeit von 0,01 mm verfahren lassen. Im Folgenden wird der Aufbau des Auslesekopfes genauer beschrieben.

Auslesekopf Für das Positioniersystem wurde ein spezieller „Kopf“ entwickelt, mit dem die Kontaktierung von 12 Kacheln gleichzeitig möglich ist. Auf diesem Auslesekopf befinden sich die Kontakte, um die Kacheln zu kontaktieren. Diese werden auf einer Platte mit Leiterbahnen zu einem Steckplatz ge-

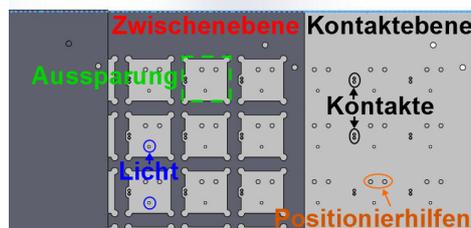


(a)

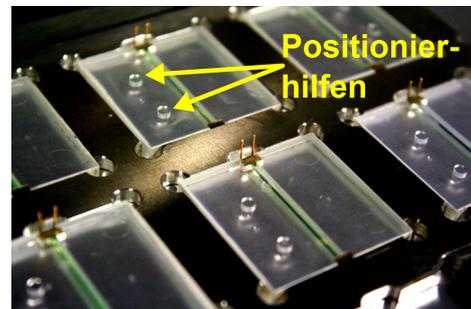


(b)

Abbildung 4.5: a) Technische Zeichnung der Präzisionskontakte, die als Buchsen in diesem Aufbau eingesetzt werden [Fis12].
b) Faserhalterung zum Anschluss an beliebige Lichtquellen: Die für die Temperaturmessungen entwickelte Halterung kann hier wieder verwendet werden.



(a)



(b)

Abbildung 4.6: Kachelhalterung: a) Ansicht: „von unten“, Schematischer Aufbau mit Aussparungen für die Kachel b) Ansicht: „von oben“; Die Kontaktebene ist nicht abgebildet. Gezeigt ist die Zwischenebene mit eingesetzten Kacheln, die auf der Trägerebene liegen.

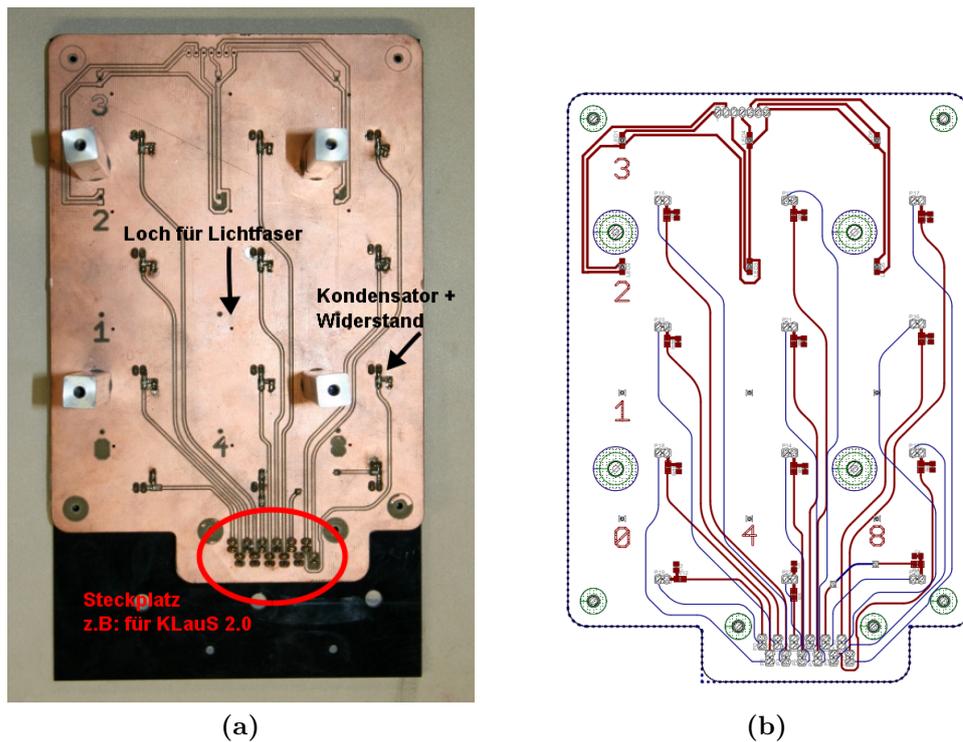


Abbildung 4.7: Platte mit der Ausleseelektronik: a) Foto von oben, b) schematische Ansicht von oben

führt (siehe Abb. 4.3 & Abb. 4.7). Auf der Platte mit den Leiterbahnen ist die grundlegende Schaltung zur Auslese eines SiPMs schon implementiert. Es muss nur die Hochspannung an der einen Seite und die Auslese an der anderen Seite angeschlossen werden. Alternativ kann auch der ASIC KLauS 2.0 (siehe u.a. Abschnitt 3.1) angeschlossen werden. Die modulare Bauweise ermöglicht Flexibilität in der Wahl der Ausleseelektronik. Zwischen der Platte, die die Leiterbahnen trägt, und dem Kontakt zu der Kachelhalterung ist eine weitere PVC-Platte eingefügt. Diese sorgt dafür, dass die Platte, die die Elektronik trägt, keinen eventuellen mechanischen Kräften ausgesetzt ist. Die am Auslesekopf angebrachten Lichtfasern bewegen sich mit diesem mit und können an eine beliebige Lichtquelle angeschlossen werden. Die Halterung für die Fasern (siehe Abb. 4.5b) wurde für die Temperaturmessungen (siehe Kapitel 3) konstruiert und kann hier wiederverwendet werden. Sie enthält weitere Löcher für Fasern, die zu einem Referenzsystem weitergeleitet werden können. Dies ist wichtig, um

4 Der Heidelberger „Large Tile Tester“

zu bestimmen, wieviel Licht auf die einzelnen Kacheln geführt wird. Würde man stattdessen LEDs² direkt auf dem Ausleseboard aufbringen, von denen jeweils eine eine Kachel beleuchtet, wäre eine Referenzierung der Lichtintensität nicht möglich. Abbildung 4.8a zeigt eine Nahaufnahme des Positionierkopfs, und in Abbildung 4.8b ist die Kontaktierung des Positionierkopfes mit der Halterung gezeigt. Abbildung 4.9a zeigt die in der Halterung eingesetzten Kacheln mit dem Positionierkopf.

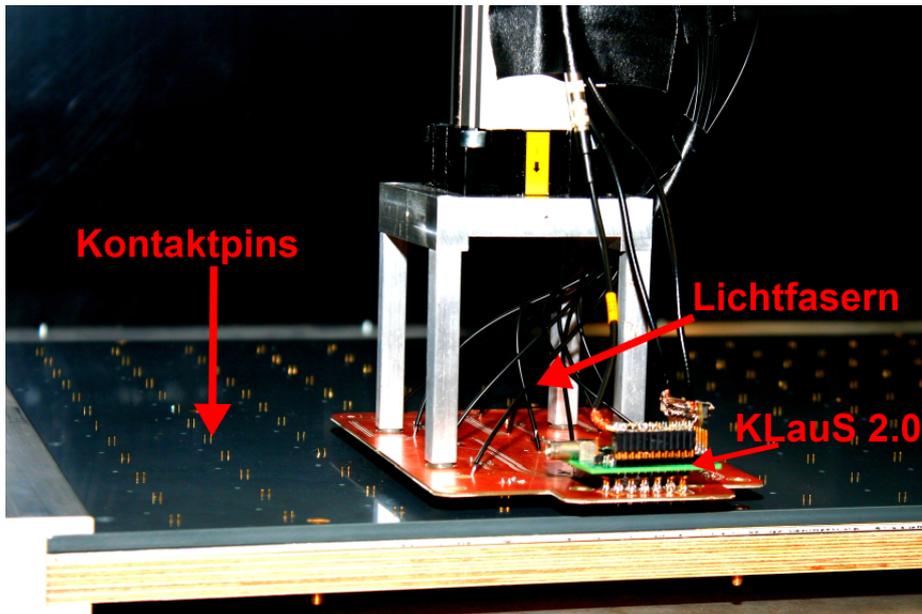
Messungen Die Messprozedur soll an die der Temperaturmessungen (siehe Kapitel 3) angelehnt sein. Das gesamte Kachelhalterungssystem wird in 18 Sektionen mit je zwölf Kacheln unterteilt. Der Positionierkopf fährt zu einer Sektion und kontaktiert dort die zwölf Kacheln. Da das System so flexibel aufgebaut ist, kann man die Messprozedur den gewünschten Anforderungen anpassen. Eine Analyse zur Auswertung der Messungen parallel zur Datennahme ist noch nicht implementiert. Man könnte diese sehr gut auf der bisherigen Analyse (siehe Kapitel 3) aufbauen, die mit dem Programm ROOT umgesetzt wurde und bereits für die vorherigen Untersuchungen benutzt wurde.

Für die ersten Tests wurde ein „LabVIEW“-Programm geschrieben, das sowohl die Ansteuerung des Positioniergerätes als auch die Datennahme bei verschiedenen Betriebsspannungen umfasst.

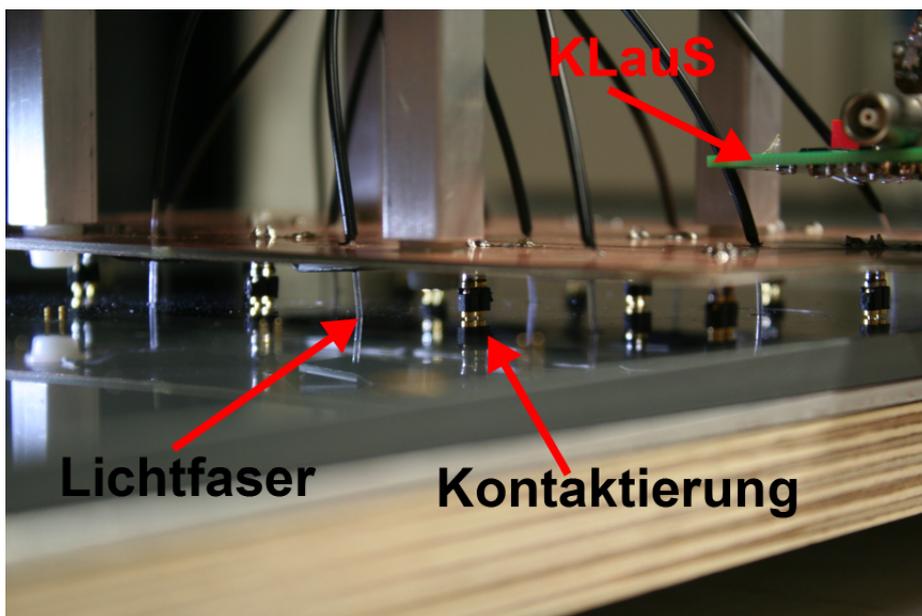
Zeit Wie bereits erwähnt, ist es das Ziel, acht Millionen Kacheln innerhalb von ein bis zwei Jahren in Hinblick auf deren Qualität und technische Eigenschaften zu untersuchen.

Tests haben gezeigt, dass eine auf Zeit optimierte Messreihe es möglich macht, für zwölf SiPMs 16 Single-Photon-Spektrum bei unterschiedlichen Spannungen innerhalb von 15 s bis 20 s aufzunehmen [mKB12]. Ein weiterer Zeitfaktor ist das Austauschen der Kacheln. Dies muss per Hand getan werden und ist dementsprechend langwierig. Die Zeitdauer des gesamten Verfahrensprozesses des Auslesekopfes für eine Messung von 216 Kacheln kann mit < 60 s abgeschätzt werden. Setzt man die 15 s bis 20 s für gleichzeitige Messung von zwölf Kacheln an, und nimmt an, dass die Messungen 24 Stunden pro Tag durchgeführt werden, dann kann man aus Abbildung 4.10 erkennen, dass man etwa 20 min Zeit hat, um die

²Licht Emittierende Diode

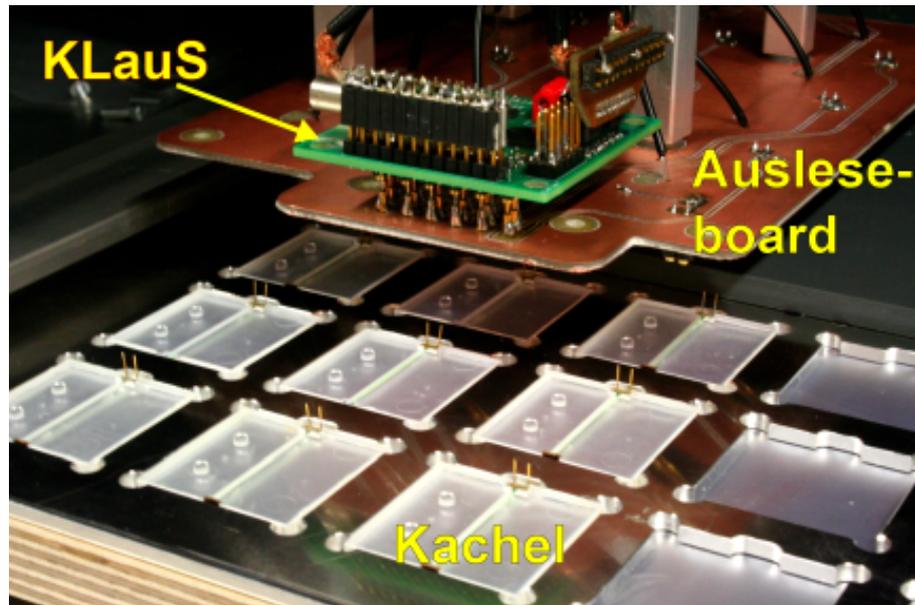


(a) Kachelhalterung mit kontaktierendem Auslesekopf und KLauS 2.0

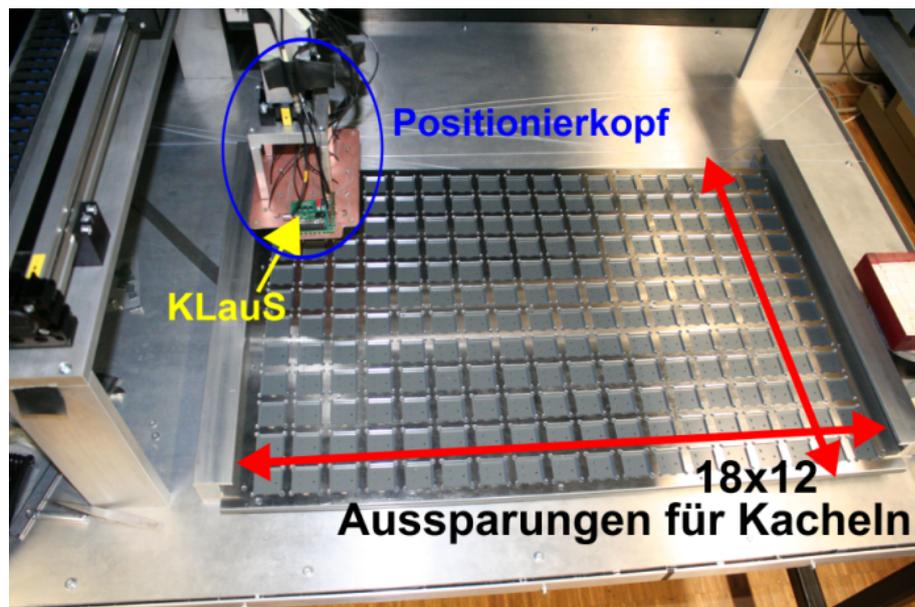


(b) Kontaktierung zwischen Auslesekopf und Halterung

Abbildung 4.8: Detailaufnahmen des HLTT-Systems



(a) Offene Kachelhalterung mit eingelegten Kacheln und Positionierkopf



(b) Ansicht der offenen Kachelhalterung mit den 216 Aussparungen.

Abbildung 4.9: Aufbau des HLTT

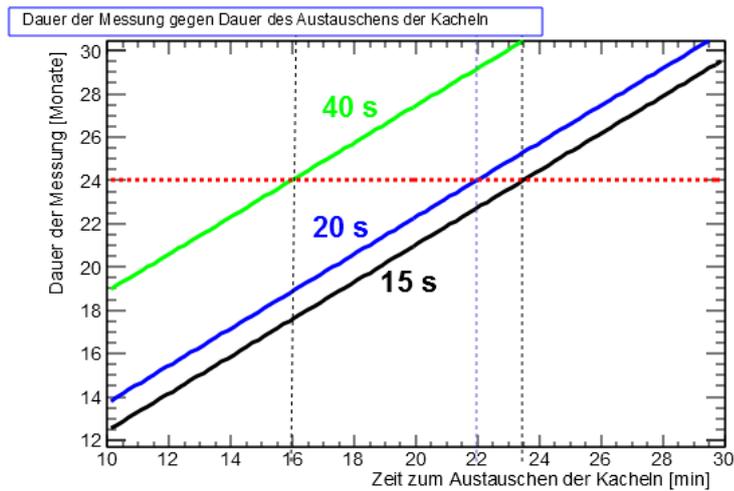


Abbildung 4.10: Die Dauer der Charakterisierung in Monaten, aufgetragen gegen die Zeit, die benötigt wird, um die Kacheln auszutauschen. Als Geraden sind Zeiten, die benötigt werden um 12 Kacheln zu charakterisieren, eingezeichnet.

216 Kacheln auszuwechseln. Sogar bei einer Messdauer von 40 s verbleiben noch knapp 16 min zum Austauschen der Kacheln.

Der Prozess ließe sich durch den Einsatz von mehreren Kachelhalterungssystemen erheblich beschleunigen, wodurch eine permanente Durchführung der Messung möglich wäre. Somit wäre es sogar möglich, mit dem aktuellen Prototypen die Charakterisierungsaufgabe binnen zwei Jahren durchzuführen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die CALICE-Kollaboration forscht an Detektorkonzepten für den ILC, in dem das analoge Hadronen-Kalorimeter hochgranular aus szintillierenden Kacheln mit SiPM-Auslese ausgebaut ist. Durch die hohe Granularität und die Verwendung des Particle-Flow-Algorithmus soll eine Jet-Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E_{\text{Jet}}[\text{GeV}]}$ erreicht werden. Vor der Installation der ca. 8×10^6 Kacheln in den Detektor müssen zur Qualitätssicherung die Betriebsparameter, wie die Durchbruchspannung und Verstärkung bestimmt werden.

In dieser Masterarbeit wurde für diesen Zweck der *Heidelberger Large Tile Tester HLTT* entwickelt, ein System, mit dem 216 Kacheln gleichzeitig untersucht werden können. Eine spezielle Halterung ermöglicht es, die Kacheln in dem System zeiteffizient auszutauschen. In einer Abschätzung wurde gezeigt, dass es bereits mit diesem Prototypen möglich ist, den geforderten Zeitrahmen von ein bis zwei Jahren für die Charakterisierung der 8×10^6 Kacheln einzuhalten.

Eine zweite Aufgabe dieser Masterarbeit war es, ein System zur Untersuchung der Temperatureigenschaften der Kacheln aufzubauen. Die Kenntnis der Temperatureigenschaften der Kacheln ist wichtig, um eventuelle Temperatureinflüsse im Detektor ausgleichen zu können. Mit diesem System können zwölf Kacheln in einer Temperaturkammer gleichzeitig charakterisiert werden. Es wurde die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung und der Durchbruchspannung von etwa 150 Kacheln untersucht.

Bei der Untersuchung der rund 150 Kacheln ergibt sich im Mittel eine Durchbruchspannung von

$$V_{\text{Break}} = (32,7 \pm 0,1) \text{ V},$$

und eine Verstärkung

$$G = (26,6 \pm 0,9) \times 10^5$$

bei einer Temperatur von 22 °C. In der Verteilung der gemessenen Durchbruchspannungen wird die Erwartung eines Gauß-verteilter Wertebereichs nicht be-

5 Zusammenfassung und Ausblick

stätigt. Stattdessen wird eine „Doppelpeak-Struktur“ beobachtet (siehe Abb. 3.10a), wie sie auch in den Daten von DESY zu finden ist. Dies deutet auf systematische Inhomogenitäten in der Produktion der SiPMs hin, und unterstreicht die Notwendigkeit der Untersuchung der einzelnen Kacheln vor dem Einbau in den endgültigen Detektor.

Der Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung liegt bei

$$\frac{dV_{\text{Break}}}{dT} = (20,6 \pm 3,1) \frac{\text{mV}}{\text{K}},$$

der für die Verstärkung bei

$$\frac{dG}{dT} = (-28,9 \pm 2,1) \times 10^3 \frac{1}{\text{K}}.$$

Im Mittel steigt also die Durchbruchspannung mit der Temperatur um $(0,063 \pm 0,009) \frac{\%}{\text{K}}$, während die Verstärkung um $(1,3 \pm 0,1) \frac{\%}{\text{K}}$ sinkt.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigen, dass die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung und der Durchbruchspannung nicht vernachlässigbar sind und somit im späteren Detektor berücksichtigt werden müssen.

A Auflistung der Eigenschaften der charakterisierten Kacheln

Tabelle A.1 beinhaltet die Kachelnummern und deren gemessenen Daten von DESY. Die Messungen wurden bei 22 °C durchgeführt. i bezeichnet die Kachelnummer, U_{MIP} die Spannung bei der die Kachel betrieben werden sollte, um eine Lichtausbeute von 15 ausgelösten Pixeln pro MIP zu erreichen. „Anzahl an Pixeln“ gibt die effektive Anzahl an Pixeln an, also bei wieviel ausgelösten Pixeln der SiPM in Sättigung übergeht. Crosstalk gibt die Wahrscheinlichkeit an einen weiteren Pixel durch Crosstalk auszulösen.

*: Bei der Bestimmung der Durchbruchspannung (FFT-Methode) vernachlässigt.

Tabelle A.1: Kachelnummern mit den Angaben der von DESY gemessenen Eigenschaften

i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
506.	31.99	1750000.	259.	886.	0.08
873.	32.04	1180000.	194.	918.	0.06
1675.	32.10	1280000.	177.	979.	0.16
861.	32.14	1150000.	206.	991.	0.05
917.	32.21	1170000.	164.	998.	0.09
871.	32.35	827000.	204.	905.8	-0.0
1523.	32.42	1100000.	215.	935.	0.05
1529.	32.44	880000.	190.	842.	0.03
862.	32.44	1240000	303.	1024.	0.13
1499*.	32.48	733000.	241.	864.	0.07

Fortsetzung auf der nächsten Seite

A Auflistung der Eigenschaften der charakterisierten Kacheln

<i>Fortsetzung von der vorherigen Seite</i>					
i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
1672.	32.48	1210000.	233.	1007.	0.10
949.	32.52	1190000.	208.	864.	0.05
970.	32.60	1230000.	231.	885.	0.07
969.	32.61	816000.	205.	866.	0.05
1671.	32.65	1210000.	212.	1009.	0.15
1394.	32.70	1160000.	332.	889.	0.05
1648.	32.75	962000.	330.	923.	0.14
1456.	32.81	829000.	260.	865.	0.04
931.	32.81	1020000.	241.	971.	0.06
964.	32.81	764000.	327.	903.7	-0.0
1521.	32.82	576000.	342.	930.	0.06
1522.	32.82	956000.	178.	876.7	-0.02
859.	32.85	534000.	244.	1016.	0.09
1026*.	32.86	648000.	924.	892.	0.11
900.	32.87	775000.	309.	931.	0.02
1666.	32.88	1010000.	227.	1048.	0.09
888.	32.88	641000.	282.	913.	0.07
976.	32.90	1180000.	257.	973.	0.09
662.	32.91	1690000	249.	903.	0.11
1337.	32.92	743000.	369.	918.	0.05
915.	32.92	1350000.	289.	1026.	0.14
982*.	32.92	750000.	296.	919.	0.04
992.	32.92	822000.	277.	900.	0.04
994.	32.93	749000.	312.	948.6	-0.0
1049*.	32.99	710000.	309.	895.	0.05
1384.	32.99	896000.	429.	869.3	-0.04
1514.	33.01	960000.	421.	949.	0.00
1670.	33.02	1190000.	193.	943.	0.08
1618.	33.03	646000.	297.	919.	0.06
988.	33.11	590000.	196.	915.	0.07

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorherigen Seite

i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
1440.	33.12	1050000.	365.	979.	0.05
1065.	33.14	702000.	256.	900.	0.06
782*.	33.14	722000.	282.	898.	0.06
922.	33.14	635000.	260.	968.	0.04
1652.	33.25	1250000.	187.	931.	0.09
1677.	33.25	1460000.	268.	906.	0.05
883.	33.26	1060000.	287.	900.	0.14
975*.	33.31	628000.	238.	927.	0.07
1667.	33.34	1140000.	181.	868.	0.04
857.	33.35	706000.	206.	1038.	0.02
1389.	33.41	968000.	233.	868.	0.04
916.	33.43	633000.	306.	1060.	0.05
999.	33.43	961000.	347.	896.	0.03
956*.	33.44	601000.	222.	887.	0.06
1673.	33.46	1220000.	205.	919.	0.06
1043.	33.52	1020000.	187.	940.	0.17
1528*.	33.54	529000.	251.	912.	0.07
932.	33.54	791000.	366.	882.	0.08
1376.	33.59	979000.	324.	813.	0.10
1016.	33.63	471000.	184.	1090.	0.03
1643.	33.63	1310000.	219.	936.	0.05
1557.	33.64	1090000.	304.	831.	0.13
1486.	33.70	682000.	373.	910.	0.06
1006.	33.71	679000.	316.	920.	0.07
929*.	33.71	894000.	204.	929.	0.00
934.	33.72	573000.	251.	944.	0.09
951.	33.73	712000.	376.	928.	0.07
1386*.	33.74	701000.	330.	905.	0.09
953.	33.74	528000.	209.	936.	0.11
866*.	33.76	587000.	326.	923.	0.09

Fortsetzung auf der nächsten Seite

A Auflistung der Eigenschaften der charakterisierten Kacheln

<i>Fortsetzung von der vorherigen Seite</i>					
i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
1385.	33.79	631000.	783.	775.	0.04
1381.	33.80	962000.	411.	936.	0.03
838.	33.80	1020000.	533.	826.	0.11
1047.	33.88	1180000.	273.	900.	0.20
1096.	33.91	1150000.	652.	902.	0.13
1141.	33.93	1050000.	303.	863.	0.11
952.	33.93	585000.	296.	947.	0.09
968.	34.00	746000.	369.	910.	0.10
974*.	34.01	852000.	322.	826.	0.07
1531.	34.02	687000.	412.	983.	0.05
1511*.	34.11	607000.	628.	1100.1	-0.04
1063.	34.22	1330000.	375.	892.	0.16
989.	34.30	1290000.	431.	878.	0.19
876.	34.31	731000.	601.	940.	0.09
810.	34.39	1020000.	476.	839.	0.13
1066.	34.44	1200000.	308.	913.	0.18
1153.	34.48	877000.	362.	832.	0.07
1136.	34.49	1140000.	279.	894.	0.17
897.	34.58	830000.	343.	798.2	-0.0
1406.	34.61	1100000.	265.	907.	0.17
1129.	34.62	942000.	413.	801.	0.11
1050.	34.68	1090000.	264.	881.	0.16
765.	34.72	877000.	305.	791.	0.09
1577.	34.83	1180000.	353.	861.	0.15
1322.	34.86	1130000.	596.	819.	0.14
884.	34.86	1150000.	394.	906.	0.20
1156.	34.97	889000.	570.	789.	0.09
1167*.	35.00	732000.	366.	825.	0.07
1056.	35.03	946000.	755.	776.	0.08
817.	35.05	816000.	608.	818.	0.08
<i>Fortsetzung auf der nächsten Seite</i>					

Fortsetzung von der vorherigen Seite

i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
1088*	35.12	1140000.	291.	890.	0.16
1559.	35.13	1020000.	295.	837.	0.12
1195*	35.16	522000.	221.	863.	0.05
1046.	35.17	1300000.	511.	884.	0.20
793.	35.21	1150000.	279.	1026.	0.14
997.	35.22	802000.	270.	807.	0.07
822.	35.28	1280000.	1396.	974.	0.17
1053.	35.36	1010000.	279.	883.	0.15
825.	35.37	608000.	58.	898.	0.02
691.	35.40	721000.	444.	851.	0.07
736.	35.40	647000.	326.	885.	0.06
1228*	35.43	791000.	983.	822.	0.09
1570.	35.45	1120000.	418.	860.	0.14
1313.	35.51	950000.	545.	808.	0.08
1479.	35.52	747000.	780.	889.	0.09
1610.	35.54	815000.	776.	806.	0.05
1563.	35.56	917000.	443.	845.	0.07
744.	35.58	725000.	561.	878.	0.09
1133.	35.60	1100000.	442.	889.	0.17
1599.	35.61	736000.	298.	790.	0.05
707.	35.67	674000.	650.	1059.	0.09
729.	35.70	636000.	375.	957.	0.14
1214.	35.73	989000.	527.	813.	0.07
1075.	35.74	719000.	392.	792.	0.05
1632.	35.74	897000.	496.	801.	0.05
1196.	35.76	826000.	508.	800.	0.04
1028.	35.78	1120000.	412.	956.	0.11
1111.	35.78	985000.	504.	798.	0.08
828.	35.79	1180000.	363.	943.	0.12
1575.	35.83	977000.	316.	996.	0.10

Fortsetzung auf der nächsten Seite

A Auflistung der Eigenschaften der charakterisierten Kacheln

Fortsetzung von der vorherigen Seite					
i	$U_{\text{MIP}}[\text{V}]$	Verstärkung	Rauschen [kHz]	Anzahl an Pixeln	Crosstalk
726*	35.89	735000.	449.	973.	0.14
991.	35.91	488000.	896.	806.	0.08
1027	36.08	958000.	1019.	800.	0.07
1032*	36.09	828000.	696.	796.	0.07
1298.	36.12	985000.	967.	841.	0.09
1305.	36.33	945000.	1537.	802.	0.07
1212.	36.85	779000.	809.	831.	0.07
1338.	36.90	1030000.	633.	800.	0.07
1262.	36.93	655000.	1225.	888.	0.13
966.	36.99	991000.	589.	807.	0.06
993	36.97.	1340000	334.	867.	0.08
1309.	37.02	1510000.	1184.	815.	0.08
1165.	37.10	1210000.	518.	816.	0.07
1315.	37.15	1280000.	1028.	871.	0.11
945.	37.22	891000.	447.	808.4	-0.05
1173.	37.31	627000.	439.	808.	0.07
1257.	37.32	1430000.	808.	873.	0.09
1342.	37.40	1030000.	643.	889.	0.07
1158.	37.46	958000.	759.	804.	0.05
1198.	37.53	843000.	1146.	863.	0.06
1293.	37.62	711000.	646.	784.	0.07
1331.	37.91	685000.	760.	814.	0.06

Tabelle A.2: Kachelnummern der Messung 3 und 4

Kachelnummern der Messung 3		Kachelnummern der Messung 4			
917	949	782	822	825	838
970	1394	915	929	934	951
1652	1666	952	968	974	975
1514	900	982	1032	1088	1141
		1153	1228	1262	1293
		1331	1337	1342	1440
		1486	1511	1528	1599
		1667	1670		

Listen

1 Abbildungsverzeichnis

2.1	Elementarteilchen und Eichbosonen im Standard-Modell der Teilchenphysik [KIT12]	4
2.2	Higgs-Produktionskanäle am LHC: a) WW/ZZ-Fusion b) W/Z-Bremsstrahlung	4
2.3	Einige Higgs-Zerfallskanäle	5
2.4	Feynman-Diagramme der dominierenden e^-e^+ Higgsboson-Produktionskanäle	6
2.5	Schematischer Aufbau des Elektron-Positron Colliders - ILC [lin12]	8
2.6	Schematische Darstellung des zukünftigen „International Large Detectors“ [ILD10]	10
2.7	Skizze einer hadronischen Kaskade in einem Absorber. [GS08] . .	11
2.8	Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts von Photonen in verschiedenen Materialien mit den Beiträgen der verschiedenen Prozesse. [Ams07]	12
2.9	Energieverlust pro Längeneinheit von positiven Myonen in Kupfer	14
2.10	Prinzip der inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung [BuUB88]	16
2.11	Schematischer Aufbau eines Sampling-Kalorimeters	18
2.12	Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor (schematisch) [CAL12].	20
2.13	Hadronen-Kalorimeter	21
2.14	Simulation zur Separation hadronisch zerfallender WW/ZZ-Paare für $\sigma_{E_{Jet}} = 60\% \sqrt{E_{Jet}}$ und $\sigma_{E_{Jet}} = 30\% \sqrt{E_{Jet}}$	21
2.15	Detektor Prototyp (AHCAL)	23
2.16	Szintillierende Kachel mit Wellenlängenschieber und Silizium-Photomultiplier	24
2.17	Emissionsspektrum des Szintillators BC-420 und Absorptions- bzw. Emissionsspektrum der Wellenlängenschieberfaser BCF-91A . .	25

Listen

2.18	Silizium-Photomultiplier der Firma HAMAMATSU und Verschaltung des Pixel-Arrays auf dem SiPM	26
2.19	Schematischer Aufbau einer Avalanche-Photodiode mit einer n-auf p-dotierten Struktur und Strom-Spannungs-Kennlinie an einem p-n-Übergang [TM07]	27
2.20	Schaltkreis zur Ladungsauslese eines SiPMs und typisches SiPM Signal	28
2.21	Typisches Single-Photon-Spektrum gemessen mit einer Kachel neueren Typs	29
2.22	Zusammenhang zwischen Anzahl der detektierten Photonen und ausgelösten Pixeln [CAL10b]	32
3.1	Schematischer Aufbau: Der Lichtpuls des Lasers wird von den Kacheln detektiert und mittels KLauS 2.0 und einem ADC ausgelesen	36
3.2	Photo des Aufbaus in der Temperaturkammer	37
3.3	Einzelne Komponenten des Aufbaus des Auslesesystems für zwölf Szintillatoren mit SiPM-Auslese	39
3.4	Single-Photon-Spektrum der Kachel 506 und berechnetes Frequenzspektrum eines SPSs	41
3.5	Single-Photon-Spektrum des MPPCs bei 70 V und Ausschnitt eines Dunkelraten-Spektrums	44
3.6	Die Verstärkung des MPPC aufgetragen gegen die Betriebsspannung bei 18 °C	44
3.7	Durchbruchspannung aufgetragen gegen die Temperatur	47
3.8	Typische Single-Photon-Spektren für unterschiedliche Kacheln . .	48
3.9	Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung und Verstärkung	49
3.10	Messung 2: Eigenschaften der Durchbruchspannung	50
3.11	Messung 2: Eigenschaften der Verstärkung	53
3.12	Single-Photon-Spektrum der Kachel 1394 für verschiedene Temperaturen	54
3.13	Veränderung der Anzahl der ausgelösten Pixel mit der Spannung und der Temperatur	55
3.14	Single-Photon-Spektrum für Kachel 1394 bei 42 °C	56
3.15	Vergleich der Messung 2 mit Messung 3	57

3.16	Durchbruchspannung der Kacheln aus der Messung 3 und Vergleich der ermittelten Verstärkung mit den am DESY gemessenen	58
3.17	Einfluss der Shaping Time auf die Single-Photon-Spektren und die Verstärkung	61
3.18	Schematische Darstellung des Temperatur-QDC-Aufbaus und Temperaturverhalten der Single-Photon-Spektren von Kachel 949 gemessen mit QDC-Aufbau	63
3.19	Vergleich des Verhaltens der Durchbruchspannung als Funktion der Temperatur	64
3.20	Schaltkreis zur SiPM-Auslese und zur Ladungsinjektion	65
3.21	Das Ausgangssignal von KLauS 2.0 gemessen mit einem ADC als Funktion injizierter Ladung	65
3.22	Unterschied des Ausgangssignals bei der Ladungsinjektion zwischen eingeschalteter und ausgeschalteter Temperaturkammer . .	66
3.23	Schematische Darstellung des Aufbaus: Die Spannung zwischen dem SiPM und KLauS 2.0 wird mittels eines ADC gemessen. . .	67
3.24	Eingangsspannung gegen Bias-DAC-Wert bei KLauS 2.0 und Eingangsspannung von KLauS 2.0 bei Bias-DAC-Wert 0 in Abhängigkeit von der Temperatur	67
4.1	Schematischer Aufbau des Positioniersystems mit darunterliegenden Kacheln	72
4.2	Positioniergerät im lichtdichten, teilweise geöffneten Gehäuse . .	73
4.3	Schematische Darstellung der Halterung mit eingelegten Kacheln	74
4.4	Ebenen der Kachelhalterung	75
4.5	Präzisionskontakte und Faserhalterung zum Anschluss an beliebige Lichtquellen	76
4.6	Kachelhalterung	76
4.7	Platte mit der Ausleseelektronik: a) Foto von oben, b) schematische Ansicht von oben	77
4.8	Detailaufnahmen des HLTT-Systems	79
4.9	Aufbau des HLTT	80
4.10	Dauer der Charakterisierung (in Monaten)	81

2 Tabellenverzeichnis

3.1	Umrechnungsfaktoren zur Berechnung der Verstärkung aus ADC-Counts; Ermittelt aus der 1pe-Methode; Mittelwert berechnet aus den Werten der Temperaturen 10 °C bis 30 °C.	46
3.2	Zusammenfassung der Ergebnisse der Messung 2	51
3.3	Durchbruchspannungen und Verstärkungen der Messung 3	56
3.4	Ergebnisse der Messung 3 für 8 Kacheln im Vergleich mit den Ergebnissen der Messung 2	59
A.1	Kachelnummern mit den Angaben der von DESY gemessenen Eigenschaften	85
A.2	Kachelnummern der Messung 3 und 4	91

Literaturverzeichnis

- [3M12] 3M. Daylight Film 2000 MA. http://solutions.3m.com/wps/portal/3M/en_WW/Architectural_Markets/Home/Products/six/two/, 2012.
- [Ams07] Claude Amsler. Kern- und Teilchenphysik. vdf Hochschulverl. AG an der ETH Zürich, Zürich, 2007.
- [Bri12] Konrad Briggli. KLAuS und STiC - Zwei ASICs zur präzisen Energie- und Zeitmessung. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2012.
- [BuUB88] Hanno Brückmann and Bernd Anders und Ulf Behrens. Hadron sampling calorimetry, a puzzle of physics. Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 263(1):136 – 149, 1988.
- [BV02] J. Brient and H. Videau. The calorimetry at the future e^+e^- linear collider. [arXiv:hep-ex/0202004](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0202004), 2002.
- [CAL10a] CALICE Collaboration, Adloff C. et al. Construction and Commissioning of the CALICE Analog Hadron Calorimeter Prototype. [arXiv:1003.2662v1](https://arxiv.org/abs/1003.2662v1), page 9, 2010.
- [CAL10b] CALICE Collaboration, Adloff C. et al. Electromagnetic response of a highly granular hadronic calorimeter. [arXiv:1012.4343v1](https://arxiv.org/abs/1012.4343v1), 2010.
- [CAL12] CALICE Collaboration. CALICE analogue HCAL. <http://www-f1c.desy.de/hcal/>, 2012.
- [CLI12] CLIC Collaboration. Compact Linear Collider Homepage. <http://clic-study.org/>, 2012.
- [CMS12] CMS Kollaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV

A Literaturverzeichnis

- with the CMS experiment at the LHC. Physics Letters B, 716(1):30 – 61, 2012.
- [Col12] CALICE Collaboration. CALICE Homepage, Calorimeter for ILC. <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CALICE/WebHome>, 2012.
- [D⁺07] A. Djouadi et al. International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: PHYSICS AT THE ILC. ArXiv:0709.1893, September 2007.
- [DES11] Hamburg DESY. Referenzwerte zu den 153 Kacheln. Siehe Anhang A, 2011.
- [ea12] ATLAS Collaboration Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Physics Letters B, 716:1–29, September 2012.
- [Eck10] Patrick Eckert. Advanced silicon-photomultiplier characterization for calorimetric applications. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2010.
- [Eri12] Erika Garutti. Vortrag: Cherenkov and scintillator light readout with SiPM on tiles. <http://ndip.in2p3.fr/ndip11/AGENDA/AGENDA-by-DAY/Presentations/1Monday/PM/ID33-garutti.pdf>, 2012, 2012.
- [Fis12] Fischer Electronics. PK1 Präzisionskontakte. http://www.fischerelektronik.de/web_fischer/de_DE/Steckverbinder/F09/, 2012.
- [Gö11] Mathias Götze. Systematische Untersuchungen zum LED Kalibrationsystem des analogen hadronischen Kalorimeters der CALICE Kolaboration. Diplomarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2011.
- [GLD12] GLD-CAL - Collaboration, Japan. Multi Pixel Photon Counter (MPPC) @ GLDCAL . <http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/~kawagoe/gldcal/index.php?MPPC>, November 2012.
- [Gob] Saint Gobain. Emissionsspektrum. <http://www.detectors.saint-gobain.com>.

- [GS08] Claus Grupen and Boris A. Shwartz. Particle detectors. Cambridge University Press, 2008.
- [Ham12] Hamamatsu. Homepage. http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/s10362-11series_kapd1022e05.pdf, September 2012.
- [Har10] Tobias Harion. Entwicklung eines hochauflösenden Zeitauslesesystems für Silizium-Photomultiplier. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2010.
- [ILC12] ILC Collaboration. International Linear Collider Homepage. <http://www.linearcollider.org/>, 2012.
- [ILD10] ILD Concept Group. The International Large Detector: Letter of Intent. [arXiv:1006.3396v1](https://arxiv.org/abs/1006.3396v1), 2010.
- [J. 12] J. Beringer et al. (Particle Data Group). The review of particle physics, 2012. Phys. Rev. D86.
- [KIT12] KIT - Karlsruher Institut für Technologie. Standard-Modell der Teilchenphysik. <http://psi.physik.kit.edu/97.php>, 2012.
- [Leo94] William R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. Springer, Berlin ; Heidelberg [u.a.], 1994.
- [lin12] linearcollider.org. Graphic of the ILC. <http://newsline.linearcollider.org/2012/08/23/heres-one-we-made-earlier/>, August 2012.
- [mKB12] Persönliche Kommunikation mit Konrad Briggel, 2011-2012.
- [Per06] Donald H. Perkins. Introduction to high energy physics. Cambridge Univ. Press, 2006.
- [See05] Jörg Seehafer. Simulation hadronischer Schauer im H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter mit den Simulationsprogrammen GHEISHA und CALOR. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2005.
- [She12] Wei Shen. Development of High Performance Readout ASICs for

A Literaturverzeichnis

- Silicon Photomultipliers (SiPMs). Dissertation, Universität Heidelberg, 2012.
- [Sys12] Systec. Xemo R/S: Die Kompaktsteuerungen für Schrittmotoren. <http://www.xemo.de/steuerungen/xemo-r-s/>, 2012.
- [Tad08] Tadday, Alexander. Characterisation of Silicon photomultipliers. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2008.
- [Tad11] Klaus Alexander Tadday. Scintillation light detection and application of silicon photomultipliers in imaging calorimetry and positron emission tomography. Dissertation, Universität Heidelberg, 2011.
- [Tea12] The ROOT Team. Root. <http://root.cern.ch/drupal/>, 2012.
- [Tho07] M. A. Thomson. Particle flow calorimetry at the international linear collider. Pramana, 69:1101, December 2007.
- [TM07] Paul Allen Tipler and Dietrich [Hrsg.] Mosca, Gene (Pelte. Physik für Wissenschaftler und Ingenieure/[Hauptbd.]. Spektrum, Akad. Verl., Heidelberg, 2007.
- [Wig00] Richard Wigmans. Calorimetry. Clarendon Press, Oxford [u.a.], 1. publ. edition, 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit begleitet und unterstützt haben. Mein ganz besonderer Dank gilt ...

- ... Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für das spannende Master-Arbeits-Thema sowie die durchgehende Unterstützung während der Masterarbeit,
- ... Herrn Priv.-Doz. Dr. Klaus Reygers für das Lesen und Beurteilen meiner Arbeit als Zweitgutachter,
- ... Herrn Dr. Rainer Stamen für das Korrekturlesen der Arbeit und die anregenden Gespräche,
- ... der gesamten Arbeitsgruppe für das gute Teamwork und die aufgeschlossene Atmosphäre,
- ... der Werkstatt des Kirchhoff-Instituts, die mit viel Geduld die Konstruktion des HLTT ermöglichte und mit vielen guten Ideen verbesserte
- ... Jan Jongmanns für die vielen hilfreichen Gespräche, die Hilfe bei C++-Problemen und die erfrischenden Pausenbeschäftigungen,
- ... Konrad Briggl für die vielen Gespräche, seine Geduld und die freundliche Unterstützung und Hilfe bei der Konstruktion verschiedenster Bauteile,
- ... Ann-Kathrin Perrevoort für die Unterstützung im Studium und bei dieser Masterarbeit,
- ... meinen Eltern für die stete Förderung und den nötigen Rückhalt.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 19.11.2012

.....