



Konrad Briggli

---

KLAuS und STiC - Zwei ASICs zur präzisen  
Energie- und Zeitmessung  
Ausleseelektronik zur Energie- und Zeitmessung mit Silizium  
Photomultipliern

Diplomarbeit

HD-KIP 12-107



# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik  
vorgelegt von  
**Konrad Briggl**  
aus **Stuttgart**  
Oktober 2012





**KL AuS und STiC - Zwei ASICs zur  
präzisen  
Energie- und Zeitmessung**

**Ausleseelektronik zur Energie- und Zeitmessung mit Silizium  
Photomultipliern**

**Die Diplomarbeit wurde von Konrad Briggel  
ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon**



## **KLAuS und STiC - Zwei ASICs zur präzisen Energie- und Zeitmessung**

Silizium Photomultiplier (SiPM) sind aus einer Pixelstruktur bestehende Halbleiter-Photodetektoren, die durch Lawineneffekte in den Pixeln der Sensoren die Messung kleinster Lichtsignale mit einer hohen Energie- und Zeitauflösung erlauben. Durch ihre besonderen Eigenschaften lassen sie sich in hochgranulare Detektorsysteme integrieren. Zur Messung der Ladungssignale des Detektors ist die Entwicklung von spezieller Elektronik erforderlich. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dieser Ausleseelektronik für Silizium Photomultiplier.

Zur Charakterisierung eines am Kirchhoff Institut für Physik entwickelten ASIC (*Application-specific integrated circuit*) für die Energiemessung wurden Messaufbauten entwickelt, die eine automatisierte Messung der Eigenschaften des ASIC erlauben. Die durchgeführten Charakterisierungsmessungen erlauben die Weiterentwicklung des ASIC zu einem vollständigen Auslesesystem. Neben der Effizienz der Ladungsmessung wurde die angewandte Technik zur Minimierung des Stromverbrauchs getestet. Durch Messungen und Simulationen wurden verschiedene Beiträge zur Energieauflösung des Systems untersucht. Die Ergebnisse zeigen ein Signal-zu-Rauschverhältnis von 8,37 für einzelne Pixelsignale.

Die Messung der Zeitinformation ist wesentlich für die Positron-Emissions-Tomographie. Am KIP wurde ein Auslesechip zur Zeitmessung von Signalen von Silizium Photomultipliern entwickelt. In dieser Arbeit wurden Mixed-Signal Simulationen mit diesem ASIC durchgeführt, um die korrekte Übergabe der Daten zwischen Analog- und Digitalteil zu überprüfen. Das Konzept der Energiemessung des ASIC wurde mit einer früheren Version getestet. Die Messungen zeigen, dass sich mit dieser Methode eine Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 11,6\%$  erreichen lässt.

## **KLAuS and STiC - Two ASICs for precise measurements of energy and time**

Silicon Photomultipliers are pixelized photodetectors based on semiconductors. These sensors allow precise measurements of smallest light signals in energy and time, making use of avalanche processes in the sensor's pixels. Due to their special properties, an integration into highly granular detector systems is possible. However, the measurement of the sensor's charge signals requires the development of special electronics for this purpose. These readout circuits are the topic of this thesis.

In order to characterize an ASIC (*Application-specific integrated circuit*) developed at KIP and designed for energy measurements, a test stand was developed to study the characteristics of this ASIC in an automated fashion. The measurements allow further developments towards a fully integrated readout system. The charge conversion efficiency of the ASIC was measured, and methods for low-power operation were studied. Contributions to the energy resolution were studied using measurements and simulations, and show a signal-to-noise ratio of 8.37 for single pixel signals.

The precise measurement of time is crucial for positron-emission-tomography. An ASIC was developed at KIP to measure the time information of silicon photomultiplier signals. This thesis describes the realized simulations with this ASIC in order to assure correct hand-over of the measured data between the analog and digital parts of the chip. The concept of energy measurement used in the ASIC was tested with a previous version of the chip. These measurements show that an energy resolution of  $\sigma_E/E = 11,6\%$  is achievable.



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
1.1. Halbleiter und einfache Photodetektoren . . . . .	2
1.2. Photodetektoren mit Lawineneffekt - Silizium Photomultiplier . . . . .	7
1.3. Anwendungen von Silizium Photomultipliern . . . . .	15
<b>2. Grundbausteine der analogen Schaltungstechnik</b>	<b>23</b>
2.1. Einfache Transistorschaltungen . . . . .	27
2.2. Rauschen in Transistoren . . . . .	29
2.3. Transferfunktionen . . . . .	30
2.4. Rauschbestimmung in komplexen Schaltungen . . . . .	35
<b>3. Ausleseelektronik zur Energiemessung</b>	<b>37</b>
3.1. Der ASIC KLAuS2 . . . . .	39
3.2. Ladungskonversion . . . . .	44
3.3. DAC-Linearität . . . . .	52
3.4. Trigger . . . . .	54
3.5. Powergating . . . . .	56
3.6. Rauschquellen bei der Energiemessung . . . . .	65
<b>4. Ausleseelektronik zur Zeitmessung</b>	<b>83</b>
4.1. Der ASIC STiC2 . . . . .	85
4.2. Mixed mode Simulationen . . . . .	88
4.3. Energieauflösung bei STiC1 . . . . .	91
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>95</b>
<b>A. Software</b>	<b>97</b>
A.1. Klassen zur Konfiguration von ASICs . . . . .	97
A.2. Graphische Benutzeroberfläche für STiC2.1 . . . . .	100
A.3. Software zur Datennahme mit VME-Geräten . . . . .	100
A.4. Simulation von SiPM-Auslesesystemen . . . . .	103
<b>B. Kalibrationskurven</b>	<b>105</b>
<b>C. INL-Bestimmung</b>	<b>106</b>



# Einführung

In der Hochenergiephysik sowie der in radiologischen Medizindiagnostik stellt die Detektion von hochenergetischen Teilchen, die durch Teilchenkollisionen beziehungsweise aus dem Zerfall von radioaktiven Isotopen entstehen, die Grundlage der Messungen dar. Der Detektionsmechanismus für diese hochenergetischen Teilchen basiert auf der Messung ihres Energieverlusts beim durchqueren eines aktiven Detektionsmaterials. Der Energieverlust kann sich bei geladenen Teilchen durch Ionisation und damit einer direkten Detektion aus der freigesetzten Ladung zeigen. Im Rahmen dieser Arbeit ist jedoch der Energieverlust der primären Teilchen durch die Produktion von Sekundärteilchen besonders hervorzuheben. Diese niederenergetischen Teilchen verlieren ihre Energie über Ionisationsprozesse oder über die Anregung von Elektronen im aktiven Medium. Ein Beispiel für solche Materialien stellen Szintillatoren dar, bei denen die Anregung der im Material gebundenen Elektronen bei Rekombination der Ladungsträger in niederenergetische Zustände zur Erzeugung von sichtbarem Licht führt. Dieses Szintillationslicht kann mit Photodetektoren gemessen werden. Viele in der Hochenergie- oder Astrophysik sowie im Bereich der radiologischen Medizintechnik verwendete Detektoren messen optische Photonen im Energiebereich von  $\mathcal{O}(1\text{eV})$ . Insbesondere die Verwendung von Szintillatoren zur Messung von Teilchenstrahlung erweitert den Anwendungsbereich von Lichtdetektoren erheblich. Die in der Regel schwachen Lichtsignale lassen sich beispielsweise mit konventionellen Photomultipliern messen, die auf der Verstärkung des primären, von Photonen erzeugten Ladungssignals durch Lawineneffekte beruhen. Die rasanten Entwicklungen im Bereich der Halbleiterelektronik in den letzten vierzig Jahren boten eine Vielzahl an neuen Möglichkeiten zur Entwicklung von halbleiterbasierten Photodetektoren. In dieser Technologie lassen sich Detektoren in großen Stückzahlen, kleinen Abmessungen und zu günstigen Preisen herstellen. Zentrales Thema dieser Arbeit ist die Auslese von Silizium-Photomultipliern. Bevor im ersten Kapitel auf diesen Detektortyp und die Entstehung der zu messenden Signale näher eingegangen wird, sollen in den folgenden Abschnitten die Prinzipien von Halbleitern in Bezug auf ihre Verwendung in Halbleiterdetektoren und elektronischen Schaltungen skizziert werden. Zum Schluss soll auf zwei Anwendungsmöglichkeiten der Silizium Photomultiplier näher eingegangen werden, welche die Anforderungen an die entwickelte Ausleseelektronik definieren. Im zweiten Kapitel sollen Grundlagen der analogen Schaltungstechnik dargestellt werden, die zum Verständnis der vorgestellten Elektronik und den in den Messungen beobachteten Effekten notwendig sind. Ein besonderer Fokus ist dabei auf die Auslese von gepulsten Stromsignalen gelegt. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit dem Auslesechip KLAuS, der am Kirchhoff Institut für Physik in Heidelberg entwickelt wurde. Er dient der Energiemessung mit Silizium Photomultipliern und ist für eine präzise Ladungsmessung optimiert. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Zeitmessung von Signalen der Sensoren. Grundlegende, zum Erreichen einer hohen Zeitauflösung notwendige Eigenschaften der Ausleseelektronik werden diskutiert. Der ASIC STiC2 zur präzisen Zeitmessung wird vorgestellt.

## 1.1. Halbleiter und einfache Photodetektoren

Betrachtet man die Bindung von Elektronen in einem Kristall mit großer Gitterkonstante, so ergeben sich mangels eines Überlapps der Elektronenwellenfunktionen der Nachbaratome diskrete Energieeigenzustände, die mit Elektronen besetzt werden können. Bei kleineren Gitterabständen spielen die Nachbaratome zunehmend eine Rolle. Die Schrödingergleichung für das periodische Potential führt zur Aufspaltung der hochgradig entarteten Gesamtwellenfunktion. In diesem Fall kann nicht mehr von diskreten Energieeigenzuständen gesprochen werden. Es entwickeln sich kontinuierliche Energiebänder. Die Entwicklung der Bandstruktur

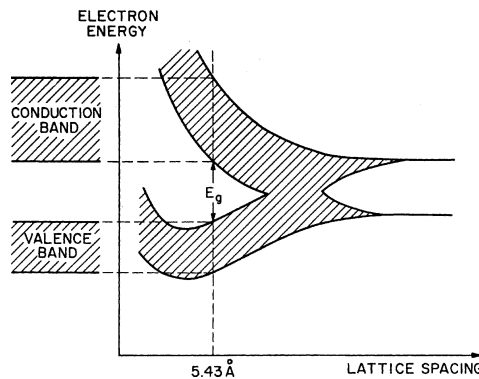


Abbildung 1.1.: Entwicklung der Bandstruktur bei kleineren Gitterkonstanten für ein Siliziumkristall. Aus [25]

als Funktion des Gitterabstands ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Die Lage dieser Bänder und die Fermi-Energie des Systems definieren die elektrischen Eigenschaften eines Kristalls, denn nur teilweise besetzte Bänder können zum Ladungstransport beitragen. In Abbildung 1.2 ist die Lage der Bänder bei Isolatoren, Halbleitern und Metallen beispielhaft dargestellt. Isolatoren haben ein unbesetztes Energieband (*Leitungsband*), das energetisch klar vom voll besetzten *Valenzband* separiert ist. Der Abstand zwischen den beiden Bändern wird als *Bandlücke* bezeichnet. Metalle besitzen durch eine entsprechende Fermi-Energie oder überlappende Bänder ein teilweise gefülltes Leitungsband, in dem der Ladungstransport stattfinden kann. Halbleiter zeichnen sich durch eine energetisch kleine Bandlücke von etwa 1eV aus, wobei die Fermi-Energie annähernd in der Mitte der Bandlücke liegt. Die Zustände werden nach der Fermi-Verteilung mit Elektronen aufgefüllt:

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) + 1} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet  $E_f$  die Fermi-Energie des Systems,  $T$  die Temperatur und  $k_B$  den Boltzmannfaktor. Daher verhalten sich Halbleiter bei  $T = 0K$  wie Isolatoren, denn in diesem Fall ist das Valenzband vollständig gefüllt und das Leitungsband nicht besetzt. Bei endlichen Temperaturen verbreitert sich die Fermi-Verteilung und die thermische Energie reicht aus,



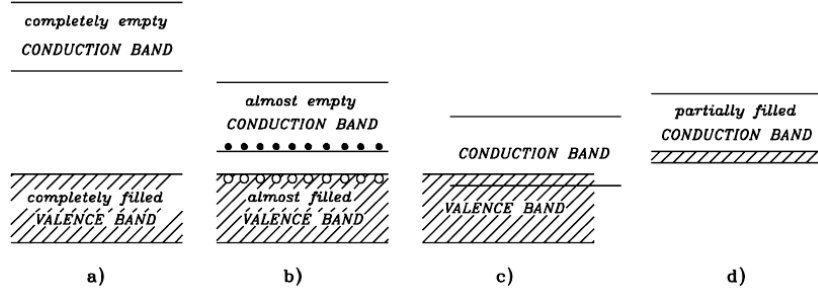


Abbildung 1.2.: Bandstruktur von Isolatoren (a), Halbleitern bei endlichen Temperaturen (b) und Metallen (c,d). Aus [25]

um Elektronen in das Leitungsband zu heben<sup>1</sup>. Dadurch entsteht ein unbesetzter Zustand im Valenzband, der als positiv geladenes Quasiteilchen angesehen werden kann und als *Loch* bezeichnet wird. Innerhalb der Bänder ist die Zustandsdichte stetig und kann im Bereich der Bandkanten durch die Dichtefunktion eines freien Fermionengases angenähert werden. Sowohl die thermisch ins Leitungsband angeregten Elektronen als auch die dadurch entstehenden Löcher sind frei im Kristall beweglich und erlauben die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters. Die Bindung an den Kristall manifestiert sich durch eine effektive Masse  $m_{n,p}^*$  der Elektronen und Löcher. Die Zustandsdichten sind in dieser Näherung gegeben durch

$$D_L(E) = 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_L} \quad (1.2a)$$

bzw. durch

$$D_V(E) = 4\pi \left( \frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E} \quad (1.2b)$$

und man erhält die Dichte der Elektronen und Löcher im Kristall zu

$$n(T) = \int_{L\text{-Band}} D_L(E) f(E, T) dE \approx \mathcal{N}_L e^{-(E_L - E_f)/k_B T} \quad (1.3a)$$

bzw.

$$p(T) = \int_{V\text{-Band}} D_V(E) [1 - f(E, T)] dE \approx \mathcal{N}_V e^{(E_V - E_f)/k_B T}, \quad (1.3b)$$

wo  $\mathcal{N}_L$  und  $\mathcal{N}_V$  die effektiven Dichten der freien Ladungsträger an den Bandkanten  $E_L$  und  $E_V$  bezeichnen [20]. Dies führt zu einer intrinsischen Leitfähigkeit von Halbleitern, die im Bereich zwischen der von Metallen und Isolatoren liegt:

$$\sigma = e(n(T) \cdot \mu_n + p(T) \cdot \mu_p) \quad (1.4)$$

Diese ist aus der Bewegung der Elektronen und Löcher gegeben, die durch ihre unterschiedlichen Mobilitäten  $\mu_{n,p}$  verschieden stark zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Das Drude-Modell beschreibt elektrische Transporteigenschaften durch eine mittlere Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld, die innerhalb einer charakteristischen Stoßzeit

<sup>1</sup>Der Bandübergang geschieht in der Regel nicht direkt, sondern wird durch Einfangprozesse an Gitterfehlstellen im Kristall induziert. Dies hat jedoch nur Auswirkungen auf das dynamische Verhalten des Halbleiters.

beschleunigt und dann durch Wechselwirkungen mit dem Kristall abgebremst werden (siehe z.B. [20]). Dieses führt auf Grund der unterschiedlichen effektiven Massen zu einer wesentlich geringeren Mobilität der Löcher im Vergleich zu der von Elektronen. Dies hat einen erheblichen Einfluss auf die Funktion von Halbleiterdetektoren und elektronischen Bauelementen.

### 1.1.1. Dotierte Halbleiter

Defekte in Kristallen, seien sie durch Verunreinigungen oder durch Gitterfehlstellen erzeugt, führen zu weiteren besetzbaren Energiezuständen im Halbleiter. Die meisten technisch genutzten Halbleiter wie Silizium oder Germanium sind in der vierten Hauptgruppe des Periodensystems zu finden. Bringt man geringe Verunreinigungen mit drei- oder fünfwertigen Atomen in einen solchen Halbleiterkristall ein, so können sich neue Energiezustände im Bereich der Bandlücke bilden. Im Fall einer Verunreinigung mit fünfwertigen Fremdatomen bildet sich ein als *Donatorniveau* bezeichneter Zustand nahe des Leitungsbandes. Die überschüssigen Elektronen sind nur schwach gebunden und können leicht ins Leitungsband angehoben werden. Dadurch verschiebt sich die Fermi-Energie in die Richtung des Leitungsbandes und die Elektronenkonzentration steigt gegenüber der Konzentration an Löchern im Halbleiter. Ein so verunreinigter Kristall wird als *n-dotierter Halbleiter* bezeichnet. Umgekehrt erreicht man durch Einbringen von dreiwertigen Atomen einen Überschuss an Löchern und die Bildung eines *Akzeptorniveaus* nahe der Valenzbandkante. Ein solcher Halbleiter wird als *p-dotiert* bezeichnet. Die beiden Typen von dotierten Halbleitern sind in Abbildung 1.3 dargestellt.

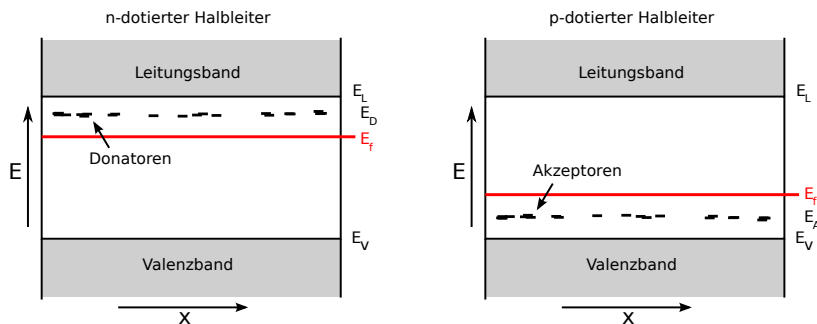
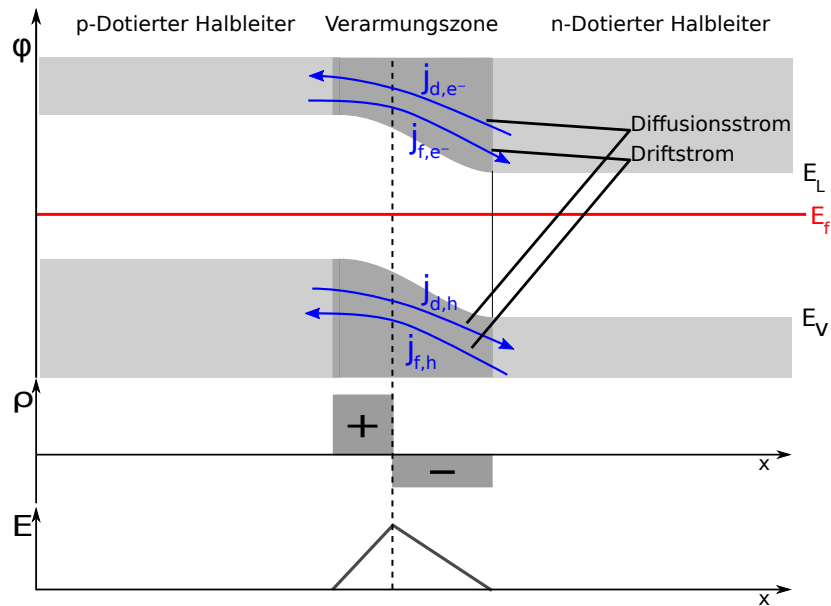


Abbildung 1.3.: Entwicklung neuer Energiezustände in dotierten Halbleitern

### 1.1.2. Der pn-Übergang

Bringt man p- und n-dotierte Halbleiter in Kontakt, so diffundieren einige der freien Ladungsträger entlang des Konzentrationsgefälles von Elektronen und Löchern am pn-Übergang in den umgekehrt dotierten Bereich, wo sie rekombinieren. Im Bereich des Übergangs bildet sich ein Volumen ohne freie Ladungsträger (*Verarmungszone*). Die Atome des Dotierungsmaterials innerhalb der Verarmungszone sind nun geladen und verursachen ein elektrisches Feld, das freie Ladungsträger zum Driften entlang des Feldes bewegt. Die zur Drift bzw. Diffusion



**Abbildung 1.4.:** Potentialverlauf, Ladungsträgerdichten und elektrisches Feld an einem pn-Übergang. Die Feld- und Diffusionsströme der Elektronen und Löcher sind als blaue Pfeile in den jeweiligen Bändern eingezeichnet.

gehörigen Ströme  $j_f$  und  $j_d$  kompensieren sich im thermischen Gleichgewicht, sodass ein stationäres Feld bzw. eine Potentialstufe der Höhe  $V_D$  zwischen n- und p-dotiertem Halbleiter entsteht (Abbildung 1.4). Die Höhe der Potentialstufe ist durch das Konzentrationsgefälle der freien Ladungsträger am Übergang bestimmt. Sie kann durch die Dotierung des Halbleiters gesteuert werden und ist durch Donator- und Akzeptorkonzentrationen  $n_D$  und  $n_A$  in den jeweiligen Bereichen sowie der intrinsischen Elektronenkonzentration  $n_i$  im Halbleiter gegeben:

$$eV_D = k_B T \ln \left( \frac{n_D n_A}{n_i^2} \right) \quad (1.5)$$

Der durch die Drift erzeugte Strom  $j_f$  ist im Wesentlichen unabhängig von der Potentialdifferenz am Übergang, da die freien Ladungsträger praktisch immer durch das elektrische Feld getrennt werden, statt zu rekombinieren. Demgegenüber müssen die zum Diffusionsstrom  $j_d$  beitragenden Ladungsträger die Potentialstufe überwinden,  $j_d$  ist daher von deren Potentialdifferenz abhängig. Im thermischen Gleichgewicht gilt:

$$|j_f| = |j_d| = a(T) e^{-eV_D/k_B T}, \quad (1.6)$$

wobei  $a(T)$  eine geringfügig von der Temperatur abhängige Funktion ist. Legt man zwischen Anode und Kathode des Übergangs eine Spannung  $V_{bi}$  an, so gleichen sich Diffusions- und Driftstrom nicht mehr aus, denn der Diffusionsstrom ist jetzt durch die Potentialstufe  $V_{bi} + V_D$  gegeben.

Man erhält dann den Gesamtstrom durch den Übergang als Funktion der angelegten Spannung zu:

$$j(V_{bi}) = j_s \left( e^{eV_{bi}/k_B T} - 1 \right) \text{ mit } j_s = (j_f^{(n)} + j_f^{(p)}) \Big|_{(V_{bi}=0)} \quad (1.7)$$

Der pn-Übergang hat gleichrichtende Eigenschaften und wird als Diode bezeichnet. Eine von außen angelegte Spannung in Sperrrichtung der Diode ( $V_{bi} < 0$ ) bewirkt ein Anwachsen der Verarmungszone, mit der eine Raumladungskapazität verknüpft werden kann. Diese parasitäre Kapazität der Diode tritt in allen elektronischen Bauteilen aus Halbleitern auf und verändert ihr Verhalten entsprechend. Desweiteren wird die Verarmungszone im folgenden Abschnitt das Detektionsvolumen eines Photodetektors definieren. Die Größe der Verarmungszone entlang der Diode ist durch die Dotierungskonzentrationen im Halbleiter gegeben:

$$d(V_{bi}) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (N_A + N_D)}{eN_A N_D} (V_D - V_{bi})} \quad (1.8)$$

Die sich aus dem verarmten Volumen  $A \cdot d$  entwickelte Kapazität der Diode ist

$$C(V_{bi}) = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{d(V_{bi})}. \quad (1.9)$$

Es ist anzumerken, dass die hier dargestellten Abhängigkeiten nur näherungsweise dem Verhalten einer realen Diode entsprechen. In realen Halbleitern ergeben sich andere Effekte, die das tatsächliche Verhalten beeinflussen. Beispielsweise wurden hier bei höheren Gegenspannungen auftretende Tunnelprozesse der Elektronen durch die Verarmungszone nicht berücksichtigt.

### 1.1.3. Absorption von Photonen im Halbleiter: die Photodiode

Abgesehen von der thermischen Anregung können Elektron-Loch-Paare auch durch die Absorption von Photonen mit einer Energie, die größer als die Bandlücke ist, erzeugt werden. Der dominante Prozess für Photonen mit einer Energie von etwa 1 eV ist dabei der innere Photoeffekt. Durchdringt ein Photon einen Festkörper, so ist seine Absorptionswahrscheinlichkeit nach einer Strecke  $x$  durch

$$p(x) = 1 - e^{-\alpha(E_\gamma) \cdot x} \quad (1.10)$$

bestimmt, wobei  $\alpha(E_\gamma)$  den Absorptionskoeffizienten darstellt. Der Absorptionskoeffizient ist durch den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts bestimmt. Bei den technisch wichtigen Halbleitern Silizium und Germanium ist zum Übergang bei niedrigen Energien zusätzlich eine Wechselwirkung mit dem Kristallgitter notwendig, da diese Halbleiter eine indirekte Bandlücke besitzen und die Impulserhaltung nur durch Wechselwirkungen mit Phononen gewährleistet werden kann. Hierdurch ergibt sich eine starke Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten.

Gibt ein Photon seine Energie bei der Absorption an ein Elektron im Valenzband des Halbleiters ab, so wird letzteres ins Leitungsband angehoben. Das Elektron verliert seine Energie zunächst durch Phononanregung, bis es an der Bandkante des Halbleiters angelangt ist und

rekombiniert dann unter Photonemission ins Valenzband. Findet die Absorption jedoch in der Verarmungszone einer Halbleiterdiode statt, dann werden die erzeugten Ladungsträger vor ihrer Rekombination durch das elektrische Feld getrennt und driften zu den entsprechenden Elektroden. Dies führt zu einem zusätzlichen Feldstrom, der sich an den Kontakten der Diode messen lässt. Die Detektionswahrscheinlichkeit für einzelne Photonen ist durch die Absorptionswahrscheinlichkeit *innerhalb* der Verarmungszone, also insbesondere durch deren Dimensionen aus Gleichung (1.8) und dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha(E_\gamma)$  gegeben.

Für die hier diskutierten optischen Photonen wird in der Regel nur ein Elektron-Loch-Paar pro Photon erzeugt. Dieses Signal ist jedoch von anderen Rauschquellen, wie dem Rauschen des Stroms durch die Diode oder der Ausleseelektronik, dominiert und kann nicht gemessen werden. Zur Detektion kleinster Lichtsignale, bestehend aus wenigen Photonen, ist die Verstärkung des primären Elektron-Loch-Paars im Detektor notwendig. Entsprechende Techniken zur Verstärkung werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

## 1.2. Photodetektoren mit Lawineneffekt - Silizium Photomultiplier

Wie bereits in 1.1 angedeutet, entwickelt sich aus dem Drude-Modell eine mittlere Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld der Verarmungszone einer Diode. Die Ladungsträger gewinnen im Feld kinetische Energie und werden nach einer typischen Stoßzeit gestreut. Bei höheren Spannungen an der Diode reicht die Energie der Ladungsträger nach ihrer Beschleunigung im elektrischen Feld aus, um bei Stößen neue Elektron-Loch-Paare zu bilden. Diese werden im Feld beschleunigt und können selbst neue freie Ladungsträger erzeugen. Es bildet sich eine vom Absorptionsspunkt ausgehende Lawine aus freien Ladungsträgern, die zu den Elektroden driften. Alle durch die Stoßprozesse generierten Ladungsträger tragen zum gemessenen Signal bei, wodurch das aus dem Absorptionsprozess stammende Ein-Photon-Signal bereits im Detektor verstärkt wird. Auf diese Weise lassen sich auch sehr kleine Lichtsignale messen.

### 1.2.1. Avalanche-Photodiode (APD)

Die Avalanche-Photodiode ist ein auf diesem Verstärkungsprinzip beruhender Photodetektor. In Abbildung 1.5 ist ein vereinfachter Querschnitt der Dotierungsstruktur skizziert. Sie entspricht im Wesentlichen der einer Photodiode, jedoch findet sich im Bereich der Anode ein  $n-p^+$ -Übergang mit sehr starkem Dotierungsgradienten. Bei entsprechend hohen Gegenspannungen an der Diode kann das Feld in diesem *Verstärkungsbereich* groß genug werden, um Multiplikationsprozesse auszulösen. Im schwächer dotierten  $p^-$ -Bereich driften die erzeugten Ladungsträger lediglich zu der Elektrode bzw. in den Verstärkungsbereich, in dem sich eine Lawine ausbilden kann. Bei einer typischen Betriebsspannung von einigen hundert Volt erstreckt sich die Verarmungszone sehr weit oder sogar über das gesamte Detektorvolumen. Fast alle durch Photonabsorption erzeugten Elektron-Loch-Paare können vor der Rekombination im Feld getrennt werden und lösen eine Ladungslawine aus. Entsprechend lassen sich hohe Detektionseffizienzen erreichen. Wie zuvor beschrieben ist die Detektionseffizienz auf Grund

der Bandstruktur im Halbleiter vor allem bei Detektoren aus Silizium und Germanium stark wellenlängenabhängig.

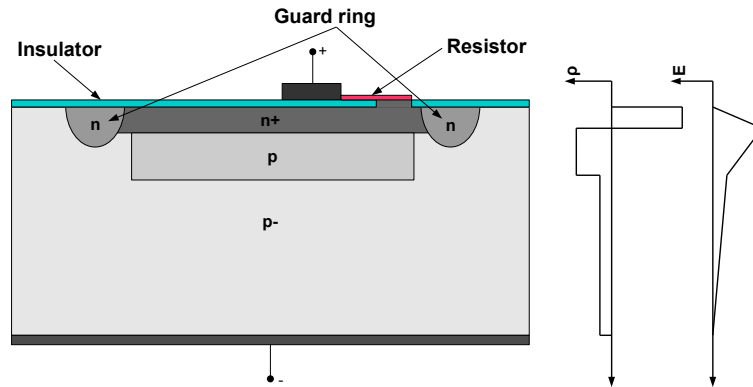


Abbildung 1.5.: Querschnitt durch eine Avalanche Photodiode. Aus [13]

Stark ausgeprägte Kanten des Dotierungsgradienten in der Nähe des Verstärkungsbereichs führen zu inhomogenen und lokal sehr großen Feldern, was die Ausbreitung der Lawine über den ganzen Multiplikationsbereich verhindern und zu erheblichen Fluktuationen im gemessenen Signal führen würde. An den Rändern der n-dotierten Seite wird daher häufig ein tiefer ins Substrat reichender "guard ring" eingelassen, um Inhomogenitäten zu verringern [38].

Der Verstärkungsprozess wird durch Stöße zwischen beschleunigten freien und gebundenen Elektronen induziert, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zur Anregung in das Leitungsband führen. In den meisten Halbleitern ist dieser Ionisationskoeffizient bei konstanter Feldstärke für Elektronen und Löcher verschieden, sodass bei nicht zu hohen Feldstärken im Wesentlichen nur eine Ladungsträgersorte zu Ionisationsprozessen führt. Hieraus können zwei Betriebsmodi abgeleitet werden.

Für den Fall, in dem nur eine Sorte an Ladungsträgern am Ionisationsprozess teilnimmt, spricht man vom *linearen Modus*. Die Teilchensorte mit dominantem Ionisationskoeffizienten driftet entlang des Feldes und bildet auf ihrem Weg durch den Verstärkungsbereich weitere freie Ladungsträger, die nun selbst driften und entsprechend ihres Ionisationskoeffizienten ionisieren. Die Ladungsträger ohne nennenswerten Beitrag am Ionisationsprozess driften entlang des Feldes zur entsprechenden Elektrode ohne weitere Ladungsträger zu erzeugen. Die Lawine bildet sich nur in eine Richtung aus und es ergibt sich eine endliche Verstärkung des Signals, die insbesondere vom entsprechenden Ionisationskoeffizienten und der angelegten Spannung abhängt. Der Strom durch die Diode ist proportional zur eingehenden Photonennrate.

Für Betriebsspannungen über der sogenannten *Durchbruchsspannung*  $V_{br}$  können beide Ladungsträgersorten am Multiplikationsprozess teilnehmen. In diesem Fall wird von einem Betrieb im *Geiger-Modus* gesprochen, der in Abbildung 1.6 skizziert ist. Die Lawine breitet

sich in beide Richtungen aus und erstreckt sich im Endzustand über das ganze verstärkende Volumen mit hoher Feldstärke. Da ständig neue Ladungsträger gebildet werden, entsteht ein leitendes Plasma aus Elektronen und Löchern. Der leitende Kanal hat einen intrinsischen Widerstand, der durch den Abbau des Feldes beim Zusammenbruch der Raumladungszone auftritt. Dieser limitiert den maximalen Strom, der durch die Diode fließen kann. Der Strom erreicht nach Ausbreitung der Lawine über den gesamten Verstärkungsbereich einen konstanten Wert

$$I_{ava} = R_d \cdot (V - V_{br}),$$

wobei  $V$  die am Detektor angelegte Spannung und  $R_d$  den Gesamtwiderstand der Diode im Durchbruchzustand bezeichnet. Offensichtlich ist der Detektor während und nach Ausbildung der Lawine blind gegenüber neu eingehenden Photonen. Daher muss die Lawine durch äußere Einwirkung gestoppt werden, indem der Strom durch die Diode unter eine Schwelle gebracht wird, bei der die neu erzeugten Ladungsträger nicht mehr ausreichen um die Lawine aufrecht zu erhalten. Methoden um dies zu verursachen werden als "Quenching" bezeichnet, wobei zwischen aktivem und passivem Quenching unterschieden wird. Im einfacheren Fall des passiven Quenching ist der Diode ein hochohmiger *Quenchwiderstand* von etwa 100 k $\Omega$  vorgeschaltet. Bildet sich eine Lawine in der Verstärkungszone der Diode aus, so wird die entsprechende Ladung hauptsächlich aus der parasitären Kapazität der Diode geliefert. Der Quenchwiderstand liefert lediglich einen kleinen Strom, der nicht zur Aufrechterhaltung der Lawine ausreicht. Die durch die Diode fließende Ladung ist dann näherungsweise durch die in der Kapazität der Diode gespeicherte Ladung gegeben:

$$Q_{px} \approx C_{px} \cdot (V - V_{br}) = C_{px} \cdot V_{over} \quad (1.11)$$

Das durch ein Photon erzeugte Ladungssignal hat einen wohldefinierten Wert mit geringen Fluktuationen. Die im Geiger-Modus betriebene Lawineneffekt-Photodiode wirkt demnach als binärer Photonen-zähler.

Treffen Photonen während der Ausbildung der Lawine auf den Detektor, so kann dies nicht zu einem zusätzlichen Signal führen. Ebenso lösen Photonen, die eine kurze Zeit nach dem Quenching auf den Detektor treffen nur ein kleineres Signal aus, da die Kapazität der Diode noch durch den Quenchwiderstand aufgeladen wird. Die typische Totzeit eines solchen Detektors ist dann durch den genauen Quenchzeitpunkt sowie der Zeitkonstante der Ladeschaltung aus Pixelkapazität und Quenchwiderstand,

$$\tau_{rec} = R_{quench} \cdot C_{px} \quad (1.12)$$

gegeben. Der dynamische Bereich einer APD im Geiger-Modus ist entsprechend stark auf kleine Photonenraten beschränkt. Wesentlich kürzere Totzeiten lassen sich bei Verwendung von aktiven Schaltungen erreichen, die nach Detektion eines ansteigenden Stroms durch die Diode den Stromfluss unterbrechen (*aktives Quenching*), [10].

### 1.2.2. Silizium Photomultiplier

Um das Problem des kleinen dynamischen Bereichs von Lawineneffekt-Photodioden zu beheben, bestehen Silizium Photomultiplier, nachfolgend mit SiPM abgekürzt, aus einer Pixelstruktur von im Geiger-Modus betriebenen APDs, die über Quenchwiderstände an eine

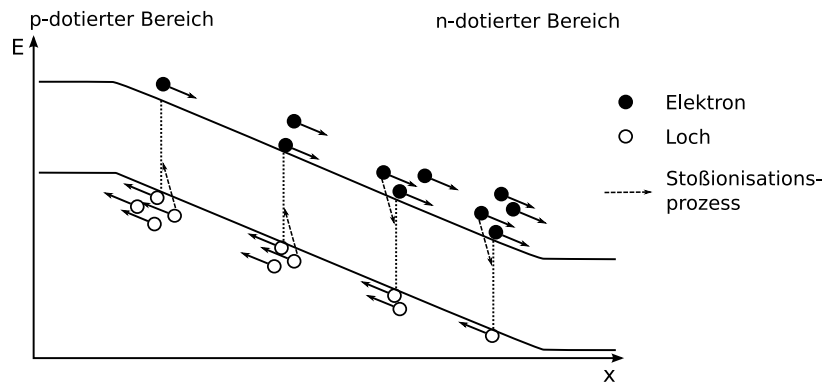


Abbildung 1.6.: Darstellung des Geiger-Modus in einer Lawineneffekt-Photodiode. Aus [19]

gemeinsame Elektrode angeschlossen sind. Trifft ein homogener Lichtpuls auf den Sensor, so können mehrere Avalanche-Photodioden (*Pixel*) ausgelöst werden, sodass die gemessene Ladung proportional zur Anzahl der eingehenden Photonen ist. In den Ladungsspektren zeigen sich einzelne Peaks, die mit der Anzahl gleichzeitig ausgelöster Pixel korrespondieren. Die Sensoren haben eine Fläche von wenigen Quadratmillimetern und bestehen typischerweise aus einigen Hundert einzelner Pixel von  $25 - 100 \mu\text{m}$  Seitenlänge. Die Pixel erreichen eine Verstärkung im Bereich von  $10^5$  bis  $10^6$  und werden mit Spannungen im Bereich von 20 - 100 Volt betrieben. Die SiPMs bieten daher bei wesentlich geringeren Betriebsspannungen vergleichbare Signale wie konventionelle Photomultiplier. Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren werden von der Firma Hamamatsu als MPPCs (Multi Pixel Photon Counters) vertrieben. Der Aufbau eines Silizium Photomultipliers ist in Abbildung 1.7 zu sehen. Man sieht deutlich die einzelnen Pixel, die über die am Rand der Pixel verlaufenden Quenchwiderstände mit einer Elektrode verbunden sind. Die andere Elektrode verläuft auf der Unterseite des Detektors. Silizium Photomultiplier erreichen eine Detektionseffizienz von bis zu 60%, die durch die Effizienz der einzelnen Dioden und den *Füllfaktor* limitiert ist. Der Füllfaktor gibt den Anteil der aktiven Detektorfläche gegenüber der inaktiven Fläche der Pixelzwischenräume, Elektroden und Quenchwiderstände an. Aufgrund des niedrigeren Füllfaktors und komplizierterer Herstellungsverfahren ist die Verwendung von aktiv quencheden Schaltungen in kommerziellen SiPMs kaum verbreitet. Durch die kleinen Abmessungen sind die Driftstrecken bei SiPMs klein genug, dass ihre Funktion kaum durch äußere Magnetfelder beeinflusst wird. Aus diesem Grund lassen sich Silizium Photomultiplier wesentlich einfacher als konventionelle Photomultiplier in Detektoren der Teilchenphysik oder in tomographische Geräte der medizinischen Diagnostik integrieren, in denen hohe Magnetfelder herrschen können. Desweiteren lassen sich solche Detektoren durch den deutlich kleineren Formfaktor der Halbleiterdetektoren wesentlich kompakter und mit hoher Granularität aufbauen. Ein Nachteil besteht jedoch in der größeren Temperaturabhängigkeit der Silizium Photomultiplier gegenüber konventionellen Photomultipliern, sowie einer höheren Dunkelrate und andere n Effekten, die im Folgenden dargestellt werden.



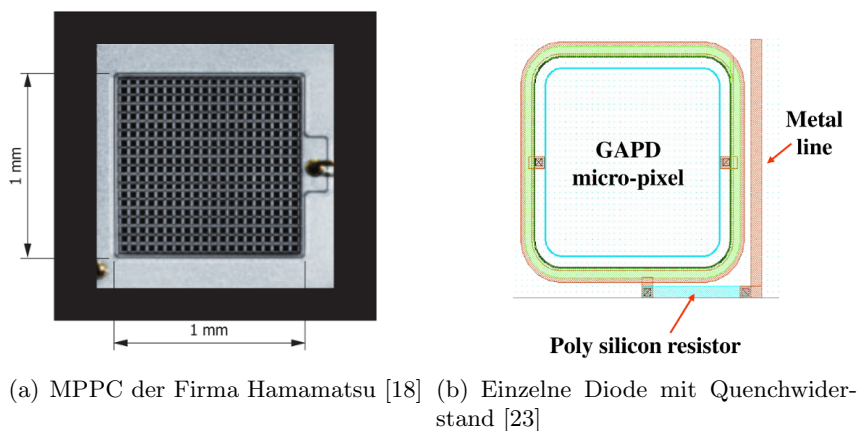


Abbildung 1.7.: Aufbau eines Silizium Photomultipliers

### 1.2.3. Dynamischer Bereich und Detektionseffizienz

Die einzelnen Pixel eines Silizium Photomultipliers werden im Geiger-Modus betrieben, sodass die Ausbildung einer Lawine immer zu einem gleichen Ladungssignal führt. Die Pixel sind jedoch während der Lawine insensitiv gegenüber weiteren eintreffenden Photonen, sodass diese Aussage nur für entsprechend geringe Photonenraten zutrifft. Auch kurz nach dem Quenchen des Pixels wird die Diode nicht zu dem in Gleichung (1.11) angegebenen Signal führen, da die parasitäre Kapazität des Pixels durch den Quenchwiderstand aufgeladen wird. Das Ladungssignal dieses Pixels ist dann gegeben durch:

$$Q = Q_0 \left( 1 - e^{-\Delta t / \tau_{rec}} \right), \quad (1.13)$$

wobei  $Q_0$  das Signal des Pixels nach einer langen Ladezeit,  $\Delta t$  die Zeit nach dem Quenchen und  $\tau_{rec}$  die Zeitkonstante der Ladeschaltung darstellen. Bei kurzen, homogen über den Detektor verteilten Lichtpulsen mit fester Photonenzahl  $N_\gamma$  ist die Anzahl der ausgelösten Pixel  $N_f$  durch die Anzahl aller SiPM-Pixel  $N_{tot}$  und die Detektionswahrscheinlichkeit  $P_{det}$  der einzelnen Photonen gegeben. Im Grenzwert einer großen Anzahl von Pixeln im Sensor ergibt sich aus der Binomialstatistik der Mittelwert der ausgelösten Pixel [27]:

$$N_f = N_{tot} \left( 1 - e^{-P_{det} N_\gamma / N_{tot}} \right) \quad (1.14)$$

Für Pulse mit sehr vielen Photonen zeigt der Detektor offenbar ein Sättigungsverhalten. Demgegenüber kann der Exponentialterm in (1.14) bei kleinen Signalen mit ausreichender Genauigkeit durch eine lineare Funktion angenähert werden, wodurch die Anzahl der ausgelösten Pixel proportional zum eingehenden Photonenignal wird. Diese ist eine statistische Größe und wird durch die Poissonverteilung mit Mittelwert  $N_f$  beschrieben. Auf Grund der im Folgenden beschriebenen Effekte ergeben sich jedoch Abweichungen von der Poissonverteilung.

#### 1.2.4. Dunkelrate

Im Halbleiter können auch ohne die Absorption von Photonen freie Ladungsträgerpaare gebildet werden. Sie beruhen auf thermischen Bandübergängen der Elektronen an Gitterfehlstellen und Tunnelprozessen im elektrischen Feld der Pixel. Die freien Ladungsträger driften ebenfalls durch das Feld in der Diode und führen gelegentlich zu *Dunkelratenpulsen*, die nicht von Pulsen durch die Absorption von Photonen unterscheidbar sind. Die Rate dieser Pulse liegt bei Raumtemperatur im Bereich von einigen hundert kHz/mm<sup>2</sup> und skaliert mit der Fläche des SiPM.

##### Thermische Erzeugung von freien Ladungsträgern

Im Allgemeinen finden thermisch induzierte Bandübergänge im Halbleiter selten direkt statt, sondern werden durch Gitterfehler im Kristall begünstigt. Die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares kann hier durch Einfangprozesse von freien Ladungsträgern (sowohl Elektronen als auch Löchern) an Fehlstellen des Gitters beschrieben werden. Die Rate solcher Emissions- und Absorptionsprozesse ist stark temperaturabhängig und durch die Fehlstellenkonzentration gegeben. Aus der Differenz der Emissions- und Absorptionsraten kann die Rate bestimmt werden, mit der neue Ladungsträgerpaare generiert werden [37]:

$$N_t \propto T^2 \cdot e^{-E/2kT}, \quad (1.15)$$

wobei E in etwa der Bandlücke entspricht, jedoch von der Konzentration solcher Einfangzentren abhängig ist.

##### Erzeugung von freien Ladungsträgern durch Tunnelprozesse

Betrachtet man den Potentialverlauf der Bandkanten in einer Diode (Abbildung 1.4), so können die Elektronen durch die Verarmungszone der Diode ins Leitungsband tunneln. Die Tunnelrate kann quantenmechanisch mit der WKB-Methode [32] berechnet werden und ist proportional zur angelegten Spannung. Dieser Beitrag zur Dunkelrate ist kaum von der Temperatur abhängig und kann daher nicht durch Kühlung des Detektors verringert werden.

#### 1.2.5. Afterpulse-Effekt

Die bei der Ausbildung der Lawine erzeugten Ladungsträger können durch Fehlstellen im Kristall eingefangen werden. Sie nehmen dann Zustände ein, die energetisch innerhalb der Bandlücke liegen. Nach einer charakteristischen Zeit, die von der Art der Gitterfehlstelle abhängig ist, werden die Elektronen wieder ins Leitungsband abgegeben und können erneut eine Lawine auslösen. Zur Messung der freigesetzten Ladung eines Silizium-Photomultipliers wird der Strom durch den Detektor in der Regel über eine gewisse Messzeit integriert. Afterpulse zeigen sich daher im Ladungsspektrum, wenn die Messzeit in der Größenordnung der Einfangzeiten liegt. Bei deutlich kleineren Integrationszeiten zeigen sich Afterpulse als zusätzliche Dunkelrate, wobei diese Pulse durch ihre zeitliche Verteilung von normalen Dunkelratenpulsen unterschieden werden können.

### 1.2.6. Pixel-Übersprechen

Durch Rekombination von Ladungsträgerpaaren während der Lawine werden im Verstärkungsbereich eines SiPM-Pixels optische Photonen emittiert, die sich durch den Halbleiter bewegen. Ihre Energie liegt typischerweise im Bereich der Bandlücke. Dementsprechend ist die Absorptionslänge dieser Photonen relativ groß. Sie können sich bis in benachbarte Pixel bewegen, bevor die Photonen absorbiert werden und dort eine Lawine auslösen. Dies wird als *Crosstalk* bezeichnet. Um das Übersprechen zu vermindern, werden häufig sogenannte *Trenches* zwischen den Pixeln gezogen. Diese Furchen verhindern das Übersprechen durch optische Photonen zu einem gewissen Grad. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess ist von der Verstärkung abhängig und kann in Silizium Photomultipliern mit großen Pixeln Werte von bis zu 30% erreichen [14].

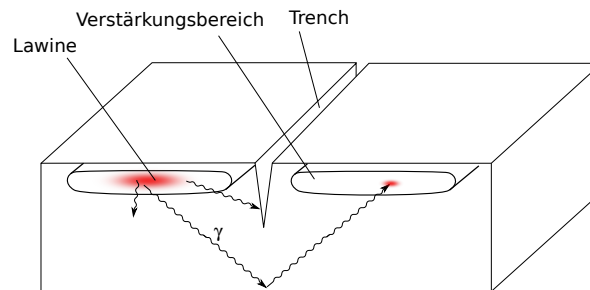


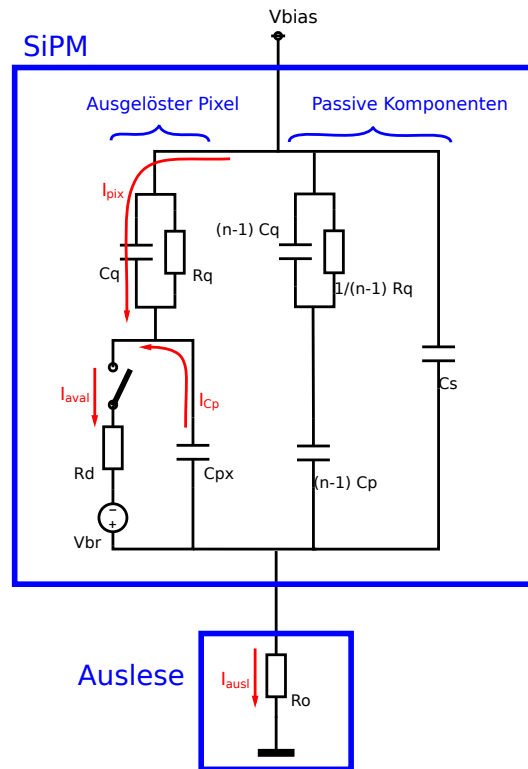
Abbildung 1.8.: Struktur einzelner SiPM-Pixel mit Trench zur Verringerung des Crosstalk.

### 1.2.7. Elektrisches Simulationsmodell

Zur Simulation der Eigenschaften von Silizium-Photomultipliern wurden Modelle entwickelt, mit denen sich der Detektor durch einfache elektrische Schaltungen beschreiben lässt [9], [34],[8]. Diese erlauben einen Einblick in die Vorgänge im SiPM und ermöglichen die Optimierung der Ausleselektronik, die zur Messung der Detektorsignale entwickelt wird. Während sich die Modelle durch die Komplexität der Schaltung unterscheiden, basieren sie auf der Unterteilung des Detektors in ausgelöste und nicht ausgelöste, passive Pixel, sowie anderen parasitären Elementen. Im Folgenden soll ein solches Modell beschrieben werden, das in Abbildung 1.9 gezeigt ist.

Das ausgelöste Pixel besteht aus der Pixelkapazität der Diode  $C_{px}$  und einer den Durchbruchvorgang beschreibenden Schaltung. Diese ist durch Reihenschaltung eines Schalters, einer Spannungsquelle für die Durchbruchspannung und den Widerstand  $R_D$  dargestellt, der den intrinsischen Widerstand des Mikroplasmas beschreibt. Der Schalter wird für die Zeit der sich ausbildenden Lawine geschlossen. Die Dauer des Pulses ist durch den Schwellenstrom gegeben, bei dem der Quenchevorgang einsetzt. Mit dem Quenchwiderstand der Diode geht eine parasitäre Kapazität  $C_q$  einher, die dem Widerstand parallel geschaltet ist.

Die nicht ausgelösten Pixel werden analog beschrieben, wobei sich die Werte der Widerstände



**Abbildung 1.9.:** Elektrisches Simulationsmodell eines SiPM. Die Ladungsmessung erfolgt am Widerstand  $R_0$ . Die relativen Werte der Komponenten beziehen sich auf einen SiPM mit  $n$  Pixeln, in dem ein einziges Pixel ausgelöst wird.

und Kapazitäten durch Parallelschaltung der übrigen Dioden ergeben. Zwischen den Kontakten des Detektors findet sich desweiteren eine parasitäre Kapazität  $C_s$ , die beispielsweise durch die übereinander verlaufenden Metallverbindungen entsteht. Die Auslese des Signals erfolgt durch Messung des Stroms, der durch den Detektor fließt. Die Eingangsimpedanz der Ausleseschaltung ist durch den Widerstand  $R_0$  definiert. In Tabelle 1.1 sind typische Werte der Bauelemente aufgelistet.

Abbildung 1.10 zeigt den simulierten Stromverlauf innerhalb des ausgelösten Pixels. Der Strom durch die Diode,  $I_{aval}$ , setzt sich aus dem Entladestrom der Kapazität und dem Strom durch die komplexe Schaltung des Quenchwiderstands zusammen. In der Zeitskala der Lawinenausbildung fließt der Strom jedoch hauptsächlich durch die Kapazität  $C_q$  und nicht durch den Quenchwiderstand selbst. Der Pixelstrom  $I_{pix}$  setzt sich aus einer schnellen Komponente durch die parasitäre Kapazität des Quenchwiderstands und einer langsamen Komponente durch den Quenchwiderstand selbst zusammen, der das Aufladen des Pixels nach einer Lawine bewirkt. Dies begründet die Form der beobachtbaren Signale. Der Strom am Ausgang des Detektors zeigt je nach Eingangsimpedanz der Ausleseelektronik ein anderes Verhalten, als es der Strom  $I_{pix}$  erwarten ließe. Bei endlichen Eingangsimpedanzen  $R_0$  fließt die Ladung nicht direkt aus dem Detektor, sondern wird in den passiven Komponenten des Detektors in-

Parameter		Typischer Wert
$n$	Anzahl der Pixel	100 - 1000
$R_D$	Lawinenwiderstand	500 $\Omega$
$C_{px}$	Pixelkapazität	80 fF
$R_q$	Quenchwiderstand	100 k $\Omega$
$C_q$	Parasitäre Kapazität des Quenchwiderstands	10 fF
$C_s$	Parasitäre Kapazität	10 pF
$R_0$	Impedanz der Ausleseschaltung	$\mathcal{O}(10 \Omega)$

**Tabelle 1.1.:** Typische Werte der Elemente im elektrischen Modell eines SiPM.

tegiert. Dadurch zeigt sich im gemessenen Strom ein wesentlich langsamerer Verlauf, dessen Zeitkonstante insbesondere von der Eingangsimpedanz und der effektiven Gesamtkapazität des Detektors abhängig ist. Abbildung 1.11 zeigt den Stromverlauf am Ausgang des Detektors im Vergleich zum Pixelstrom für Eingangsimpedanzen von 10  $\Omega$  bis 100  $\Omega$ . Bei einer großen Eingangsimpedanz verschwindet die schnelle Komponente vollständig. In diesem Fall ist das Signal letztendlich durch das Aufladen des Pixels gegeben und nicht durch die Lawine selbst.

Unter Berücksichtigung des Stroms durch die parasitäre Kapazität ergeben sich Modifikationen der Gleichung (1.11) der am Ausgang gemessenen Ladung [35]:

$$Q_{px} = \frac{V_{over} \cdot R_q (C_{px} + C_q)}{R_d + R_q} + \frac{V_{over} t_q}{R_d + R_q} \quad (1.16)$$

Dabei stellt  $t_q$  den Quenchzeitpunkt dar. Der erste Term ist für die meisten SiPM näherungsweise gleich dem zuvor für das Signal des Pixels gegebenen Wert. Der zweite Term bedingt jedoch bei Fluktuation des Quenchzeitpunkts eine geringfügige Fluktuation der gemessenen Ladung.

## 1.3. Anwendungen von Silizium Photomultipliern

### 1.3.1. International Linear Collider

Hadronenbeschleuniger wie der LHC bieten eine Vielzahl an Möglichkeiten zur Suche nach neuen Phänomenen in der Teilchenphysik. Durch den QCD-Untergrund sind präzise Messungen vieler Parameter jedoch häufig nur schwer möglich. Demgegenüber bieten Teilchenbeschleuniger mit Leptonen als Kollisionspartner auf Grund des definierten Ausgangszustands und dem gut beschreibbaren QED-Untergrund Möglichkeiten zur präzisen Vermessung von Prozessen der Teilchenphysik. Bei Ringbeschleunigern wie dem LEP Collider ergibt sich jedoch auf Grund der Energieverluste in Form von Synchrotronstrahlung eine Grenze in der zu erreichenden Energie der zur Kollision gebrachten Teilchen. Daher sind hier zum Erreichen höherer Energien Linearbeschleuniger wie der vorgeschlagene *International Linear Collider*

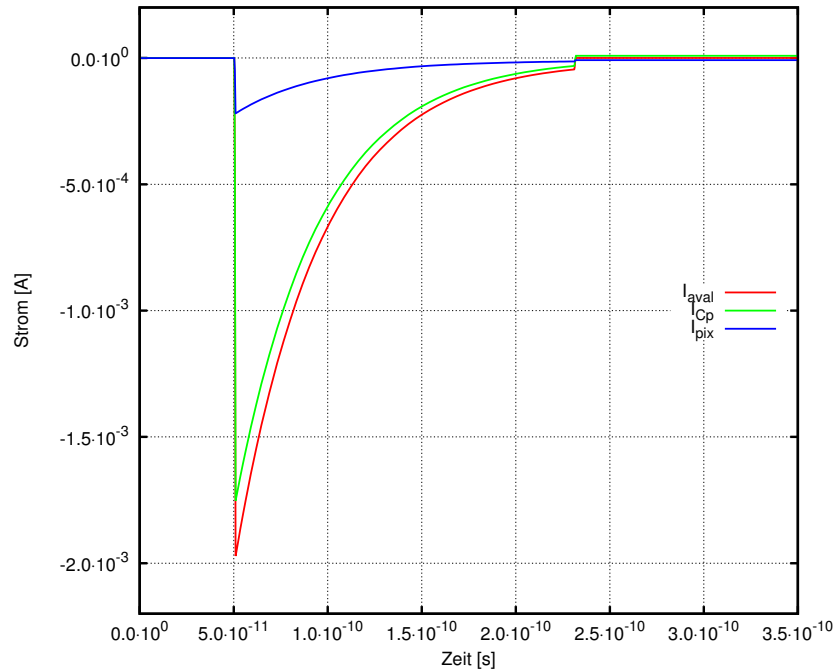


Abbildung 1.10.: Mit dem elektrischen Modell simulierte Stromverläufe im SiPM: Ströme innerhalb eines ausgelösten Pixel

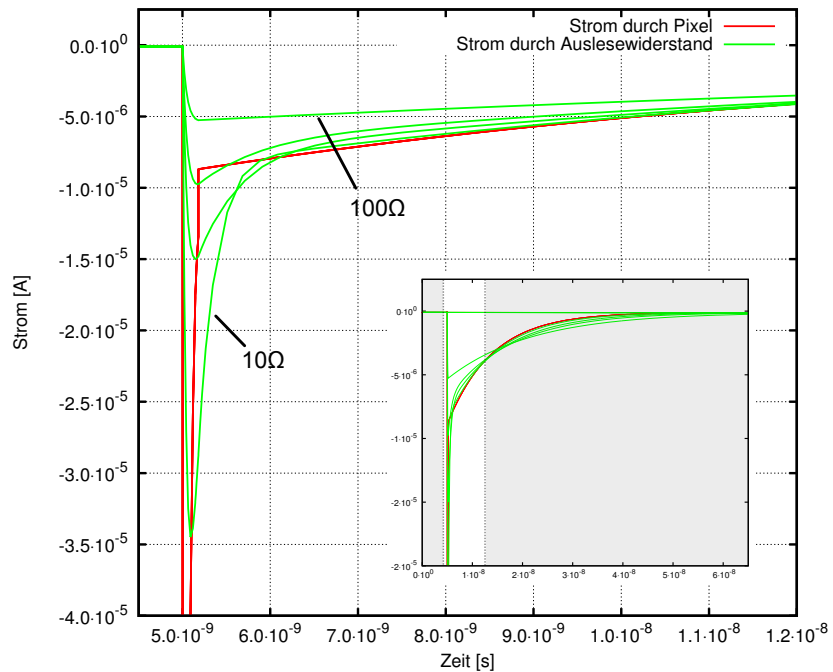


Abbildung 1.11.: Mit dem elektrischen Modell simulierte Stromverläufe im SiPM: In der Ausleseelektronik messbarer Strom (grün) gegenüber dem Strom durch die ausgelöste Diode (rot). Der Eingangswiderstand der Ausleseelektronik wurde in einem Bereich von  $10\text{-}100 \Omega$  variiert.

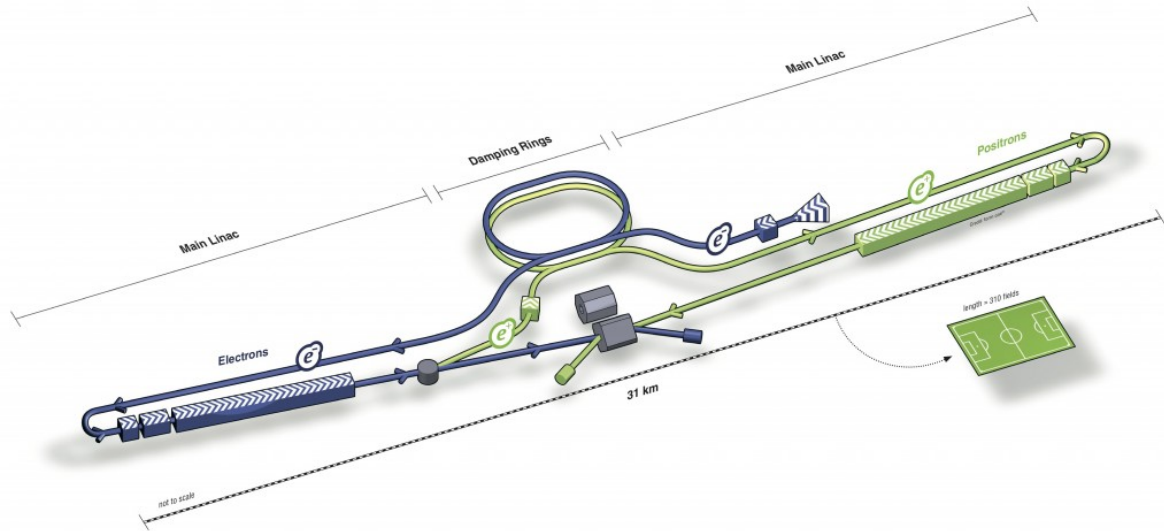


Abbildung 1.12.: Aufbau des ILC [1]

(ILC) notwendig. Im ILC sollen Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 1000 GeV zur Kollision gebracht werden. In Abbildung 1.12 ist der geplante Aufbau des ILC gezeigt. Elektronen und Positronen werden in den jeweils etwa 15 km langen Linearbeschleunigern des ILC auf ihre Maximalenergie beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Linearbeschleuniger bestehen aus supraleitenden Kavitäten, welche die Elektronen und Positronen in einem Feld von 31.5MV/m beschleunigen. Die Kollisionen werden dabei gepulst stattfinden, wobei einem *Bunchtrain* von etwa 2600 Teilchenpaketen und einer Länge von etwa 2 ms eine Zeit von 200 ms ohne Kollisionen folgt. Die Datenraten sind hier gering genug, sodass auf ein Triggersystem wie bei den Detektoren des LHC verzichtet werden kann und die Filterung der Ereignisse außerhalb des Detektors durchgeführt wird. Es können zwei verschiedene Detektoren am Kollisionspunkt positioniert werden, wodurch das Problem systematischer Effekte in den Ergebnissen der Messungen verringert wird.

Insbesondere die kürzliche Entdeckung eines Higgs-Kandidaten am LHC [3],[6] bei einer Masse von etwa 126GeV ist ein weiteres Argument für den Bau eines solchen Beschleunigers. Ein dominanter Zerfall des Standardmodell-Higgs ist bei dieser Masse der Zerfall  $H \rightarrow WW$ . Am ILC wird das Higgs-Boson zusammen mit einem Z-Boson produziert werden. Auch andere neue physikalische Phänomene werden sich vor allem in Prozessen mit mehreren Jets im Endzustand zeigen. Eine wesentliche Aufgabenstellung an die Detektoren liegt daher in der zuverlässigen Trennung von hadronischen Zerfällen von W und Z-Bosonen durch eine exzellente Auflösung der invarianten Masse von mehreren Jets. Das *ILD*-Detektorkonzept<sup>2</sup> [2] stellt sich den sich daraus ergebenden Anforderungen. Dieses sieht den Aufbau des Detektors aus mehreren Lagen aus Silizium-Pixeldetektoren und einer Zeitprojektionskammer (TPC) zur Spurrekonstruktion, sowie einem hochgranularen Kalorimetriesystem zur Energiemessung vor. Der Detektor ist von einem supraleitenden Magneten mit einem Feld von bis zu 4 T umgeben, sodass sich der Impuls geladener Teilchen durch die Krümmung der Teilchen-

<sup>2</sup>Von "International Large Detector"

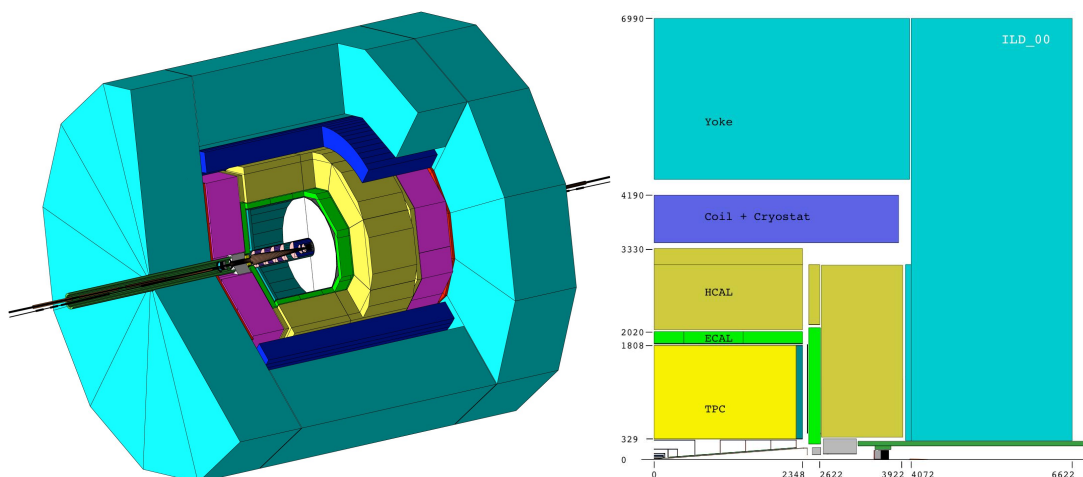


Abbildung 1.13.: Querschnitt durch den ILD-(D)etektor [2]

spuren im Magnetfeld messen lässt. Ein Querschnitt durch den Detektor ist in Abbildung 1.13 gezeigt.

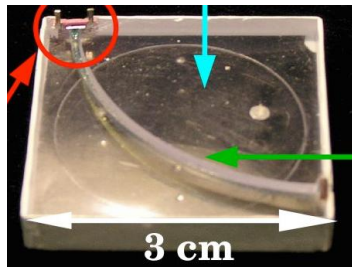
Zur Unterscheidung der schwachen Eichbosonen über ihre natürliche Breite hinaus ergibt sich eine geforderte Auflösung der invarianten Masse von  $\sigma_m/m = 2.7\% \approx \Gamma_{W,Z}/m_{W,Z}$ , was hohe Ansprüche an das hadronische Kalorimeter des Detektors stellt. Die Energieauflösung eines Kalorimeters kann beschrieben werden durch [41]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b + \frac{c}{E}, \quad (1.17)$$

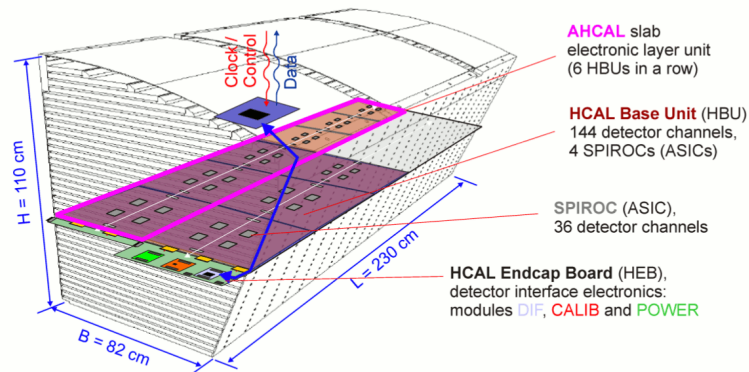
wobei der erste Term, als statistischer Term bezeichnet, die Fluktuationen in der für das Kalorimeter sichtbaren Energie darstellt. Eine hohe Granularität des Kalorimeters kann dazu genutzt werden, diese intrinsische Energieauflösung des Kalorimeters zu verbessern. So kann zum Beispiel der elektromagnetische Anteil des Schauers im hadronischen Kalorimeter aufgelöst werden, wodurch sich Fluktuationen in der gemessenen Energie durch das unterschiedliche Ansprechverhalten des Kalorimeters auf elektrische und hadronische Anteile des Schauers kompensieren lassen[15]. Der zweite Term enthält Effekte wie Nichtlinearitäten, dem Austreten des Schauers am Ende des Kalorimeters oder Kalibrationsfehler. Der dritte Term beschreibt die nicht energieabhängigen Fehler der Messung, wie sie beispielsweise durch das elektronische Rauschen der Ausleselektronik entstehen.

Für das hadronische Kalorimeter im ILD ist eine Jet-Energieauflösung von  $\sigma_E/E_j < 30\%\sqrt{E}$  gefordert. Dies ist mit konventionellen kalorimetrischen Methoden nicht zu erreichen, in denen die Energie der Jets allein im Kalorimeter bestimmt wird. Deshalb ist der Einsatz von *Particle-Flow-Algorithmen* [40] geplant. Solche Algorithmen kombinieren die Messdaten aller Subdetektorsysteme, sodass die Energiemessung für geladene Teilchen zu einem großen Teil ohne direkte Nutzung der Kalorimetriedaten geschieht. Ein Großteil der im Kalorimeter deponierten Jetenergie kommt von geladenen Teilchen. Daher können für diese Anteile des Schauers im Kalorimeter die oft genaueren Messungen aus der Spurrekonstruktion verwendet werden. Zur exakten Bestimmung der Energie von neutralen Hadronen müssen deren Energieeinträge von den Einträgen geladener Teilchen im Jet isoliert werden, was Kalorimeter mit





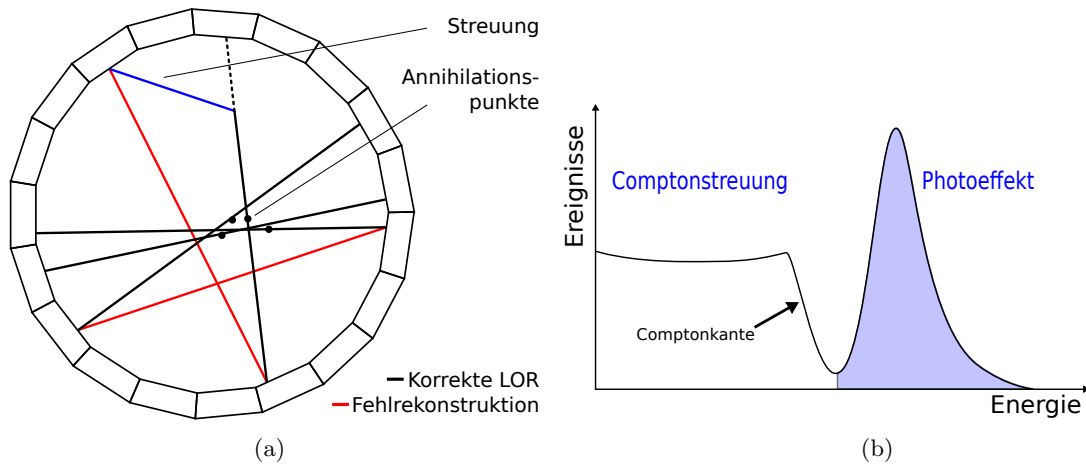
**Abbildung 1.14.:**  $3 \times 3$  cm - Szintillatorkachel eines Kalorimeterprototypen mit Silizium Photomultiplier (roter Pfeil) und einer wellenlängenschiebenden Faser zur Einkopplung des Lichts in den Sensor (grüner Pfeil) [5]



**Abbildung 1.15.:** Oktant des geplanten analogen hadronischen Kalorimeters im ILD [2]

hoher Granularität erfordert. In solchen *Imaging Calorimetern* können die Einträge geladener Teilchen unter Verwendung von Particle-Flow-Algorithmen den im Tracker gemessenen Spuren zugeordnet und abgezogen werden. Die Energieauflösung für neutrale Hadronen ist dabei stark durch die Fehlzuordnung der Energieeinträge eines Jets (“confusion”) gegeben. Die Entwicklung eines solchen Kalorimeters wird im Rahmen der CALICE-Kollaboration<sup>3</sup> vorangetrieben. Ein Konzept für das hadronische Kalorimeter stellt das analoge hadronische Kalorimeter (AHCAL) dar. In Abbildung 1.15 ist ein Oktant des gesamten hadronischen Kalorimeters im AHCAL-Konzept dargestellt. Dieses besteht aus einem Samplingkalorimeter aus Stahlabsorbern und aktiven Schichten mit stark segmentierten Szintillatorkacheln, die einzeln durch Silizium Photomultiplier ausgelesen werden. Die Kachel eines ersten Prototyps ist in Abbildung 1.14 gezeigt. Die Auslese der insgesamt etwa 8 Millionen SiPMs wird direkt bei den Sensoren durchgeführt, was hohe Anforderungen an die entwickelte Elektronik stellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein in Heidelberg entwickelter ASIC zur Auslese der Sensorsignale charakterisiert. Dies wird das Thema des dritten Kapitels sein.

<sup>3</sup>Calorimeter for the Linear Collider



**Abbildung 1.16.:** Bildrekonstruktion bei der Positron-Emissions-Tomographie mit möglichen Gründen der Fehlkonstruktion (a) und Unterdrückung von Comptongestreuten Photonen durch Energiemessung (b)

### 1.3.2. Positron-Emissions-Tomographie

Die Positron-Emissions-Tomographie (PET) ist ein bildgebendes diagnostisches Verfahren der Nuklearmedizin, welches zum Beispiel die Untersuchung von Krebsgeschwüren im Körper ermöglicht. Dafür wird dem Patienten ein am Stoffwechsel teilnehmendes Tracermolekül verabreicht, in dem Kerne eines  $\beta^+$ -Strahlers eingebaut sind. Die Krebszellen nehmen besonders stark am Stoffwechsel teil, sodass sich in diesen Zellen eine größere Menge der radioaktiven Moleküle ansammelt. Die aus dem Zerfall entstehenden Positronen werden innerhalb weniger Millimeter im Körper des Patienten abgebremst, bis sie mit Elektronen im Körper annihilieren und zwei entgegengesetzte Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV emittiert werden. Klassische Positron-Emissions-Tomographen bestehen aus einem Ring aus Szintillatoren und Photomultipliern, mit denen die Photonen detektiert werden. Bei der Detektion der zwei Photonen innerhalb einer durch die Zeitaufösung des Systems gegebenen *Koinzidenzzeit* können diese dem gleichen Zerfall zugeordnet werden. Da sich der Zerfall auf bzw. nah an der Verbindungslinie (”Line of Response”) zwischen den Detektionsorten ereignet hat, kann durch Analyse dieser Verbindungslinien durch entsprechende Rekonstruktionsalgorithmen ein Bild rekonstruiert werden, das bei einer hohen Dichte an Kreuzungspunkten auf hohe Konzentrationen des radioaktiven Materials hindeutet. Dieses Rekonstruktionsprinzip ist in Abbildung 1.16(a) skizziert. Die korrekt rekonstruierten Photonen sind als schwarze Striche, die Annihilationspunkte als Punkte dargestellt.

Die Ortsauflösung ist durch die Bewegung der Positronen im Körper vor der Annihilation beschränkt und liegt im Bereich von wenigen Millimetern. Andere Fehlerquellen ergeben sich insbesondere durch die Fehlzuordnung zweier detektierter Photonen zu einem Zerfall. Dies ist in Abbildung 1.16(a) durch eine rote Verbindungslinie dargestellt. Die Rate von Fehlkonstruktionen durch nicht zu einem gemeinsamen Zerfall gehörenden Photonen lässt sich durch Einschränkung der *Koinzidenzzeit* verringern, bei der zwei detektierte Photonen einem Zerfall zugeordnet werden. Eine Fehlkonstruktion des Orts kann jedoch auch in dem Fall geschehen,

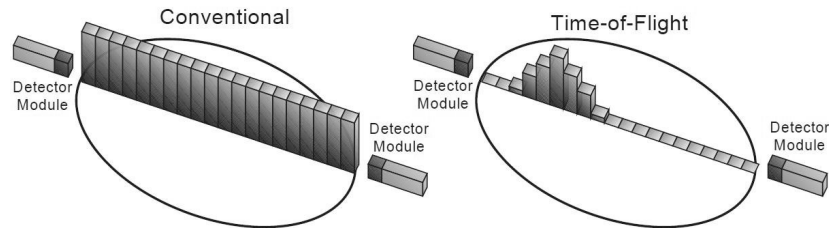


Abbildung 1.17.: Messung entlang der z-Achse durch Flugzeitmessung [26]

in dem ein Photon durch die Comptonstreuung abgelenkt wird. Dies ist in der Abbildung als blauer Strich angedeutet und führt ebenfalls zu einer Fehlkonstruktion, die wieder durch eine rote Verbindungslinie dargestellt ist. Solche Ereignisse lassen sich durch die Messung der Photonenenergie unterdrücken. Das Energiespektrum der gemessenen Photonen ist in Abbildung 1.16(b) skizziert. Die gestreuten Photonen zeigen sich durch Energien unterhalb der *Comptonkante* im Energiespektrum. Ist die Energieauflösung des Systems ausreichend, um die gestreuten Photonen von den Ereignissen mit der vollen Energie im Photopeak des Spektrums zu unterscheiden, so können solche Ereignisse effektiv unterdrückt werden. Eine weitere Limitierung des Kontrasts ergibt sich aus der Sensitivität des Tomographen. Da die Strahlenbelastung für den Patienten begrenzt werden muss, ist auch die Statistik begrenzt und führt zu Ungenauigkeiten in der Messung. Kann man die Detektionszeit der Photonen mit einer Auflösung von unter 500 ps messen, so lässt sich aus der Differenz der Flugzeiten eine Ortsinformation entlang der Verbindungsachse der beiden Photonen gewinnen (Abbildung 1.17). Diese Information kann nur geringfügig zur Verbesserung der Ortsauflösung beitragen, da die Fluktuationen in der Flugzeitmessung Distanzen von einigen cm entsprechen. Die Sensitivität eines solchen ToF-PET (time of flight) Systems wird jedoch auf Grund des geringeren Untergrunds deutlich verbessert.

Das Projekt ENDOToFPET-US ist eine europäische Kollaboration mit dem Ziel, ein PET-System, bestehend aus einem kompakten äußeren Detektor aus Szintillatoren und Silizium Photomultipliern und einer endoskopischen Sonde, zu entwickeln. Das System ist in Abbildung 1.18 dargestellt. Die Sonde besteht aus einem Ultraschallkopf und einer Kristallmatrix, die von digitalen Silizium Photodetektoren ausgelesen werden. Mit diesem System ist die Untersuchung des Patienten mit verschiedenen diagnostischen Verfahren und während einer Operation möglich. Durch die nah am zu untersuchenden Gewebe befindliche Sonde ist eine weitere Sensitivitätssteigerung zu erwarten. Es soll insbesondere bei der Untersuchung von Bauchspeicheldrüsen- und Prostatakrebs eingesetzt werden. Das äußere Detektorsystem besteht aus 4096 Szintillatorkristallen, die an Silizium Photomultiplier von  $3 \times 3$  mm Größe gekoppelt sind. Auch hier befindet sich die Ausleseelektronik in unmittelbarer Nähe zu den Sensoren. Aus der gewünschten Zeitauflösung des Systems ergeben sich erhebliche Anforderungen an die für diesen Zweck zu entwickelnde Ausleseelektronik, die Thema des vierten Kapitels dieser Arbeit sein wird.

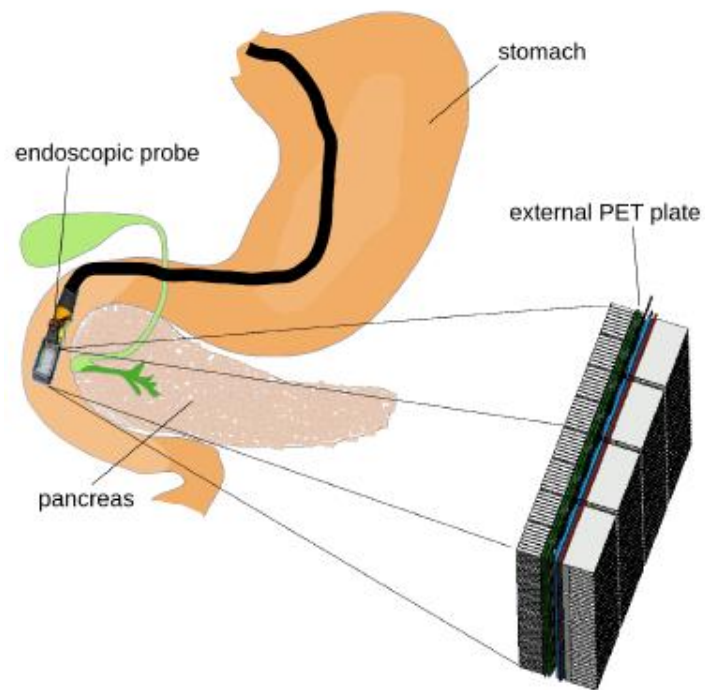
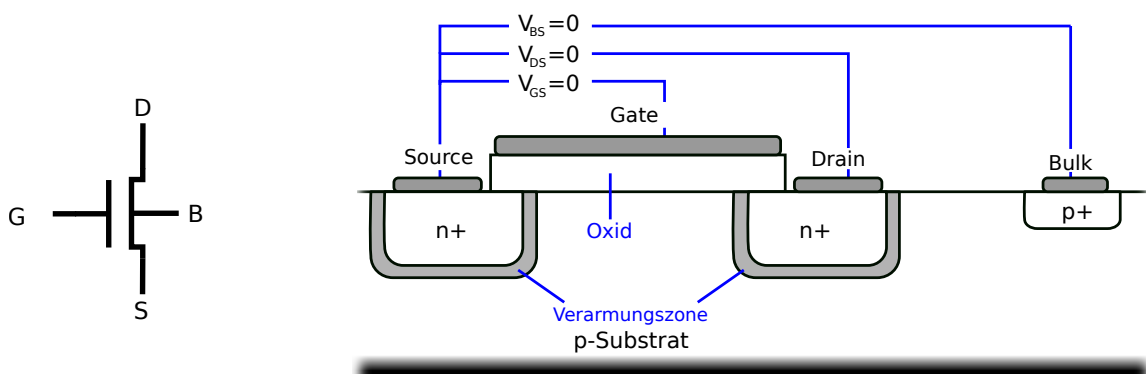


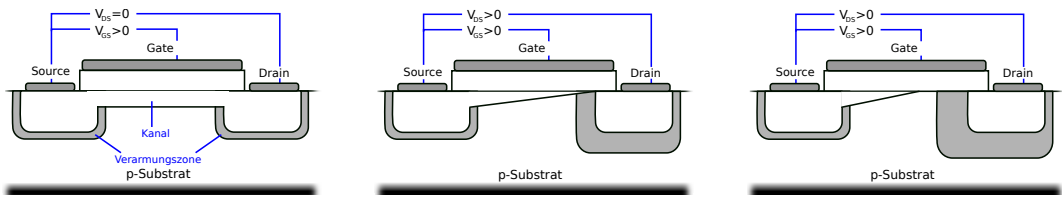
Abbildung 1.18.: Konzept von ENDOToFPET-US [17]

# Grundbausteine der analogen Schaltungstechnik



**Abbildung 2.1.:** Schematischer Aufbau eines n-Kanal MOSFET und ein übliches Schaltsymbol. Gezeigt ist ein Transistor bei  $V_G = 0$ . Die Umgebung der Source- und Drainkontakte sind verarmt, der Transistor leitet nicht.

In den meisten Prozessen zur Herstellung von integrierten Schaltungen auf der Grundlage von Halbleitern sind Metalloxid Feldeffekt Transistoren (MOSFETs) die grundlegendsten schaltenden Bauelemente. In Abbildung 2.1 ist der Querschnitt durch einen n-Kanal MOSFET Transistor zusammen mit einem üblichen Schaltsymbol dargestellt. In einen p-dotierten Halbleiter als Trägermaterial (*Substrat*) werden stark n-dotierte Bereiche eingelassen, die durch aufgedampfte Metallkontakte angeschlossen werden können. Der Transistor ist in der Regel symmetrisch, daher sind die beiden Kontakte vertauschbar. Konventionsgemäß wird der Kontakt am positiveren Potential als *Drain*, der am negativeren Potential liegende Kontakt als *Source* bezeichnet. Zwischen den n-dotierten Bereichen ist der Halbleiter weiterhin p-dotiert, dieser Bereich liegt zusammen mit allen anderen Transistoren im Halbleiter auf dem gleichen Potential, das im Substrat durch einem weiteren Kontakt (*Bulk*) abseits des Transistors definiert ist. Der Bulkkontakt ist häufig, insbesondere im Rahmen der folgenden Betrachtungen mit dem Sourcekontakt verbunden und liegt am niedrigsten Potential (0 V). Zwischen den Drain- und Sourcekontakten wird auf dem Substrat eine dünne Schicht aus isolierendem Siliziumdioxid aufgedampft, auf dem eine Schicht aus polykristallinem Silizium gezüchtet wird. Dieses ist auf Grund der hohen Fehlstellenkonzentration leitfähig und kann durch einen weiteren Metallkontakt verbunden werden, der als *Gate* bezeichnet wird. Liegen zunächst alle Kontakte auf einem Potential von 0 V, so sind die Grenzflächen der pn bzw. np-Übergänge verarmt und der Transistor entspricht zwei entgegengesetzten Dioden. Daher kann kein Strom



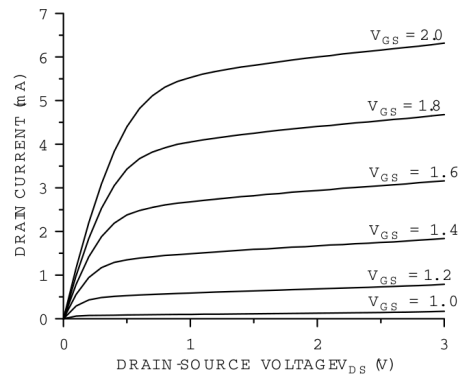
(a) Linearer Bereich - Triodenmodus (b) Sättigung durch Abschnüren des Kanals (c) Variation der Kanallänge

Abbildung 2.2.: Skizzierung der Betriebsmodi eines n-Kanal MOSFET

zwischen den Source- und Drainkontakten fließen. Erhöht sich die Spannung  $V_{GS}$  zwischen Gate und dem Sourcekontakt, so bewirkt dieser Potentialunterschied die Ausbildung einer Raumladungszone aus frei beweglichen Elektronen unter der Oxidschicht. Der Halbleiter wirkt zunehmend wie n-dotiert (“Inversion”) und besitzt bei der *Schwellenspannung*  $V_{th}$  eine Konzentration freier Elektronen, die der Lochkonzentration im p-dotierten Rohmaterial entspricht. Diese Raumladungszone erlaubt die Passage von Elektronen zwischen Source und Drain. In diesem Zusammenhang wird von einem leitenden *Kanal* gesprochen (Abbildung 2.2(a)). Die Schwellenspannung ist von der Dotierung unter dem Gate, der Temperatur und der Ladung in der Verarmungszone abhängig und kann entsprechend im Herstellungsprozess durch die Dotierung im Kanalbereich bestimmt werden. Steigt bei einem so zur Leitfähigkeit gebrachten Transistor die Spannung am Drainkontakt, so fließt ein Strom zwischen Drain und Source durch den Transistor. Die am Drain anliegende Spannung führt jedoch zu einer Verkleinerung des Kanals in der Nähe dieses Kontakts. Das elektrische Feld wird in dieser Umgebung durch die geringere Potentialdifferenz zwischen Gate und Drain abgeschwächt und weniger Elektronen sammeln sich unter dem Oxid. Bei entsprechend hohen Spannungen am Drainkontakt reicht die Potentialdifferenz nicht mehr aus, um den Bereich unter dem Gate zur Inversion zu bringen und der Kanal wird abgeschnürt (Abbildung 2.2(b)). Auf Grund der endlichen Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Kristall stellt sich eine Sättigung des Stroms  $I_D$  durch den Transistor ein. Die Spannung zwischen Drain und Source, bei der eine Sättigung eintritt, ist durch  $V_{DS,sat} = V_{GS} - V_{th}$  gegeben. Wird der Transistor unterhalb dieser Sättigungsgrenze betrieben, so ist der Strom durch den Kanal des Transistors gegeben durch

$$I_D = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} [(V_{GS} - V_{th})V_{DS} - 0.5 \cdot V_{DS}^2], \quad (2.1)$$

wobei  $W$  und  $L$  die Länge und Breite des Transistorkanals,  $\mu_n$  die Mobilität der Ladungsträger (Elektronen) und  $C_{ox}$  die Kapazität pro Fläche unter dem Gate bezeichnen. Die Länge des Transistors ist dabei als der Abstand zwischen den Dotierungsbereichen von Drain und Source definiert. Die Sättigungsgrenze ist gerade durch das Maximum des Stroms in (2.1) gegeben. Der so durch die Drain-Source-Spannung definierte Arbeitsbereich wird in Anlehnung an das Röhrenzeitalter als Triodenmodus bezeichnet. Bei höheren  $V_{DS}$  ist der Transistor gesättigt und der Strom  $I_D$  durch den Transistor nimmt in erster Näherung den Wert des Maximums in (2.1) ein. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich jedoch ein von der Sättigung abweichendes Verhalten. Tatsächlich wird bei Spannungen oberhalb der Sättigungsgrenze  $V_{DS,sat}$  der Kanal weiter abgeschnürt und verkürzt sich. Dieser Effekt ist in Abbildung 2.2(c) dargestellt.



**Abbildung 2.3.:** Stromverlauf in einem n-Kanal MOSFET für verschiedene Gatespannungen. Aus [37]

Schreibt man die Verkürzung der Kanallänge als

$$\frac{\Delta L}{L} = \lambda V_{DS}, \quad (2.2)$$

so ergibt sich der Strom eines n-Kanal MOSFETs aus dem Maximum in 2.1 zu

$$I_{D,sat} = \frac{1}{2} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_{th})^2 \cdot (1 + \lambda V_{DS}) \quad (2.3)$$

Der Parameter  $\lambda$  wird vom Hersteller angegeben und nimmt je nach Länge des Transistors unterschiedliche Werte ein. Der Strom erhöht sich im Sättigungsbereich des Transistors weiter, jedoch mit einer deutlich kleineren Steigung. Dieser Effekt wird als Kanallängenmodulation bezeichnet. In Abbildung 2.3 ist der Stromverlauf eines n-Kanal MOSFETs für verschiedene Gatespannungen dargestellt.

Die Schwellenspannung ist unter anderem von der Ladung unter dem Gate abhängig. Liegen der Bulk und Sourcekontakt nicht wie bisher angenommen auf dem gleichen Potential, dann kann  $V_{th}$  nicht als konstant angenommen werden. Verringert sich beispielsweise die Spannung  $V_{BS}$  am Bulkkontakt gegenüber der Sourcespannung, so erhöht dies die Konzentration an Elektronen unter dem Gate, entsprechend steigt die Ladung in der Verarmungszone. Eine Änderung des Bulkpotentials hat somit den gleichen Effekt wie eine Spannungsänderung am Gate. Dieses Verhalten wird als *Body-* oder *Backgate-Effekt* bezeichnet.

### Parasitäre Kapazitäten im Transistor

Die bisherigen Formeln zur Beschreibung des Transistors beziehen sich auf seine stationären Zustände. Zur Beschreibung des zeitlichen Verhaltens einer Schaltung bei hohen Frequenzen müssen die kapazitiven Eigenschaften der Bauelemente betrachtet werden. Zwischen allen Übergängen der Dotierungskonzentration im Transistor finden sich nach Gleichung (1.9) parasitäre Kapazitäten. In Abbildung 2.4(a) sind alle parasitären Kapazitäten eines MOSFET eingezeichnet. Sie werden typischerweise in einer effektiven Flächenkapazität vom Hersteller angegeben und können so für den speziellen Transistor berechnet werden.

### Kleinsignalmodell zur Beschreibung des Transistorverhaltens

Bei der Entwicklung von elektronischen Schaltungen ist insbesondere bei gesättigten Transistoren nur das Verhalten eines Transistors um einen bestimmten *Arbeitspunkt* von Bedeutung. Dieser kann beispielsweise durch einen Punkt  $V_{DS}^*$  definiert sein. Daher ist es für das Verständnis einer Schaltung vorteilhaft,  $I_D$  in diesem Arbeitspunkt zu entwickeln. Die *Transkonduktanz* eines Transistors ist in diesem Zusammenhang eine wichtige Größe:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=\text{const}} \quad (2.4)$$

Sie beschreibt den Anstieg des Transistorstroms bei Variation der Gatespannung. Genauso kann auch das Verhalten des Bodyeffekts beschrieben werden:

$$g_{mb} = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{BS}} \right|_{V_{DS}=\text{const}} = \eta g_m \quad (2.5)$$

Im Fall eines gesättigten Transistors ergibt sich:

$$g_m = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_{th}) \cdot (1 + \lambda V_{DS}) \quad (2.6)$$

Aus der Entwicklung des Transistorstroms in erster Ordnung und den parasitären Kapazitäten des Transistors kann ein in allen Terminalspannungen  $V_{DS}$ ,  $V_{GS}$  und  $V_{BS}$  lineares Modell des Transistorverhaltens im Arbeitspunkt hergeleitet werden, das als *Kleinsignalmodell* bezeichnet wird. Der Strom durch den Transistor wird durch eine Stromquelle mit  $I = g_m V_{GS}$  für das Gate und eine weitere Stromquelle mit  $I = g_{mb} V_{BS}$  für den Bodyeffekt beschrieben. Die Kanallängenmodulation kann durch einen ohmschen Widerstand  $r_0 \approx \frac{1}{\lambda I_D}$  zwischen Drain und Source dargestellt werden. Abbildung 2.4(b) zeigt das Kleinsignalmodell eines n-Kanal MOSFETs mit den für die meisten Schaltungen relevanten parasitären Kapazitäten.

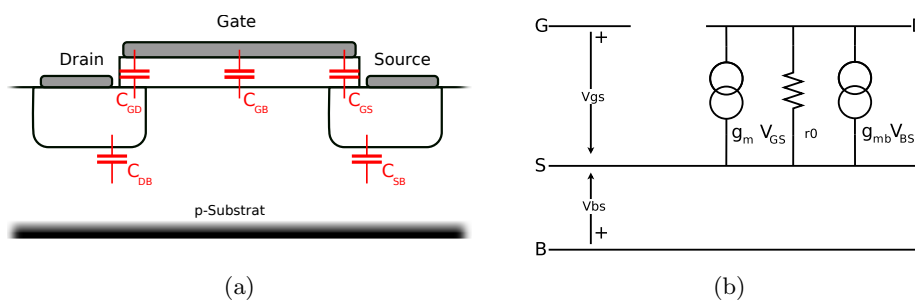


Abbildung 2.4.: Parasitäre Kapazitäten (a) und Kleinsignalmodell (b) eines n-Kanal MOSFET

### p-Kanal MOSFETs

Neben der zuvor dargelegten (n-p-n)-Dotierungsstruktur liefern p-Kanal MOSFETs auf Grundlage von (p-n-p)-Übergängen ein komplementäres Verhalten. Hier sind Löcher die maßgeblich zum Stromfluss beitragenden Ladungsträger. Zum Einbau von p- und n-Kanal MOSFETs auf dem gleichen p-dotierten Substrat müssen zunächst sogenannte *Wannen* mit positiver



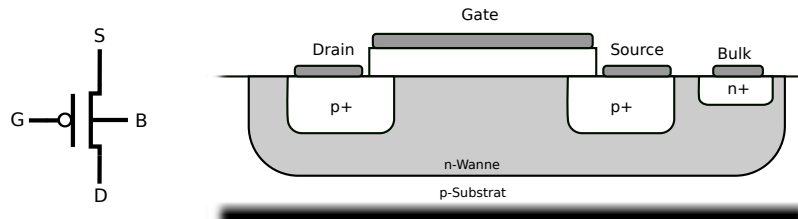


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau eines p-Kanal MOSFET und ein übliches Schaltsymbol

Dotierung in das Substrat eingelassen werden, in die die Transistoren eingebettet werden können (Abbildung 2.5). Ein Herstellungsprozess, bei dem die beiden komplementären Transistorarten eingebaut werden können, wird als CMOS-Technologie bezeichnet. Auf Grund der geringeren Mobilität der Löcher haben p-Kanal MOSFETs eine geringere Transkonduktanz als n-Kanal MOSFETs gleicher Größe. Daher werden n-MOSFETs häufig bevorzugt eingesetzt. Allerdings bieten p-MOSFETs den Vorteil, die Bulkspannung in der Wanne unabhängig von der Substratspannung wählen zu können, wodurch der Body-Effekt oder die Einkopplung von Rauschen über das Substratpotential unterdrückt werden kann.

## 2.1. Einfache Transistorschaltungen

Komplexe elektronische Schaltungen bestehen aus sehr vielen Transistoren. Sie werden gemeinsam in das Substrat eingebaut und über Metallleitungen verbunden, die in mehreren Lagen über den Transistoren aufgebracht werden. Im Folgenden sollen zwei einfache, aber grundlegende Transistorschaltungen näher betrachtet werden, die in den nachfolgenden Kapiteln von Bedeutung sein werden. Zur Auslese von Signalen eines Silizium Photomultipliers bietet es sich an, den erzeugten Signalstrom zu messen. Daher wird sich die folgende Diskussion auf die Verarbeitung von Stromsignalen beschränken.

### 2.1.1. Gateschaltung

Bei Verwendung von MOSFETs als Verstärker ergeben sich drei verschiedene Grundschaltungen, die sich aus dem Kontakt des Transistors mit konstantem Potential ableiten. Die Gateschaltung ist ein Vertreter dieser Reihe, bei dem der Gatekontakt auf einer definierten Spannung  $V_b$  liegt. Der Aufbau dieser Grundschaltung ist in Abbildung 2.6(a) gezeigt. Der Arbeitspunkt der Schaltung ist durch die Konstantstromquelle  $I_{dc}$  gegeben. Definiert man den Ausgangsstrom der Schaltung als Strom durch den Widerstand  $R_D$ , so nimmt die Stromverstärkung  $\partial I_{out}/\partial I_{in}$  der Gateschaltung den Wert 1 an.

Die Eingangsimpedanz der Schaltung ist im Vergleich zu anderen Grundschaltungen sehr klein, da der Eingangsstrom vollständig durch den leitenden Kanal des Transistors gespeist

Parameter	Gateschaltung
Eingangswiderstand	klein ( $\approx 1/g_m$ )
Ausgangswiderstand	$R_D$
Stromverstärkung	$\approx 1$
Spannungsverstärkung	groß
Phasendrehung	$0^\circ$
Bandbreite	hoch

Tabelle 2.1.: Eigenschaften der Gateschaltung im Vergleich zu anderen Grundschaltungen.

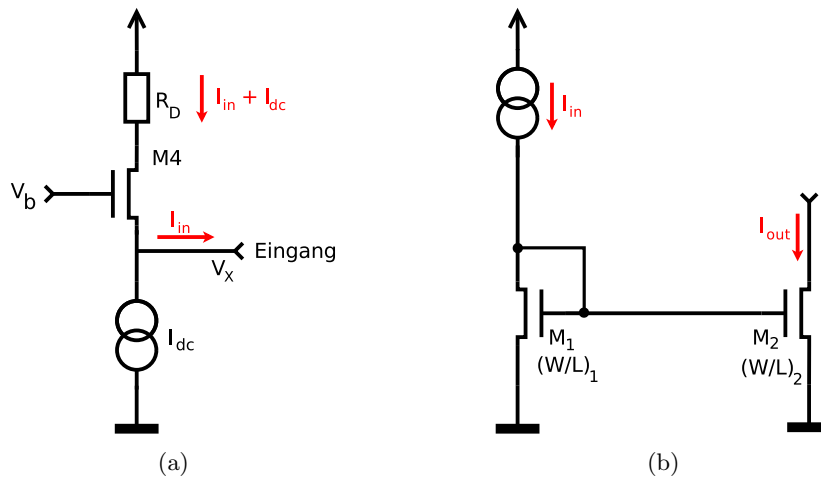


Abbildung 2.6.: Grundschaltungen von MOSFETs. a) Gateschaltung b) Stromspiegel

wird. Sie ist durch die Transkonduktanz des Transistors und den Widerstand  $R_D$  gegeben:

$$r_{in} = \frac{\partial V_x}{\partial I_{in}} = \frac{R_D + r_0}{1 + g_m (1 + \eta)} \approx \frac{1}{g_m}, \quad (2.7)$$

wobei  $r_0$  den Widerstand der Kanallängenmodulation und  $\eta$  den Koeffizienten des Body-Effekts bezeichnen. Die Ausgangsimpedanz ist im Wesentlichen durch den Widerstand  $R_D$  gegeben und damit in der Regel deutlich höher als die Eingangsimpedanz der Schaltung. Daher wird die Gateschaltung vor allem als Impedanzwandler eingesetzt. Wegen ihrer im Vergleich zu anderen Grundschaltungen sehr hohen Bandbreite ist die Gateschaltung auch in Hochfrequenzanwendungen sehr verbreitet. Die hohe Bandbreite ist der geringen effektiven Kapazität am Eingang geschuldet. Die parasitäre Kapazität  $C_{GS}$  am Eingang ist klein, außerdem ist der Millereffekt durch parasitäre Kapazitäten zwischen Ein- und Ausgang der Schaltung sehr klein. Der Millereffekt beschreibt den Anstieg der effektiven Eingangskapazität eines Verstärkers durch eine kapazitive Rückkopplung eines Verstärkers auf den Eingang. Zusammenfassend sind in Tabelle 2.1 verschiedene Eigenschaften der Gateschaltung im Vergleich zu anderen Grundschaltungen aufgelistet.

### 2.1.2. Stromspiegel

Ein sehr häufig in analogen CMOS-Schaltungen eingesetzter Baustein ist der Stromspiegel. Durch ihn lässt sich ein Stromsignal in der Schaltung auf verschiedene Pfade der Schaltung kopieren bzw. skalieren, ohne dass das Eingangssignal beeinflusst wird. In Abbildung 2.6(b) ist die Schaltung eines auf n-Kanal MOSFETs basierenden Stromspiegels dargestellt. Der Body-Effekt spielt bei Stromspiegeln in der Regel keine Rolle, da Bulk und Source am gleichen Potential liegen (Masse). Genauso sind Parameter wie die Oxidkapazität und die Ladungsträgermobilität für beide Transistoren gleich. Aus (2.1) lässt sich für im Sättigungsbereich betriebene Transistoren das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsstrom berechnen. Unter Vernachlässigung der Kanallängenmodulation ist dieses nur noch von den Abmessungen der Transistoren abhängig, da die Spannung am Gatekontakt für beide Transistoren identisch ist [28]:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} \approx \frac{L_1 W_2}{W_1 L_2} \quad (2.8)$$

In der Realität fluktuieren neben den Transistorgrößen selbst auch die hier bereits gekürzten Parameter  $\mu$  und  $C_{ox}$ , was zu Abweichungen führen kann. Diese werden unter dem Sammelbegriff des *Mismatch* zusammengefasst. Durch optimierte Platzierung der Transistoren auf dem Substrat können systematische Mismatcheffekte, die durch einen Gradienten der Transistorparameter über das Substrat bedingt sind, minimiert werden.

## 2.2. Rauschen in Transistoren

Das in elektronischen Schaltungen erzeugte Rauschen ist oft durch das der Transistoren gegeben. Während es gleichwertig durch Spannungsfuktuationen am Gate des Transistors beschrieben werden kann (siehe Abbildung 2.7), beruht das Rauschen auf Fluktuationen im Kanalstrom: der Ladungsträrgeschwindigkeit im Kanal und Fluktuationen in der Anzahl der Ladungsträger selbst. Diese Effekte führen zu unterschiedlichen Frequenzabhängigkeiten im *Rauschspektrum*.

Der leitende Kanal des Transistors verursacht durch die brownische Bewegung der Ladungsträger ein *thermisches Rauschen* mit konstantem Frequenzspektrum bis in den THz-Bereich. Das quadrierte Rauschspektrum des Kanalstroms ist für Transistoren im Sättigungsbetrieb gegeben durch [30]

$$\overline{i_{n,t}^2} = \frac{8k_b T}{3 \cdot g_m} \quad (2.9)$$

Dabei geben  $k_b$  und  $T$  wie üblich die Boltzmannkonstante und die absolute Temperatur an. Konventionsgemäß wird das Rauschen einer Schaltung in Form einer über die Frequenz integrierten *Rauschleistung* angegeben. Daher werden Frequenzspektren des Rauschens als quadrierte Fluktuationen geschrieben.

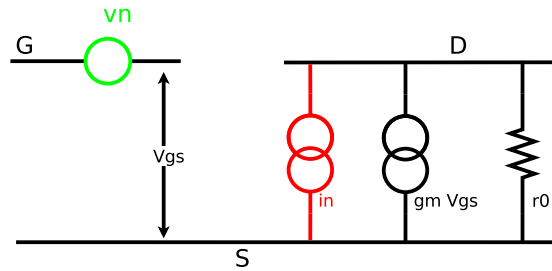


Abbildung 2.7.: Vereinfachtes Kleinsignalmodell zur Beschreibung des Transistorrauschens durch Spannungsfuktuationen am Gatekontakt (Grün) oder Stromfuktuationen im Kanal des Transistors (Rot).

Eine weitere Rauschquelle im Kanalstrom stellen Einfangprozesse von Ladungsträgern am oberen Rand des Kanals dar. Hier ist die Fehlstellenkonzentration im Gitter durch die aufgedampfte Oxidschicht besonders hoch. Die Ladungsträger werden an den Fehlstellen eingefangen und nach einer von der Art der Fehlstelle abhängigen Zeitkonstante wieder freigegeben. Dies führt für jede Fehlstelle zu einem Rauschspektrum mit einer  $1/f^2$ -Abhängigkeit von der Frequenz [37]. Die charakteristischen Einfangzeiten der einzelnen Fehlstellen unterscheiden sich jedoch erheblich, sodass der Einfangprozess ein effektives Rauschspektrum besitzt, das etwa  $1/f$  folgt. Dieses Rauschen wird als *Funkelrauschen* bezeichnet. Das Rauschspektrum ist bei Raumtemperatur im niederfrequenten Bereich dominant gegenüber dem thermischen Rauschen und nimmt den Wert

$$\overline{v_{n,k}^2}(f) = \frac{K}{C_{ox}WL} \cdot \frac{1}{f} \quad (2.10)$$

an [28]. Dabei ist K eine vom Hersteller gegebene empirische Rauschkonstante zur Quantifizierung des Funkelrauschens. In Abbildung 2.8 ist das vollständige Frequenzspektrum des Rauschens in einem Transistor, repräsentiert durch eine Fluktuation des Kanalstroms, dargestellt.

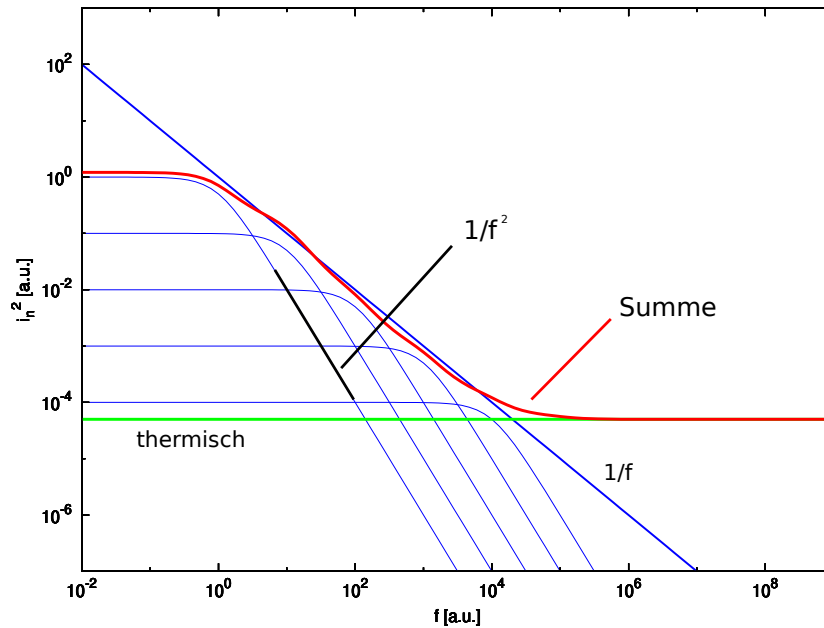
### 2.3. Transferfunktionen

Betrachtet man eine Schaltung im Rahmen von Kleinsignalmodellen, so kann ihr Verhalten am Ausgang nach Stimulus durch einen beliebigen Eingangspuls  $x(t)$  als Linearkombination aus Eingangspulsen beschrieben werden, deren Ergebnis am Ausgang bekannt ist. Ist beispielsweise das Ergebnis  $h(t)$  eines infinitesimal kurzen Pulses am Ausgang der Schaltung

$$h(t) \equiv y(t, x(t) = \delta(t)) \quad (2.11)$$

bekannt, so kann das Ausgangssignal  $y(t)$  eines beliebigen Pulses  $x(t)$  am Eingang durch

$$y(t) = \int_0^\infty x(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau \quad (2.12)$$



**Abbildung 2.8.:** Bildung des Rauschspektrums aus thermischem Rauschen (Grün) und Empfangsprozessen in Fehlstellen mit verschiedenen Zeitkonstanten (Blau). Die Empfangsprozesse führen in der Summe zu einem  $1/f$  folgenden Rauschspektrum des Funkelrauschens. Die Summe aller Rauschsterme ist rot dargestellt.

berechnet werden. Zur abstrakten Beschreibung einer Schaltung ohne Kenntnis der genauen Schaltung selbst genügt demnach die Kenntnis dieser *Pulsantwort*  $h(t)$ . Als Funktion der Zeit ist die Pulsantwort in der Regel nur schwer durch explizites Lösen der zu Grunde liegenden Differentialgleichung zu berechnen. Hier bietet es sich an, je nach Art des Signals eine unterschiedliche Repräsentierung der Pulsantwort zu wählen. Beispielsweise können kontinuierliche Signale mit wohldefinierter Frequenz wie bei einem Audioverstärker am Günstigsten durch ihre Frequenzanteile, also durch Fouriertransformation, dargestellt werden. Im Fall von gepulsten Eingangssignalen lässt sich die Differentialgleichung der Schaltung durch *Laplace-Transformation* in eine in diesem Zusammenhang günstigere Form überführen. Die Pulsantwort wird in diesem Fall als *Transferfunktion* bezeichnet und mit  $H(s)$  abgekürzt. Die Laplace-Transformation  $X(s)$  einer Funktion  $x(t)$  ist definiert durch:

$$X(s) = \mathcal{L}\{x(t)\} = \int_0^{\infty} e^{-st} x(t) dt \quad (2.13)$$

Dabei gibt  $s$  die positive und reelle Variable des laplacetransformierten Raums an. In dieser Darstellung nimmt die Delta-Distribution einen konstanten Wert ein.

Das Verhalten einer Schaltung kann nun vollständig durch ihre laplacetransformierte Transferfunktion  $H(s)$  beschrieben werden:

$$Y(s) = H(s) \cdot X(s) \quad (2.14)$$

Dabei geben  $Y(s)$  und  $X(s)$  die laplacetransformierten Pendanten der Eingangs- und Ausgangssignale an.

Die Transferfunktion kann in dieser Darstellung direkt aus der gewöhnlichen Differentialgleichung bestimmt werden, wie sie aus der Anwendung der Kirchhoffschen Gesetze auf die Schaltung folgt. Die untransformierte Differentialgleichung hat die Form

$$\sum_{i=0}^n a_i \frac{\partial^i y(t)}{\partial t^i} = \sum_{j=0}^m b_j \frac{\partial^j x(t)}{\partial t^j} \quad (2.15)$$

Die Koeffizienten  $a_i$  und  $b_j$  sind durch die Werte der Bauelemente bestimmt, wie sie in der Schaltung auftreten. Die Differentialoperatoren transformieren sich unter Laplacetransformation nach

$$a_i \cdot \frac{\partial^i}{\partial t^i} f(t) \Leftrightarrow a_i \cdot s^i F(s), \quad (2.16)$$

wobei die Funktion  $f(t)$  wieder eine beliebige Funktion der Zeit und  $F(s)$  ihre Laplacetransformierte darstellt. Entsprechend transformiert sich die Differentialgleichung zu einem Polynom im  $s$ -Raum der Laplacetransformation. Die Funktionen  $X(s)$  und  $Y(s)$  lassen sich in dieser Darstellung separieren, sodass sich die Transferfunktion  $H(s)$  unmittelbar als gebrochenrationale Funktion darstellen lässt. Die Koeffizienten  $a_i$ ,  $b_j$  sind hier identisch mit denen der gewöhnlichen Differentialgleichung in (2.15):

$$H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{\sum_{i=0}^n a_i s^i}{\sum_{j=0}^m b_j s^j} \quad (2.17)$$

Eine Verkettung von Transferfunktionen, wie sie bei hintereinander geschalteten Blöcken einer komplexen Schaltung auftritt, zerfällt durch Laplacetransformation zu einem Produkt der einzelnen Transferfunktionen:

$$H = H_1 \circ H_2 \Leftrightarrow H_1(s) \cdot H_2(s) \quad (2.18)$$

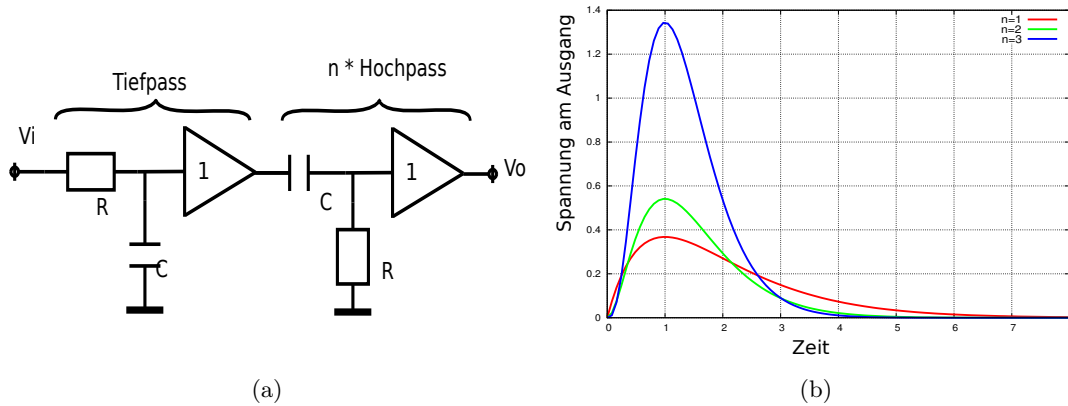
Im Allgemeinen lässt sich aus der Transferfunktion  $H(s)$  die Pulsantwort einer Schaltung durch inverse Laplacetransformation bestimmen. Wesentlich intuitiver lässt sich die Schaltung jedoch im  $s$ -Raum untersuchen, wo sich die Eigenschaften der Schaltung durch ein geschicktes Umschreiben der Transferfunktion zeigen.

So ist die Transferfunktion neben ihrer Polynomdarstellung auch in faktorisierter Darstellung durch ihre komplexen Nullstellen im Zähler, ihre Pole im Nenner des Bruchs und einen Proportionalitätsfaktor  $k$  vollständig bestimmt. Da die Transferfunktion eine reelle Funktion ist, treten komplexe Nullstellen nur gemeinsam mit ihrem komplex Konjugierten auf. [24]

$$H(s) = k \cdot \frac{\prod_i (s - Z_i)}{\prod_j (s - P_j)} \quad \{Z_i\}, \{P_j\} \in \mathbb{C} \quad (2.19)$$

Eine weitere Darstellungsmöglichkeit besteht in der Partialbruchzerlegung der Funktion. In dieser Schreibweise können die einzelnen Terme direkt durch Laplacetransformation in den Zeitraum übersetzt werden.

$$H(s) = \sum_j \frac{A_j(s)}{s - P_j} \Leftrightarrow \sum_j a_j(t) e^{P_j \cdot t} \quad (2.20)$$



**Abbildung 2.9.:** Passiver  $CR-(RC)^n$  Shaper. a) Schaltung, b) Ausgangspuls des Shapers. Die Zeitkonstanten sind mit  $1/n$  skaliert, um das Maximum am gleichen Ort zu halten

Zwar sind  $a_j$  bzw.  $A_j$  ebenfalls Funktionen im Zeit- beziehungsweise s-Raum, die sich entsprechend transformieren. Dennoch können aus der Transformation der Pole zu Exponentialtermen Stabilitätskriterien der Schaltung abgelesen werden. Der Term im Exponenten führt nur für solche Pole der Transferfunktion zu einem stabilen Verhalten, deren Realteil negativ ist. Im umgekehrten Fall führen die Terme zu einem oszillierenden bzw. exponentiell ansteigenden Verhalten. [24]

Die Art der auftretenden Polstellen korrespondiert direkt zu charakteristischen Funktionen der Zeit. So führt ein reeller Pol in der Transferfunktion zu einer zeitabhängigen Exponentialfunktion mit der Polstelle im Exponenten, imaginäre Pole führen zusammen mit ihrem komplex Konjugierten zu Oszillationstermen in der Pulsantwort, die nach dem zuvor beschriebenen Konvergenzkriterium zusammen mit Dämpfungstermen auftreten:

$$\frac{1}{s + 1/\tau} \Leftrightarrow e^{-t/\tau} \quad (2.21a)$$

$$\frac{b}{(s + 1/\tau)^2 + \omega^2} \Leftrightarrow e^{-t/\tau} \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (2.21b)$$

Der passive  $CR-(RC)^n$  Shaper stellt ein einfaches Beispiel der analogen Pulsformung dar. Er besteht aus einem Tiefpassfilter und mehreren Hochpassfiltern, die in Reihe geschaltet und durch ideale Verstärker voneinander getrennt sind. Die Schaltung ist in Abbildung 2.9(a) dargestellt.

Für den Hochpassfilter ergibt sich die Differentialgleichung aus den Kirchhoffschen Gesetzen zu

$$\begin{aligned} V_o(t) &= R \cdot I_C(t) \\ &= RC \frac{\partial}{\partial t} (V_i(t) - V_o(t)) \\ \Leftrightarrow V_o(t) + RC \cdot \dot{V}_o(t) &= RC \cdot \dot{V}_i(t) \\ \Leftrightarrow (1 + RCs) \cdot V_o(s) &= RCs \cdot V_i(s) \end{aligned}$$

und damit die laplacetransformierte Transferfunktion des Hochpassfilters:

$$H_{hp}(s) = \frac{V_o(s)}{V_i(s)} = \frac{RCs}{1 + RCs} \quad (2.22a)$$

Analog erhält man die laplacetransformierte Transferfunktion des Tiefpassfilters:

$$H_{lp}(s) = \frac{1}{1 + RCs} \quad (2.22b)$$

Für  $RC \equiv \tau$  ergibt sich die Transferfunktion des Gesamtsystems zu:

$$H_{CR-(RC)^n} = \tau s \cdot \left( \frac{1}{1 + \tau s} \right)^{n+1} \quad (2.22c)$$

Durch inverse Laplacetransformation lässt sich die Pulsantwort des Shapers berechnen. Sie ist in Abbildung 2.9(b) für eine Zeitkonstante von  $\tau = 1/n$  für unterschiedliche Tiefen des Shapers gezeigt und ergibt sich zu:

$$V_o(t) = \left( \frac{t}{\tau} \right)^n \cdot e^{-t/\tau} \quad (2.23)$$

Ein solcher passiver Pulsformer kann nur schwierig in Halbleitern implementiert werden, da Kapazitäten und Widerstände sehr viel Fläche benötigen. Solche Pulsformer können jedoch in aktiven Schaltungen bestehend aus Transistoren mit einem äquivalentem Verhalten implementiert werden, in der die entsprechenden passiven Komponenten wesentlich kleiner ausgelegt sind. In Abbildung 2.10 ist das aktive Pendant des zuvor beschriebenen Shapers mit  $n=2$  gezeigt. Tatsächlich erhält man für diese Schaltung, abgesehen von einem konstanten Verstärkungsfaktor, die gleiche Transferfunktion. Diese Schaltung lässt sich in Halbleitern wesentlich besser implementieren. In diesem Zusammenhang zeigt sich die Abstraktion der Transferfunktion von der unterliegenden Schaltung, da es in der Regel verschiedene Möglichkeiten gibt, das Verhalten einer Transferfunktion technisch zu implementieren.

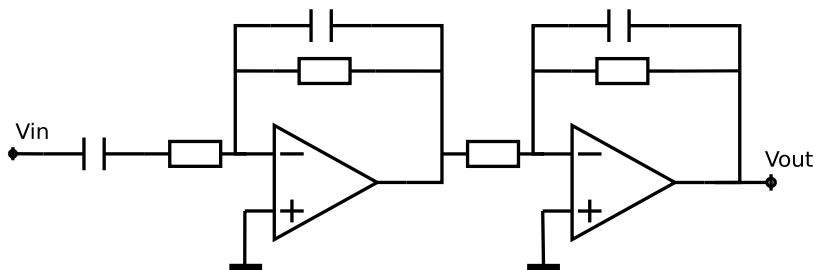


Abbildung 2.10.:  $CR-(RC)^2$  - Shaper mit aktiven Komponenten



## 2.4. Rauschbestimmung in komplexen Schaltungen

Das am Eingang einer elektronischen Schaltung anliegende Rauschen ist im Allgemeinen auch an dessen Ausgang zu beobachten. Die Art, wie eine Schaltung Rauschsignale verarbeitet, kann ebenfalls durch Transferfunktionen beschrieben werden. Da sich Rauschen am besten im Frequenzraum beschreiben lässt, ist hierzu das Frequenzverhalten der Schaltung von Interesse. Die Transferfunktion im Frequenzraum kann direkt durch Substitution  $s \rightarrow i\omega$  aus der laplacetransformierten Transferfunktion gewonnen werden, die dann der Fouriertransformation entspricht. Bei Schaltungen zur Messung einer Ladung wird üblicherweise ein Strom am Eingang gemessen. Die Transformation des Rauschens durch die Schaltung ist gegeben durch

$$\sigma_{i,out}^2 = \int_0^\infty |H(\omega)|^2 \cdot \overline{i_{n,in}^2} \quad (2.24)$$

Dabei gibt  $\sigma_{i,out}^2$  das quadrierte Rauschen des Stroms am Ausgang an, und  $\overline{i_{n,in}^2}$  stellt das quadrierte Frequenzspektrum des Stromrauschens am Eingang dar. Das Rauschen muss dabei nicht notwendigerweise physikalisch am Eingang der Elektronik anliegen, sondern wird auch von der Elektronik selbst erzeugt. Dieses kann jedoch durch Fluktuationen am Eingang der Schaltung repräsentiert werden. Oft ist das Transistorrauschen (vgl. 2.2) in der Eingangsstufe eines Verstärkers ein maßgeblicher Faktor. In diesem Zusammenhang muss die Transferfunktion im Allgemeinen modifiziert werden, da nicht unmittelbar am Eingang liegende Rauschquellen nur durch einen Teil der vollständigen Transferfunktion transformiert werden. Die Schaltung kann jedoch nach Gleichung (2.18) partitioniert werden, sodass dies kein grundlegendes Problem darstellt.

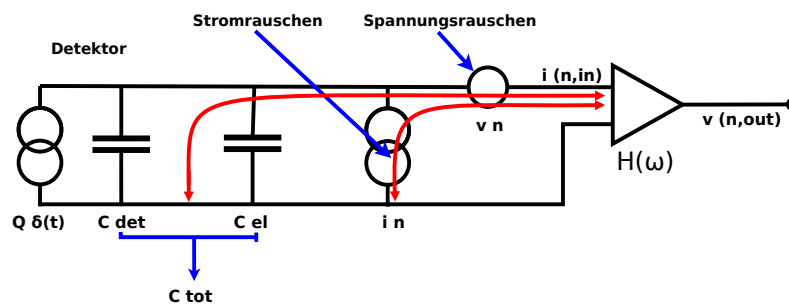


Abbildung 2.11.: Darstellung der Rauschquellen am Eingang einer analogen Schaltung zur Ladungsmessung

Das Rauschen am Eingang kann durch zwei Terme dargestellt werden, die sich durch ihr unterschiedliches Frequenzverhalten am Eingang mit verschwindender Eingangsimpedanz zeigen. Abbildung 2.11 gibt einen Überblick über die im System vorliegenden Rauschterme, die durch eine in Serie geschaltete Spannungsquelle mit dem Rauschspektrum  $v_n$  und eine dem Detektor parallel geschaltete Stromquelle mit dem Spektrum  $i_n$  dargestellt werden. Der Eingang der Schaltung hat eine gewisse Kapazität, die sich vor allem aus der effektiven Eingangskapazität des Verstärkers selbst und der Detektorkapazität zusammensetzt. Das Stromrauschen

am Eingang durch die parallel geschaltete Rauschquelle ist unabhängig von der Eingangskapazität, da der Strom direkt in den niederohmigen Eingang fließt. Demgegenüber ist die Stromschwankung durch die in Serie geschaltete Spannungsquelle durch den Blindwiderstand  $X_C = 1/C_{tot}\omega$  der Kapazität gegeben, die sich als Gesamtkapazität am Eingang darstellt. Die jeweiligen Ströme sind in der Abbildung Rot markiert. Das Gesamtrauschen am Eingang der Schaltung ergibt sich zu

$$i_{n,in}^2 = i_n^2 + v_n^2 \cdot \omega^2 C_{tot}^2, \quad (2.25)$$

wobei  $C_{tot}$  die Gesamtkapazität am Eingang und  $i_{n,in}^2$  die Fluktuation des Stroms am Eingang angibt.

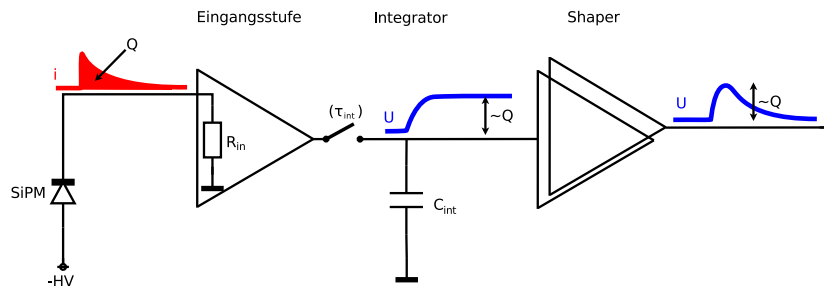
Das entscheidende Kriterium bei der Entwicklung einer Schaltung ist es, durch eine günstige Wahl der Transferfunktion ein optimales Signal- zu Rauschverhältnis zu erreichen. Geringes Rauschen wird nach (2.24) durch Verringerung der Bandbreite der Elektronik erreicht, um das Rauschen in gewissen Frequenzbereichen zu unterdrücken. Bei gepulsten Systemen stellt sich nun das Problem, dass sich das Signal im Frequenzraum über einen weiten Bereich erstreckt. Dementsprechend führt ein Einschränken der Bandbreite nicht zwangsläufig zu einem besseren Signal- zu Rauschverhältnis, da auf diese Weise auch das Signal am Ausgang verkleinert wird. Die Transferfunktion muss hier auf eine typische Messzeit optimiert werden. Diese tritt in Form von typischen Zeitkonstanten analog zu (2.21) in der Transferfunktion auf. Im Allgemeinen findet sich ein Maximum im Signal- zu Rauschverhältnis in Abhängigkeit der typischen Zeitkonstanten des Systems. Dieses ist einerseits durch das Frequenzspektrum des Rauschens, andererseits durch die Zeitkonstanten des Eingangspulses gegeben.

# Ausleseelektronik zur Energiemessung

Ein Lichtpuls von  $N_\gamma$  Photonen liefert bei Vernachlässigung von Sättigungseffekten im Silizium Photomultiplier nach (1.11) und (1.14) ein mittleres Ladungssignal von

$$Q = C_{px} V_{over} \cdot p_{det} N_\gamma = G \cdot N_f \quad (3.1)$$

Dabei gibt  $G = C_{px} V_{over}$  die Verstärkung eines einzelnen ausgelösten Pixels und  $N_f = p_{det} N_\gamma$  die Anzahl der ausgelösten Pixel an. Das Signal liegt an der Ausleseelektronik in Form eines Strompulses vor. Zur genauen Bestimmung der Ladung, insbesondere zur Bestimmung der Anzahl der ausgelösten Pixel, muss dieser Strom in der Elektronik integriert werden. Abbildung 3.1 zeigt die grundlegenden Blöcke einer Schaltung zur Messung der Signale aus Silizium Photomultipliern.



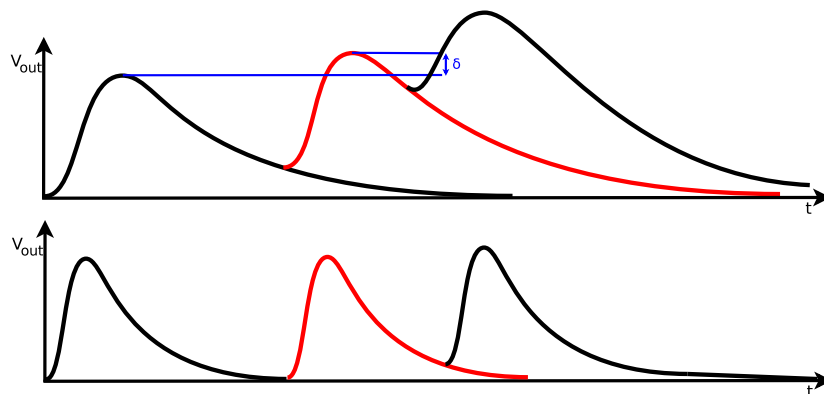
**Abbildung 3.1.:** Blockschaltbild einer Schaltung zur Ladungsmessung. Der eingehende Strompuls des Detektors ist in Rot dargestellt, die weiter verarbeiteten Spannungssignale in Blau.

Die *Eingangsstufe* definiert die Eingangsimpedanz der Elektronik, wie sie in 1.2.7 eingeführt wurde und dient hier lediglich als Impedanzwandler, der eine kleine Eingangsimpedanz bereitstellt. Zur Kompensierung der starken Temperaturabhängigkeit von Silizium Photomultipliern sollte die Eingangsstufe zudem die Spannung am Eingangsterminal innerhalb weniger Volt variieren können. Die Ladung wird in einer Kapazität  $C_{int}$  in der *Integrationsstufe* gesammelt und lässt sich durch die anliegende Spannung  $U_{int} = Q/C_{int}$  messen. Im letzten, als *Shaper* bezeichneten Block der Schaltung wird das Signal des Integrators in einen wohldefinierten Spannungspuls transformiert, wodurch sich die Ladung des Signals aus der Messung der Pulshöhe bestimmen lässt.

Ohne bereits an dieser Stelle auf eine mögliche Implementierung der einzelnen Blöcke einzugehen, sollen im Folgenden grundlegende Kriterien für eine gute Auflösung des Systems diskutiert werden (Vergleiche 3.1). Die Sammlung der Ladung durch Integration des Stroms in der Elektronik kann durch eine Integrationszeit  $\tau_{int}$  beschrieben werden. In Abbildung 3.1 ist

diese Integrationszeit durch einen Schalter repräsentiert. Häufig werden jedoch passive Komponenten verwendet, beispielsweise ein Widerstand parallel zum Integrationskondensator, der diesen entlädt. In solchen Fällen ist die Integrationszeit als effektive Größe zu verstehen und kann aus der Transferfunktion der Schaltung bestimmt werden. Die Integrationszeit sollte kurz gewählt werden, um die Messung von Ladung aus Dunkelratenpulsen zu minimieren. Die untere Grenze der Integrationszeit ist demgegenüber durch die Dauer des zu messenden Pulses definiert, da für ein gutes Signal- zu Rauschverhältnis möglichst die gesamte Ladung des Signals gemessen werden soll. In Kapitel 1.2.7 wurde anhand von Simulationen deutlich, wie der Stompuls durch Verringerung der Eingangsimpedanz stark verkürzt werden kann. Daher besteht eine wesentliche Anforderung an die Eingangsstufe in der Bereitstellung einer möglichst kleinen Eingangsimpedanz.

Bei entsprechend hohen Signalraten ist das zeitliche Verhalten des Shapers von entscheidender Bedeutung. Die sich daraus ergebenden Verhaltensweisen im Ausgangssignal werden als Pile-upeffekte bezeichnet, wobei sich zwei verschiedene Effekte zeigen. Die Pulshöhen zweier Signale mit kleinem zeitlichen Abstand werden unterschiedliche Werte einnehmen, da sich die beiden Signale überlagern. Dies führt bei zufällig auftretenden Dunkelratenpulsen zu einer Verringerung der Auflösung des Systems. Um die Überlagerung der Signale zu minimieren, kann die Dauer des Pulses durch Anpassung der Zeitkonstante des Shapers (*Shapingzeit*) verkürzt werden. Dies wird durch die entsprechende Anpassung der Bauelemente und Struktur des Shapers erreicht. Dabei sollte das Maximum des Pulses möglichst flach verlaufen, damit die Pulshöhe am Ausgang der Elektronik mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden kann. Ein weiterer Effekt bei Raten in der Größenordnung der Shapingzeit ist die Verschiebung der Nulllinie (*Pedestal*) am Ausgang. Zur Stabilisierung der Nulllinie werden aktive Schaltungen verwendet.



**Abbildung 3.2.:** Verschiebung der Nulllinie und Variation der Pulshöhen durch Pileupeffekte bei verschiedenen Zeitkonstanten der Elektronik.

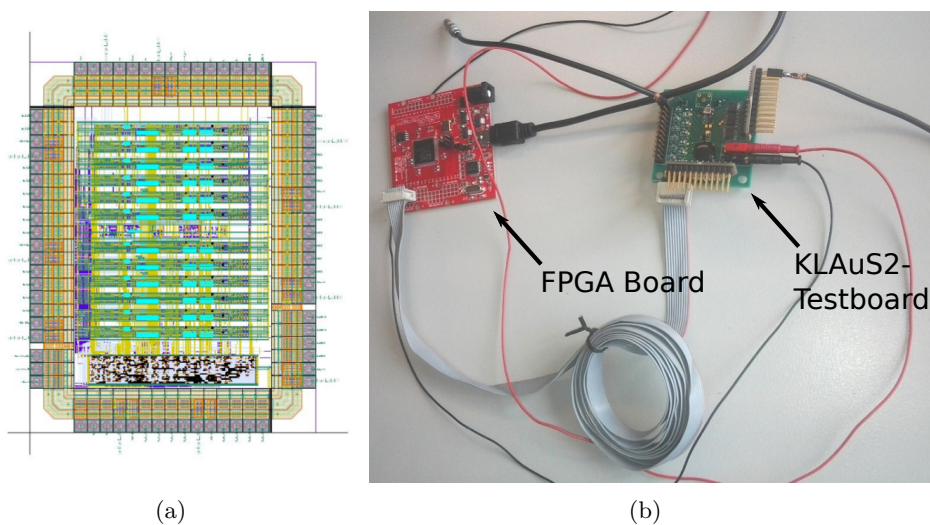
Elektronik zur Auslese von Silizium Photomultipliern kann in Form von integrierten Schaltungen in CMOS-Technologie implementiert werden. Der im Folgenden diskutierte Anwendungsbereich besteht in der Auslese von Detektorsignalen in einem hochgranularen Kalorimeter der Teilchenphysik, wie er für den zukünftigen Detektor des ILC vorgesehen ist. Hier ergeben sich weitere Anforderungen an die Elektronik im Bezug auf ihren Energieverbrauch. Dieses Detek-

torsystem ist so kompakt aufgebaut, dass vollständig auf eine aktive Kühlung der Elektronik verzichtet werden soll. Der in Heidelberg entwickelte Auslesechip KLAuS ist speziell für diese Anwendung konzipiert und soll im folgenden Kapitel beschrieben werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Messaufbauten entwickelt, die umfangreiche, weitestgehend automatisierte Charakterisierungsmessungen mit dem Chip ermöglichen. Neben allgemeinen Parametern wie der Effizienz der Ladungsmessung wurden auch die Verfahren zur Reduzierung der Leistungsaufnahme untersucht. Im letzten Abschnitt des Kapitels werden alle Rauschquellen eines solchen Systems untersucht.

### 3.1. Der ASIC KLAuS2

Der Auslesechip KLAuS (Kanäle zur Ladungsauslese für Silizium Photomultiplier) ist ein ASIC zur präzisen Ladungsmessung von SiPM-Signalen in AMS 350 nm Technologie. Insbesondere für das hadronische Kalorimeter des ILD entwickelt, soll er als analoge Eingangsstufe für die Auslesechips des Kalorimeters verwendet werden. Er wurde am Kirchhoff Institut für Physik in Heidelberg entwickelt und liegt zur Zeit in zweiter Version vor [36][35]. Spätere Versionen sehen die Integration in einen größeren ASIC mit integrierter Analog zu Digitalwandlung und einem Digitalteil vor, welcher die gemessenen Daten sammelt und versendet. Abbildung 3.3(a) zeigt das Layout des KLAuS2-ASIC. Der Chip besteht aus zwölf Kanälen, die parallel nebeneinander angeordnet sind. Die einzelnen Kanäle sind mit  $100\ \mu\text{m}$  gerade so breit, dass sie in einen bereits existierenden Auslesechip mit Digitalteil, dem SPIROC [4], integriert werden könnten. In der Mitte des Chips ist der *Chip-Bias*-Block zu erkennen, der allen Kanälen die nötigen Versorgungsspannungen liefert. Der Chip kann mit einer seriellen SPI-Schnittstelle konfiguriert werden, welche als digitaler Block am unteren Rand zu erkennen ist. Zum Test des Chips steht ein Testboard zur Verfügung, das in Abbildung 3.3(b) gezeigt



**Abbildung 3.3.:** KLAuS2-Floorplan (a), aus [35] und Platine zum Test des ASIC (b)

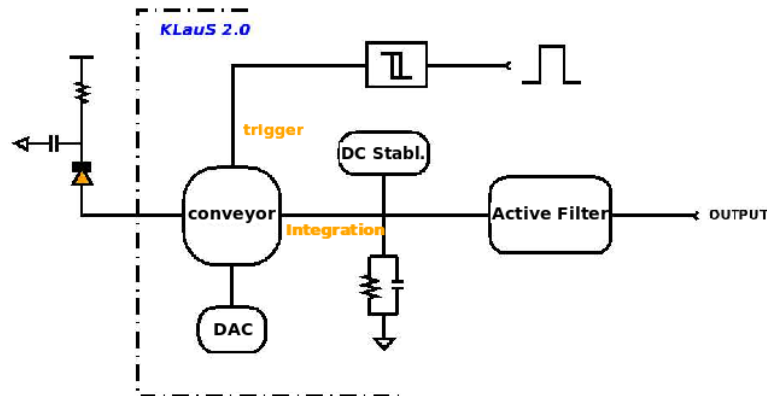


Abbildung 3.4.: Blöcke eines KLAUS2-Kanals [35]

ist. Der Chip wird über das rot gefärbte FPGA-Board konfiguriert<sup>1</sup>. Auf der linken Seite des Testboards kann die Hochspannungsversorgung für die Sensoren angeschlossen werden, die auf der Unterseite der Platine aufgesteckt werden können. An den aufgesteckten Platinen liegen die Ausgangssignale des Chips an.

Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau eines KLAUS2-Kanals. Jeder der Kanäle hat einen analogen Ausgang zur Energiemessung und einen digitalen Triggerausgang. Der Strompuls eines Eingangssignals wird in der als *Current conveyor* gekennzeichneten Eingangsstufe auf zwei Strompfade kopiert, wobei der eine für die Erzeugung eines Triggersignals, der andere zur Erzeugung des analogen Energiesignals verwendet wird. Das Signal am analogen Ausgang hat eine wohldefinierte Form und seine Höhe ist proportional zur injizierten Ladung. Der Trigger liefert ein digitales Signal mit einer Spannung von 0 bzw. 3.3 V (CMOS-Standard). Um Temperatureffekte und Variationen der Durchbruchsspannung zwischen den verschiedenen angeschlossenen SiPMs zu kompensieren, verfügt jeder Kanal über einen 8bit Digital- zu Analogwandler (DAC), mit dem die SiPM-Biasspannung in einem Bereich von etwa 2 V variiert werden kann. Dies ist nicht ausreichend, um die Variation in der Durchbruchsspannung bei den zur Zeit vorliegenden, zur Verwendung in dem Kalorimeter vorgesehenen Detektoren auszugleichen. Die Temperaturabhängigkeit des SiPMs lässt sich dadurch jedoch kompensieren. Der Chip wurde mit dem Ziel einer möglichst geringen Leistungsaufnahme entwickelt. Durch Ausnutzung der Strahlstruktur des ILC können fast alle Blöcke bis zu 99% der Zeit ausgeschaltet werden. Dadurch ergibt sich eine theoretische Leistungsaufnahme von  $25\mu\text{W}$  pro Kanal. Die Leistungsaufnahme der dauerhaft eingeschalteten Chips beläuft sich auf 2,5 mW für jeden Kanal.

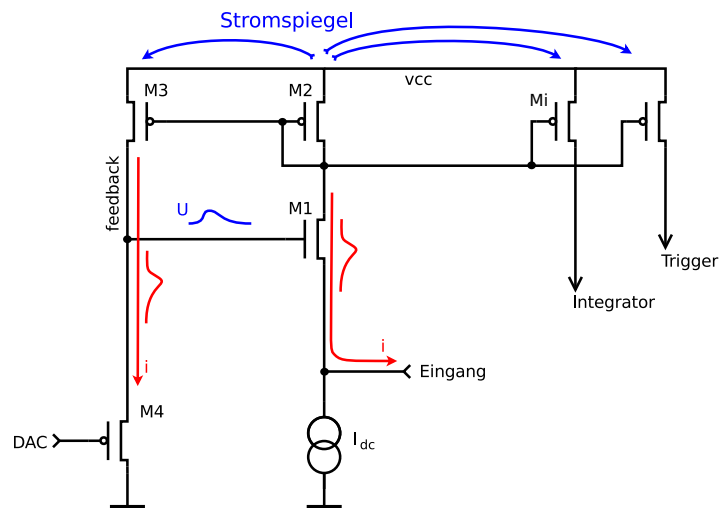
<sup>1</sup>FPGA steht für *Field Programmable Gate Array*. Es wurden zwei verschiedene Boards genutzt, die beide auf dem Spartan 3E der Firma Xilinx basieren. Die Hersteller der FPGA-Boards sind AVNET und Gadget Factory

### 3.1.1. Eingangsstufe

Zur Minimierung der Eingangsimpedanz des Chips kann die Eingangsstufe auf Grundlage der in 2.1.1 vorgestellten Gateschaltung aufgebaut werden. Die Spannung am Eingangsterminal kann dann durch die angelegte Gatespannung gewählt werden, die Eingangsimpedanz dieser Schaltung ist in guter Näherung durch  $R_{in} = 1/g_m$  gegeben. Eine weitere Verringerung der Impedanz lässt sich durch die Verwendung einer Feedbackschaltung erreichen. Die Eingangsimpedanz der Schaltung ergibt sich aus der Spannungsänderung  $\delta U$ , wie sie aus einer kleinen Änderung des Stroms durch den Eingang  $\delta I$  folgt:

$$R_{in} = \frac{\delta U}{\delta I} \quad (3.2)$$

Durch Minimierung von  $\delta U$  kann die Eingangsimpedanz weiter gesenkt werden. Abbildung 3.5 zeigt eine vereinfachte Schaltung der Eingangsstufe eines KLAuS2-Kanals. Der Transistor M1 bildet zusammen mit der Stromquelle  $I_{dc}$  und dem Transistor M2 die bereits bekannte Gateschaltung. Dabei wirkt der Transistor M2 als Widerstand  $R_D$  in der Gateschaltung, dessen Strom zur weiteren Verarbeitung der Signale zu messen ist.



**Abbildung 3.5.:** Vereinfachte Darstellung der KLAuS2-Eingangsstufe. Der Feedbackpfad zur Minimierung der Eingangsimpedanz ist auf der linken Seite zu sehen. Die Stromspiegel auf der rechten Seite führen zu den nachfolgenden Stufen (Integrator und Triggerstufe). Zur Veranschaulichung des Feedbackprinzips sind die Strompulse eines Signals in Rot und der Spannungspuls am Gatekontakt des Transistors M1 in Blau eingezeichnet.

Die Transistoren M2 und M3 bilden einen Stromspiegel. Ein Strompuls am Eingang wird auf den Feedbackpfad der Eingangsstufe kopiert, was eine dynamische Veränderung der Spannung am Gate des Transistors M1 bewirkt. Fließt ein Strompuls aus der Eingangsstufe zum Detektor, so bewirkt dies zunächst durch die Eingangsimpedanz der Gateschaltung ein Abfallen der Spannung am Eingangsterminal. Demgegenüber wird der Strompuls auf den Feedbackpfad kopiert und verursacht einen kurzzeitigen Anstieg der Spannung am Gate von M1, was ein

Ansteigen des Stroms durch M1 und somit ein Ansteigen der Spannung am Eingangsterminal zur Folge hat. Dies ist in Abbildung 3.5 durch rote und blaue Strom- bzw. Spannungspulse verdeutlicht. In dieser Weise lässt sich die Fluktuation der Spannung am Eingang der Elektronik verringern, sodass die Eingangsimpedanz weiter sinkt. Sie ist bei nicht zu hohen Frequenzen gegeben durch [35]

$$R_{in} = \underbrace{\frac{1}{g_{m1}}}_{\text{Gateschaltung}} - \underbrace{\frac{1}{g_{m4}} \cdot \frac{g_{m3}}{g_{m2}}}_{\text{Feedback}} \quad (3.3)$$

Bei höheren Frequenzen in der Größenordnung von 100 MHz können die parasitären Kapazitäten der Transistoren nicht mehr vernachlässigt werden. Dabei sind insbesondere die Kapazitäten  $C_{gs}$  und  $C_{gd}$  am Eingangstransistor M1 von Bedeutung. Sie verhalten sich bei hohen Frequenzen wie ein Kurzschluss zwischen Gate und Source- beziehungsweise Drainkontakt, sodass der Strom eines Signals durch diese Kapazitäten abfließt und nicht mehr gemessen werden kann. Dieser Effekt entspricht letztlich dem Millereffekt und zeigt sich in einer frequenzabhängigen Eingangsimpedanz mit Polen bei etwa 100MHz. Dies ist auch der Grund, warum die Transkonduktanz des Transistors M1 durch Veränderung seiner Größenverhältnisse nicht beliebig groß gewählt werden kann, was nach (3.3) zu einer geringeren Eingangsimpedanz führen würde. Eine hohe Transkonduktanz geht mit großen parasitären Kapazitäten einher, die die Pole in der Eingangsimpedanz zu niedrigeren Frequenzen verschieben würde.

Der konstante Spannungswert am Eingangsterminal kann durch das DAC-Terminal der Eingangsstufe variiert werden. Die Spannung an diesem Terminal wird durch den Digital- zu Analogwandler des Kanals eingestellt und ist über die SPI-Schnittstelle des Chips konfigurierbar. Bei einem steigenden Konfigurationswert verringert sich die Spannung am DAC-Terminal. Dadurch steigt die Spannung am Gate des Eingangstransistors M1, wodurch auch die Spannung am Eingang des Kanals steigt. In dieser Weise lässt sich die SiPM-Biasspannung und damit die Verstärkung des Sensors steuern. Tatsächlich ist die Spannung in einem weiten Bereich proportional zum eingestellten DAC-Wert (vergleiche 3.3). Zur Messung der Signale wird der Strom durch den Transistor M2 nicht nur auf den Feedbackpfad, sondern auch auf den analogen Pfad und den der Triggerstufe kopiert, wo die Signale weiterverarbeitet werden. Diese Transistoren sind in Abbildung 3.5 auf der rechten Seite dargestellt.

### 3.1.2. Analoger Pfad - Integration, Shaper und Pedestalstabilisierung

Der von der Eingangsstufe gelieferte Strompuls wird bei KLAuS durch einen Kondensator  $C_{int}$  integriert. Zur Entladung der Kapazität ist diesem ein Widerstand  $R_{dis}$  parallel geschaltet, wodurch die effektive Integrationszeit durch

$$\tau_{int} = R_{dis} \cdot C_{int}$$

gegeben ist. Zur Stabilisierung der Spannung am Kondensator bei hohen Raten, sowie zur Korrektur von Mismatchfehlern des Stromspiegels  $M2 - Mi$  von der Eingangsstufe, wird eine aktive Schaltung verwendet, die in Abbildung 3.6 zusammen mit dem Integrator und der Signalformungsstufe gezeigt ist. Die Bandbreite der Stabilisierungsschaltung ist mit etwa 100 Hz



so klein gewählt, dass die Signale selbst kaum durch diese Schaltung beeinflusst werden. Liegt die Spannung über einen entsprechend langen Zeitraum über dem eingestellten Wert

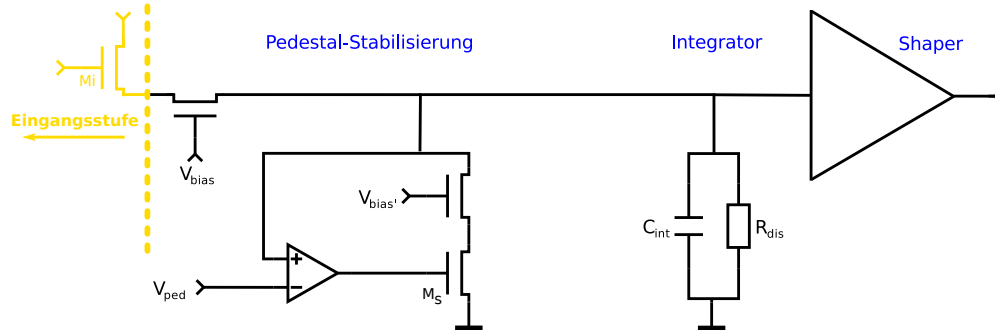


Abbildung 3.6.: Integrationsstufe mit Schaltung zur Stabilisierung der Nulllinie

der Nulllinie  $V_{ped}$ , so spricht der Operationsverstärker der Stabilisierungsschaltung an, der Transistor  $M_s$  wird leitend und liefert neben dem Widerstand  $R_{dis}$  einen weiteren Entladestrom, der zur Stabilisierung des Pedestals führt.

Die Signalformung durch den Shaper ist bei KLAuS durch eine aktive Schaltung implementiert. Ohne auf den genauen Aufbau des Shapers einzugehen, soll hier lediglich dessen Transferfunktion betrachtet werden.

Die Transferfunktion von Integrationsstufe und Shaper ist bei Vernachlässigung der Schaltung zur Pedestalstabilisierung gegeben durch [35]:

$$H(s) = \underbrace{\frac{2R_{dis}}{s \cdot \tau_{int}}}_{\text{Integrationsstufe}} \cdot \underbrace{\frac{1}{(s \cdot \tau_{shap} + 1)^2 + 1}}_{\text{Shaper}} \quad (3.4)$$

Sie besitzt einen reellen und zwei imaginäre Pole bei der Zeitkonstante des Integrators  $\tau_{int}$  bzw. der des Shapers  $\tau_{shap}$ . Durch Gleichsetzung dieser Zeitkonstanten ergibt sich am Ausgang des Kanals ein Puls ohne Unterschwingung, der durch die inverse Laplacetransformation dieser Transferfunktion bestimmt werden kann. Dieser Puls hat eine kurze Zerfallszeit, was Pileup-effekte in Form von Schwankungen der Pulshöhe minimiert. Die Pulsantwort der Integrations- und Shapingstufe ist gegeben durch:

$$h(t) \propto e^{(-t/\tau)} \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (3.5)$$

Hier stellt  $\tau$  die gemeinsame Zeitkonstante von Integrator und Shaper dar. Sie kann durch entsprechende Konfiguration des Chips gewählt werden und nimmt die Werte 25 ns, 50 ns oder 100 ns an.

### 3.1.3. Triggerpfad

Die zweite Kopie des Eingangsstroms wird für die Erzeugung eines Triggersignals verwendet. Dieses Signal ist binär und kann am Ausgang die Spannungswerte 0V (logisch 0) oder 3.3V (logisch 1) annehmen, was dem CMOS-Standard entspricht. Überschreitet der Eingangsstrom eine einstellbare Schwelle, wechselt das Ausgangssignal in den Zustand logisch eins. Die Triggerschwelle ist auf der Platine durch einen Drehwiderstand für alle Kanäle simultan einstellbar. In späteren Versionen des Chips soll dieses Signal dazu dienen, eine Messung der Pulshöhe am Ausgang auszulösen und eine Zeitinformation für die Eingangssignale bieten. Der Trigger ist als Komparator aufgebaut und besitzt keine Hysterese, entsprechend sind die Schwellen der Übergänge  $0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 0$  identisch. Dies kann bei einer niedrigen Triggerschwelle und langsam fallenden Flanke auf Grund des Rauschens am Eingang zu ungewollten Pulsen des Triggers führen (vgl. Abb. 3.7). Zur Unterdrückung dieser Pulse wird das Triggersignal in KLAuS durch ein Monoflop verlängert. Monoflops erzeugen aus einem kurzen Eingangspuls einen Puls mit fester Dauer. Auf diese Weise werden Rauschpulse am Ausgang des Triggers unterdrückt.

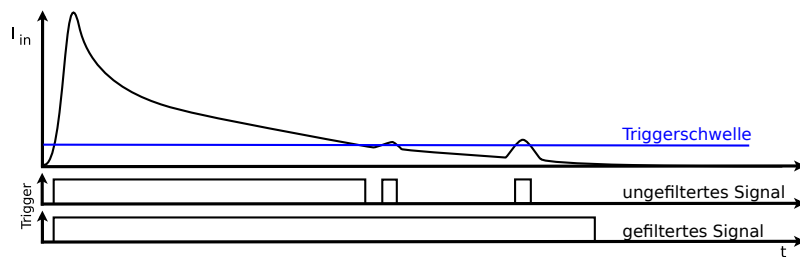


Abbildung 3.7.: Unterdrückung von ungewollten Pulsen durch Rauschen am Triggerausgang durch Verlängerung des Signals in der Triggerstufe

## 3.2. Ladungskonversion

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben führt das Auslösen von  $N$  SiPM-Pixeln zu einem Ladungssignal

$$Q_{sig} = N \cdot Q_{px} = N \cdot (C_{px} V_{over}),$$

wobei  $C_{px}$  die Pixelkapazität und  $V_{over}$  die angelegte Überspannung ist. Das Verhältnis der gemessenen Pulshöhe zur Ladung am Eingang des ASICs wird als Ladungskonversionsfaktor bezeichnet, der im Folgenden mit dem Buchstaben  $G$  abgekürzt werden soll. Mit diesem Parameter lässt sich das Verhalten des Chips beschreiben. Die Ladungskonversion ist nicht konstant, sondern von verschiedenen Einflüssen abhängig, die im Folgenden diskutiert werden.

Sie lassen sich unterteilen in:

- Sättigungseffekte der Elektronik bei einer großen injizierten Ladung
- Veränderung der Pulsform am Eingang
- Konfiguration des ASIC im Bezug auf die Shapingzeit und Skalierung des Signals

Die Höhe des Spannungspulses am Ausgang des Chips sollte in einem möglichst großen Bereich proportional zur Ladung sein. Bei großen Signalen verschiebt sich der Arbeitspunkt der Elektronik, sodass das Kleinsignalmodell der Schaltung seine Gültigkeit verliert. Da jedoch das lineare Verhalten der Schaltung auf Analyse von Kleinsignalmodellen beruht, zeigen sich bei der Verschiebung des Arbeitspunkts in der Regel abweichende Effekte in Form eines Sättigungsverhaltens.

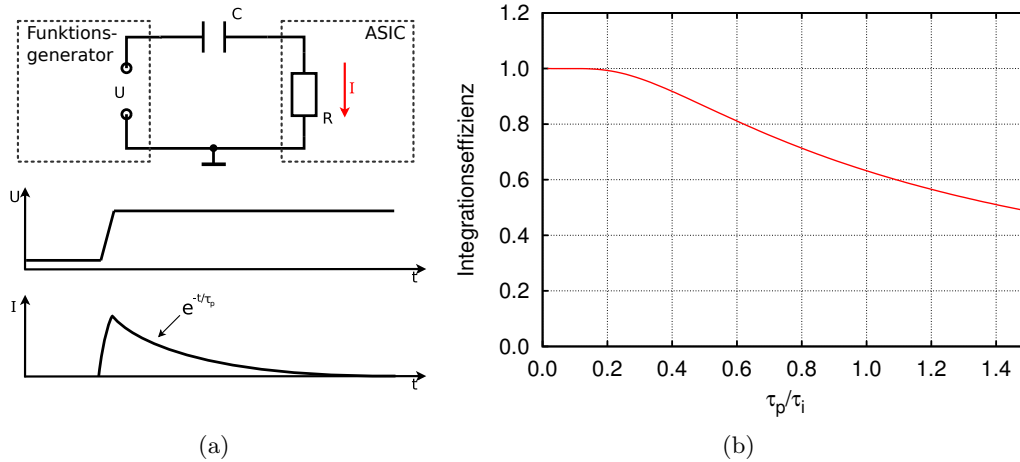
Zur Nachahmung der Strompulse, wie sie bei Silizium Photomultipliern auftreten, bietet sich die Injektion einer definierten Ladung mit einem Funktionsgenerator an, der über einen Kondensator an das Eingangsterminal des Chips angeschlossen ist (vergleiche Abbildung 3.8(a)). Generiert man eine Rechteckfunktion mit der Spannungsdifferenz  $\Delta U$ , so fließt nach einer Spannungsänderung des Funktionsgenerators eine Ladung  $Q = C \cdot \Delta U$  durch den Eingang des ASICs, wobei  $C$  die Kapazität des Kondensators darstellt. Der Strompuls fällt exponentiell mit der Zeitkonstante  $\tau_p = C \cdot R_{in}$ , wobei  $R_{in}$  die Eingangsimpedanz der Elektronik ist. Die ansteigende Flanke des Strompulses ist durch die Anstiegszeit des Funktionsgenerators gegeben, sofern diese vernachlässigbar gegenüber der Zeitkonstante der fallenden Flanke  $\tau_p$  ist. In diesem Fall ist  $\tau_p$  die entscheidende Größe zur Beschreibung der Pulsform am Eingang der Elektronik. Die Integration der Ladung in KLAuS lässt sich durch eine effektive Integrationszeit beschreiben, die durch Konfiguration des Chips zusammen mit der Zeitkonstante des Shapers eingestellt werden kann. Daher bestimmt der zeitliche Verlauf des Strompulses die integrierte Ladung. Sie ist über  $\tau_p$  abhängig von der Kapazität am Eingang und der Eingangsimpedanz der Elektronik. Mit steigender Zeitkonstante wird der Puls länger, sodass zunehmend weniger Ladung integriert wird. Entsprechend sollte die Ladungskonversion monoton mit ansteigender Eingangsimpedanz, sowie mit ansteigender Kapazität am Eingang abfallen.

In Kapitel 1.2.7 wurde das Verhalten des Ausgangspulses in einem SiPM beschrieben. Tatsächlich zeigt der Strompuls des Detektors ebenfalls ein exponentiell abfallendes Verhalten. Dort ist die Zeitkonstante des Pulses durch den Wert des Auslesewiderstands und der Gesamtkapazität der passiven und parasitären Kapazitäten gegeben, welche die Ladung im SiPM integrieren. Die bei der Ladungsinjektion verwendete Kapazität beschreibt somit die *Detektorkapazität* des Silizium Photomultipliers.

Bei einem exponentiell abfallenden Puls mit Zeitkonstante  $\tau_p$  ergibt sich bei einer Integrationszeit  $\tau_i$  der Anteil der integrierten Ladung zu:

$$\frac{Q_{int}}{Q} = \left( \int_0^{\infty} e^{-t/\tau_p} dt \right)^{-1} \cdot \left( \int_0^{\tau_i} e^{-t/\tau_p} dt \right) = 1 - e^{-\frac{\tau_i}{\tau_p}} \quad (3.6)$$

Die Effizienzkurve der Ladungsintegration ist in Abbildung 3.8(b) gezeigt. Der Effekt der verminderten Ladungssammlung durch Veränderung der Pulsdauer wird im Englischen als "ballistic deficit" bezeichnet.



**Abbildung 3.8.:** Ballistisches Defizit bei einem exponentiell abfallenden Strompuls am Eingang, der durch einen Funktionsgenerator erzeugt wird.

Zur genaueren Beschreibung dieses Effekts in KLAuS muss die Pulsantwort für einen solchen exponentiell abfallenden Puls am Eingang berechnet werden, die sich aus der inversen Laplacetransformation des resultierenden Pulses im s-Raum ergibt. Diese führt auf Grund der vielen Pole der Transferfunktion zu sehr komplizierten Gleichungen, die an dieser Stelle nicht im Detail beschrieben werden sollen (vgl. [35, B]). Es zeigen sich vom zu erwartenden monotonen Verhalten der Ladungskonversion abweichende Effekte, die anhand der durchgeführten Messungen qualitativ untersucht werden.

In Abbildung 3.9 ist der Aufbau skizziert, der zur Messung der Ladungskonversion entwickelt wurde. Dieser erlaubt eine fast vollständig automatisierte Messung des Verhaltens von KLAuS bei der Ladungsinjektion. Durch den Funktionsgenerator (Modell 33250A der Firma AGILENT) wird eine Ladung in den Chip injiziert, die durch den Computer eingestellt werden kann. Die Anstiegszeit des Rechteckpulses ist dabei auf den minimalen Wert von 5 ns eingestellt. Die Pulshöhen des Ausgangspulses werden durch einen Peak Sensing ADC (Modell V785N der Firma CAEN) gemessen. Der ADC wird über einen VME-Bus mit einem PowerPC-Modul ausgelesen, das die Daten über eine Netzwerkverbindung an den Computer übermittelt. Eine Dokumentation der zur Auslese der Daten entwickelten Software findet sich in Anhang A.3. Zur Bestimmung der gemessenen Spannung wurde der ADC kalibriert. Die Kalibrationsmessung ist in Anhang B gezeigt. Der Synchronisationsausgang des Funktionsgenerators wird zur Erzeugung eines Zeitfensters für den ADC verwendet, in dem der ADC die Pulshöhe misst. Die Länge des Zeitfensters wurde auf  $1 \mu\text{s}$  eingestellt. Die Konfiguration des KLAuS-ASICs erfolgt über ein FPGA-Board, das ebenfalls vom PC aus gesteuert werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konfigurationssoftware ist in Anhang A.1 dokumentiert.

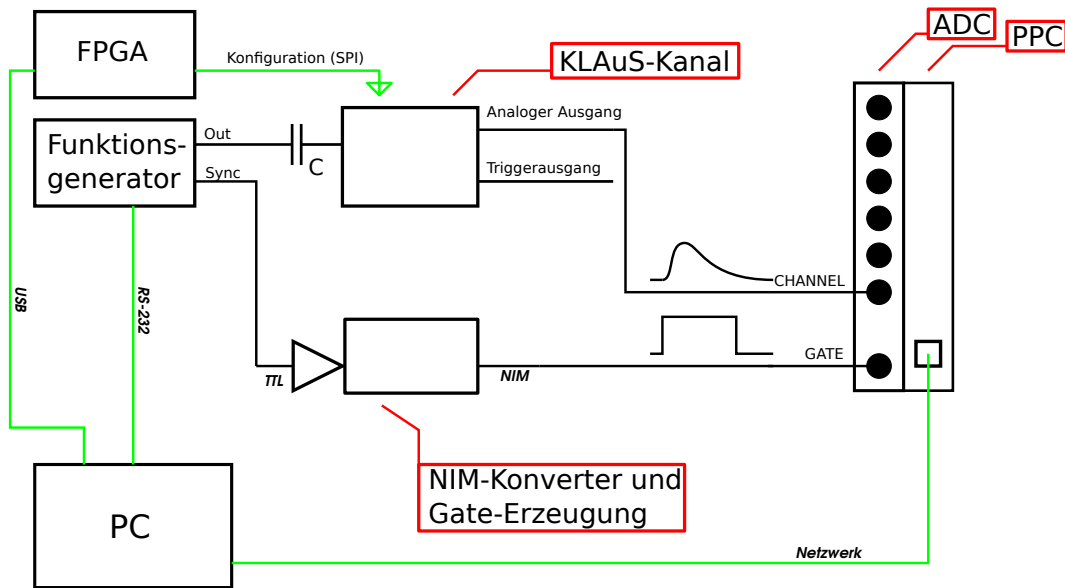


Abbildung 3.9.: Aufbau zur Messung der Ladungskonversion durch die Injektion einer Ladung über eine Kapazität  $C_{in}$

### 3.2.1. Integrierte Signalskalierung und linearer Bereich

Der ASIC bietet die Möglichkeit, den gemessenen Strom am Eingang auf einen niedrigeren Wert zu skalieren. Dies wird durch Veränderung des Verhältnisses erreicht, mit dem der Strom aus der Eingangsstufe in die Integrationsstufe kopiert wird. Im Detail kann dazu der Transistor  $M_i$  in Abbildung 3.5 umgeschaltet werden, sodass sich drei mögliche Skalierungsverhältnisse (1:1, 1:10, 1:40) ergeben. Bei einer Eingangskapazität vom 33 pF und einer Shapingzeit von 50 ns wurde ein weiter Ladungsbereich in den verschiedenen Skalierungen studiert und die Pulshöhe am Ausgang gemessen. Die resultierenden Pulshöhen in Abhängigkeit von der injizierten Ladung sind in Abbildung 3.10 gezeigt, wobei die Pedestalspannung abgezogen wurde. Die Ladungskonversion des Kanals ist durch die Steigung einer an die Messwerte angepassten linearen Funktion gegeben. Im Laufe der Messungen stellte sich heraus, dass sich die Ladungskonversion nur durch Einführung eines Qualitätskriteriums für die Linearität stabil beschreiben lässt. Dies kann durch Einschränkung des Fitbereichs auf einen Wertebereich erfolgen, in dem das Qualitätskriterium zutrifft.

Ein gebräuchliches Qualitätskriterium ist hier die *maximale integrale Nichtlinearität* (INL). Sie gibt die relative maximale Abweichung der Messpunkte von einem Fit im Verhältnis zum betrachteten Wertebereich an und ist definiert durch

$$\max(INL) = \frac{\max_{x \in X} |V(x) - f(x)|}{(\max(x \in X) - \min(x \in X))}, \quad (3.7)$$

wobei  $x$  den variierten Parameter und  $V(x)$  den gemessenen Spannungswert darstellt. In diesem Zusammenhang ist der lineare Bereich der Ladungskonversion als der Bereich definiert, in dem die INL nicht über eine gesetzte Grenze steigt. Zur kontrollierbaren Bestimmung der Linearitätseigenschaften wurde ein Algorithmus zur automatisierten Bestimmung des linearen

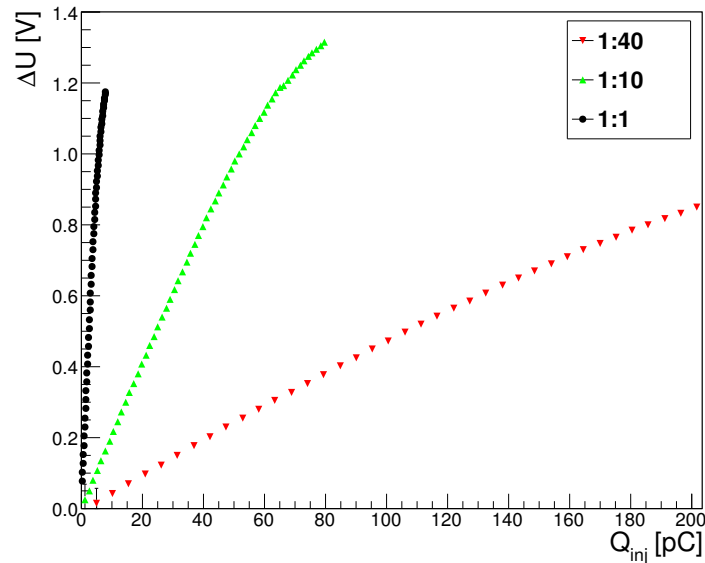


Abbildung 3.10.: Ladungskonversion für verschiedene Skalierungen bei einer Eingangskapazität von 33 pF, einem DAC-Wert von 180 und einer Shapingzeit von 50 ns.

Bereichs bei einer bestimmten maximalen integralen Nichtlinearität entwickelt, dessen Implementierung in Anhang C dargestellt ist. Dieser wird auch in den folgenden Messungen dieses Kapitels eingesetzt werden. Der aus der Einschränkung des Fitbereichs gewonnene lineare Bereich wird als *Full Scale Range* (FSR) bezeichnet.

Die so aus den Fits bestimmten Parameter der Ladungskonversion sind für die verschiedenen Einstellungen der Signalskalierung in Tabelle 3.1 aufgelistet. Durch die Skalierung des Signals lassen sich die verschiedenen Ladungsbereiche linear vermessen, wobei der Fehler durch Nichtlinearitäten unterhalb von 2% liegt. Bei einer kleinen Skalierung von 1:1 ist die Auflösung der Ladung ausreichend, um die Anzahl der ausgelösten Pixel zu bestimmen. Entsprechend lässt sich bei dieser Skalierung die Verstärkung des Sensors bestimmen. Die Skalierung des Stroms zur Messung eines größeren Ladungsbereichs erlaubt die Bestimmung von physikalischen Lichtpulsen, bei denen meist viele Pixel des Sensors ausgelöst werden. Die Auflösung erlaubt hier jedoch keine Bestimmung der SiPM-Verstärkung. Durch Bestimmung der Ladungskonversion im Rahmen des angewandten Qualitätskriteriums kann die bei kleiner Skalierung bestimmte Verstärkung des Sensors dazu verwendet werden, das System mit dem Fehler der gewählten INL-Grenze zu kalibrieren. Es ist an dieser Stelle zu bemerken, dass der lineare Bereich stark von der verwendeten Eingangskapazität und dem eingestellten DAC-Wert abhängig ist. Bei einer Kapazität von 440 pF, einem DAC Wert von 0 und einer maximalen integralen Nichtlinearität von 1,1% wurde ein linearer Bereich von 220 pC gemessen [22]. Der in der hier diskutierten Messung gewählte Wert der Kapazität stellt jedoch eine realistischere Größe dar, da die Detektorkapazität der Silizium Photomultiplier, die für den Einsatz im Kalorimeter des ILD vorgesehen sind, in diesem Bereich liegt.

Skalierung	Ladungskonversion	Linearer Bereich
1:1	187,23 ± 0,21 mV/pC	4,39 pC
1:10	19,582 ± 0,017 mV/pC	49,22 pC
1:40	4,4869 ± 0,0087 mV/pC	138,36 pC

**Tabelle 3.1.:** Ladungskonversion für verschiedene Skalierungen bei einer maximalen INL von 2%, einer Eingangskapazität von 35 pF, einer Shapingzeit von 50 ns und einem DAC-Wert von 180

### 3.2.2. Abhängigkeit von der Eingangskapazität

Wie in 3.2 beschrieben ist die Zeitkonstante des Pulses von der Eingangskapazität abhängig. Bei einem langen Puls wird weniger Ladung integriert, sodass die Ladungskonversion bei einer größeren Kapazität abfallen sollte. Zur Bestimmung der Abhängigkeit der Ladungskonversion von der Eingangskapazität wurde die Kapazität am Eingang in einem Bereich von 5,6 pF bis 100 pF variiert. Für jeden der aufgelöteten Kondensatoren wurde die Pulshöhe in Abhängigkeit von der injizierten Ladung gemessen und die Ladungskonversion bestimmt, wobei der Fitbereich auf eine maximale INL von 2% beschränkt ist. Der Verlauf von Ladungskonversion und des linearen Bereichs ist in Abbildung 3.11 aufgetragen. Bei höheren Kapazitäten zeigt sich das erwartete monoton abfallende Verhalten der Ladungskonversion. Der linear messbare Ladungsbereich steigt, da bei steigender Kapazität zunehmend weniger Ladung integriert wird, sodass Sättigungseffekte erst später auftreten. Bei kleinen Eingangskapazitäten ist im Gegensatz zu den Erwartungen ein Abfall der Ladungskonversion zu beobachten. Zum Verständnis dieses Effekts ist ein Einblick in die Transferfunktion eines KLAuS-Kanals notwendig. Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben können bei hohen Frequenzen die parasitären Kapazitäten des Eingangstransistors M1 in der Eingangsstufe nicht mehr vernachlässigt werden. Sie führen zu Polen in der frequenzabhängigen Impedanz der Eingangsstufe und unterdrücken diese hochfrequenten Anteile des Signals. Die Signale bei kleinen Injektionskapazitäten haben eine kleine Zeitkonstante, was mit hohen Frequenzkomponenten des Pulses korrespondiert. Daraus wird ersichtlich, dass die Ladungskonversion bei kleinen Eingangskapazitäten entgegen der eingangs beschriebenen Erwartungen nicht monoton mit steigender Kapazität fällt, sondern zu einem Maximum in der Ladungskonversion führt.

Genauer, jedoch wesentlich komplizierter lässt sich dieses Verhalten mit Hilfe der Transferfunktion des Systems untersuchen. Das Verhalten der Eingangsstufe kann durch eine Transferfunktion mit zwei komplexen Polen beschrieben werden, die von der effektiven parasitären Kapazität des Transistors M1 und der Kapazität am Eingang abhängig sind. Die Transferfunktion des Kanals kann mit (3.4) vereinfacht als

$$H(s) \propto \underbrace{\frac{1}{(s+a)^2 + b^2}}_{\text{Eingangsstufe}} \cdot \underbrace{\frac{1}{s \cdot \tau_{int}}}_{\text{Integrationsstufe}} \cdot \underbrace{\frac{1}{(s \cdot \tau_{shap} + 1)^2 + 1}}_{\text{Shaper}} \quad (3.8)$$

geschrieben werden, wobei die Pole im ersten Term die Parameter die Eingangsstufe beschreiben. Die komplexen Pole der Eingangsstufe führen zu Oszillationstermen in der Pulsantwort des Systems und insbesondere im zeitlichen Verlauf des Stroms, der aus der Eingangsstufe in den Integrator fließt. Dies impliziert bei entsprechend starken Oszillationen eine Phasenverschiebung des Stroms, sodass die Ladung später am Integrationskondensator auftritt. Der

Kondensator wird jedoch auch in dieser Zeit bereits entladen, was zu einer Verringerung des Ausgangspulses führt. Die Messungen sind leider nicht mit den übrigen Messungen der Ladungskonversion vergleichbar, da hier ein anderer ASIC verwendet wurde. Es ist zu vermuten, dass sich der Arbeitspunkt trotz gleicher Werte der eingelöteten Widerstände zur Generierung der Biasspannungen unterscheidet, da die Widerstände eine erhebliche Ungenauigkeit hinsichtlich ihrer tatsächlichen Werte besitzen.

### 3.2.3. Abhängigkeit vom eingestellten DAC-Wert

Die Eingangsimpedanz der KLAuS-Eingangsstufe wird durch den Feedbackpfad verringert, der die Variation der Spannung am Eingangsterminal unterdrückt. Dieser Feedbackmechanismus beruht auf einem Stromspiegel, sodass die Verringerung der Eingangsimpedanz durch den Feedback proportional zu dem Verhältnis ist, mit dem der Stromspiegel den Strompuls eines Signals kopiert. In Gleichung (3.3) sind jedoch die Effekte der Kanallängenmodulation nicht berücksichtigt. Unter Einbeziehung der Kanallängenmodulation ergibt sich die Eingangsimpedanz zu:

$$R_{in} = \frac{1}{g_{m1}} - \frac{1}{g_{m4}} \cdot \frac{(W/L)_{(m3)}}{(W/L)_{(m2)}} \cdot \frac{1 + \lambda V_{DS3}}{1 + \lambda V_{DS2}} \quad (3.9)$$

Dabei geben  $W$  und  $L$  die Breiten und Längen der beiden Transistoren  $M2$  und  $M3$  an und  $V_{DS}$  deren Drain-Source Spannungen. Der Parameter  $\lambda$  beschreibt die relative Längenänderung der Transistorkanäle. Daraus kann qualitativ das Verhalten der Eingangsimpedanz erklärt werden, wenn sich die Spannung am DAC-Terminal der Eingangsstufe durch die Konfiguration ändert. Bei ansteigenden DAC-Werten fällt die Spannung am Gate des Eingangstransistors und am Eingangsterminal des Kanals. Entsprechend fällt die Spannung  $V_{DS3}$ , und die Drain-Source Spannung  $V_{DS2}$  an Transistor  $M2$  steigt, sodass der rechte Term in 3.9 abfällt. Die Eingangsimpedanz eines KLAuS-Kanals steigt demnach mit wachsenden DAC-Werten. Durch Erhöhung der Eingangsimpedanz wird auch die Zeitkonstante des Strompulses am Eingang größer, wie es bereits bei der Variation der Kapazität am Eingang auftrat. Daher ist ein ähnliches Verhalten der Ladungskonversion bei Variation des DAC-Werts zu erwarten.

Zur Messung der Ladungskonversion in Abhängigkeit des DAC-Werts wurde für eine Eingangskapazität von 33 pF und eine Skalierung von 1:1 ein Ladungsbereich vermessen, in dem sich der lineare Bereich und die Ladungskonversion bestimmen lässt. Die DAC-Werte wurden in Schritten von 5 Zählern variiert. Der Aufbau der Messung ist mit dem zuvor in Abbildung 3.9 gezeigten Aufbau identisch. In Abbildung 3.12 ist der Verlauf der Ladungskonversion und des linearen Bereichs in Abhängigkeit vom DAC-Wert für verschiedene Shapingzeiten dargestellt. Die Maximale INL ist auf 2% gesetzt. Es ist zu erwarten, dass die Ladungskonversion für kleinere Shapingzeiten steigt. Bei einer Zeitkonstante von 25 ns ist die Ladungskonversion jedoch kleiner als bei den anderen einstellbaren Zeitkonstanten. Es wurden Simulationen der auf der Testplatine verwendenden externen Operationsverstärker<sup>2</sup> durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen lassen die Vermutung zu, dass der beobachtete Effekt durch diese externen Komponenten verursacht wird. Die Operationsverstärker haben eine 3 dB-Bandbreite von 250 MHz, sodass die Pulshöhe an den Ausgängen der Platine bei kleinen Zeitkonstanten geringer ausfällt, da der Puls am Ausgang schnell ist.

<sup>2</sup>Modell OPA4354AIDR des Herstellers Texas Instruments



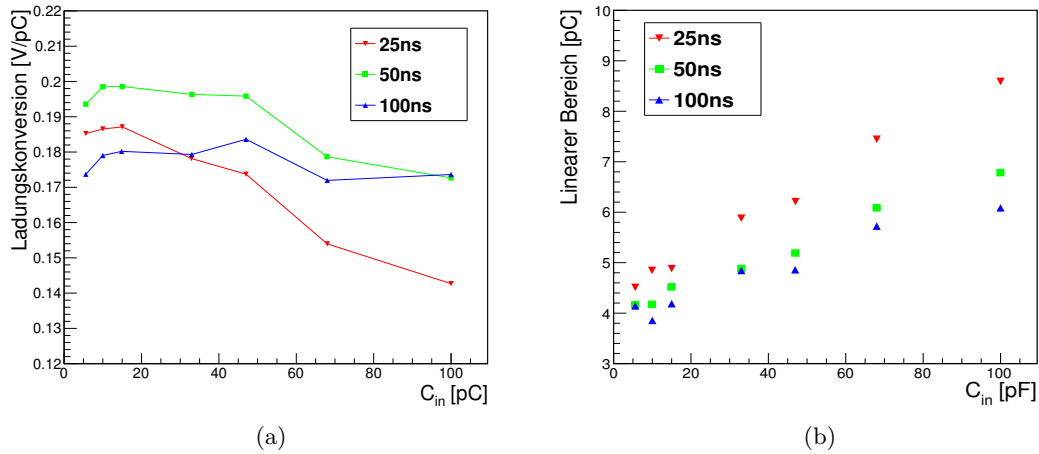


Abbildung 3.11.: Ladungskonversion in Abhängigkeit von der Eingangskapazität bei hoher Verstärkung und DAC=0. a) Steigung im linearen Bereich. b) Linearer Bereich

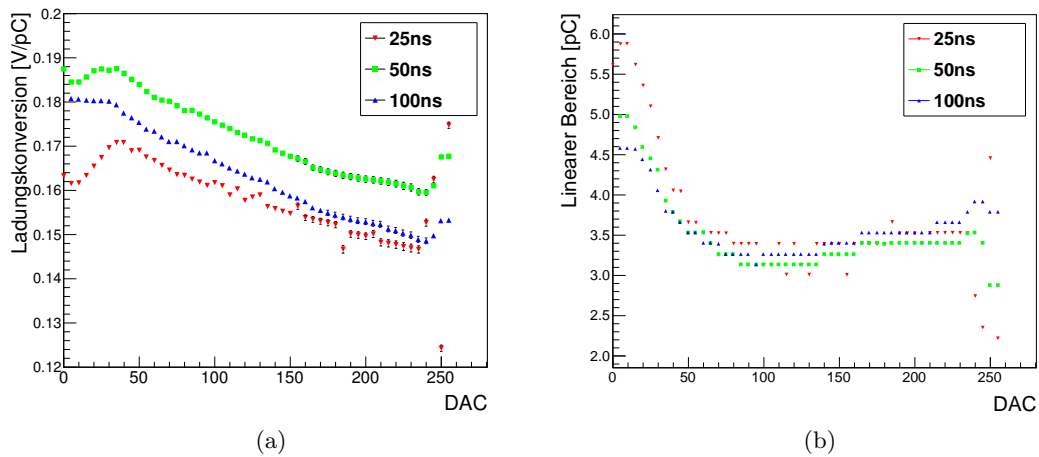


Abbildung 3.12.: Ladungskonversion in Abhängigkeit vom eingestellten DAC-Wert für alle Shapingzeiten. a) Steigung im linearen Bereich. b) Linearer Bereich

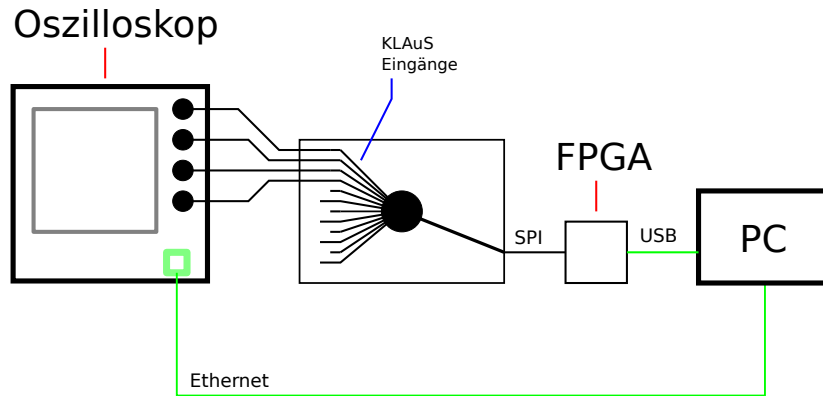
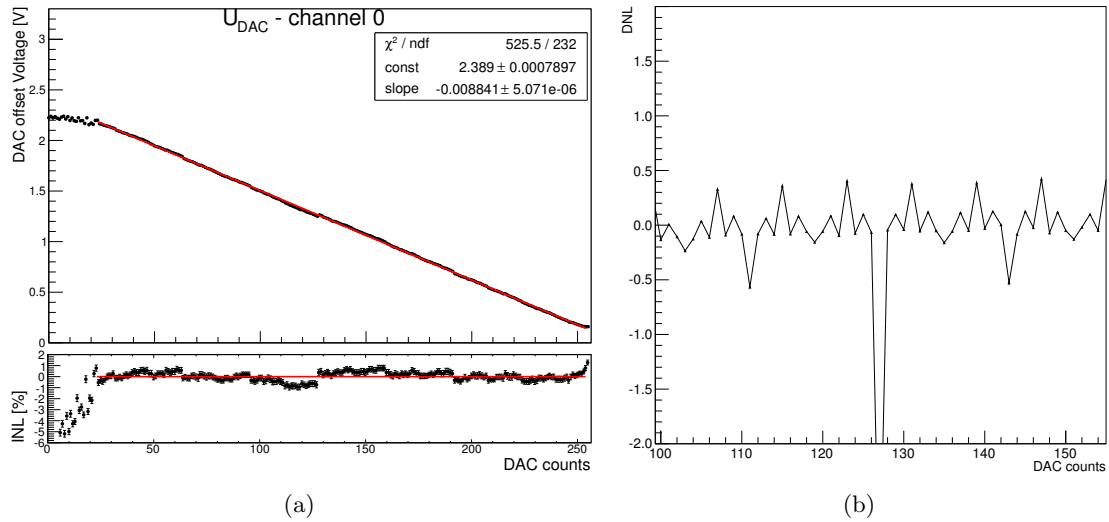


Abbildung 3.13.: Aufbau zur Messung der DAC-Linearität

### 3.3. DAC-Linearität

Um Temperaturschwankungen und Variationen in der Durchbruchspannung zwischen einzelnen SiPMs zu kompensieren, soll die Eingangsstufe die Überspannung des SiPM durch Variation der Spannung am Eingangsterminal des ASICs stabilisieren können. Das Verhalten der Spannung am Eingangsterminal gegenüber dem eingestellten DAC-Wert wurde zu Beginn des Kapitels diskutiert, da es auch zur Erklärung der Ergebnisse bei den Ladungskonversionsmessungen von Bedeutung war. Die Abhängigkeit der Spannung am Eingang vom eingestellten DAC-Wert wurde für alle Kanäle eines ASIC mit einem Oszilloskop gemessen, während die DAC-Werte des Chips variiert werden. Der Messaufbau ist in Abb. 3.13 skizziert. Zur Automatisierung der Messung wurden Skripte erstellt, die das Oszilloskop und die Konfiguration des Chips steuern. Die Konfiguration erfolgt dabei mit einem FPGA-Board, das mit Hilfe einer USB-Schnittstelle gesteuert werden kann. Die Software zur Steuerung des FPGA ist für Linux-basierte Betriebssysteme konzipiert (vergleiche A.1), das Betriebssystem des Oszilloskops ist hingegen Windows. Daher wird die Konfiguration des ASICs von einem weiteren PC übernommen, der über eine Netzwerkverbindung vom Oszilloskop gesteuert wird. Der Spannungsverlauf in Abhängigkeit des eingestellten DAC-Werts ist in Abb. 3.14(a) exemplarisch für einen Kanal aufgetragen. Der Verlauf muss nicht zwingend linear sein, jedoch sind Abweichungen vom linearen Verhalten des Eingangs-DAC weniger auf den DAC selbst zurückzuführen, sondern auf das Ansprechen der Eingangsstufe, die in diesem Bereich nicht optimal arbeitet (vergleiche 3.2.3). Der nutzbare Arbeitsbereich des DAC ist daher durch den Wertebereich definiert, in dem sich das Spannungsverhalten innerhalb gegebener Fehlergrenzen als lineare Funktion beschreiben lässt. Der lineare Bereich wurde wie in Kapitel 3.2 durch Setzen einer Grenze der integralen Nichtlinearität definiert, wobei der in Anhang C beschriebene Algorithmus zur Einschränkung des Fitbereichs verwendet wurde. In Abbildung 3.15 ist der lineare Bereich und die Steigung des Fits für alle Kanäle eines Chips dargestellt, wobei verschiedene INL-Grenzen gesetzt sind. Daraus ergibt sich bei einer INL-Grenze von 2% ein linearer Spannungsbereich von mindestens 2,03 V. Die mittlere Steigung liegt bei 8,8 mV/LSB. Somit können bei typischen SiPM Temperaturfluktuationen von weniger als 1K kompensiert werden, was bei einer Überspannung von 1V einer Unsicherheit der Verstärkung von etwa 1% entspricht.



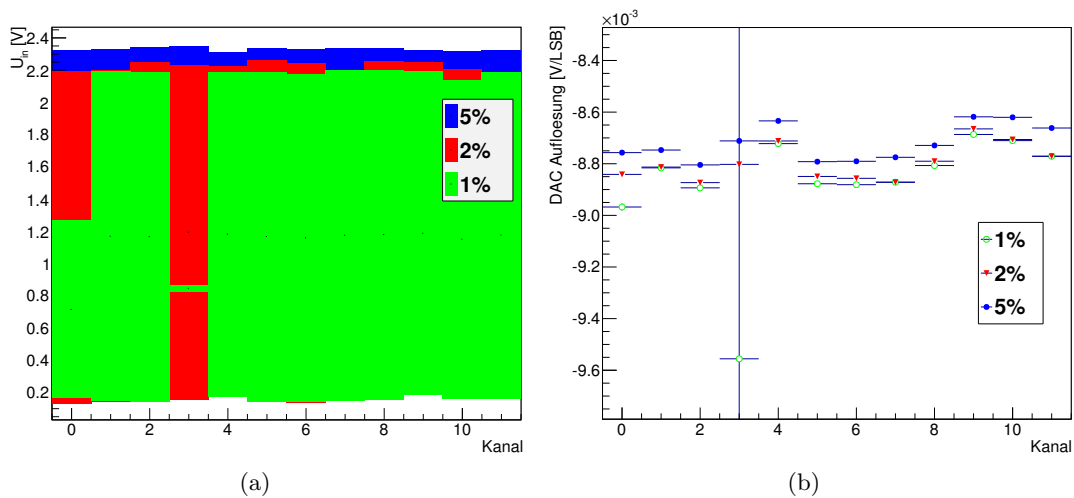
**Abbildung 3.14.:** a) Typischer Spannungsverlauf der Spannung an einem Eingang von KLAuS. Der Fitbereich ist auf eine maximale INL von 2% begrenzt. b) Differentielle Nichtlinearität durch Fluktuationen der Transkonduktanzen

Bei Digital- zu Analogwandlern ergeben sich durch die nicht optimale Anpassung der Bauteile zueinander wegen herstellungsbedingter Mismatcheffekte Abweichungen von der nominellen Steigung der Spannung zu DAC-Wert Kennlinie. Die DAC-Werte sind binär kodiert, daher wechseln bei jedem Übergang  $2^n \rightarrow 2^n + 1$  gerade  $n + 1$  Bits ihren Zustand, entsprechend viele Transistoren werden umgeschaltet. Die herstellungsbedingte Fluktuation der Transkonduktanz der Transistoren führt zu Fluktuationen der Steigung in der Spannungskurve am Eingangsterminal. Diese Mismatcheffekte lassen sich durch die *differentielle Nichtlinearität* (DNL) verdeutlichen. Sie ist gegeben durch

$$DNL_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{a} - 1 \quad (3.10)$$

und gibt die relative Abweichung benachbarter Messwerte  $y_i$  von der Steigung  $a$  der Fitgerade an.

In Abb. 3.14(b) ist ein solcher DNL-Verlauf für einen Ausschnitt des Wertebereichs gezeigt. Die Sprünge bei Übergängen mit vielen wechselnden Bits werden hier besonders deutlich, wie bei dem Übergang  $127 \rightarrow 128$  in Abbildung 3.14 zu erkennen. Die Mismatcheffekte zeigen sich auch im linearen Bereich bei kleinen INL-Grenzen (Abbildung 3.14(a)). Bei kleinen Grenzen sind die Sprünge der Spannung bei mehreren umschaltenden Transistoren so groß, dass der Fitbereich sehr stark eingeschränkt wird.



**Abbildung 3.15.:** DAC-Verhalten der Spannung am Eingang eines KLAuS-Kanals a) Grenzen des Linearen Bereichs bei verschiedenen INL-Grenzen  
b) Auflösung des Digital-zu-Analogwandler

### 3.4. Trigger

In einer früheren Arbeit wurde die zeitliche Auflösung des Triggers bestimmt. Sie beträgt 56,8 ps für einen Puls von 660 fC bei einer Triggerschwelle von etwa 330 fC [22]. Dies entspricht etwa dem Signal eines minimal ionisierenden Teilchens im Kalorimeter des ILC. Unklarheiten bestanden jedoch in der Verteilung der Triggerschwellen für die verschiedenen Kanäle eines Chips, es wurde eine systematische Verteilung vermutet. Grundsätzlich gibt es verschiedene Gründe, warum die Triggerschwellen fluktuieren können. Betrachtet man die Fluktuation der Stromverstärkung von Transistoren auf einem ASIC in Abhängigkeit ihres Abstands, so sieht man auf kleinen Skalen im Bereich von einigen  $\mu m$  statistische Fluktuationen. Bei größeren Abständen sind systematische Abweichungen zu erwarten, was beispielsweise auf einen räumlichen Gradienten bei der Diffusion des Dotierungsmaterials zurückzuführen ist. Im Fall der Triggerschwellen sind außerdem systematische Effekte durch Spannungsverluste entlang der Leitung möglich, die die Triggerschwellen definiert.

Die Triggereffizienz für eine injizierte Ladung  $q$  ist gegeben durch

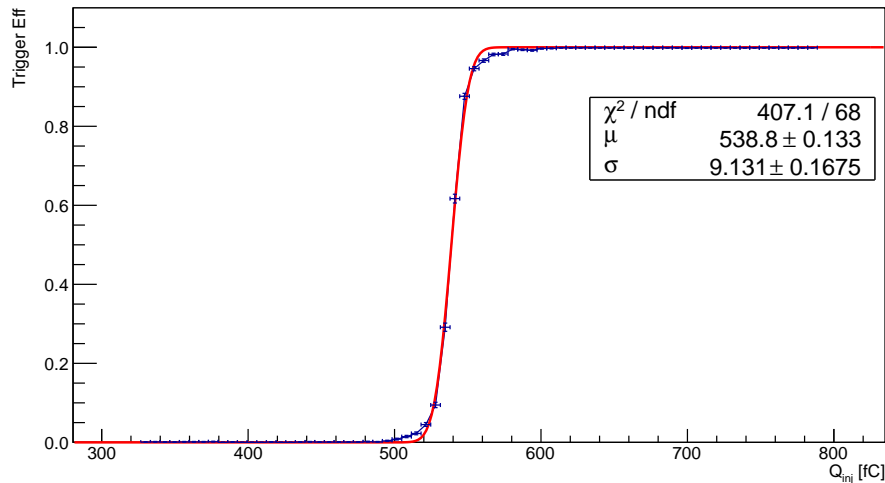
$$\hat{\varepsilon} = \frac{N_1(q)}{N}, \quad (3.11)$$

wobei  $N_1$  die Anzahl der gemessenen Triggerpulse und  $N$  die Gesamtzahl der Messungen darstellt. Zur Bestimmung der Triggerschwellen wurden für jeden Kanal Ladungspulse injiziert und die Triggereffizienz in Abhängigkeit von der Ladung berechnet. Der Messaufbau entspricht, bis auf die Verwendung des Triggerausgangs statt des analogen Ausgangs des ASIC, dem Aufbau der Ladungsinjektionsmessungen in Abbildung 3.9. Der Verlauf einer Effizienzkurve ist in Abbildung 3.16 dargestellt, wobei die Fehler der Messpunkte durch asymmetrische Konfidenzintervalle mit einem Vertrauensbereich von 95% angegeben sind. Unter der Annahme, dass das Ansprechen des Triggers durch eine Stufenfunktion beschrieben werden kann,

lässt sich die Triggerschwelle durch die Anpassung der Daten an eine Fehlerfunktion bestimmen.

$$Erf(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{(\tilde{x}-\mu)^2}{2\sigma^2}} d\tilde{x} \quad (3.12)$$

Der Parameter  $\mu$  gibt hier die Triggerschwelle an. Der Parameter  $\sigma$  wird in diesem Zusammenhang als Ladungsrauschen bezeichnet und stellt unter der gewählten Annahme das Rauschen von Eingangssignal und Triggerschwelle dar. Diese Annahme wird sicherlich nicht der Realität entsprechen, sodass Abweichungen des Fits vom gemessenen Effizienzverlauf zu erwarten sind. Dennoch ist das so bestimmte Ladungsrauschen und die Triggerschwelle ein stabiles für das Ansprechen des Triggers.



**Abbildung 3.16.:** Verlauf der Triggereffizienz in Abhängigkeit von der injizierten Ladung. An die Messwerte wurde eine Fehlerfunktion angepasst.

In Abbildung 3.17 sind die Triggerschwellen und das Ladungsrauschen für alle Kanäle eines KLAuS2-ASICs aufgetragen. Die über alle Kanäle gemittelte Triggerschwelle liegt bei 595 pC mit einer Standardabweichung von 70 fC (11.7%). Aufgrund dieser Ergebnisse lässt sich keine systematische Abhängigkeit der Triggerschwelle von der Kanalnummer, also der Position auf dem Chip ableiten. Die Fluktuationen ergeben sich aus Mismatcheffekten der beteiligten Transistoren. Neben dem Mismatch der Eingangsstufe können im Wesentlichen vier Transistoren dazu beitragen. Auf Grund dieser Anzahl von Transistoren ist es unmöglich, genauere Abschätzungen zum Ursprung des Fehlers zu machen. Die Messungen zeigen jedoch, dass die Fluktuation der Triggerschwellen zusätzliche Komponenten zur Korrektur dieser Mismatcheffekte notwendig machen.

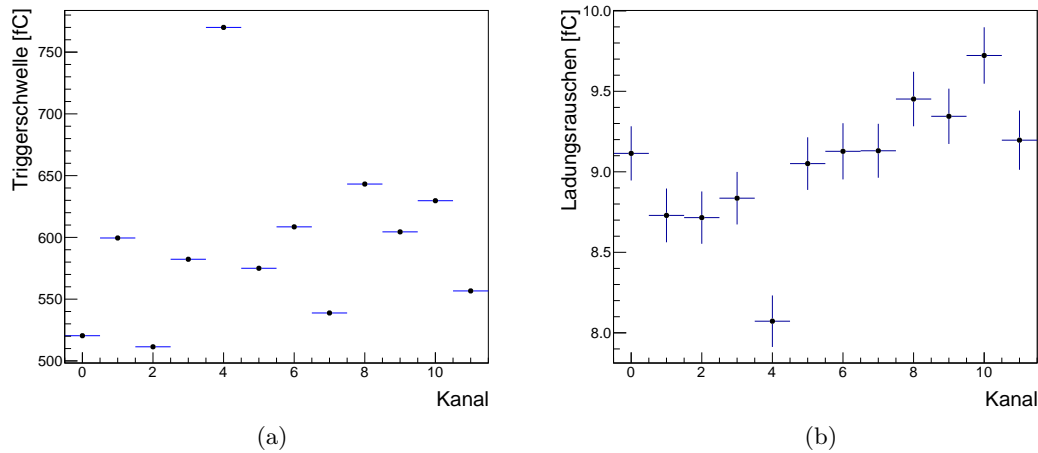


Abbildung 3.17.: Übersicht der Trigger für alle Kanäle eines KLAuS-Chips a) Triggerstufen. b) Ladungsrauschen

### 3.5. Powergating

Um den Stromverbrauch zu drosseln und so ein Aufheizen des Kalorimeters zu verhindern, wird bei KLAuS die Methode des Powergating angewandt. Dabei macht man sich den zeitlichen Verlauf der Kollisionen am ILC zunutze. In der Zeit, in der keine Kollisionen stattfinden und keine Messungen durchgeführt werden müssen, werden Teile des ASICs abgeschaltet. Die Bunchstruktur des ILC ist in Abbildung 3.18 skizziert. Mit einer Frequenz von 5Hz werden Bunchtrains mit einer Länge von etwa einer Millisekunde (etwa 3000 Bunches pro Train) zur Kollision gebracht [7, III-29]. Während der restlichen 95.5% der Zeit kann die Ausleseelektronik größtenteils abgeschaltet bleiben. Um die Detektoren im Kalorimeter stabil zu halten, muss jedoch die Spannung an den SiPMs auch in der Zeit ohne Kollisionen konstant bleiben. Daher bleibt der DAC zur Einstellung der Überspannung immer angeschaltet. Diese Blöcke sind so aufgebaut, dass die Leistungsaufnahme sehr gering ist. Die Ströme durch die Transistoren der DACs bewegen sich im Bereich von wenigen Nanoampere und tragen daher kaum zur Leistungsaufnahme bei. Zum Anschalten von KLAuS werden drei verschiedene Taktsignale (“advance”, “system” und “delayed”) mit Abständen von einigen 10ns verwendet, die jeweils unterschiedliche Biasspannungen im ASIC aktivieren. Durch Optimierung der Abstände dieser Taktsignale erreichen die Kanäle sehr schnell einen stabilen Zustand. Diese Signale können auch manuell über die SPI-Schnittstelle abgeschaltet werden, was die Lokalisierung von Problemen wesentlich erleichtert.

#### Powergating in der Eingangsstufe

Während es bei den meisten Blöcken eines Kanals genügt, einfach ”den Stecker zu ziehen”, ist die Situation in der Eingangsstufe etwas komplizierter. Um die Spannung am Eingang konstant halten zu können, wird der durch die Eingangsstufe fließende Strom lediglich verringert.

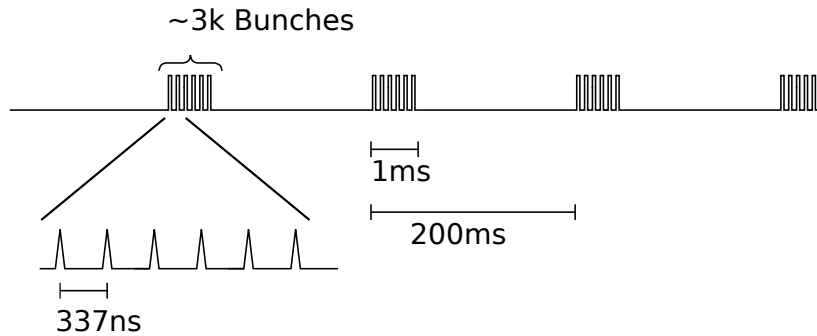


Abbildung 3.18.: Strahlstruktur am ILC

In Abbildung 3.19 ist die Eingangsstufe in ausgeschaltetem Zustand gezeigt. Die Feedbackschleife wird an Transistor M3 unterbrochen. Der Strom durch den DAC-Transistor M4 ist stattdessen durch eine weitere Stromquelle  $I_{comp}$  gegeben, die über einen externen Widerstand eingestellt werden kann. Genauso wird der Strom  $I_{dc}$  am Eingangsterminal deutlich abgesenkt. Durch entsprechende Balancierung der Stromquellen  $I_{dc}$  und  $I_{comp}$  kann die Spannung am Eingangsterminal auf den Wert des eingeschalteten Zustands eingestellt werden. Bei einem festen Strom  $I_{comp}$  ergeben sich jedoch insbesondere durch die Kanallängenmodulation in Transistor M4 und den Body-Effekt in Transistor M1 Abweichungen von der Spannung im eingeschalteten Zustand des Chips, die von dem eingestellten DAC-Wert abhängig sind.

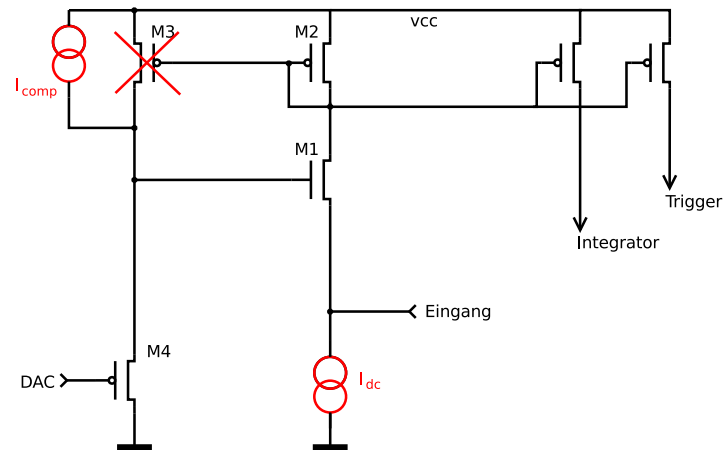
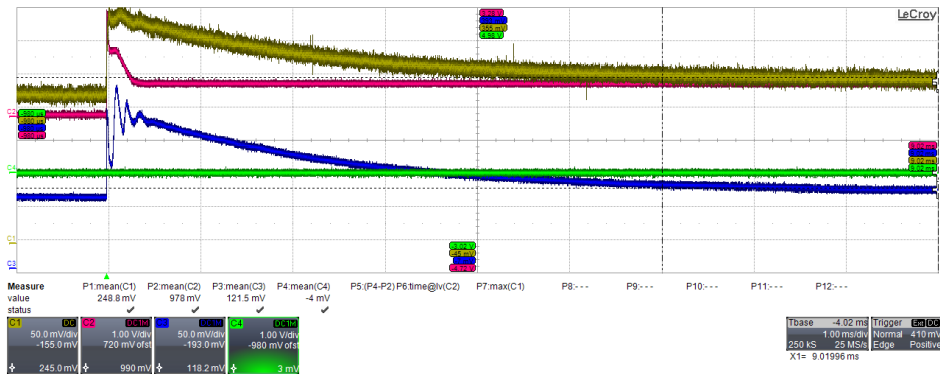


Abbildung 3.19.: KLAuS2-Eingangsstufe in ausgeschaltetem Zustand bei Powergating

### 3.5.1. Verhalten am Eingangsterminal

Bei Beobachtung der Eingangsspannung während des Einschaltens fällt neben der zu erwartenden, durch die Kanallängenmodulation und Bodyeffekt entstehenden Stufe in der Ein-



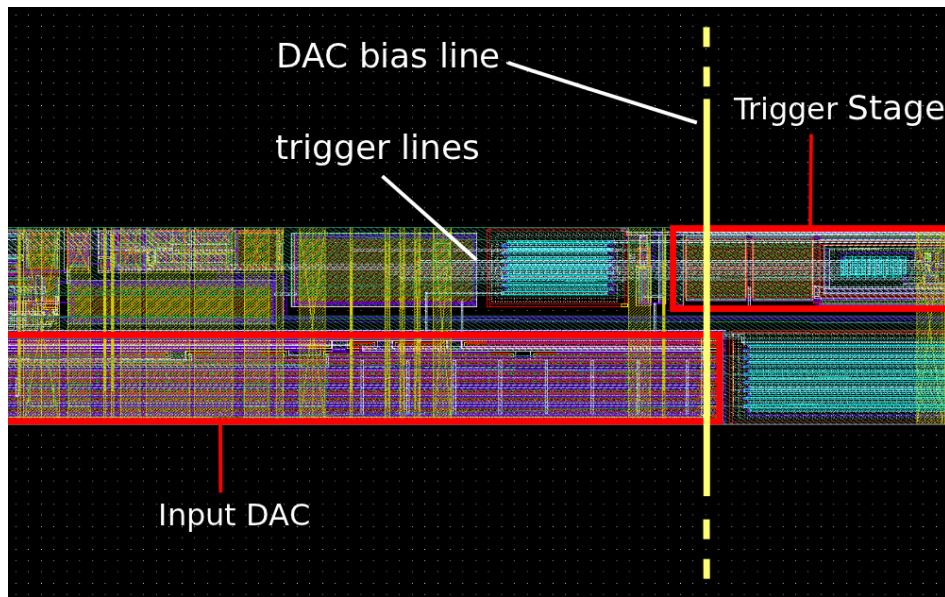
**Abbildung 3.20.:** Verhalten am Eingangsterminal bei Powergating. Gelb: Spannung am Eingang in 50 mV/DIV. Blau: Spannung an einem Testausgang zur Überprüfung der DAC-Spannung. Zeitkonstante: 1 ms/DIV

gangsspannung ein Spannungspuls von einigen 10 mV auf. In Abbildung 3.20 ist die zeitliche Entwicklung der Eingangsspannung gezeigt. Der Puls ist mit Zerfallszeiten von einigen Millisekunden deutlich langsamer, als es das Frequenzverhalten der Eingangsstufe erwarten ließe. Letztendlich stellte sich heraus, dass dieser Effekt durch eine kapazitive Kopplung mehrerer sich kreuzender Leitungen der Triggerstufe und einer Biasleitung des DAC auf dem ASIC ausgelöst wird (Abbildung 3.21). Die Leitungen des Triggers sind digitale Powergating-Taktleitungen und zeichnen sich daher durch schnelle Signale mit großer Amplitude aus. Der DAC ist sehr stromsparend aufgebaut, daher führen die Biasleitungen sehr wenig Strom und ein schnelles Signal auf den Triggerleitungen spricht stark auf die DAC-Leitungen über. Weiter ist dem DAC ein langsamer Operationsverstärker nachgeschaltet, wodurch sich das langsame Abklingen des Pulses erklären lässt. Die vom Chip-Bias Modul in der Mitte des ASIC kommenden Leitungen des Triggers kreuzen zwei Leitungen des DAC. Zur Untersuchung der Pulshöhe und der Spannungsdifferenz zwischen eingeschaltetem und ausgeschaltetem Zustand wurde die Spannung am Ausgang während des Einschaltens mit einem Oszilloskop gemessen und der DAC-Wert variiert. Der Aufbau entspricht Abbildung 3.13, wobei der Powergating-Takt als Trigger für das Oszilloskop verwendet wird. In Abbildung 3.22 ist der Verlauf der Spannung vor dem Einschalten, nach dem Einschalten und das Maximum des Pulses aufgetragen. Bei Ausschalten des Triggers verschwindet das kapazitive Übersprechen. Bei eingeschaltetem Trigger ist hingegen zu beobachten, wie die Pulshöhe bei steigendem DAC-Wert wächst. Dem liegt die Tatsache zu Grunde, dass die Biasleitung ihre Störung durch alle geschalteten Transistoren des DAC auf die Eingangsstufe überträgt. Dadurch wächst die Störung am Eingang proportional zum eingestellten DAC-Wert. Der Spannungsunterschied zwischen ein- und ausgeschaltetem Zustand ist lediglich bei kleinen DAC-Werten signifikant. Auch bei großen DAC-Werten beträgt sie nicht mehr als 20 mV.

Das Übersprechen des Signals kann mit der zur Entwicklung des Chips verwendeten Software simuliert werden<sup>3</sup>. Bei Berücksichtigung der Kopplungskapazitäten zwischen den Trigger- und DAC-Leitungen in der Schaltung führen Simulationen bei einer Kapazität von etwa 10 fF für jeden der Kreuzungspunkte zu einem mit der Messung konsistenten Ergebnis. Das Ergebnis

<sup>3</sup>Cadence icfb, HIT-Kit 3.70. Der Verwendete Simulator ist SPECTRE





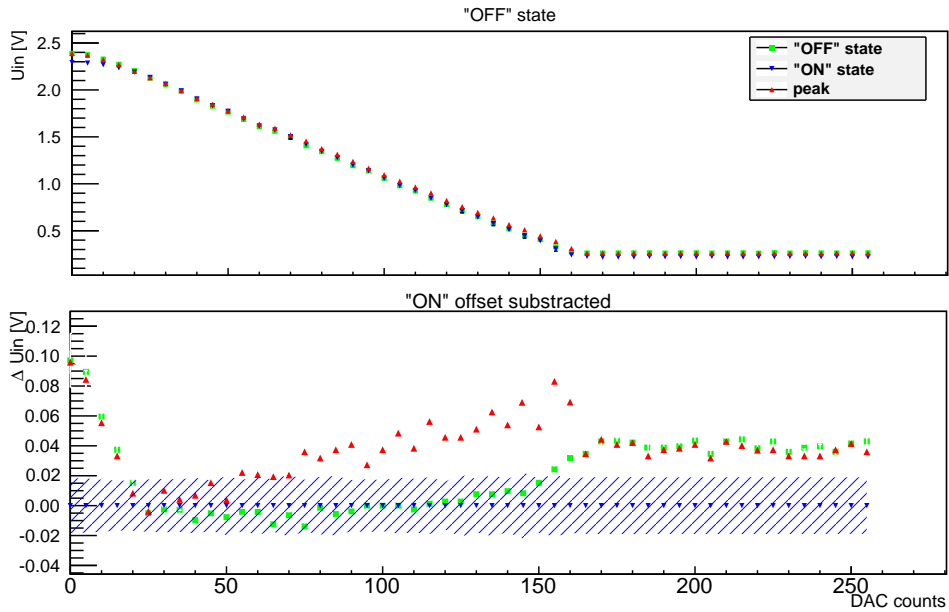
**Abbildung 3.21.:** Ausschnitt des Layouts eines KLAuS-Kanals zur Erklärung der kapazitiven Kopplung mit den Triggersignalen

einer Simulation der Spannung am Eingang ist in Abbildung 3.23 dargestellt.

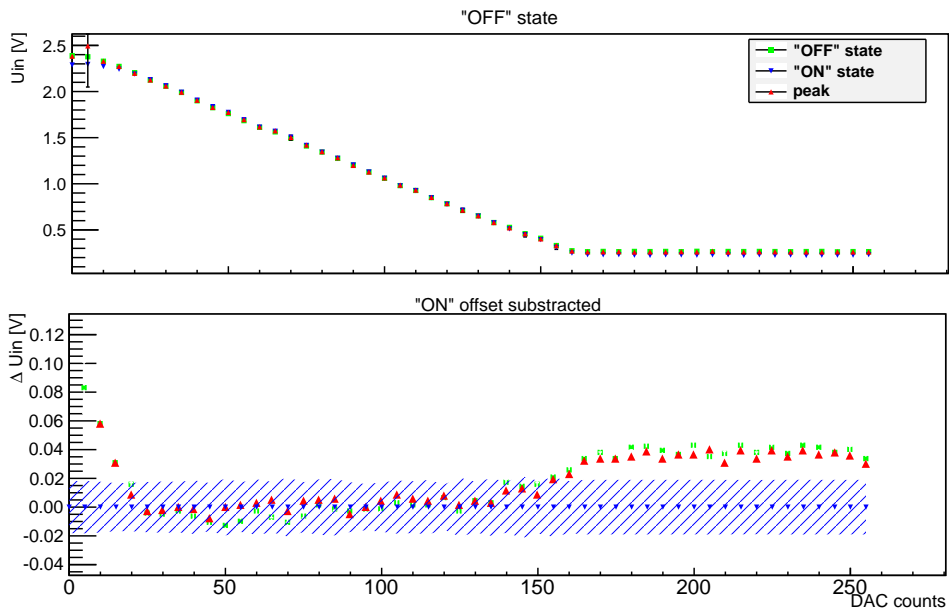
### 3.5.2. Verhalten am analogen Ausgang

Die der Eingangsstufe folgenden Stufen können in der Zeit ohne Kollisionen vollständig abgeschaltet werden. Am analogen Ausgang eines KLAuS-Kanals zeigt sich beim Einschalten ein typischer Spannungsverlauf, der den verschiedenen Blöcken zugeordnet werden kann. Dieser ist in Abbildung 3.24 dargestellt. Der Verstärker des Shapers stabilisiert sich innerhalb von einigen 10 ns, was sich durch eine steile Flanke kurz nach dem Anschalten zeigt. Demgegenüber ist die zur Stabilisierung des Pedestals notwendige Zeitskala einige Größenordnungen höher, da der Operationsverstärker zur Pedestalstabilisierung eine sehr geringe Bandbreite besitzt. Die Stabilisierungszeit der Spannung am Ausgang kann weiter durch Optimierung mehrerer externer Widerstände bis auf wenige 10ns verringert werden. Dies ist jedoch nur mit genau einstellbaren Widerständen möglich und nicht mit den kommerziellen SMD-Widerständen zu erreichen, die auf die Platine gelötet werden können.

Das Powergating hat neben dem Einsparen der benötigten Leistung einen weiteren positiven Effekt. Durch Einschränkung der eingeschalteten Zeit der Verstärker über einen Zeitraum  $t_{on}$  wird auch das Rauschspektrum am Ausgang auf Frequenzen  $f > \frac{1}{t_{on}}$  eingeschränkt. Dadurch verringert sich das Rauschen, abhängig vom natürlichen Rauschspektrum des Systems [35]. Dies kann sowohl durch Ladungsinjektionsmessungen, als auch durch die Aufnahme von SiPM-Spektren untersucht werden.



(a)



(b)

**Abbildung 3.22.:** Spannung am Eingangsterminal bei a) eingeschalteter und b) ausgeschalteter Triggerstufe. In den unteren Spalten sind die Spannungsdifferenzen und Höhen des Peaks relativ zum eingeschalteten Zustand aufgetragen. Die Fehlerbalken repräsentieren das RMS-Rauschen am Eingangsterminal. Bei höheren DAC-Werten stabilisiert sich die Spannung bei einem Minimum, was durch die korrekte Wahl eines externen Widerstands verhindert werden kann. Bei Stabilisierung der DAC-Spannung treten Sättigungseffekte in dem Operationsverstärker des DAC auf, wodurch der Spannungspuls durch das kapazitive Übersprechen am Ausgang des DAC verschwindet. Das obere Bild wurde bereits in [35] gezeigt.

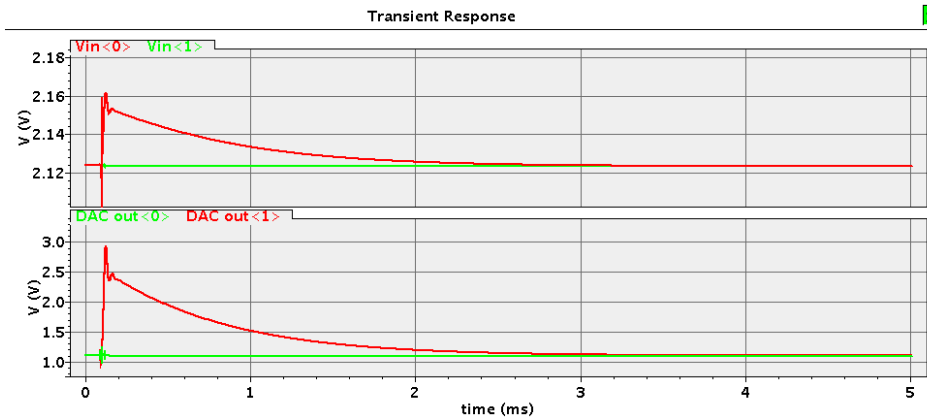


Abbildung 3.23.: Simulation der Eingangsspannung und der Spannung am Ausgang des DAC nach dem Einschalten bei einer kapazitiven Kopplung von DAC-Bias - und Triggerleitung mit 10fF pro Kreuzungspunkt (rot) und ohne Kopplung (grün)

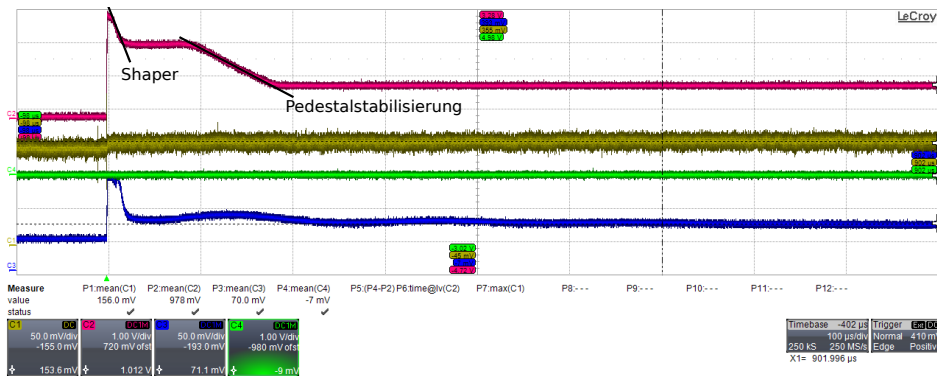


Abbildung 3.24.: Verhalten am Ausgang bei Powergating. Die Ausgangsspannung ist in Rot dargestellt.

### 3.5.3. Ladungsinjektionsmessungen

Zum Test der Funktionalität des ASIC unter Verwendung des Powergatings wurden Ladungsinjektionsmessungen vorgenommen. Dazu wurde nach dem Einschalten des Chips ein Ladungspuls von 50 fC injiziert. Bei einer Einschaltdauer des Chips von  $t_{on} = 1\text{ s}$  wurde der Zeitpunkt der Ladungsinjektion in einem Bereich von  $100\ \mu\text{s}$  bis 10 ms variiert. Hier ergibt sich eine Verringerung des Rauschens der Peakhöhe von  $(22.9 \pm 3.4)\%$  im Vergleich zu einer Messung ohne Powergating. Der Zeitpunkt der Injektion hat innerhalb der untersuchten Zeitspanne keinen signifikanten Einfluss auf das Rauschen.

### 3.5.4. SiPM-Spektren

Zur Überprüfung der Funktionalität des Chips unter Verwendung von Powergating im Gesamtsystem mit einem Silizium Photomultiplier wurden Messungen mit einem SiPM der Fir-

ma Hamamatsu (Modell S10362-11-050P) durchgeführt. Auch hier beträgt die Einschaltdauer wieder  $t_{on} = 1\text{ s}$ . Der Messaufbau ist in Abbildung 3.25 dargestellt. Nach dem Einschalten wird alle  $200\ \mu\text{s}$  mit einer LED ein Lichtpuls erzeugt und die Höhe des Pulses am Ausgang mit einem Peak-Sensing ADC gemessen. Die Powergating-Takte werden von einem FPGA-Board erzeugt und dienen neben der Steuerung des ASIC selbst als Triggersignal für den Funktionsgenerator, der nach diesem Signal eine feste Anzahl von LED-Pulsen liefert. Der Synchronisationsausgang des Funktionsgenerators wird analog zu den Messungen in Abschnitt 3.2 verwendet, um ein Messfenster für den ADC zu generieren<sup>4</sup>. Die Anzahl der LED-Pulse ist fest, sodass der Zeitpunkt der Injektion aus den Eventnummern des ADC rekonstruiert werden kann. In Abbildung 3.26(a) ist das Pulshöhenspektrum in Abhängigkeit des Zeitpunkts des Lichtpulses nach dem Einschalten gezeigt. In Abbildung 3.26(b) ist das Pulshöhenspektrum  $500\ \mu\text{s}$  nach dem Einschalten dargestellt. Bereits  $100\ \mu\text{s}$  nach dem Einschalten zeigt sich eine gute Separierung der einzelnen Photopeaks. Auf Grund des Spannungspulses am Eingansterminal ist bei eingeschalteter Triggerstufe eine zeitliche Abhängigkeit der SiPM-Verstärkung relativ zum Zeitpunkt des Einschaltens zu erwarten, da sich die Überspannung in den ersten Millisekunden nach dem Einschalten ändert. Zur Untersuchung dieses Einflusses auf die Verstärkung des SiPM wurde daher die gleiche Messung bei ausgeschaltetem Trigger durchgeführt.

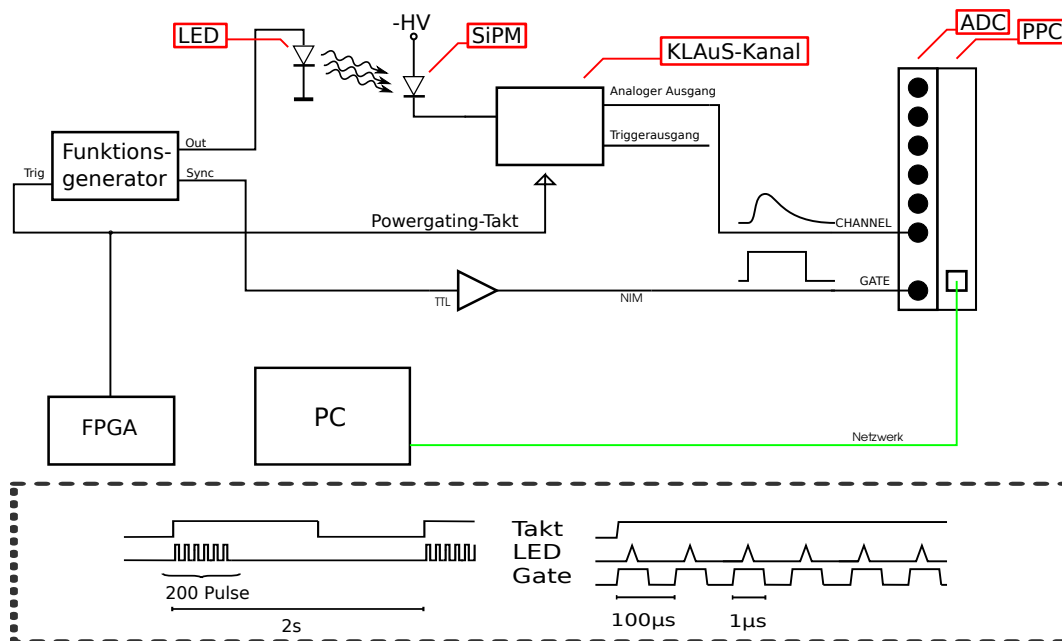


Abbildung 3.25.: Aufbau zur Aufnahme von SiPM-Spektren bei Powergating

Zur Bestimmung der SiPM-Verstärkung wurden die Spektren für jeden Zeitpunkt, also jeden Bin in x-Richtung analysiert. Für alle gut erkennbaren Peaks des Spektrums wurden Gausfunktionen an die Daten angepasst. Aus der Anpassung der Peakpositionen gegen die Anzahl der ausgelösten Pixel an eine lineare Funktion kann die SiPM-Verstärkung bestimmt werden. Die so bestimmte Verstärkung in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten ist in Ab-

<sup>4</sup>Der Aufbau ist in der Realität etwas komplizierter, da das Gate deutlich vor dem Maximum des Pulses am ADC anliegen muss. Daher wird ein weiterer Funktionsgenerator verwendet, der aus Gründen der Verständlichkeit nicht in der Abbildung eingezeichnet ist.

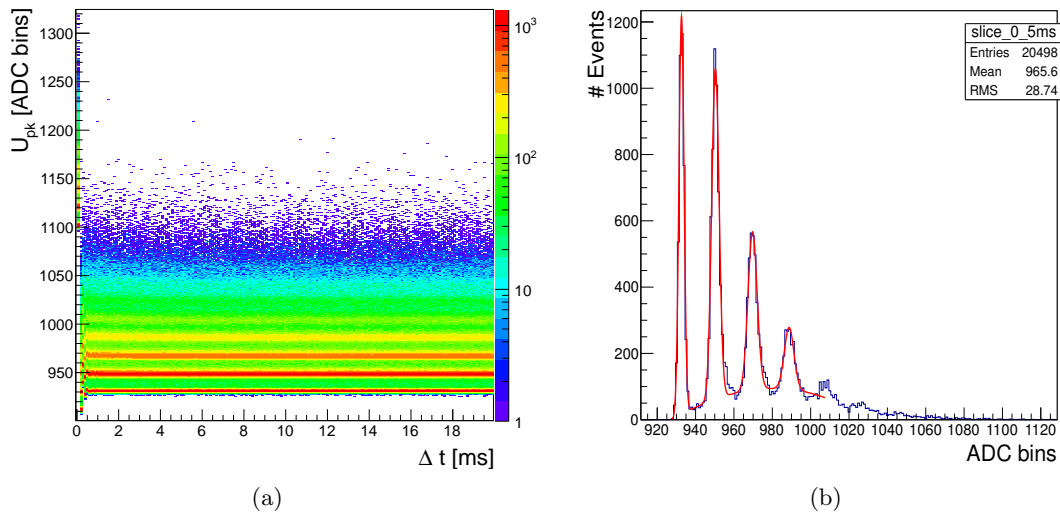


Abbildung 3.26.: Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der Zeit des Pulses und ein Spektrum  $500 \mu\text{s}$  nach dem Einschalten.

Abbildung 3.27(a) für ein- und ausgeschalteten Trigger dargestellt. Es zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Verstärkung durch den Spannungspuls auf dem Eingangsterminal. Eine leichter Anstieg der Verstärkung ist auch bei ausgeschaltetem Trigger zu beobachten, die Abweichung liegt jedoch unter 2%. Der Grund für die Überhöhung liegt in einer Leitung des Triggers, die nicht wie die Übrigen abgeschaltet werden kann. Diese hat jedoch eine geringere Amplitude beim Einschalten. Die zeitliche Entwicklung der Nulllinie ist in Abbildung 3.27(b) gezeigt. Nach etwa  $500 \mu\text{s}$  hat sich die Ausgangsspannung auf einen festen Wert eingependelt und verändert sich nur noch geringfügig.

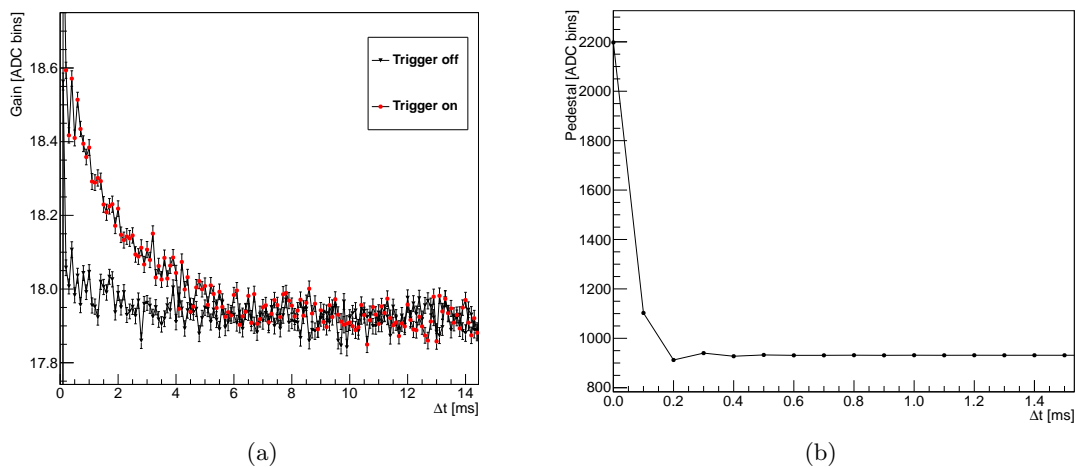
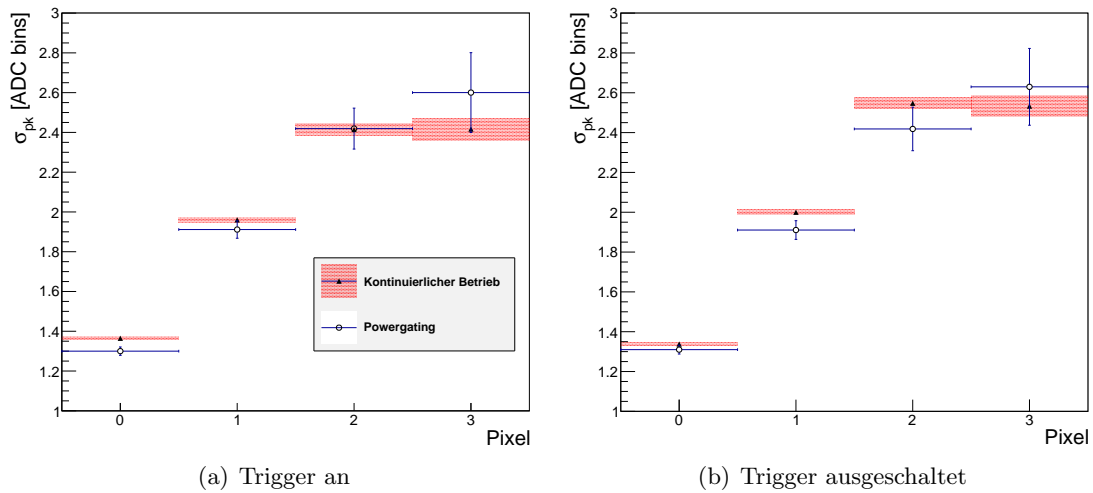


Abbildung 3.27.: Zeitlicher Verlauf der SiPM-Verstärkung (a) und des Pedestals (b) nach dem Einschalten.



**Abbildung 3.28.:** Peakbreiten bei eingeschaltetem Powergating (Punkte) im Vergleich zum Fall ohne Powergating (Balken)

Das Rauschen des Chips bei Verwendung des Powergating wurde durch Bestimmung der Peakbreiten in den Spektren untersucht. Für die Bestimmung der Breiten ist die Anpassung einer Gausfunktion an jeden einzelnen Peak nicht mehr ausreichend, da die Form des Untergrunds einen erheblichen Einfluss auf die Ergebnisse der Anpassung an die Daten hat. Die Spektren wurden daher an eine Funktion aus mehreren Gausfunktionen für jeden Peak und einem Polynom zweiten Grades für den Untergrund angepasst. Ein solches Spektrum ist in Abbildung 3.26(b) dargestellt. Auf diese Weise lassen sich die Peakbreiten wesentlich genauer bestimmen. Die Peakbreiten zeigen sich unabhängig von dem Zeitpunkt des Lichtpulses. Daher wird zur Bestimmung des Rauschens über die Zeit von 1 bis 20ms gemittelt. Die Fluktuationen der Peakbreiten dominieren gegenüber den Unsicherheiten der Anpassung, daher kann die Unsicherheit des gemittelten Fehlers aus der Standardabweichung der Peakbreiten bestimmt werden. In Abbildung 3.28 sind die Breiten der Peaks gegen die Anzahl der ausgelösten Pixel aufgetragen. Bei ausgeschaltetem Trigger ergibt sich eine Verringerung der Pedestalbreite um 2,1%. Bei eingeschalteter Triggerstufe beläuft sich die Verringerung der Pedestalbreite auf 4,7%. Das ist verwunderlich, da das Rauschen durch die Störung am Eingang bei eingeschaltetem Trigger steigen sollte. Es ist aber anzunehmen, dass der Fehler des Fits unterschätzt ist und in der Größenordnung von einigen Prozent liegt. Durch die nicht berücksichtigte Asymmetrie der Peaks und der zu einfachen Untergrundbeschreibung ergeben sich erhebliche Abweichungen vom Fit. Es ist weiter zu bemerken, dass die Messung eine systematische Unsicherheit beinhaltet, die die Peakbreiten vergrößert. Durch Temperaturschwankungen verändern sich Pedestal und Verstärkung, was zu einer Verbreiterung der Peaks führt. Daher sind die tatsächlichen Peakbreiten in einem System mit stabiler Temperatur unter Umständen kleiner. Diese Schwankungen sind bei der hier gezeigten Messung bei Betrachtung der Verstärkung über die gesamte Messzeit von etwa 2 Stunden im Vergleich zu statistischen Fluktuationen klein, aber nicht mit Sicherheit auszuschließen. Im Rahmen der Messgenauigkeit und den bei der Messung aufgenommenen Daten muss daher gefolgert werden, dass die Verringerung des Rauschens unter Verwendung von Powergating im Gesamtsystem nicht signifikant gegenüber anderen Fehlerquellen ist.

### 3.6. Rauschquellen bei der Energiemessung

Die Auflösung einer Messung von Lichtsignalen ist einerseits durch die Fluktuation der Anzahl der detektierten Photonen, andererseits durch das Rauschen des aus Detektor und Ausleseelektronik bestehenden Systems begrenzt. Bei der Messung des Energieverlusts von Teilchen in einem Kalorimeter wird die Anzahl der durch den Szintillator erzeugten Photonen durch eine Poissonverteilung beschrieben. Die Detektion der Photonen im Silizium Photomultiplier ist ein Binomialprozess mit der Detektionswahrscheinlichkeit  $p_{det}$ . Dies führt unter Vernachlässigung von Sättigungseffekten im SiPM zu einer poissonverteilten Anzahl der ausgelösten Pixel mit dem Mittelwert

$$\langle N_f \rangle = p_{det} N_\gamma \quad (3.13a)$$

und der relativen Fluktuation

$$\frac{\sigma_{N_f}}{\langle N_f \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_f \rangle}}. \quad (3.13b)$$

Dabei ist  $N_f$  die Anzahl der ausgelösten Pixel und  $N_\gamma$  die Anzahl der erzeugten Photonen. Effekte des Silizium Photomultipliers wie die Dunkelrate, Pixelübersprechen, Afterpulseeffekte sowie Sättigungseffekte bei einer höheren Anzahl von Photonen führen zu Abweichungen von der Poissonverteilung.

Um den dynamischen Bereich der Silizium Photomultiplier im hadronischen Kalorimeter des ILC ausnützen zu können, sollte das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens (MIP) einer Anzahl von 10 - 20 ausgelösten Pixeln entsprechen. Bei dem Prototypen des analogen hadronischen Kalorimeters wurde das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens gemessen [11]. Es entspricht dem Ladungssignal von 16,6 ausgelösten Pixeln. Die Variation von Kachel zu Kachel wird mit etwa etwa 15% angegeben, was durch die unterschiedliche Effizienz der Kacheln erklärt wird, das erzeugte Licht auf den Sensor zu führen. Für Elektronen mit einer Energie von 3 GeV und Absorberplatten aus Blei mit der Dicke einer Strahlungslänge ergibt sich das Maximum des Energiespektrums bei etwa 5 MIP-Signalen. Bei einer Dicke des Absorberplatten von  $d = 5X_0$  zeigen sich bereits Sättigungseffekte der SiPMs, das Energiespektrum hat sein Maximum bei einem Signal von etwa 22 minimal ionisierenden Teilchen.

Die Rauschen des Systems sollte demgegenüber vernachlässigbar bleiben, was bei den zu messenden Signalen keine gravierende Anforderung darstellt. Zur Kalibration der gemessenen Signale ist jedoch die Auflösung einzelner Pixel im gemessenen Ladungsspektrum notwendig. Nur so lässt sich die Verstärkung der Silizium Photomultiplier exakt bestimmen. In den ersten Abschnitten des folgenden Kapitels sollen daher die verschiedenen Rauschquellen untersucht werden, die zur Verbreiterung der Peaks im Ladungsspektrum führen und das ein-Pixel Signal zu Rauschverhältnis (pSNR) bestimmen.

Während Rauschquellen der Elektronik leicht durch Messungen zugänglich sind, können Effekte des SiPM selbst schwieriger einzusehen sein. Die experimentell direkt zugänglichen Parameter des Silizium Photomultipliers beschränken sich auf die Überspannung und die Temperatur. Die unterliegenden, für die Charakterisierung des Rauschens interessanten Parameter

wie Dunkelrate, Afterpulseeffekte und der Wahrscheinlichkeit eines Pixelübersprechens sind von diesen Parametern abhängig und dadurch schwer in Messungen zugänglich. Daher wurden für diese Parameter umfangreiche Simulationen durchgeführt, wobei der SiPM und die Auslese des Sensors durch den KLAuS2 ASIC kombiniert simuliert wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine bestehende Simulationsumgebung zur Untersuchung von SiPMs [12] erweitert. Diese Erweiterung ermöglicht die Beschreibung eines SiPMs als elektrische Schaltung und damit die gemeinsame Simulation mit der Ausleseelektronik. Im letzten Abschnitt 3.6.6 soll diese Simulationsumgebung dazu verwendet werden, die Signalfuktuationen bei physikalischen Signalen zu untersuchen.

Zur Breite einzelner Peaks in Einzel-Photon-Spektren eines Silizium Photomultipliers tragen verschiedene Effekte bei. Im Rahmen dieser Arbeit wurden fünf Beiträge betrachtet, die sich quadratisch zur Gesamtbreite des Peaks addieren, die nachfolgend mit ihrem aus Messungen bestimmten Beitrag aufgelistet sind. Die lediglich durch Simulationen untersuchten Beiträge sind hier nicht zusammen mit einem typischen Beitrag angegeben, da keine Verifikation durch Messungen durchgeführt wurde.

Fehler		typischer Beitrag
$\sigma_{el}$	Elektronisches Rauschen des ASIC	$800 \mu V$
$\sigma_{ADC}$	Auflösung des ADC	$300 \mu V$
$\sigma_G$	Variation der Pixel-Verstärkung	$\approx 1.2 \text{ mV} \cdot \sqrt{n}$
$\sigma_{lk}$	Leckstrom der SiPM-Dioden	$\approx 50 \mu V$
$\sigma_{pu}$	Pileup durch SiPM-Dunkelrate	

**Tabelle 3.2.:** Beiträge zu den Peakbreiten in einem SiPM-Ladungsspektrum. Der Parameter n in Zeile  $\sigma_G$  stellt die Anzahl der ausgelösten Pixel dar.

Die Breite der Peaks ist damit durch

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{el}^2 + \sigma_{ADC}^2 + \sigma_G^2 + \sigma_{lk}^2 + \sigma_{pu}^2} \quad (3.14)$$

gegeben.

### 3.6.1. Quantisierungsrauschen des ADC

Der Messfehler des ADC ergibt sich aus dessen Auflösung. Aus der gleichmäßigen Verteilung der Fehler der Einzelmessungen über die Quantisierungsschritte der Messung folgt der Messfehler des ADCs:

$$\sigma_{ADC} = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot q \quad (3.15)$$

Dabei stellt q die Breite der Quantisierungsschritte dar. Das aus der Messung des ADC folgende Rauschen wird als *Quantisierungsrauschen* bezeichnet. Mit der in Anhang B dargestellten Kalibration des bei den Messungen verwendeten Peak sensing ADC ergibt sich ein Messfehler von  $307 \mu V$ .



### 3.6.2. Elektronisches Rauschen und ENC

Die Grundlagen zur Bestimmung des Rauschens am analogen Ausgang von KLAuS wurden in Kapitel 2.4 dargestellt. Bei Kenntnis der Transferfunktion von KLAuS und dem effektiven Rauschen an den Eingängen der einzelnen Stufen kann die Fluktuation am Ausgang bestimmt werden. Die Eingangsstufe kopiert den Signalstrom in diesem Zusammenhang lediglich auf die anschließenden Stufen und sorgt für eine niedrige Impedanz am Eingangsterminal des Kanals. Daher beschreibt die Transferfunktion der Eingangsstufe insbesondere deren Eingangsimpedanz, wobei hier lediglich die Eingangsimpedanz bei kleinen Frequenzen nach (3.3) betrachtet werden soll. Durch die Eingangsimpedanz der Eingangsstufe fließen die Ströme des Spannungs- und Stromrauschens nicht mehr unmittelbar in die Eingangsstufe. Bei einer end-

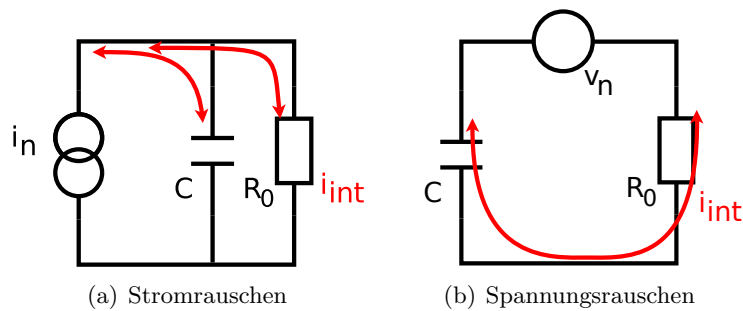


Abbildung 3.29.: Transformation des Rauschens durch die Impedanz der Eingangsstufe

lichen Eingangsimpedanz fließt der Strom des Stromrauschens nicht mehr ausschließlich in die Eingangsstufe, sondern auch durch die Kapazität am Eingang, die sich aus der Kapazität des Detektors, den Messleitungen und der Eingangskapazität der Schaltung selbst zusammensetzt. Dies entspricht einer Parallelschaltung von Eingangswiderstand und dem von der Frequenz abhängigen Blindwiderstand der Kapazität (Abbildung 3.29(a)). Der Rauschstrom wird zwischen der Kapazität und dem Widerstand der Eingangsstufe aufgeteilt. Demgegenüber ist der resultierende Strom des Spannungsrauschens durch die Serienschaltung der komplexen Widerstände gegeben (Abbildung 3.29(b)). Mit dem imaginären Blindwiderstand der Kapazität  $X_C = 1/i\omega C$  und der reellen Impedanz der Eingangsstufe  $R_0$  ergibt sich die Fluktuation des Stroms am Eingang des Integrators zu:

$$\begin{aligned}
 i_{int}^2 &= \frac{i_n^2}{R_0^2} \cdot \left| X_C \parallel R_0 \right|^2 & + v_n^2 \cdot \left| \frac{1}{X_C + R_0} \right|^2 \\
 &= \frac{i_n^2}{1 + R_0^2 C^2 \omega^2} & + \frac{v_n^2 C^2 \omega^2}{1 + R_0^2 C^2 \omega^2}
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Dabei beschreibt der linke Term die Parallelschaltung der beiden komplexen Widerstände im Fall des Stromrauschens. Der rechte Term stellt den durch das Spannungsrauschen erzeugten Rauschstrom dar.

Neben den physikalisch am Eingang anliegenden Rauschquellen setzt sich das Stromrauschen  $i_n^2$  aus dem thermischen Rauschen der Stromquelle  $I_{dc}$  (die Stromquelle ist durch einen Transistor implementiert) sowie Transistor M2 in der Eingangsstufe zusammen. Das Spannungsrauschen ergibt sich aus dem Rauschen der DAC-Spannung und dem thermischen Rauschen der Transistoren in der Eingangsstufe, die die Spannung am DAC-Terminal auf das Eingangsterminal transferieren. Das Gesamtrauschen am Ausgang der Schaltung lässt sich mit Gleichung (2.24) berechnen, welche die Transformation des Rauschens durch die Schaltung und die Integration des Rauschens über alle Frequenzen beschreibt. Die Rauschquellen in den nachfolgenden Stufen sind unabhängig von der Eingangskapazität, werden aber ebenfalls durch diese transformiert. Eine in diesem Zusammenhang wesentliche Rauschquelle stellt das Stromrauschen des Transistors  $M_i$  dar, der den Strom der Eingangsstufe auf den analogen Pfad des Integrators kopiert.

Aus dem Betragsquadrat der Transferfunktion von Integrationsstufe und Shaper (3.4) ergibt sich durch Substitution  $s \rightarrow \omega$  das Integral

$$\sigma_o^2 = \int_0^\infty (i_{int}^2 + i_0^2) \cdot \frac{(2R_{dis})^2}{(1 + \omega^2\tau^2) \cdot [1 + (\omega\tau + 1)^2][1 + (\omega\tau - 1)^2]} d\omega \quad (3.17)$$

Dabei ist  $i_{int}$  die Stromfluktuation am Ausgang der Eingangsstufe. Der Parameter  $i_0^2$  stellt die Stromfluktuation am Eingang des Integrators dar, das durch den Spiegeltransistor  $M_i$  erzeugt wird.

Die Lösung des Integrals führt zu einer gebrochen rationalen Funktion in Abhängigkeit der Detektorkapazität und Shapingzeit, die durch Taylorentwicklung in der Kapazität in eine einfachere Form überführt werden kann[35]:

$$\sigma_o^2 = p_0 + p_1 \cdot C^2 + p_2 \cdot C^4 \quad (3.18)$$

Zur Bestimmung des Rauschens in Abhängigkeit von der Kapazität am Eingang wurden zwischen dem Eingangsterminal eines KLAuS-Kanals und dem Massenpotential Kapazitäten in einem Bereich von 5,6 und 100 pF eingelötet. Mit einem Oszilloskop wurde der RMS-Wert der Spannung mit einer Samplingrate von 40GS/s gemessen. Um die durch die begrenzte Messzeit unterdrückten niederfrequenten Anteile des Rauschens mit einzubeziehen, wurde die Messung mehrmals wiederholt und die Fluktuation des Mittelwerts als niederfrequenter Anteil quadratisch zum gemessenen RMS-Rauschen addiert. Der ASIC neigt auf Grund der imaginären Pole in der Transferfunktion der Eingangsstufe zu Oszillationen, wenn die Eingangsimpedanz und Kapazität am Eingang groß wird. Um diese zu unterdrücken wird die Messung daher bei einem DAC-Wert von 0 durchgeführt.

In Abbildung 3.30 ist das Rauschen am Ausgang in Abhängigkeit von der Eingangskapazität dargestellt. Die gemessenen Punkte wurden mit einer Funktion nach Gleichung (3.18) gefittet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhalten des Rauschens.

Kleinere Silizium Photomultiplier mit einer Fläche von  $1 \times 1\text{mm}^2$  haben eine Kapazität von  $C_d \approx 40\text{pF}$ . Bei einer solchen Kapazität am Eingang des ASIC ergibt sich ein Rauschen von etwa  $680\mu\text{V}$ . Es ist jedoch zu bemerken, dass dieses Rauschen nicht notwendigerweise in einem realen System auftreten muss, in dem das Maximum der Spannung gemessen wird. Hier ergeben sich obere Grenzen der Frequenz, in denen der ADC durch seine begrenzte Bandbreite noch sensitiv ist. Weiter ergibt sich durch die zu messenden Spannungspulse eine effektive Messzeit für das Rauschen, die durch die Breite des Extremwerts gegeben und von der Signalhöhe abhängig ist.

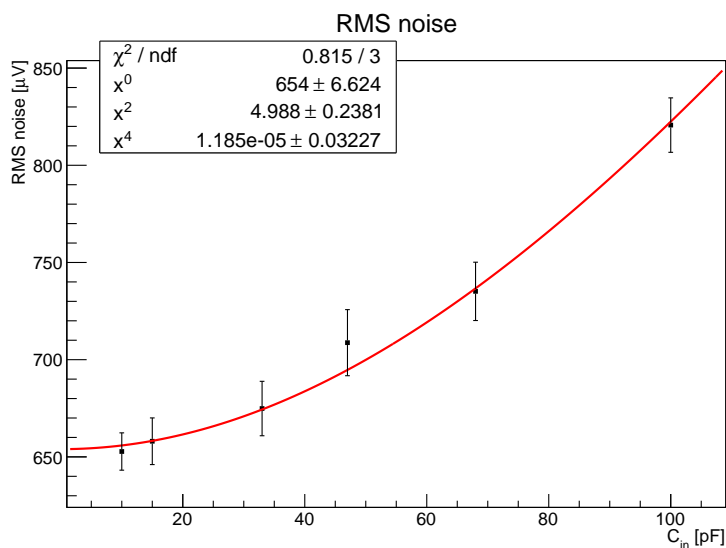


Abbildung 3.30.: Elektronisches Rauschen in Abhängigkeit von der Eingangskapazität.

### Äquivalente Rauschladung

Der Wert der äquivalenten Rauschladung (*Equivalent Noise Charge*, ENC) gibt das dem Rauschen äquivalente Signal am Eingang an. Anders ausgedrückt ist die ENC die Ladung eines Signals, das noch mit einem Signal- zu Rauschverhältnis von eins aufgenommen werden kann. Daraus lässt sich bei einem gegebenen Signal unmittelbar das Signal- zu Rauschverhältnis bestimmen. Die ENC ist daher eine sehr nützliche Größe zur Quantifizierung des Auflösungsvermögens einer Schaltung. Die äquivalente Rauschladung ist gegeben durch

$$ENC = G/\sigma_U, \quad (3.19)$$

wobei  $G$  die in Abschnitt 3.2.2 bestimmte Ladungskonversion und  $\sigma_U$  das Rauschen am Ausgang eines KLAuS-Kanals darstellt. Die so berechnete äquivalente Rauschladung in Abhängigkeit von der Eingangskapazität ist in Abbildung 3.31 dargestellt.

### 3.6.3. SiPM-intrinsischer Leckstrom

Wie in Kapitel 1.2.4 beschrieben, können freie Ladungsträger durch verschiedene Prozesse im SiPM erzeugt werden. Diese führen aber nur selten zur Ausbildung einer Lawine, da die Ladungsträger häufig nicht in den Verstärkungsbereich eindringen [21]. Sie zeigen sich als konstanter *Leckstrom* in der Größenordnung von 10 pA, der durch die in Sperrichtung betriebenen Dioden fließt.

Für kleine Gegenspannungen dominiert die Erzeugung von freien Ladungsträgern durch von Kristallfehlern begünstigte thermisch induzierte Bandübergänge. Dieser Strom ist proportional zum Volumen der Verarmungszone [33]. Bei höheren Spannungen in Sperrichtung

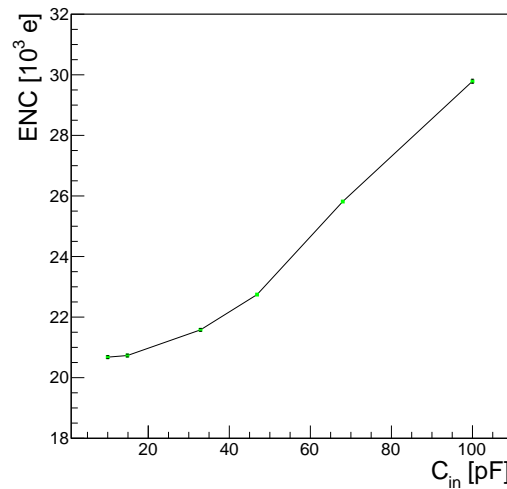
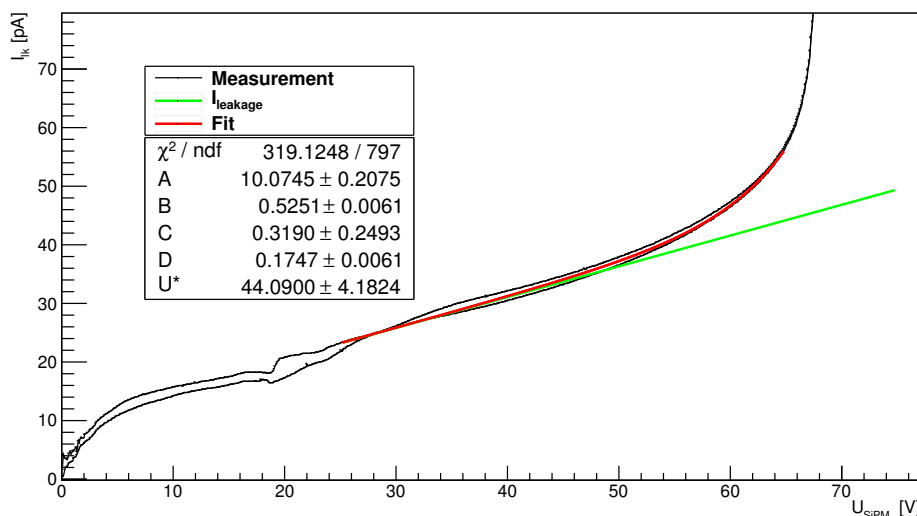


Abbildung 3.31.: ENC (Equivalent noise Charge) in Abhängigkeit von der Eingangskapazität bei einem DAC-Wert von 0 und einer Stromskalierung von 1:1.

ist das Detektorvolumen vollständig verarmt, sodass der Strom durch thermisch induzierte Übergänge nicht weiter ansteigt. Demgegenüber ist der Strom durch Tunnelprozesse bei vollständiger Verarmung näherungsweise proportional zur angelegten Gegenspannung und der Leckstrom kann als lineare Funktion der Spannung abgeschätzt werden. Bei höheren Spannungen kommt es zur Bildung von Lawinen in den Pixeln, was dem Dunkelrauschen der SiPMs entspricht.

In KLAuS wird der mittlere Strom durch die Pedestalstabilisierung kompensiert. Analog zu den Betrachtungen des Rauschens in Transistoren in Kapitel 2.2 führt der Strom jedoch zu einem Rauschterm am Eingang der Elektronik, der zum Gesamtrauschen des Systems beiträgt und von dem Leckstrom durch den Sensor abhängig ist. Dieser ist klein im Vergleich zu anderen Rauschquellen und kann nicht direkt aus der Breite des Pedestals bei variierter Spannung am SiPM bestimmt werden, da einerseits andere Rauschquellen dominieren, andererseits ein Fit der Peakbreite durch Volumen- und Oberflächeneffekte bei nicht voll verarmten Dioden im Detektor unmöglich wird. Da die Pixelkapazität bei kleiner werdender Verarmungszone nach Gleichung (1.9) ansteigt, steigt auch das Rauschen am Ausgang von KLAuS durch die ansteigende Kapazität am Eingang für sinkende SiPM-Biasspannungen. Eine Abschätzung des am Ausgang beobachtbaren Rauschanteils ist jedoch indirekt durch die Messung des Leckstroms möglich.

Mit einem Halbleitermessgerät wurde die Spannung an einem SiPM der Firma Hamamatsu (Modell S10362-11-050P) in Sperrichtung variiert und der Strom durch den Detektor gemessen, was in Abbildung 3.32 dargestellt ist. Bei der Messung wurde der Strom jeweils bei ansteigender- und fallender Spannung gemessen. Daher sind zwei Kurven in der Abbildung zu sehen. Bei Spannungen bis etwa 20V zeigt sich der Aufbau der Verarmungszone. Bei dieser Spannung treten Stufen in der Strom-Spannungskurve auf, die vermutlich auf Oberflächeneffekte zurückzuführen sind [16]. Anschließend steigt der Strom durch die zunehmende



**Abbildung 3.32.:** Verlauf des SiPM-Stroms in Sperrichtung. Der Anteil des Leckstroms ist als grüne Linie eingezeichnet.

Tunnelrate weiter an, bis bei Annäherung an die Durchbruchsspannung Lawinen ausgelöst werden, die den Gesamtstrom dominieren. Da sowohl die Ladung einer ausgelösten Lawine als auch die Dunkelrate proportional zur angelegten Spannung ist, sollte der Strom in erster Näherung quadratisch mit der Spannung ansteigen. Dieses Verhalten kann jedoch nicht mit ausreichender Genauigkeit der angepassten Funktion in der gemessenen Stromkurve beobachtet werden. Dafür kann es verschiedene Gründe geben. Beispielsweise ergeben sich an den Ecken der Pixel durch die höhere Feldstärke niedrigere Durchbruchsspannungen im Vergleich zu den zentralen Bereichen des Pixels [39, 2.4]. Zur Bestimmung des Leckstroms wurde die Funktion

$$f(U) = A + B \cdot U + C \cdot \exp(D \cdot (U - U^*)) \quad (3.20)$$

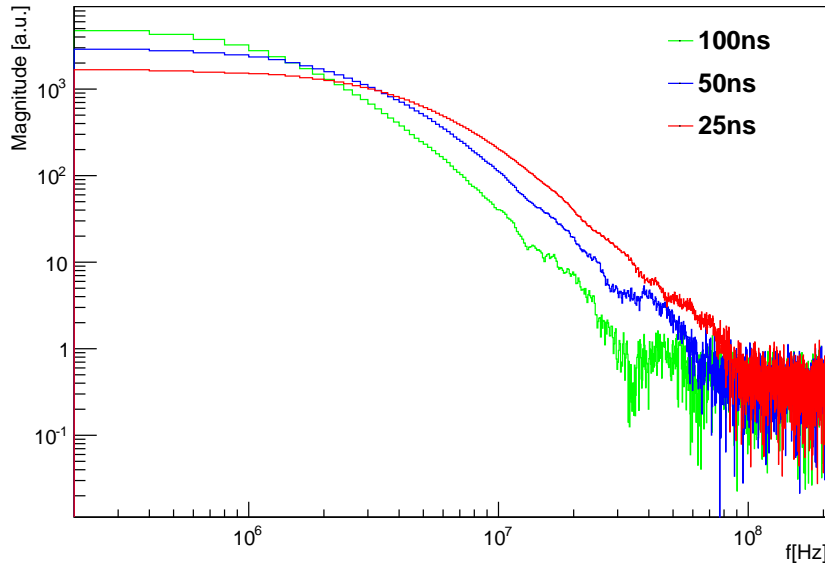
in einem Bereich von 25 bis 65V an die Messdaten angepasst. Der Leckstrom ist durch den linearen Term  $A+B \cdot U$  gegeben. Die Durchbruchsspannung für diesen SiPM ist aus dem Stromverlauf im Bereich der zunehmenden Lawinenbildung durch einen linearen Fit abgeschätzt und ergibt sich zu:

$$U_{br} = 68.18V$$

Daraus ergibt sich bei einer Überspannung von 2V ein Leckstrom von  $(46.9 \pm 1.1)$  pA.

Die Bildung der quantisierten freien Ladungsträger verursacht ein Rauschen des Leckstroms. Die unterliegenden Prozesse zum Aufbau des Leckstroms sind die thermische Anregung und Tunnelprozesse. Diese Prozesse können als instantan angesehen werden und führen zu einem konstanten Frequenzspektrum des Rauschens. Dies wird im Englischen als *shot noise* bezeichnet. Das Rauschspektrum des Stroms  $I_{lk}$  ist hier gegeben durch [28]

$$i_I^2 = 2eI_{lk} \quad (3.21)$$



**Abbildung 3.33.:** Frequenzspektrum des gemittelten Ausgangssignals für verschiedene Shapingzeiten. Aufgetragen ist das Betragsquadrat aus Real- und Imaginärteil der Frequenzanteile.

Das Rauschen am Ausgang ergibt sich durch Berechnung des Integrals (2.24)

$$\sigma_{lk} = \sqrt{\int_0^{\infty} 2e \cdot I_{lk} \cdot |H(f)|^2 df}, \quad (3.22)$$

wobei  $e$  die Einheitsladung,  $I_{lk}$  den Leckstrom bei der Betriebsspannung und  $H(f)$  die Bandbreite des Kanals angibt.

Mit dem Aufbau zur Ladungsinjektion wurden bei einer Eingangskapazität von 33 pF, einem DAC-Wert von 0 und einer Skalierung von 1:1 Ladungspulse in den ASIC injiziert. Mit einem Oszilloskop wurden für jede Einstellung der Shapingzeit etwa 500 Pulse am Ausgang des ASIC aufgenommen und gemittelt, um das Rauschen des Signals zu unterdrücken. Zur Abschätzung der Bandbreite des Kanals kann das Eingangssignal als kurz angenommen werden, sodass der am Ausgang gemessene Puls der Pulsantwort einer Deltafunktion entspricht. Die Deltafunktion korrespondiert mit einer Konstanten im Frequenzraum, daher ergibt sich die Bandbreite des Kanals aus der Fouriertransformation der Pulsantwort. Unter der Annahme, dass der Eingangspuls kurz ist, ist die Fouriertransformation des gemessenen Ausgangspulses proportional zur Bandbreite des Kanals. Durch Normierung des gemessenen Ausgangspulses auf die Einheitsladung ergibt sich die Bandbreite des KLAuS-Kanals zu:

$$H(f) = U(f) \cdot \frac{G}{\hat{U}} \quad (3.23)$$

Dabei stellt  $U(f)$  die Fouriertransformierte des gemessenen Pulses am Ausgang,  $G$  die Ladungskonversion und  $\hat{U}$  das Maximum des aufgenommenen und gemittelten Spannungspulses

Shapingzeit	$\int  H(f) ^2 df$	$\sigma_{lk}$
25ns	$1.03 \cdot 10^{20} \frac{V^2}{AC}$	36.4 $\mu V$
50ns	$2.14 \cdot 10^{20} \frac{V^2}{AC}$	52.5 $\mu V$
100ns	$3.34 \cdot 10^{20} \frac{V^2}{AC}$	65.5 $\mu V$

Tabelle 3.3.: Einfluss des Diodenleckstroms auf das Gesamtrauschen

dar. In Abbildung 3.33 sind die fouriertransformierten Frequenzspektren der aufgenommenen Ausgangspulse für alle Shapingzeiten dargestellt. Durch Integration der quadrierten Frequenzspektren lässt sich nach Gleichung (3.22) das Rauschen am Ausgang auf Grund des Leckstromrauschens abschätzen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Offensichtlich ist der Beitrag gegenüber dem elektronischen Rauschen vernachlässigbar. Die Annahme, dass der Eingangspuls einer Deltafunktion entspricht, ist für eine genaue Messung der Bandbreite nicht zutreffend. Für eine Abschätzung der Größenordnung des Fehlers ist dieser Ansatz jedoch ausreichend. Unter Berücksichtigung der endlichen Dauer des Eingangspulses wird das Integral der quadrierten Bandbreite kleiner, sodass der Fehler nur überschätzt werden kann.

### 3.6.4. Variationen der SiPM-Verstärkung

Ein auf den Detektor treffendes Photon liefert wegen der Lawinenbildung im Pixel ein Signal mit theoretisch immer gleicher Ladung, unabhängig von der Energie des eintreffenden Photons. Dadurch sieht man bei Betrieb des SiPM im linearen Bereich ein charakteristisches Ladungsspektrum mit klar separierten Peaks, die die Anzahl der gefeuerten Pixel in Einheiten der SiPM-Verstärkung wiedergeben. In der Realität ist die Verstärkung jedoch statistischen und systematischen Schwankungen unterworfen, die die Peaks verbreitern. Versteht man das gemessene Signal als Summe der Signale  $U_i$  von  $n$  gefeuerten Pixel,

$$U = \sum_{i=0}^n U_i = n \cdot U_d \quad (3.24a)$$

so ergibt sich die Fluktuation der gemessenen Pulshöhe aus Verstärkungsfluktuationen zu

$$\sigma_G = \sqrt{\sum_{i=0}^n \sigma_i^2} = \sqrt{n} \cdot \sigma_d, \quad (3.24b)$$

wo  $U_d$  die mittlere Pulshöhe der Pixel des Detektors und  $\sigma_d$  dessen Fehler darstellt. Die Fluktuationen ergeben sich aus der zeitlich festen Verteilung der mittleren Verstärkung der Pixel des Detektors, sowie aus statistischen Verstärkungsfluktuationen bei Betrachtung eines einzelnen herausgegriffenen Pixels.

Die systematischen Fluktuationen können durch eine systematische Verteilung der Pixelverstärkung über den Detektor entstehen, die sich auf einen Dotierungsgradienten bei der Herstellung zurückführen ließe. Sie führen zu einer statistischen Verteilung der mittleren

Verstärkungen der einzelnen Pixel. Bei der Beleuchtung des Detektors mit einem homogenen Lichtpuls führt dies zu einer Verbreiterung der Peaks.

Die statistischen Schwankungen der gemessenen Ladung bei Betrachtung eines einzelnen herausgegriffenen Pixels können auf die Fluktuationen des Quenchezitpunkts zurückgeführt werden. Fluktuationen in der Pulsform haben keinen nennenswerten Einfluss auf die Pulshöhe, da die charakteristische Zeit zum Aufbau der Lawine um Größenordnungen kleiner ist als die Integrationszeit des ASIC. Unter der Annahme normalverteilter mittlerer Pixelsignale  $U_i \sim N(U_d, \sigma_{pp})$  sowie normalverteilter Verteilungen der Signale der einzelnen Pixel mit gleicher Breite  $U_{px} \sim N(U_{px}, \sigma_{px})$  ergibt sich die Verteilungsfunktion  $U_1(q)$  der gemessenen Pulshöhe bei einem einzelnen, jedoch beliebigen ausgelösten Pixel durch die Faltung der beiden Verteilungsfunktionen:

$$\begin{aligned} U_1(u) &\sim \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{pp}} e^{-\frac{(U_{px}-U_d)^2}{2\sigma_{pp}^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{px}} e^{-\frac{(U_{px}-u)^2}{2\sigma_{px}^2}} dU_{px} \\ &= N\left(U_d, \sqrt{\sigma_{pp}^2 + \sigma_{px}^2}\right) = N(U_d, \sigma_d) \end{aligned} \quad (3.25)$$

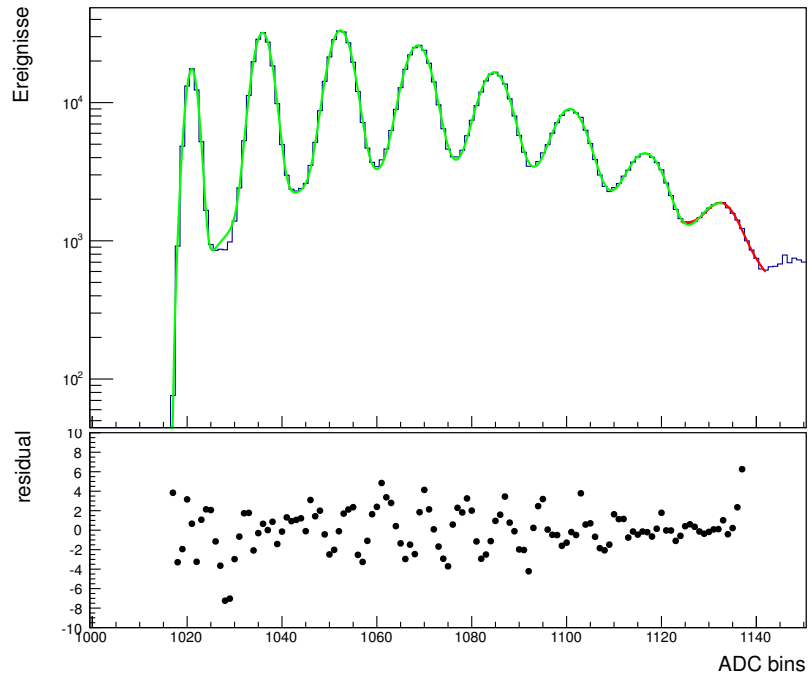
Bei der Messung der Ladung addiert sich das Rauschen des Pedestals  $\sigma_{ped}$  quadratisch zu den Fluktuationen durch die Variation der Pixelsignale. Für die gemessene Breite der Peaks im Spektrum ergibt sich:

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{ped}^2 + \sigma_G} = \sqrt{\sigma_{ped}^2 + n \cdot (\sigma_{pp}^2 + \sigma_{px}^2)} \quad (3.26)$$

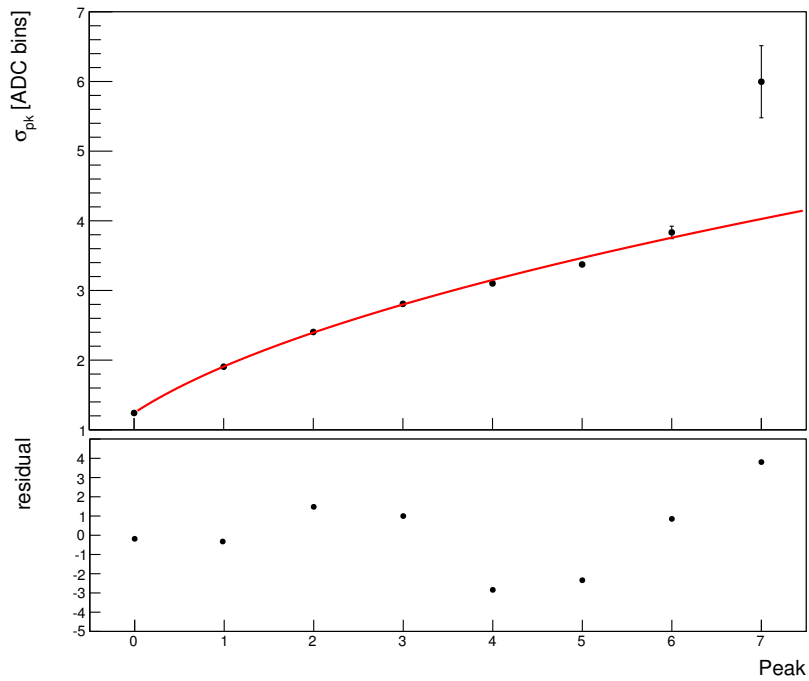
wobei  $n$  die Anzahl der ausgelösten Pixel darstellt.

Mit einem MPPC der Firma Hamamatsu (Modell S10362-11-050P) wurden mit KLAuS Pulshöhenspektren bei einer Überspannung von 1.86 V aufgenommen, um die Terme  $\sigma_{pp}$  und  $\sigma_{px}$  zu bestimmen. Die Messung wurde wie bei allen anderen Messungen mit einem peak sensing ADC durchgeführt. Zur Bestimmung des Gesamtfehlers durch Verstärkungsfluktuationen  $\sigma_d$  wurde der Silizium Photomultiplier mit einer LED auf der gesamten Fläche mit geringer Intensität beleuchtet, sodass mehrere Pixel ausgelöst werden. Aus der Verbreiterung der Peaks im Spektrum lässt sich  $\sigma_d$  bestimmen. Wird das gemessene Spektrum in jedem Peak mit einer Gausfunktion und linearem Untergrund gefittet, so fluktuieren die auf diese Weise bestimmten Peakbreiten stark mit dem gewählten Fitbereich. Daher wird das Spektrum im Gesamten mit einer Funktion aus mehreren freien Gausfunktionen gefittet. Der Untergrund wird mit einem Polynom dritten Grades abgeschätzt. Diese Annahme beschreibt den Untergrund bis zum fünften Photopeak ausreichend gut, sodass sich die Peakbreiten aus den einzelnen Gausfunktionen bestimmen lassen. Das gemessene Spektrum ist zusammen mit dem Ergebnis des Fits in Abbildung 3.34(a) gezeigt. Die Verbreiterung der Peaks lässt sich durch Gleichung (3.26) beschreiben. Die aus der Anpassung der Funktion bestimmten Breiten sind in Abbildung 3.34(b) dargestellt.





(a)



(b)

**Abbildung 3.34.:** Bestimmung des Summenterms der SiPM-Verstärkungsfluktuationen  
 a) Fit eines SiPM-Spektrums bei Beleuchtung mit einer LED durch mehrere Gausfunktionen.  
 b) Peakbreiten in Abhängigkeit der Anzahl der ausgelösten Pixel

Damit ergibt sich der Gesamtterm der Verstärkungsfluktuationen zu

$$\begin{aligned}\sigma_d &= (1.4477 \pm 0.0094) \text{ADCbins} \\ &= (1.543 \pm 0.010) \text{mV}\end{aligned}$$

und die Breite des Pedestals

$$\begin{aligned}\sigma_{ped} &= (1.2409 \pm 0.0051) \text{ADCbins} \\ &= (1.323 \pm 0.005) \text{mV}\end{aligned}$$

Die Verstärkung des SiPM wird durch die Anpassung einer linearen Funktion an die Positionen der Peaks im Pulshöhenspektrum bestimmt und ergibt sich zu

$$\begin{aligned}G &= (15.9589 \pm 0.0024) \frac{\text{ADCbins}}{\text{p.e.}} \\ &= (17.012 \pm 0.006) \frac{\text{mV}}{\text{p.e.}}\end{aligned}$$

Mit

$$\text{SNR} = \frac{nG}{\sqrt{\sigma_{ped}^2 + n\sigma_d^2}} \quad (3.27)$$

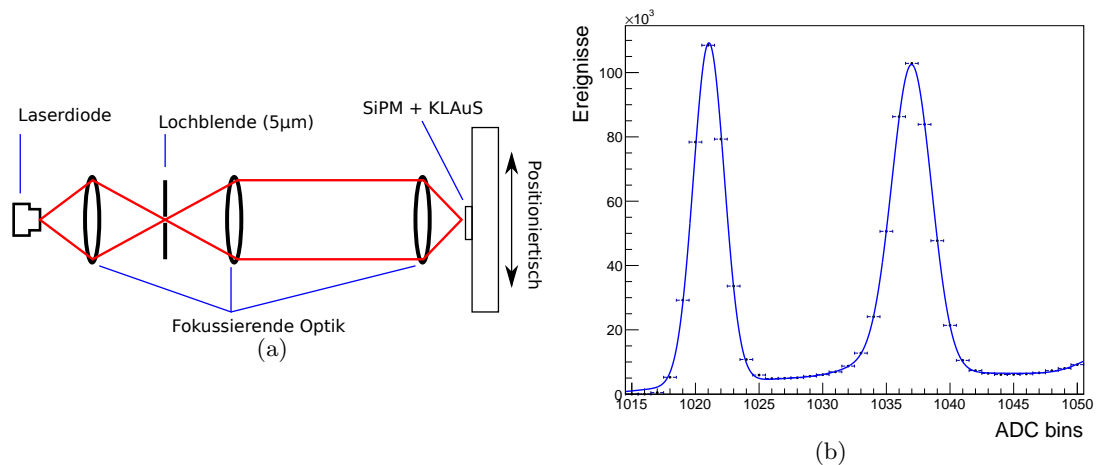
ergibt sich ein sich ein Signal- zu Rauschverhältnis für ein ausgelöstes Pixel von 8,37.

Zur Bestimmung der Verstärkung aus den Spektren müssen die einzelnen Peaks aufgelöst werden. Der Abstand der einzelnen Pixel ist im linearen Bereich des SiPM durch die zuvor bestimmte Verstärkung gegeben, die Fehler bei  $n$  ausgelösten Pixeln ist in (3.26) angegeben. Ein Kriterium zur unterscheidbarkeit zweier Peaks kann durch die Halbwertsbreite definiert werden. Beschreibt man die effektive Breite der benachbarten Peaks durch ihren Mittelwert, so ergibt sich mit den Ergebnissen der zuvor beschriebenen Messung eine Unterscheidbarkeit der Peaks im Bereich von bis zu

$$\begin{aligned}n_{max} &= \frac{1}{\sigma_d^2} \left( \frac{G^2}{2,35^2} - \sigma_{ped}^2 - \frac{1}{2} \right) \\ &\approx 21\end{aligned} \quad (3.28)$$

ausgelösten Pixeln. Das typische Signal eines minimal ionisierenden Teilchens im ILC ist kleiner als dieser Wert, sodass die Bestimmung der Verstärkung mit realistischen Signalen des Kalorimeters durchgeführt werden kann, wie sie in einem LED-Kalibrationssystem des Detektors erzeugt werden. Die voraussichtlich im Kalorimeter zum Einsatz kommenden Sensoren sind jedoch nicht die in dieser Messung verwendeten MPPCs. Die hier eingesetzten MPPCs haben eine kleinere Verstärkung, sodass eine Steigerung des hier bestimmten Werts zu erwarten ist, sofern die SiPM im Bezug auf Verstärkungsfluktuationen von vergleichbarer Qualität sind. Die hier vorgestellten Messungen definieren auch die notwendige Auflösung eines ADCs, der zur Zeit der Abgabe dieser Arbeit entwickelt wird. Für diesen ADC ist eine Auflösung von 12bit für Kalibrationsmessungen und 8bit für Physikmessungen vorgesehen. Diese Auflösung erlaubt eine Messung der Pulshöhe mit einem Quantisierungsfehler, der nicht stark zur Auflösung des Gesamtsystem beiträgt.

Zur Trennung des Gesamtterms  $\sigma_d$  in seine Anteile kann man den Term  $\sigma_{px}$  bestimmen, indem der SiPM mit einem gepulsten Laserstrahl beleuchtet wird, der so stark fokussiert ist, dass nur ein einzelner Pixel getroffen wird. Der optische Aufbau ist in Abbildung 3.35(a) gezeigt. Mit einem Mikropositioniertisch wurde der Laserstrahl genau auf die Mitte eines Pixels gelenkt und ein Pulshöhenspektrum aufgenommen, welches in Abbildung 3.35(b) dargestellt ist. Hier zeigen sich lediglich der Pedestal und der Photopeak des beleuchteten Pixels als dominante Peaks, der zweite Photopeak ist aus den Crosstalkereignissen des Pixels und der Dunkelrate zusammengesetzt.



**Abbildung 3.35.:** a) Optischer Aufbau zur Beleuchtung eines einzelnen SiPM-Pixels  
 b) Gefittetes SiPM-Spektrum bei Beleuchtung eines einzelnen Pixels zur Abschätzung der statistischen Verstärkungsfluktuationen.

Auch hier ist für eine exakte Bestimmung der Breite des Photopeaks eine gute Beschreibung des Hintergrundes entscheidend. Das Spektrum eines einzelnen beleuchteten Pixels ergibt sich aus den Ereignissen von Crosstalk und der Dunkelrate, sowie den Ereignissen des beleuchteten Pixel. Der Peak bei einem ausgelösten Pixel setzt sich daher aus den Ereignissen der Dunkelrate aller Pixeln des Sensors, sowie den Ereignissen des beleuchteten Pixels zusammen. Der Untergrund der Dunkelratenergebnisse wurde durch ein Polynom zweiten Grades, Pedestal und die Dunkelratenergebnisse bei zwei ausgelösten Pixeln durch eine Gausfunktion bestimmt. Der Peak des ausgelösten, beleuchteten Pixels kann durch zwei weitere Gausfunktion beschrieben werden. Die zweite Gausfunktion bei einem ausgelösten Pixel stellt die Dunkelratenergebnisse aller Pixel des Detektors dar. Die Verteilung dieser Ereignisse wurde aus einem aufgenommenen Dunkelspektrum bestimmt und zum Fit des Spektrums bei einem beleuchteten Pixel verwendet. Aus der so bestimmten Breite der Verstärkungsfluktuationen des einzelnen Pixels und der Breite des Pedestals lässt sich der Term  $\sigma_{px}$  bestimmen, wodurch der Gesamtfehler in seine Anteile getrennt werden kann:

$$\begin{aligned}\sigma_{px} &= (0.9744 \pm 0.0072 \text{ ADCbins}) \\ &= (1.039 \pm 0.008) \text{ mV}\end{aligned}$$

Und mit dem zuvor aus dem LED-Spektrum bestimmten Gesamtfehler:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp} &= (1.071 \pm 0.014) \text{ADCbins} \\ &= (1.142 \pm 0.015) \text{mV}\end{aligned}$$

Die beiden Fehlerterme liefern damit trotz unterschiedlicher Ursachen einen ähnlichen Beitrag zur Fluktuation des Signals. Dies deutet auf eine hohe Uniformität des Sensors über seine Fläche hin.

### 3.6.5. Dunkelrateninduzierte Pileupeffekte

Ein wichtiger Fehlerterm bei der Lichtmessung mit Silicon Photomultipliern stellen die von Dunkelpulsen erzeugten Pileupeffekte dar.

Diese Dunkelratenpulse tragen bei der Messung mit KLAuS nur innerhalb der Integrationszeit zum gemessenen Puls bei, welches durch die eingestellte Shapingzeit gegeben ist. Das aufgenommene Spektrum verschiebt sich im Mittel und die Peaks werden hin zu größeren Signalen verzerrt. Während die Verschiebung des Pedestals durch die Pedestalstabilisierung im KLAuS2-ASIC kompensiert wird, kann die Verzerrung maßgeblich zur Auflösung des Systems beitragen. Bei nicht zu großen Dunkelraten zeigt sich die Verzerrung als Verbreiterung der Peaks und kann in der Theorie gut als Fehlerterm beschrieben werden. Die Pileupeffekte zeigen sich in den Spektren als konstanter Term in der Breite der Peaks und lassen sich durch die Bestimmung der Pedestaltbreite bei variiertem Dunkelratenfrequenz untersuchen. Der Spannungsverlauf am Ausgang von KLAuS kann durch seine Antwort  $h(t)$  auf ein einzelnes ausgelöstes Pixel beschrieben werden, wobei sich das Gesamtsignal aus der Addition von statistisch in der Zeit auftretenden Pulsen ergibt. Durch Summation der einzelnen Pulse mit der Höhe  $U_p$  zu Zeiten  $\tau_i$  erhält man den Spannungsverlauf am Ausgang:

$$U_o(t) = \sum_i U_p \cdot h(t - \tau_i) \quad (3.29)$$

Das Verhalten einer Schaltung bei Stimulus durch statistische Punktprozesse kann mathematisch mit dem Campbellschen Theorem [31] beschrieben werden, das die Vertauschung der Summe durch ein Integral erlaubt. Dies ist jedoch nur gültig, falls sich die Pulse am Ausgang der Schaltung noch als Punktprozesse beschreiben lassen. In diesem Fall ist die Zeitkonstante der Ausgangspulse  $\tau_p$  kurz im Vergleich zum typischen zeitlichen Abstand der statistisch auftretenden Pulse, der durch die Frequenz  $f$  des statistischen Prozesses definiert ist:

$$f \ll \frac{1}{2\pi\tau_p}$$

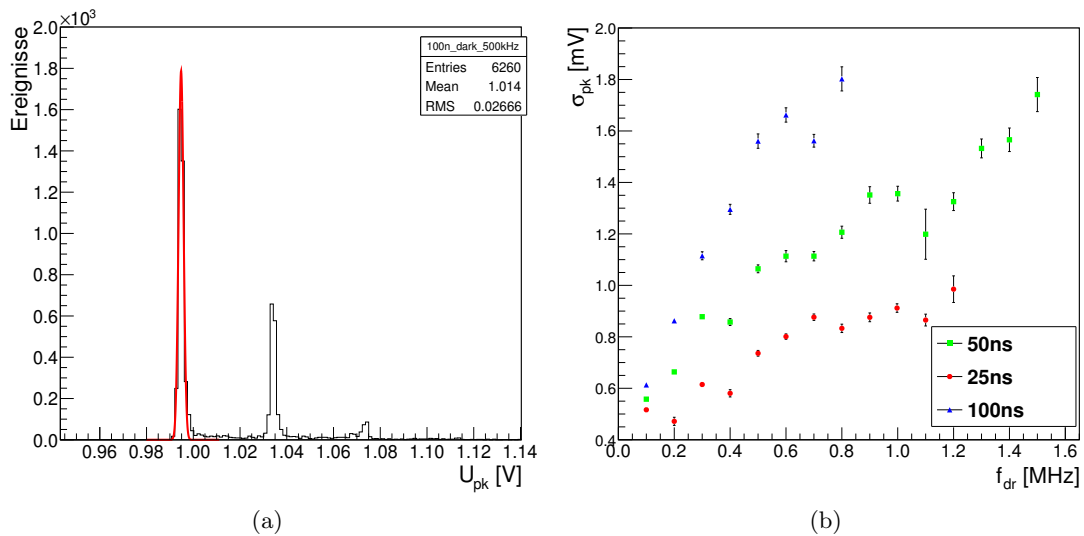
Mit der Dunkelratenfrequenz als Maß für den statistischen Prozess lässt sich das Rauschen der Spannung am Ausgang durch die Dunkelrate als Funktion dieser Frequenz darstellen:

$$\sigma_U^2(f) = f \cdot U_p^2 \int_0^\infty |h(t)|^2 dt \quad (3.30)$$

Silizium Photomultiplier mit einer Fläche von  $1 \text{ mm}^2$  haben eine Dunkelrate in der Größenordnung von  $500 \text{ kHz}$ . Demgegenüber ist die Zeitkonstante des Ausgangspulses durch die Shapingzeit gegeben, die mit Frequenzen in der Größenordnung von  $10 \text{ MHz}$  korrespondiert. Es ist zu untersuchen, ob sich die Pulse noch mit ausreichender Genauigkeit als punktförmig beschreiben lassen, sodass das Campbellsche Theorem Gültigkeit hat.

Leider lassen sich die hier beschriebenen Pileupeffekte mangels einer Möglichkeit zur direkten Variierung der Dunkelrate nur schlecht experimentell untersuchen. Möglich wäre das Variieren der Temperatur oder Überspannung am Detektor, von der die Dunkelrate abhängig ist. Dadurch ändert sich aber auch die Verstärkung des Detektors, sodass der Fehlerterm durch Pileupeffekte kaum von anderen Fehlertermen getrennt werden kann. Aus diesem Grund wurden die Pileupeffekte anhand von Simulationen des Gesamtsystems aus Sensor und dem KLAuS-Kanal untersucht. Die Simulation basiert auf der Beschreibung des Detektors mit Hilfe des in Kapitel 1.2.7 beschriebenen elektrischen Simulationsmodells von SiPMs und ermöglicht eine Monte-Carlo-Simulation von SiPM und Elektronik. Eine detaillierte Beschreibung der zu diesem Zweck entwickelten Simulationsumgebung ist in Anhang A.4 zu finden. Für die Simulationen wurden die in Tabelle 1.1 gegebenen Parameter des SiPM verwendet. Diese Entsprechen den Werten des in der Arbeit verwendeten SiPM von Hamamatsu mit einer Fläche von  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ . Zur Untersuchung der Verbreiterung von einzelnen Photopeaks bietet sich die Simulation von Dunkelspektren an.

Bei Dunkelraten im Bereich von  $100 \text{ kHz}$  bis  $1,5 \text{ MHz}$  wurde die Ausgangsspannung am ASIC mehrmals für eine Dauer von  $500 \mu\text{s}$  simuliert, wobei die Skalierung auf 1:1 und der DAC auf 255 gesetzt war. Der simulierte Spannungsverlauf wurde in Abschnitte von  $800 \text{ ns}$  aufgeteilt, in denen die maximale Spannung bestimmt und in ein Pulshöhenspektrum eingetragen wurde. Dies entspricht etwa der Situation in den vorigen Messungen der Pulshöhen mit einem peak sensing ADC, bei denen das Messfenster des peak Sensing ADC auf  $1 \mu\text{s}$  eingestellt war. Der ADC ist in den ersten  $200 \text{ ns}$  des Messfensters nicht sensitiv. In Abbildung 3.36(a) ist ein simuliertes Dunkelspektrum dargestellt. Die Menge der in der Simulation Produzierten Ereignisse reicht nicht zur genauen Beschreibung des Untergrunds im Rahmen eines Fits aus. Der Untergrund wird durch kurz vor dem Messfenster ausgelöste Pixel erzeugt, die ein Ansteigen der Spannung am Ausgang innerhalb des Messfensters verursachen. Er zeigt sich bei kleinen Dunkelraten in Form von Einträgen mit größerer Pulshöhe und verzerrt die Peaks des Spektrums. Die Peakbreite des Pedestals wurde durch eine Anpassung der Daten auf eine Gausfunktion im Bereich von  $\pm 0,4$  Pixelsignalen um den Peak bestimmt. In Abbildung 3.36(b) ist die Verbreiterung der Photopeaks in Abhängigkeit von der Dunkelrate dargestellt. Durch den nicht im Fit berücksichtigten Untergrund sind die aus dem Fit bestimmten Breiten des Pedestals instabil und abhängig von dem gewählten Fitbereich, sodass keine Konsistenz der Simulationsergebnisse mit den Messungen der Pedestalbreite in den vorigen Abschnitten nicht überprüfbar ist. Für eine genauere Bestimmung der Pedestalbreite wäre einerseits mehr Statistik, andererseits eine Methode zur analytischen Beschreibung des Untergrunds notwendig. Es zeigt sich jedoch, wie die Pedestalbreite von der Shapingzeit abhängig ist. Bei kleinen Shapingzeiten ist die Überlagerung der Pulse kleiner, sodass sich die Dunkelrate weniger auf die Breite der Spektren auswirkt.



**Abbildung 3.36.:** Verbreiterung der Peaks durch Pileupeffekte. a) Pulshöhenspektrum aus der Simulation der SiPM-Dunkelrate b) Entwicklung der Breite des Pedestals in Abhängigkeit von der Dunkelratenfrequenz für verschiedene Shapingzeiten

### 3.6.6. Messung von Signalen mit vielen Photonen

Bei der Messung von physikalischen Signalen werden mehrere Pixel des Detektors ausgelöst. Die Anzahl der durch das Lichtsignal ausgelösten Pixel folgt einer Poissonverteilung, durch die Effekte des SiPM werden jedoch weitere Pixel ausgelöst, was zu einer Abweichung von der Poissonverteilung für die Summe aller ausgelösten Pixel führt. Die Verbreiterung der Peaks durch die Dunkelrate ist bei Messung der Signale vernachlässigbar gegenüber den Fluktuationen in der Anzahl der ausgelösten Pixel, wie sie durch die Poissonverteilung des Signals, Pixelübersprechen und die Messung von Dunkelratenpulsen entstehen. Die Pileupeffekte steuern hier wie im vorigen Abschnitt ein mit  $\sqrt{f}$  der Dunkelrate folgenden Fehlerterm bei, jedoch ist die effektive Messzeit zur Bestimmung des Maximums durch die Shapingzeit gegeben, denn die Messung ist lediglich im Maximum des Pulses sensitiv auf die Dunkelpulse. Die Fluktuationen ergeben sich hier nicht durch die Verbreiterung der einzelnen Photopeaks, sondern durch die Verbreiterung des gesamten Spektrums auf Grund der zusätzlich gemessenen Pulse.

Bei Dunkelraten im Bereich von 100kHz bis 12,8MHz Pixeln die Ausgangsspannung am ASIC über eine Zeit von 1,2ms simuliert. Das physikalisch durch eingehende Photonen erzeugte Signal wurde auf einen Wert gesetzt, der 12 ausgelösten Pixeln entspricht. Dieser Wert liegt im unteren Bereich des erwarteten MIP-Signals von Kacheln im hadronischen Kalorimeter des ILD. Der zeitliche Verlauf des Pulses wurde mit einer doppelt exponentiellen Funktion beschrieben, deren Pulsform den simulierten Lichtpulsen einer Szintillatorkachel angenähert ist. Durch den RMS-Wert der Spektren lässt sich die Verbreiterung der Spektren durch Dunkelratenpulse bei verschiedenen Shapingzeiten untersuchen. Ausserdem wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die verschiedenen Effekte des SiPM ausgeschaltet bleiben. In Abbildung 3.38(a) sind simulierte Pulshöhenspektren für verschiedene Dunkelraten dargestellt,

wobei alle Effekte des SiPM in der Simulation eingeschaltet waren. Die Verbreiterung des Spektrums bei Zunehmender Dunkelrate sollte ebenfalls durch das Campbellsche Theorem zu beschreiben sein. In Abbildung 3.37 ist der Verlauf des RMS-Werts in Abhängigkeit von der Dunkelrate dargestellt, wobei alle Effekte des SiPM eingeschaltet sind, die Anzahl der direkt durch das Signal ausgelösten Pixel jedoch konstant bleibt. Für eine Shapingzeit von 50ns wurde der Verlauf des RMS-Werts mit der Funktion

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_n^2 + f \cdot \sigma_{pu}^2} \quad (3.31)$$

angepasst. Dabei beschreibt  $\sigma_n$  die mit der Frequenz konstanten Fluktuationen des RMS-Werts, die insbesondere durch Pixelübersprechen gebildet werden. Der Parameter  $\sigma_{pu}$  beschreibt den mit der Dunkelratenfrequenz  $f$  ansteigenden Term der Fluktuation durch die Messung von Dunkelpulsen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Erwartungen, wie sie aus dem Campbellschen Theorem folgen. Der konstante Term ist jedoch bei Frequenzen unter einem Megahertz dominant gegenüber der Verbreiterung durch die Dunkelrate, was den typischen Arbeitsbereich dieser Silizium Photomultiplier darstellt. In Abbildung 3.38(b) sind die Beiträge der verschiedenen Effekte im SiPM auf den relativen Fehler des Signals gezeigt, wobei die Fluktuation der Anzahl an durch das Lichtsignal ausgelösten Pixeln nicht betrachtet wird. Die SiPM-Effekte führen zu zusätzlichen Fluktuationen in der Anzahl der ausgelösten Pixel.

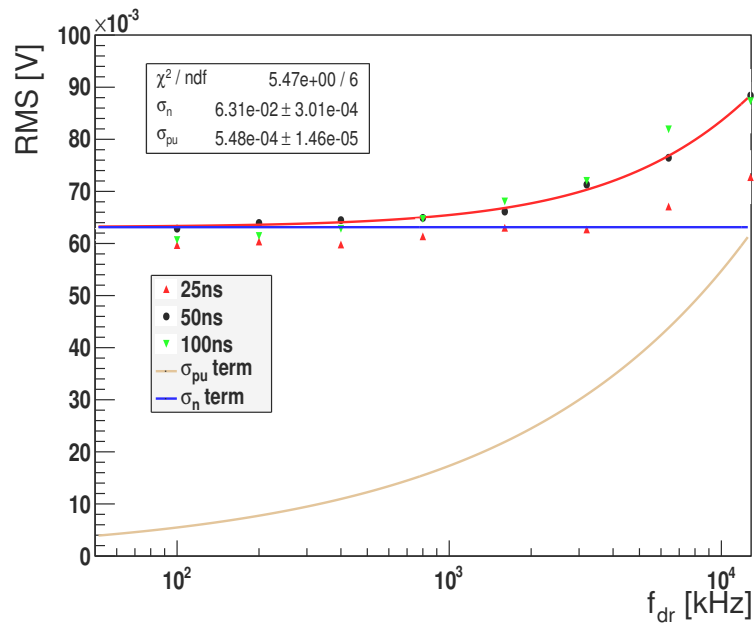


Abbildung 3.37.: RMS der Spektren in Abhängigkeit von der Dunkelrate für verschiedene Shapingzeiten

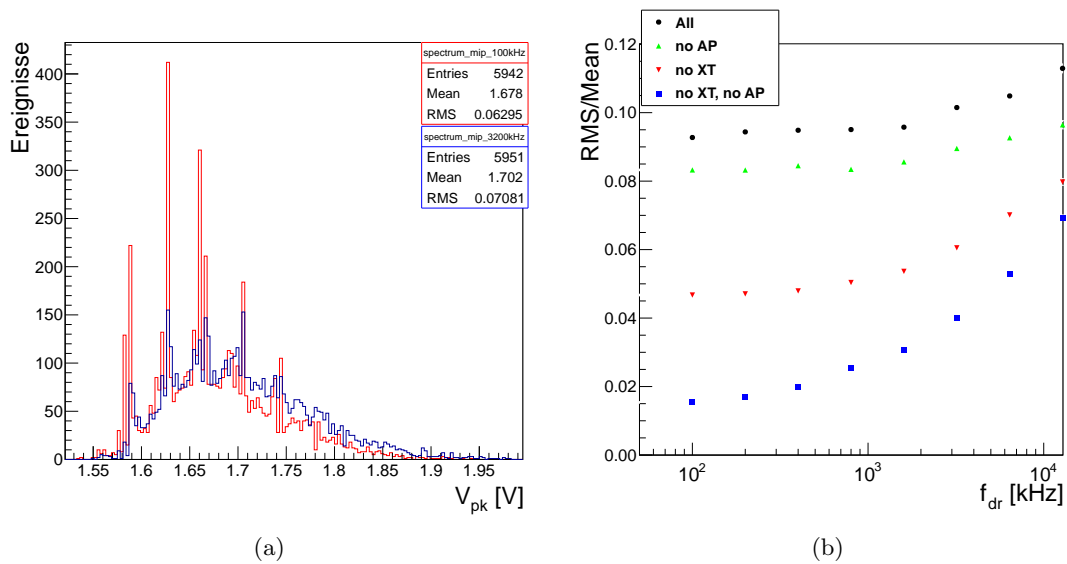


Abbildung 3.38.: Pileup-Effekte bei einem Signal von 12 ausgelösten Pixeln. a) Simulierte Spektren bei eingeschalteten SiPM-Effekten und einer Shapingzeit von 50ns b) Relative Fluktuationen des Signals und die Anteile der verschiedenen SiPM-Effekte (no AP: Afterpulseeffekte ausgeschaltet, no XT: Pixelübersprechen ausgeschaltet)



# Ausleseelektronik zur Zeitmessung

Die meisten Messungen des Zeitpunkts eines Strompulses beruhen auf der Bestimmung des Zeitpunkts, bei dem der Strom über eine festgelegte Schwelle steigt. Eine erste Aufgabe an eine Elektronik zur Zeitmessung ist daher die Umwandlung des Strompulses in ein digitales Signal, das bei Überschreiten der sogenannten *Triggerschwelle* den Zustand ändert. Dies wird durch als Komparatoren bezeichnete Blöcke in der Elektronik durchgeführt, die das Signal mit der eingestellten Triggerschwelle vergleichen. In Abbildung 4.1(a) ist dieses Messprinzip skizziert. Die Genauigkeit, mit der das Überschreiten der Schwelle bestimmt werden kann, ist vom Rauschen des Signals und der Elektronik abhängig. Durch das Signalrauschen ergeben sich statistische Fluktuationen der gemessenen Zeit, die als *Timejitter* bezeichnet werden und durch

$$\sigma_n = \frac{\sigma_s}{a_{th}} \quad (4.1)$$

gegeben sind [37]. Hier bezeichnet  $\sigma_s$  das Rauschen am Eingang der Elektronik und  $a_{th}$  die Steigung des Signals bei Überschreiten der Triggerschwelle.

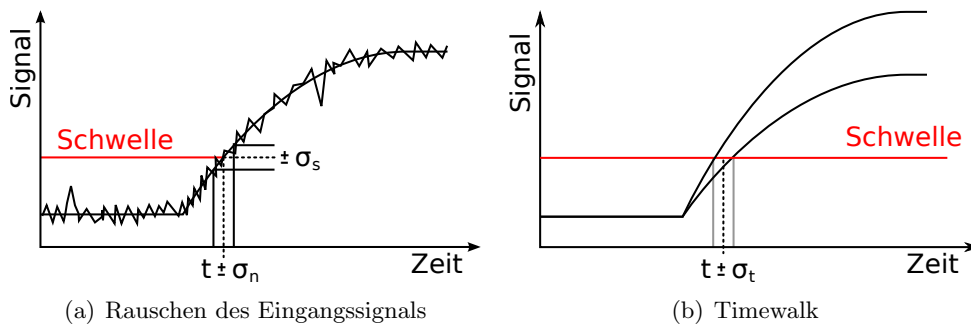


Abbildung 4.1.: Fehlerquellen bei der Zeitmessungen

Da die mittlere Steigung des Signals von der Amplitude des Signals abhängig ist, ist auch der gemessene Zeitpunkt von der Amplitude abhängig. Dieser Effekt wird als *Timewalk* bezeichnet und ist in Abbildung 4.1(b) dargestellt. Bei kleinen Fluktuationen der Steigung ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der Fehler der Zeitmessung durch *Timewalkeffekte* zu:

$$\sigma_{tw} = \frac{I_{th}}{a} \frac{\sigma_a}{a_{th}^2} \quad (4.2)$$

Hier gibt  $I_{th}$  die gewählte Triggerschwelle und  $\sigma_a$  den Fehler der Steigung an. *Timewalkeffekte* lassen sich demnach durch Verringerung der Triggerschwelle minimieren. Diese kann

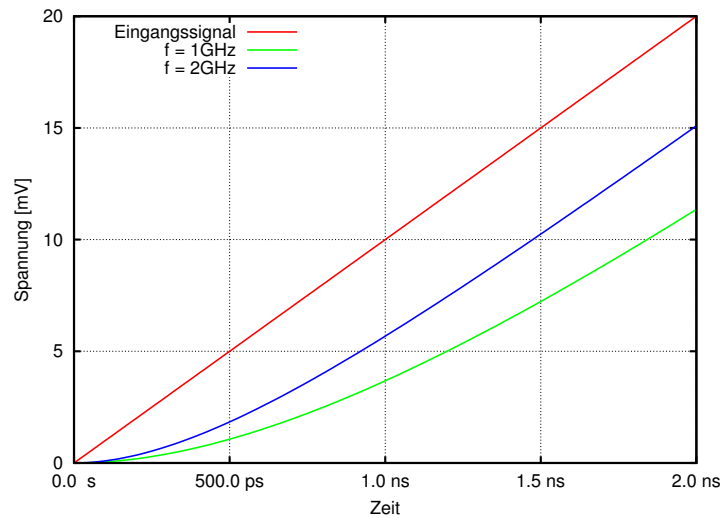


Abbildung 4.2.: Limitierung der Steigung durch die Bandbreite des Systems.

jedoch nicht beliebig kleine Werte einnehmen. So ist eine Triggerschwelle, bei der auch das Rauschen des Eingangssignals zu Pulsen am Ausgang des Komparators führt, unerwünscht. Bei der Zeitmessung von SiPM-Signalen stellen Dunkelratenpulse die wichtigste Grenze dar, bis zu der die Diskriminationsschwelle abgesenkt werden kann. Desweiteren ist die Steigung des Signals zu Beginn des Pulses stetig und steigt erst allmählich an, sodass sich die Zeit bei kleinen Triggerschwellen nach (4.1) nicht mit hoher Präzision bestimmen lässt.

Aus diesen Fehlerquellen der Messung lassen sich verschiedene Anforderungen an die Elektronik zur Zeitmessung mit Silizium Photomultipliern formulieren. Dunkelratenpulse des Silizium Photomultipliers stellen einen erheblichen Beitrag zum Rauschen des Eingangssignals dar, sodass das Rauschen der Eingangsstufe keinen kritischen Parameter darstellt. Demgegenüber muss die Elektronik auf eine möglichst hohe Steigung des Signals bei kleinen Triggerschwellen optimiert werden. In den in Kapitel 1.2.7 gezeigten Simulationen der SiPM-Signale zeigte sich eine langsame Komponente des Strompulses durch den Strom durch den Quenchwiderstand, sowie eine schnelle Komponente durch dessen parasitäre Kapazität. Diese wird jedoch durch die passiven Komponenten des Sensors bei einer endlichen Eingangsimpedanz der Ausleseelektronik unterdrückt. Auf Grund ihrer kleinen Anstiegszeit ist diese Komponente jedoch entscheidend für eine präzise Zeitmessung. Daher muss sich die Eingangsstufe der Ausleseelektronik durch eine möglichst geringe Eingangsimpedanz auszeichnen. Ein weiteres Kriterium für eine präzise Zeitmessung stellt das Frequenzverhalten der Elektronik dar. In Abbildung 4.2 ist die Signalantwort eines idealen Verstärkers mit der Bandbreite  $f$  auf ein bei der Zeit  $t = 0$  beginnendes, linear ansteigendes Signal dargestellt. Bei einer endlichen Bandbreite des Verstärkers zeigt sich eine Krümmung des Ausgangssignals. Die Bandbreite des Systems bestimmt die Steigung des Ausgangssignals kurz nach dem Eintreffen des Signals am Eingang und beschränkt dadurch die minimale Triggerschwelle. Daher sollte die Bandbreite der Elektronik für eine präzise Zeitmessung möglichst groß sein. Durch Erhöhung der Bandbreite erhöht sich nach Gleichung 2.24 auch das effektive Rauschen am Eingang der Blöcke in der Ausleseelektronik. Die Schaltung muss daher unter Anbetracht der Detektorkapazität am Eingang und dem Frequenzspektrum des Rauschens optimiert werden.

## 4.1. Der ASIC STiC2

STiC steht für **S**ilicon Photomultiplier **T**iming **C**hip und ist ein ASIC in 180 nm UMC-CMOS Technologie. Er wurde am Kirchhoff Institut in Heidelberg entwickelt und ist für die präzise Zeitmessung mit Silizium Photomultipliern ausgelegt [35]. Nachdem die erste Version von STiC2 auf Grund von Fehlern im Digitalteil nicht getestet werden konnte, wurde im April 2012 eine neue Version (STiC2.1) mit minimalen Änderungen submittiert. Daher konnten im Rahmen dieser Arbeit keine Charakterisierungsmessungen mit dem ASIC durchgeführt werden, und die folgenden Abschnitte beschränken sich auf Simulationen zum Test der Funktionalität. Im letzten Abschnitt des Kapitels ist die Messung mit einem Vorgänger des ASIC gezeigt, mit der sich ein bei STiC2 verwendeter Ansatz zur Energiemessung testen lässt. Der ASIC wurde insbesondere zur Auslese der Sensorsignale für PET-Anwendungen in der medizinischen Diagnostik entwickelt und soll im äußeren Detektor des ENDOToFPET-US Projekts (vergleiche Kapitel 1.3.2) Verwendung finden. Im Rahmen dieser Anwendung ist einerseits eine gute Energiemessung zur Isolierung von ungestreuten Photonen im Photopeak des Energiespektrums, andererseits eine exzellente Zeitmessung zur Flugzeitbestimmung notwendig. In Abbildung 4.3(a) ist der Aufbau des Chips gezeigt. Jeder der 16 Kanäle des Chips besitzt einen TDC (Zeit zu Digitalwandler) zur Digitalisierung der von den Kanälen produzierten Triggerpulse und einem Digitalteil, welcher die Messdaten der TDCs sammelt und versendet. Der TDC wurde durch das Ziti in Mannheim für eine PET-Anwendung unter Verwendung konventioneller Photomultiplier entwickelt [29].

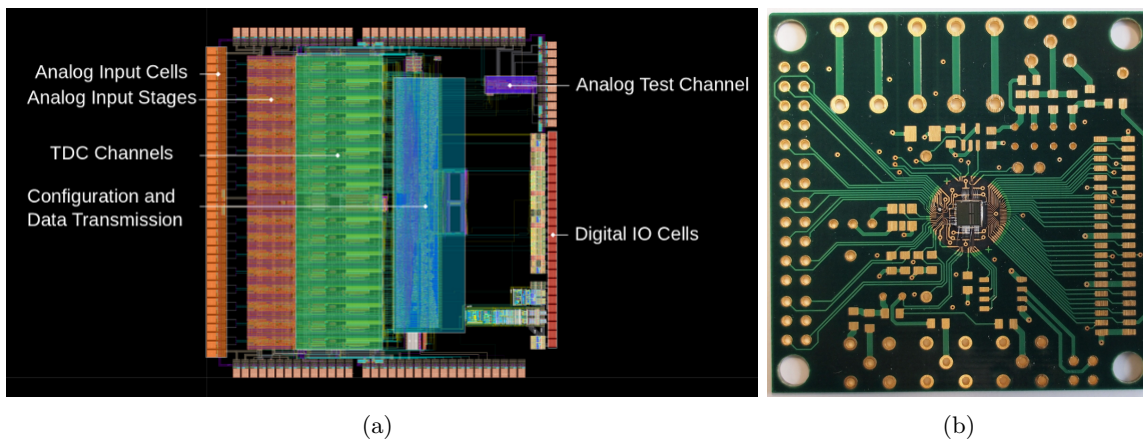


Abbildung 4.3.: Layout des STiC2 - ASIC und Testboard des Chips

### 4.1.1. STiC2-Kanal

Der Aufbau eines STiC2-Kanals ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Eingangsstufe des Kanals sorgt wie bei dem zuvor beschriebenen ASIC KLAuS für eine niedrige Eingangsimpedanz und ermöglicht die Einstellung der Spannung am Eingangsterminal. Der einstellbare Span-

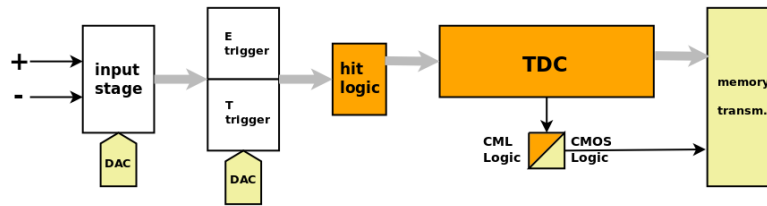
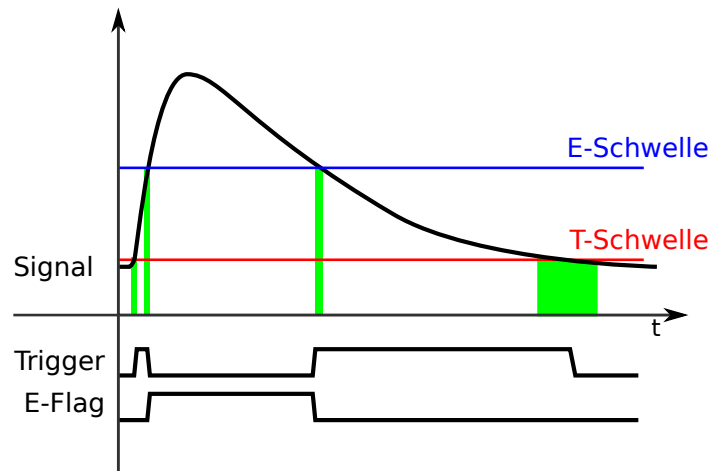


Abbildung 4.4.: Aufbau eines STiC2-Kanals. Aus [35]

nungsbereich liegt bei etwa 0,8 V, wobei sich der lineare Bereich auf etwa 0,5 V beschränkt. Die Bandbreite ist bei STiC höher, und die Eingangsimpedanz kleiner als bei der in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Eingangsstufe von KLAuS, was sich durch die Anwendung eines anderen Feedbackschemas im Vergleich zur KLAuS2-Eingangsstufe erreichen lässt. Diese kann jedoch nicht in Verbindung mit einer Powergatingfunktionalität eingesetzt werden und ist aus diesem Grund nicht in KLAuS implementiert. Zur Minimierung des Rauschens am Eingang des Kanals können die Silizium Photomultiplier bei STiC2 mit beiden Elektroden an den Chip angeschlossen werden. Durch diese differentielle Auslese lässt sich das Rauschen durch externe Einflüsse, insbesondere durch die Taktsignale im Digitalteil und dem TDC des ASIC, minimieren. Auf diese Weise kann auch unter äußeren Störungen eine hohe Zeitaufösung erreicht werden. Die Energieinformation des Signals kann durch Messung der Zeit bestimmt werden, in der das Signal über der Schwelle des Komparators liegt. Dies wird als ToT (Time over Threshold)-Messung bezeichnet. Für eine gute Zeitaufösung muss jedoch die Triggerschwelle sehr niedrig gewählt werden, sodass die Energiemessung auf Grund der sehr langsam fallenden Flanke am Ende des Pulses großen Schwankungen unterworfen wäre. Daher werden bei STiC zwei Komparatoren mit unterschiedlichen Schwellen für die Energie- und Zeitmessung verwendet. Das Messprinzip ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Komparatoren haben eine einstellbare Hysterese zur Unterdrückung von Rauschpulsen auf den Ausgängen der Blöcke. Diese ist in der Abbildung der Verständlichkeit halber nicht eingezeichnet.

Zur Messung der Signale beider Komparatoren mit einem TDC wird ein als Hit-Logic bezeichneter Block verwendet, der die Triggersignale der beiden Komparatoren mit Hilfe von logischen Gattern kombiniert. Die erste steigende Flanke am Ausgang der Hit-Logic entspricht der Flanke des Komparators zur Zeitmessung, die zweite ansteigende Flanke dient der Messung der Energieinformation. Dies wird durch einen weiteren Ausgang der Hit-Logic (“Energy Flag”) signalisiert. Bei dem in Abbildung 4.5 dargestellten Puls hat die ToT-Messung keinen linearen Bezug zur Ladung des Signals. Dies führt zu verzerrten Energiespektren und einer geringeren Energieaufösung, sowie einer starken Abhängigkeit der Energieaufösung von der eingestellten Triggerschwelle. Zur Linearisierung der Energie-Zeitdifferenz-Beziehung wird bei STiC2 der durch die Eingangsstufe fließende Strom begrenzt, sodass die Ladung des Signals auf den passiven Komponenten des Sensors integriert wird und erst allmählich mit einem konstanten Strom in die Ausleseelektronik entladen wird. Dies ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Prinzip der Ladungsmessung auf Grundlage der Entladung eines Integrationskondensators durch eine Konstantstromquelle und der Bestimmung der Ladungsinformation aus der



**Abbildung 4.5.:** Prinzip der Energie- und Zeitmessung bei STiC. Die Einführung von zwei unterschiedlichen Triggerschwellen erlaubt die genaue Messung von beiden Größen. Die durch die Hit-Logic erzeugten digitalen Signale zur Messung beider Informationen mit dem gleichen TDC sind im unteren Teil dargestellt. Der TDC führt für jede steigende Flanke des Triggerausgangs der Hit Logic eine Messung durch. Die Ungenauigkeit der Zeitmessungen ist exemplarisch durch grüne Bänder dargestellt.

Zeitdifferenz bis zum Entladen unter eine festgelegte Schwelle wird in vielen kommerziellen Messgeräten verwendet. Der Ansatz zur Energiemessung bei STiC2 unterscheidet sich von diesem Konzept jedoch durch die Nutzung der Detektorkapazität zur Integration der Ladung. Das Konzept der Energiemessung wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem früheren STiC-Modell getestet. Diese Messungen werden in Kapitel 4.3 vorgestellt.

#### 4.1.2. TDC

Der im ASIC integrierte TDC digitalisiert die Zeit, indem bei jeder steigenden Flanke des Triggerausgangs der Hit Logic Zeitstempel in kapazitiven Speicherzellen für eine kurze Zeit gehalten werden. Neben den Zeitstempeln selbst wird außerdem die Information gespeichert, ob es sich bei der Messung um eine Zeit- oder Energiemessung handelt. Diese Information wird aus dem Zustand der Energy-Flag Leitung bei einer ansteigenden Flanke des Triggersignals am Eingang des TDC ermittelt. Die Zeitstempel werden in einem zentralen Block (*Timebase*) für alle TDCs des ASIC erzeugt. Dieser Block zur Generierung der Zeitstempel besteht aus einem schnellen Ringoszillator, der die 5 am schnellsten schaltenden Bits des Zeitstempels definiert. Die übrigen Bits werden durch einen langsameren LFSR-Zähler implementiert. Die genaue Zeitaufösung des TDC ist durch die Zählerfrequenz der Timebase bestimmt und kann durch die Biasspannungen der Inverterzellen im Ringoszillator eingestellt werden. Sie liegt im Bereich von  $50 \text{ ps}/\sqrt{12}$ .

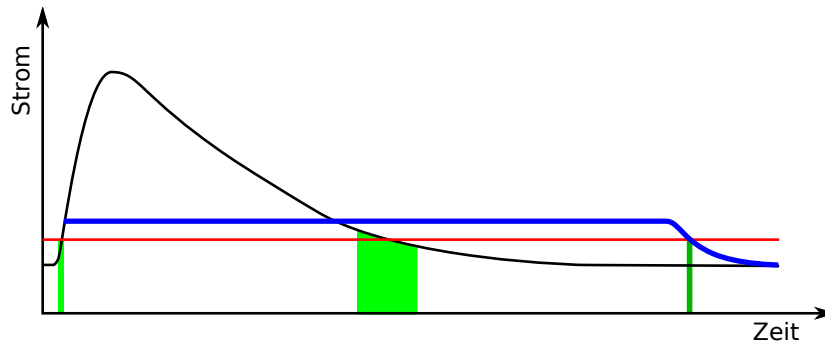


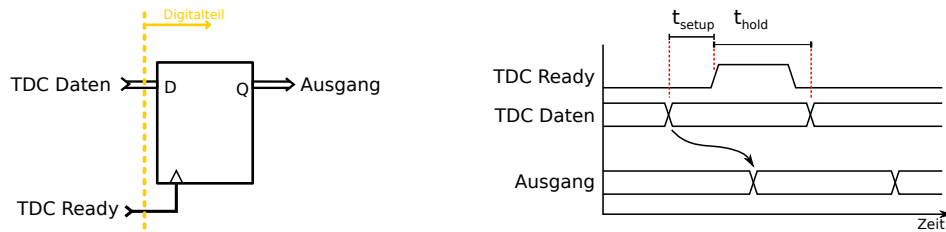
Abbildung 4.6.: Linearisierung der Energieinformation durch Begrenzung des Stroms durch den Eingang des Kanals (blaue Kurve). Die Integrale der Stromkurven sind identisch.

### 4.1.3. Digitalteil

Im Digitalteil werden die Daten aller TDCs gesammelt und zwischengespeichert, bevor sie durch eine serielle Datenverbindung versendet werden. Durch die im TDC gespeicherte Information über die Art der Messung können Rauschpulse des Komparators zur Zeitmessung unterdrückt werden. Da der Komparator zur Energiemessung eine hohe Schwelle besitzt und nicht durch Rauschen ausgelöst werden kann, werden nur aufeinander folgende Messungen mit Zeit- und Energieinformation als gültige Ereignisse akzeptiert und in den Speicher des Digitalteils übernommen. Die einzelnen Ereignisse werden in als Frames bezeichnete Pakete zusammengefasst, die alle  $6,4\mu\text{s}$  übertragen werden.

## 4.2. Mixed mode Simulationen

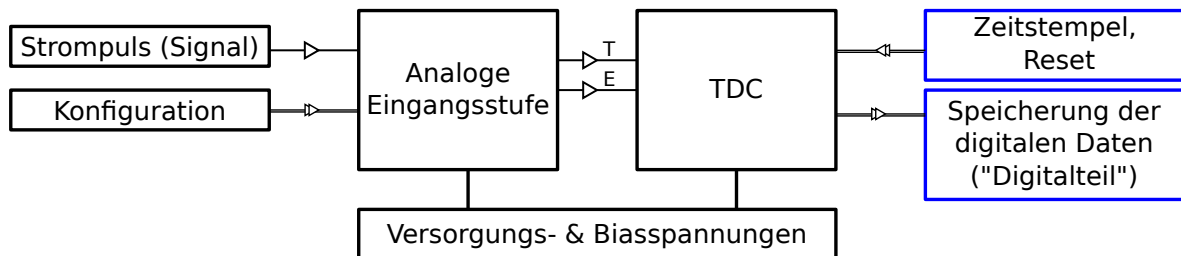
Bei ASICs mit Analog- und Digitalteil ist für die Funktionalität eine korrekte Übergabe der Daten an deren Schnittstelle entscheidend. Der Digitalteil von STiC verarbeitet Signale im 1.8 V TTL-Standard, sodass die Spannung an den Konfigurationsleitungen einen Wert von 0V bzw. 1.8V einnehmen kann. Zur korrekten Übernahme der Ausgangssignale des TDC durch den Digitalteil müssen die Pegel dieser analogen Signale ebenfalls mit dem verwendeten Standard übereinstimmen. Der TDC eines STiC2-Kanals besitzt mehrere Datenausgänge und ein TDC-Ready Signal, welches signalisiert, dass neue Daten vorhanden sind. Die Übernahme der Daten in den Digitalteil ist durch Flip-Flops implementiert, welche die Daten bei einer steigenden Flanke des Ready-Signals speichern. Neben den Spannungspegeln sind bei diesen Signalen außerdem Zeitgrenzen einzuhalten, die als Setup- und Holdzeiten bezeichnet werden und in Abbildung 4.7 skizziert sind. Die einzuhaltende Setupzeit bestimmt die Zeit, zu der die Daten an den Registern vor der Signalisierung durch das TDC-Ready Signal anliegen müssen. Die Holdzeit gibt demgegenüber die Dauer nach der Flanke des Ready-Signals an, während der die Daten stabil bleiben müssen. Diese Zeiten sind vom Hersteller der verwendeten digitalen Standardzellen vorgegeben und stellen garantierte Grenzen dar, bei deren Einhaltung der Digitalteil korrekt arbeitet. Zur Überprüfung der Funktion der Schaltung werden kombinierte Simulationen von Analog- und Digitalteil der Schaltung, sogenannte *mi-*



**Abbildung 4.7.:** Darstellung der einzuhaltenden Zeitgrenzen in digitalen Schaltungen in Anlehnung an die erste Registerstufe des STiC2-ASIC

red mode Simulationen durchgeführt. Die beiden Teile der Schaltung werden getrennt durch entsprechende Simulatoren untersucht, die in ihrer Simulationszeit synchronisiert sind und fortwährend Informationen über den Zustand der Signale austauschen, die Analog- und Digitalteil verbinden. Die Digitalisierung der analogen Ausgangssignale in den Digitalteil wird dabei durch zwei Schwellenspannungen gegeben, bei deren über- bzw. unterschreiten das digitale Ausgangssignal den Zustand wechselt. Diese sind im Wesentlichen durch die Schwellenspannungen der p- und n-MOS Transistoren (vgl. Kapitel 2) gegeben.

Zur Untersuchung des korrekten Verhaltens von Analog- und Digitalteil in STiC wurde im Laufe dieser Arbeit eine Testumgebung entwickelt, mit der sich der Eingangskanal, TDC und Digitalteil gemeinsam für einen Kanal des ASIC testen lassen. Diese ist in Abbildung 4.8 dargestellt und besteht insbesondere aus den zentralen Modulen des Kanals, des TDC und dem Digitalteil, wobei nur letzterer durch digitale Simulatoren zu untersuchen ist. Die beiden anderen Blöcke werden durch einen analogen Simulator beschrieben.



**Abbildung 4.8.:** Umgebung für mixed mode Simulationen eines STiC2-Kanals aus Analogteil, TDC und einfachen Digitalblöcken

Die Konfiguration des Kanals ist durch einen Block auf der linken Seite der Testumgebung dargestellt und ist im Chip durch Konfigurationsleitungen aus dem Digitalteil gegeben. Die Simulation der Konfigurationsbits wurde in der Testumgebung jedoch nicht in den Digitalteil implementiert, da sich dadurch die Simulationszeiten wesentlich vergrößern. Die Konfiguration des Chips ist jedoch nicht zeitkritisch, sodass sich diese Signale gut als statische Spannungsquellen mit den Spannungswerten von 0 oder 1.8 V implementieren lassen. Als Stimulus der Testumgebung wird dem Kanal mithilfe einer Stromquelle ein Ladungssignal injiziert, wodurch sich das Verhalten dieses und der folgenden Module simulieren lässt. Der TDC wird mit analogen Zeitstempeln aus der Timebase des Chips versorgt. Dies ist durch ein digitales Modul implementiert, welches die zu messenden Daten variiert. Dieses Modul ist auf der rechten Seite der Testumgebung dargestellt. Sowohl Analogteil als auch TDC benötigen zur korrekten Funktion der Schaltung mehrere externe Biasspannungen und eine Spannungsver-

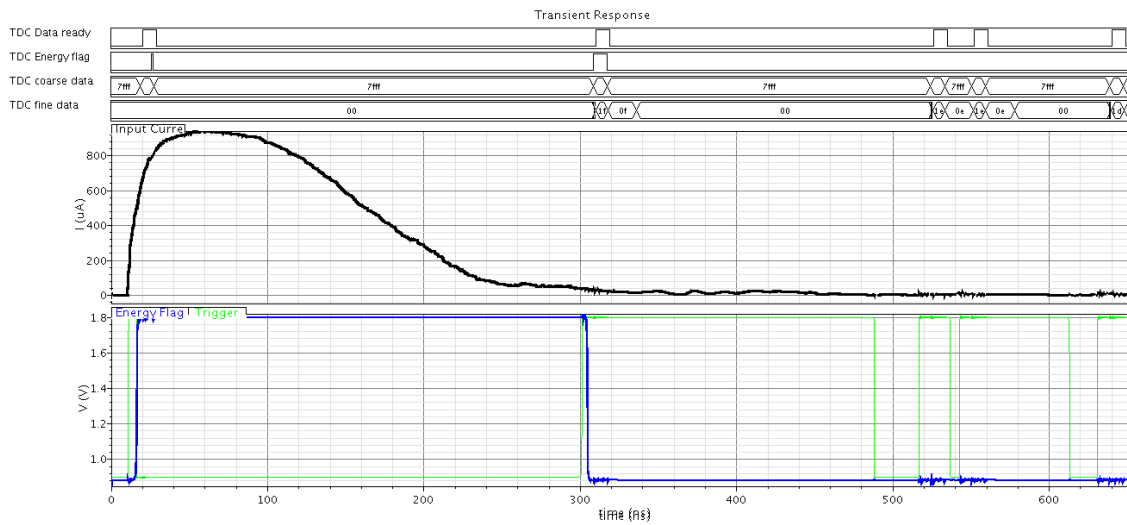


sorgung. Dieser Teil der Testumgebung ist im unteren Teil von Abbildung 4.8 dargestellt. Zum Test des kompletten Chips muss die Zeit vom Eintreffen eines Strompulses an der Eingangsstufe bis zur Ausgabe der digitalen Daten am Ausgang des Chips simuliert werden. Die Dauer bis zur Ausgabe der Daten am Ausgang des Digitalteils ist jedoch auf Grund der Framestruktur in der Datenübertragung zu lang, um vollständig durch mixed mode Simulationen untersucht werden zu können. Da der analoge Simulator lediglich im ersten Teil der Simulation die gesuchten Daten produziert, wurden die gemischten Simulationen des Chips in einem ersten Schritt auf den Übergang der Signale in den Digitalteil beschränkt. Zur Umsetzung der mixed mode Simulationen in STiC wurde ein digitales Testmodul entwickelt, das in Abbildung 4.8 auf der rechten Seite gezeigt ist. Das Modul ist in der Beschreibungssprache Verilog implementiert und schreibt alle Änderungen der digitalisierten Signale mit ihrem Zeitstempel in eine Textdatei. Mit Hilfe der Informationen dieser Textdateien wurde die Einhaltung der Zeitbeschränkungen überprüft. Das Verhalten der Transistoren des ASIC ist durch variierende Prozessparameter beim Herstellungsprozess gegeben. Die verschiedenen Extremfälle der Prozessparameter, wie sie bei einem gelieferten Chip vorkommen können, werden als *Corner* bezeichnet. Um die Funktion der Schaltung in allen Bereichen der Prozessparameter sicher zu stellen, wurde das Transistorverhalten für die verschiedenen Sätze der Prozessparameter simuliert. Mit Hilfe der entwickelten Testumgebung wurden für alle Corner Simulationen durchgeführt und die Ankunftszeiten der Datensignale des TDC im Bezug auf das TDC-Ready Signal auf Zeitverletzungen untersucht. Für keinen der Prozessparameter ergaben sich nach Anpassung der Konfigurationswerte Verletzungen der einzuhaltenden Zeitgrenzen.

Neben der Überprüfung auf Zeitverletzungen lassen sich die produzierten Textdateien für weitere Simulationen des Digitalteils nutzen. Sie können durch ein entsprechendes Modul ausgelesen werden und reproduzieren die Daten des TDC am Eingang des Digitalteils, die dort weiter verarbeitet werden können. In dieser Weise lässt sich das Verhalten des Digitalteils für Extremfälle wie einer besonders hohen Datenrate im gesamten Chip oder an einem einzelnen Kanal überprüfen, was durch vollständige mixed mode Simulationen mit einem wesentlich größeren Simulationsaufwand verbunden wäre. Diese digitalen Simulationen wurden durch den Entwickler des Digitalteils durchgeführt.

Die Simulationsumgebung kann in Verbindung mit der in Kapitel 3.6.5 eingeführten und in Anhang A.4 näher erläuterten Simulationsumgebung zur Beschreibung des SiPM als elektrisches Bauteil zur Simulation eines physikalischen Ereignisses wie dem Signal eines 511 keV Photons bei der Positron-Emissions-Tomographie verwendet werden. Für die typischen Parameter eines  $3 \times 3$  mm Detektors mit 1400 Pixeln und einer Dunkelrate von  $5\text{MHz}$  wurde das Detektorsystem bis zum digitalisierten Ausgangssignal des TDC simuliert. Der Erwartungswert der Anzahl der ausgelösten Pixel wurde auf 1000 gesetzt und die zeitliche Verteilung des Lichtpulses durch eine Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstante von 40 ns beschrieben. Dies entspricht etwa dem Signal eines 511keV-Photons bei der Positron-Emissions-Tomographie. Das Simulationsergebnis ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die schwarze Linie zeigt den Strom durch das Eingangsterminal der analogen Eingangsstufe, die grünen und blauen Linien zeigen die Ausgänge des Kanals, die vom TDC zur Bestimmung der Zeit verwendet werden. Die Digitalen Messdaten des TDC sind im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Bei jeder ansteigenden Flanke des mit "Trigger" bezeichneten Ausgangssignals des Kanals misst der TDC einen Zeitstempel, der in Form zweier Datenworte ausgegeben wird. Das digitale, mit "Energy Flag" bezeichnete Signal gibt dabei an, ob es sich um eine Energiemessung handelt. Dies ist nur bei der zweiten Zeitmessung der Fall. Bei dieser Simulation wurden beide Triggerschwellen sehr tief gesetzt, sodass der Analogteil auch bei Dunkelratenpulsen einen Puls





**Abbildung 4.9.:** Simulation eines 511keV-Photonsignals für das Gesamtsystem aus Silizium/Photomultiplier und STiC-Kanal

liefert, der vom TDC digitalisiert wird. Der anschließende Digitalteil sortiert diese Messungen jedoch aus.

### 4.3. Energieauflösung bei STiC1

Zur Überprüfung des verbesserten, linearisierenden Konzepts zur Energiemessung bei STiC2 kann eine frühere Version des Chips verwendet werden. STiC1 hat eine vergleichbare Eingangsstufe, besitzt jedoch keinen integrierten TDC. Die Triggerschwelle kann mit einem integrierten Digital-zu-Analogwandler durch eine SPI-Schnittstelle eingestellt werden. Durch entsprechende Wahl dieser und anderer Konfigurationswerte des Chips kann die Triggerschwelle auf einen negativen Wert eingestellt werden, sodass der Trigger bei einem im Vergleich zum normalen Betriebsmodus negativen Signal anspricht. Bei einem solchen Signal sind die zur Linearisierung der Energiemessung notwendigen Sättigungseffekte des Stroms zu beobachten, der bei einem Signal durch die Eingangsstufe fließt. Das Zeitsignal liegt bei diesem Chip in Form eines LVDS-Signals<sup>1</sup> vor. Die Zeitmessung wird hier mit einem TDC-Modul der Firma CAEN (Modell V1290A) durchgeführt, welches über einen VME-Bus ausgelesen werden kann (vergleiche Anhang A.3).

Zur Bestimmung der Linearitätseigenschaften in dem zu untersuchenden Betriebsmodus wurden Ladungsinjektionsmessungen für beide Methoden durchgeführt. Während im normalen Betriebsmodus ein großer Parameterbereich zur Optimierung der Triggerschwelle und dem Verhalten der Eingangsstufe vorhanden ist, beschränkt sich der nutzbare Parameterbereich

<sup>1</sup>LVDS steht für "Low Voltage Differential Signalling". Das Signal liegt hier in differentieller Form vor, sodass sich Einflüsse von eingekoppeltem Rauschen subtrahieren. Die differentielle Signalübertragung eignet sich insbesondere für schnelle Signale

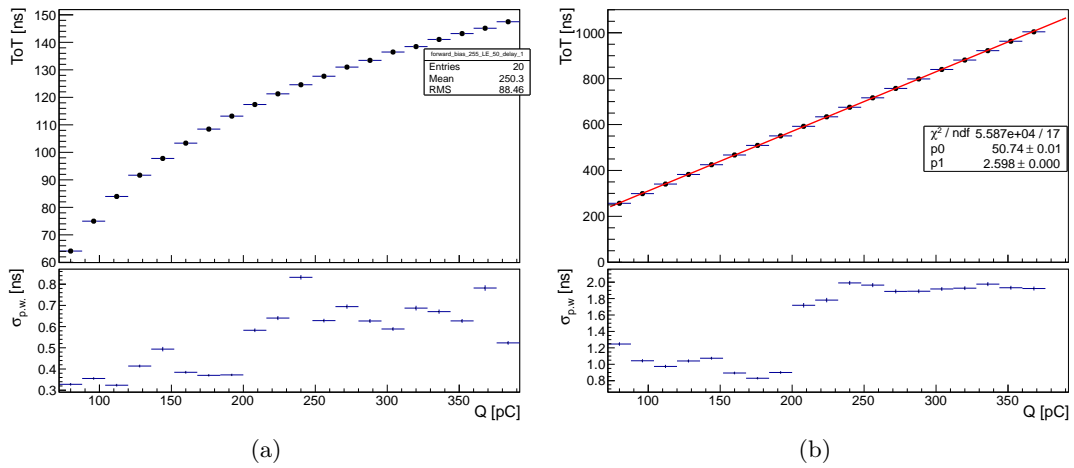
für den linearisierenden Modus auf wenige Einstellungen. Daher kann mit STiC1 nur eine qualitative Überprüfung des Konzepts durchgeführt werden.

Im Folgenden wird bei beiden Betriebsmodi von einer ansteigenden Triggerschwelle gesprochen werden, wenn die Ladung größer wird. Mit einer Kapazität von 320 pF wurden Ladungspulse von 80 pC bis 384 pC auf den Chip gegeben. Um annähernd gleiche Bedingungen für die beiden Betriebsmodi herzustellen, wurde die Triggerschwelle im linearisierenden Modus auf den höchsten möglichen Wert gesetzt. Dieser ist auf Grund des umgekehrten Betriebs nur drei Einstellungsstufen von dem Wert entfernt, bei dem die Triggerschwelle klein genug ist, um zu Rauschpulsen am Ausgang des Chips zu führen. Die Triggerschwelle für den normalen Modus kann mit größerer Genauigkeit eingestellt werden. Sie wurde auf einen Wert gesetzt, bei dem die Triggerschwellen der beiden Methoden in etwa gleich sind.

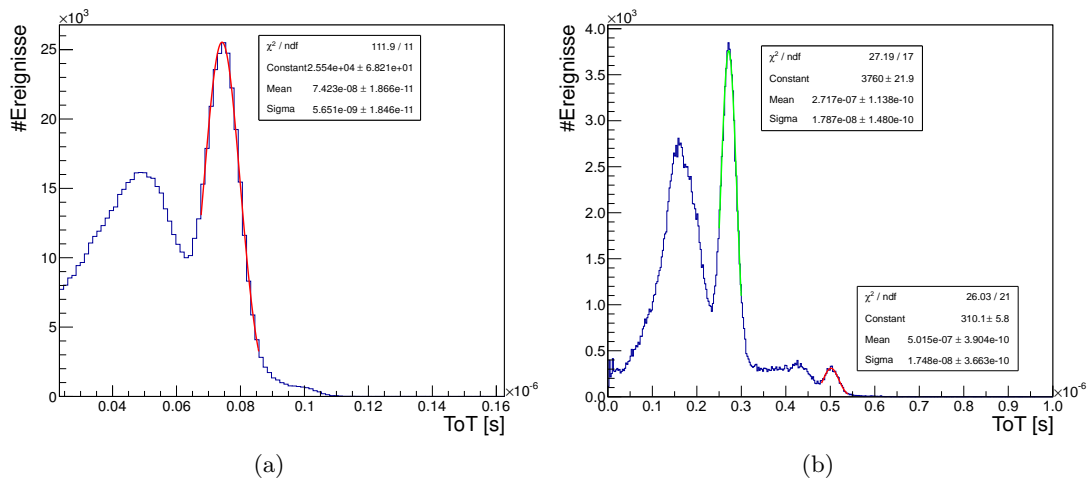
Durch Messung der zeitlichen Dauer des resultierenden Ausgangspulses (Time-over-Threshold, ToT) lassen sich die Linearitätseigenschaften der Methoden vergleichen. In Abbildung 4.10 ist der gemessene ToT-Wert gegen die injizierte Ladung für beide Methoden aufgetragen. Für den normalen Betriebsmodus zeigt sich ein nichtlineares Verhalten, wohingegen sich bei Betrieb des ASIC für einen negativen Strompuls eine sehr gute Linearität im untersuchten Ladungsbereich zeigt. Bei kleineren Ladungen sollten jedoch auch in diesem Betriebsmodus Nichtlinearitäten auftreten, sobald die Sättigung des Stroms durch die Eingangsstufe nicht mehr auftritt. Im unteren Teil der Abbildungen sind die Standardfehler der ToT-Messungen aufgetragen. Für den nichtlinearen Betriebsmodus ergibt sich der Fehler der Zeitmessung in der Größenordnung von etwa 500 ps. Die mittleren Fehler der Zeitmessung im linearen Betriebsmodus ergeben sich zu etwa 1,5 ns. Unter Beachtung der unterschiedlichen Zeitskalen der Ergebnisse bei den verschiedenen Betriebsmodi ergibt sich bei einer Ladung von 208 pC für die Messung im nichtlinearen Modus ein relativer Fehler von 0,49%. Demgegenüber beträgt der Fehler der Zeitmessung im linearisierenden Modus 0,29% bei einer Ladung von 208 pC. Insbesondere bei der linearen Methode zeigt sich ein Sprung des Rauschens bei etwa 200 pC. Dieses Verhalten kann durch die Funktion des verwendeten Pulsgenerators erklärt werden, der bei der damit korrespondierenden Spannungsdifferenz des Pulses von 600 mV eine Bereichsumstellung vornimmt, wodurch das Rauschen des Eingangssignals steigt. Dieses Verhalten konnte auch bei den ersten Messungen des Jitters bei STiC2 und einigen Messungen des KLAuS-Triggers beobachtet werden, die jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden. Aus diesem Sprung lässt sich vermuten, dass das Rauschen des Eingangssignals einen signifikanten Beitrag zum Fehler der Messung liefert.

Die Energieauflösung des Systems ist nicht nur durch den Fehler der Pulslänge auf Grund des Jitters der Flanken gegeben, sondern insbesondere durch Nichtlinearitäten, die zu einer geringeren Sensitivität der Messung führen und das gemessene Spektrum verzerren. Diese Verzerrungen können bis zu einem gewissen Grad durch entsprechende Kalibrationskurven korrigiert werden, was die Auflösung der Energiemessung verbessert. Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden Energiespektren des  $\beta^+$ -Strahlers  $\text{Na}^{22}$  aufgenommen. Die im Zerfall des Kerns erzeugten Positronen annihilieren mit den Elektronen im Inneren der radioaktiven Probe und emittieren Photonen mit einer Energie von 511 keV. Desweiteren ist bei einer ausreichenden Energieauflösung ein weiterer Photopeak mit einer Energie von 1275 keV zu beobachten, der durch Zerfall des angeregten Neokerns entsteht, der beim Zerfall von  $\text{Na}^{22}$  gebildet wird. Zur Messung des Spektrums wurde ein Szintillator an einen  $3 \times 3$  mm

Silizium-Photomultiplier der Firma Hamamatsu (Modell S10362-33-050P) gekoppelt. Die Signale des SiPM werden mit dem STiC1-ASIC und einem TDC ausgelesen. In Abbildung 4.11 sind die aufgenommenen Spektren für beide Betriebsmodi gezeigt. Für den normalen Betriebsmodus des Chips kann an dieser Stelle keine Energieauflösung angegeben werden, da keine Kalibrationskurve zur Bestimmung der Energieskala angefertigt wurde. Die Energieauflösung von STiC1 im normalen Betriebsmodus wurde in [19] gemessen und beträgt bei Verwendung entsprechender Kalibrationskurven je nach Einstellung der Diskriminatorschwelle zwischen 38,7% und 22,9% FWHM. Im linearisierenden Betriebsmodus von STiC1 zeigt sich bereits ohne Verwendung von Kalibrationskurven ein Spektrum mit zwei sichtbaren Photopeaks. Für den 511 keV-Peak des Spektrums ergibt sich eine Auflösung von  $11.6\%_{\sigma} \approx 27.3\%$  FWHM, wobei die Positionen der beiden Peaks zur Bestimmung der Energieskala verwendet wird.



**Abbildung 4.10.:** Test der linearisierten Energiemessung bei STiC1 durch Ladungsinjektion.  
 a) Normaler Betrieb des ASIC. b) Linearisierender Betrieb.  
 Die Punkte im unteren Drittel der Abbildungen geben die Fehler der ToT-Messungen an.



**Abbildung 4.11.:** Vergleich von Spektren der ToT bei der Verwendung einer Natrium-Quelle.  
 a) Normaler Betrieb des ASIC. b) Linearisierender Betrieb, bereits gezeigt in [35].

## Zusammenfassung

Silizium Photomultiplier sind Photodetektoren auf Grundlage von Halbleitern, bestehend aus einer Pixelstruktur von im Geiger-Modus betriebenen Avalanche Photodioden. Sie zeichnen sich durch eine geringe Größe und die Insensitivität gegenüber Magnetfeldern aus, was die Entwicklung von hochgranularen Detektorsystemen in der Teilchenphysik ermöglicht. Die hohe Verstärkung und die schnelle Ausbildung der Lawine in den Pixeln ermöglicht die Bestimmung von Energie- und Zeitinformation eintreffender Lichtpulse mit hoher Präzision. Um diese Größen präzise messen zu können, ist die Entwicklung von speziell auf die Auslese dieser Detektoren ausgelegter Elektronik erforderlich.

Der Auslesechip KLAuS ist ein ASIC zur Energiemessung in Kalorimetern der Hochenergiephysik. Bei dieser Anwendung ist die Leistungsaufnahme der Elektronik ein wesentliches Kriterium. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messaufbauten entwickelt, die umfangreiche und automatisierte Charakterisierungsmessungen des ASIC ermöglichen. Die Abhängigkeit der Ladungskonversion von verschiedenen Parametern wurde untersucht. Das gemessene Verhalten ist konsistent mit den aus Simulationen und Berechnungen folgenden Erwartungen. Bei der Untersuchung der Methode zum stromsparenden Betrieb des ASIC konnte die Funktion der Elektronik bestätigt werden. Es zeigte sich jedoch ein unerwartetes Verhalten, deren Ursprung identifiziert und durch Simulationen bestätigt werden konnte. Zur Kalibration von Silizium Photomultipliern durch Bestimmung ihrer Verstärkung aus Einzelpixelspektren ist eine Ladungsmessung mit hoher Präzision notwendig. Die Beiträge zur Ungenauigkeit der Energiemessung bei kleinen Kalibrationssignalen wurden bestimmt. Bei den Messungen zeigt sich bei niedrigen Photonenraten ein Signal- zu Rauschverhältnis von 8,37. Diese Messungen können zur Bestimmung der notwendigen Auflösung der zu entwickelnden Digitalisierungsstufe verwendet werden. Für KLAuS wird ein ADC entwickelt, der in den ASIC integriert werden soll. Dieser sieht eine Auflösung von 8 bit für Physik- und 12 bit für Kalibrationsmessungen vor.

Der ASIC STiC2 wurde mit dem Ziel einer hohen Zeitauflösung entwickelt und besitzt einen integrierten TDC zur Digitalisierung der Daten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Simulationen durchgeführt, um die korrekte Übergabe der Daten zwischen Analog- und Digitalteil des Chips zu überprüfen. In allen durch den Hersteller angegebenen Parameterbereichen konnten funktionierende Konfigurationseinstellungen gefunden werden. Das Prinzip der Energiemessung bei STiC2 wurde mit einer früheren Version des Chips getestet. Durch Ladungsinjektionsmessungen ließ sich die Linearisierung der Beziehung von ToT zur Ladung verifizieren. Die Energieauflösung des Gesamtsystems wurde durch Aufnahme von ToT-Spektren einer Na<sup>22</sup>-Quelle bestimmt. Die Messungen ergaben eine Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 11.6\%$  für den 511 keV Photopeak des Spektrums. Nach Abschluss der Charakterisierung von STiC2 ist die Submission einer Version des Chips mit 64 Kanälen geplant.



# Software

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Programme und Bibliotheken entwickelt. Insbesondere für die Steuerung von Laborgeräten und zur Konfiguration der ASICs gedacht, wurden sie auf eine möglichst effektive Wiederverwendbarkeit in zukünftigen Arbeiten ausgelegt. Sie sollen daher an dieser Stelle dokumentatorisch zur Erklärung ihrer Funktionsprinzipien dargestellt werden. Auf eine vollständige Dokumentation aller Funktionen der Software, insbesondere im Bezug auf die Abschnitte A.1 und A.3, wurde jedoch verzichtet.

## A.1. Klassen zur Konfiguration von ASICs

Die Konfiguration der ASICs basiert grundsätzlich auf dem Generieren, Senden und der Rekonstruktion eines *Bitpatterns* für den Chip, in dem alle Konfigurationswerte zusammengefasst und für die Elektronik verarbeitbar sind. Die Aufgabe an eine Software zur Konfiguration der ASICs stellt sich daher in erster Linie immer gleich dar, müsste jedoch für jeden neu entwickelten ASIC und jedes verwendete Interface zur Konfiguration des Chips neu implementiert werden. Weiter muss die Konfiguration bei automatisierten Messungen in den Programmcode der Messung integriert werden können. Um die Entwicklung von Konfigurationssoftware für zukünftige Anwendungen zu beschleunigen, wurde ein Paket von C++ Klassen entwickelt, die die für alle Anwendungen identischen Anforderungen implementieren und eine gleich bleibende Benutzerschnittstelle aufweisen.

In Abbildung A.1 sind die Diagramme der entwickelten Klassen gezeigt. Die Benutzerschnittstelle wurde in einer virtuellen Basisklasse ("VirtualConfig") definiert, die die für den Benutzer grundlegenden Funktionen

- Setzen eines Parameters
- Lesen eines zurück gesendeten Parameters
- Auslösen der Konfiguration

definiert. Diese Klasse lässt sich für alle verwendeten ASICs nutzen, indem nur die Funktionen zur Generierung des Bitpatterns implementiert wurden. Weiter ermöglicht die Klasse das Speichern und Laden der Konfigurationswerte aus einer lesbaren Textdatei. Durch Vererbung dieser Basisklasse zu einer nutzbaren Konfigurationsklasse eines bestimmten ASIC kann

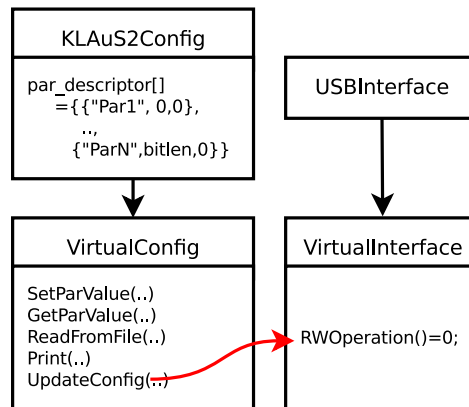


Abbildung A.1.: Vereinfachte Klassendiagramme der Konfigurationssoftware. Der rote Pfeil deutet den Zugriff auf das Interface bei einem Konfigurationsbefehl an.

dieses Grundgerüst für alle ASICs verwendet werden. Diese Kindklassen definieren lediglich die Struktur des zu generierenden Bitpattern des jeweiligen Chips. Die Parameter und das Bitpattern wird durch eine statische Variable der Form

```

1 struct TVirtualConfig::parameter{
2     const char *name; //parameter name
3     int offset; //bitpattern offset
4     bool endianness; //0: little endian, 1: big endian
5 };
    
```

in den vererbten Klassen implementiert. Auf diese Weise lässt sich die Bitpatternenerzeugung im Chip sehr schnell umsetzen. Die zur Zeit Implementierten ASICs sind KLAuS2 und STiC2.

Zur Kommunikation mit dem Chip wurde eine weitere Basisklasse (“VirtualInterface”) implementiert. Die Konfigurationsklasse ist mit einer unterliegenden Interfaceklasse verknüpft, die für die Konfigurationsklasse lediglich die rein abstrakte Methode zur Konfiguration des Chips bietet. Durch Vererbung dieser leeren Basisklasse an spezielle Interfaceklassen lässt sich das verwendete physikalische Medium zur Konfiguration beliebig und schnell austauschen. Die virtuelle Klasse bietet weiterhin eine Multiplexingmöglichkeit, wodurch die Konfiguration mehrerer ASICs an einem einzigen FPGA-Board möglich wird. Zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit sind drei Interfacetypen implementiert:

- USB: Konfiguration des ASICs über einen FPGA, der an die USB-Schnittstelle des Computers angeschlossen ist
- rs232: Direkte Konfiguration des ASIC durch Nutzung der seriellen Schnittstelle des PCs<sup>1</sup>. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine gedruckte Schaltung zur Pegelwandlung der Signale entworfen, die hier jedoch nicht vorgestellt werden soll.

<sup>1</sup>Die Pinbelegung zum Anschluss des ASIC an den PC basiert auf dem dasa2-Programmer von UISP (<http://www.nongnu.org/uisp/>)



- UDP: Experimentelles Testinterface zur Kommunikation mit dem FPGA über eine Netzwerkschnittstelle. Dieses Interface wurde für die kombinierte Auslese und Konfiguration von STiC2 mit einem einzigen FPGA entworfen. Die Kommunikation mit dem FPGA konnte erfolgreich getestet werden.

Die Klassenstruktur der entwickelten Konfigurationssoftware erlaubt eine einfache Integration in Programme zur automatisierten Messung. Nachfolgend ist ein beispielhafter Ausschnitt für die Konfiguration der ASICs in einem C++ - Programm gezeigt.

```

1 #include "USBInterface.h"
2 #include "Klaus2Config.h"
3
4 TKlaus2Config *config=new TKlaus2Config(TUSBInterface::Create());
5
6 //Lesen der Standardkonfiguration
7 config->ReadFromFile("standard.tokens.txt");
8
9 for (unsigned int dacval=0; dacval<52;dacval++){
10
11     //Setzen des Parameters
12     config->SetParValue("O_DAC11", dacval*5);
13
14     //Konfiguration des ASIC
15     config->UpdateConfig();
16
17     //Messungen
18     (...)
19 }

```

*Listing A.1:* Minimalbeispiel des Codes für die Konfiguration der ASICs

### A.1.1. Kommandozeilenprogramm

Zur Automatisierung der Konfiguration mit Hilfe von Skripten und ohne die Notwendigkeit von C++ Code wurde ein Kommandozeilenprogramm entwickelt, das die Konfiguration der ASICs mit Hilfe von lesbaren Textdateien ermöglicht. Der Programmaufruf gestaltet sich wie folgt:

```
./chip-interface [-iftype=type] [-devname=path] [-chip=type] [-Nrwoop=n]
[-b] [-if=filename] [-help]
```

Die möglichen Optionen sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

Option	Funktion	Werte	Standardwert
-iftype	Art des Interfaces	usb, rs232	usb
-devname	Verwendete Gerätedatei zur Übertragung des Bitpatterns		/dev/ttyS0 bzw. /dev/ttyUSB1
-chip	Zu konfigurierender Chip	klaus2, stic2	klaus2
-Nrwp	Anzahl der Konfigurationsdurchgänge	1,2,...	2
-b	Ausgabe der zurück gelesenen Daten im Format einer Konfigurationsdatei		
-if	Dateiname der Konfigurationsdatei		standard_tokens.txt
-help	Ausgabe der möglichen Optionen		

*Tabelle A.1.:* Optionen für das Kommandozeilenprogramm zur Konfiguration der ASICs

## A.2. Graphische Benutzeroberfläche für STiC2.1

Die Anzahl der einstellbaren Parameters ist bei STiC2 sehr umfangreich, sodass sich die Konfiguration über Textdateien als sehr mühsam darstellt. Zur komfortablen Konfiguration des ASIC wurde daher eine graphische Benutzeroberfläche auf der Grundlage von gtk3+ entwickelt, mit der sich alle Parameter von STiC einstellen lassen. Die Oberfläche ist in Abbildung A.2 dargestellt. Sie besteht aus jeweils einer Registerkarte für jeden Kanal, sowie einer weiteren Registerkarte für globale Parameter des Chips. Zur Erzeugung des Bitpatterns werden die im vorigen Abschnitt diskutierten Klassen verwendet, sodass sich die Oberfläche mit minimalen Änderungen für die Verwendung eines anderen Interfaces anpassen lässt. Neben Schaltflächen zur Konfiguration des ASIC finden sich Schaltflächen zum Öffnen oder Speichern einer Konfigurationsdatei, wie sie durch die in A.1 beschriebenen Klassen erzeugt und gelesen werden. Diese Dateien lassen sich daher auch in anderen Programmen zur Konfiguration des Chips nutzen. Da die Parameter der einzelnen Kanäle meist ähnliche Werte annehmen, wurde außerdem eine Funktion zum Kopieren der Parameter eines Kanals auf andere Kanäle implementiert.

## A.3. Software zur Datennahme mit VME-Geräten

Zur Ansteuerung der VME-Einschübe mit einem im VME-Crate befindlichen Power-PC Modul<sup>2</sup> wurden in [19] Treiber entwickelt, die einen einfachen Zugriff auf die Daten der Einschübe erlauben. Die Möglichkeiten des Power-PC Moduls im Bezug auf die Durchführung von voll automatisierten Messungen sind jedoch beschränkt, da nur ein einziger serieller Port zur Ansteuerung weiterer Laborgeräte vorhanden ist. Weiter zeigte sich im Laufe der Messung eine unmittelbare Visualisierung der gemessenen Daten als sehr hilfreich. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Auslesesystem entwickelt, das die Datennahme auf dem PPC-Modul steuert und die Messdaten über eine Netzwerkverbindung an den PC sendet. Die Datennahme wurde speziell auf die Kombiniierung der Messdaten verschiedener Einschübe in vollständige Ereignisse aus Zeit- und Spannungsmesswerten ausgelegt. Die verwendeten Einschübe sind

---

<sup>2</sup>Motorola MVME5500

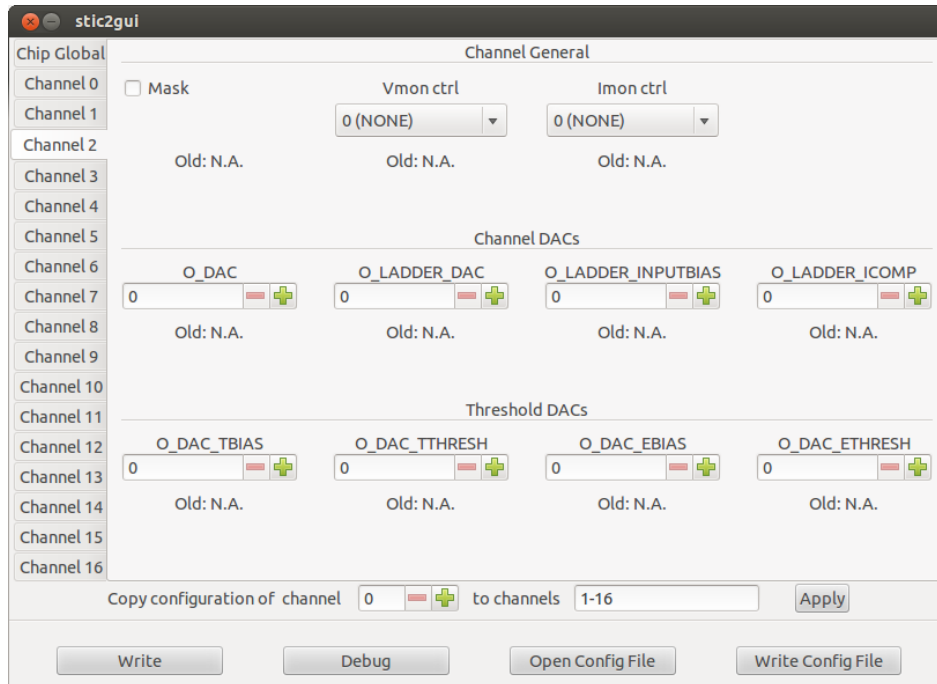


Abbildung A.2.: graphische Benutzeroberfläche für die Konfiguration des STiC2-ASICs

die Modelle V785N (16 Kanal peak sensing ADC) und V1290A (32 Kanal TDC) der Firma CAEN. Eine Kombination der Messdaten zu vollständigen Ereignissen wird durch ein gemeinsames Triggersignal für beide Einschübe möglich. Das Auslesesystem besteht aus einem Serverprogramm, das die Daten der einzelnen Einschübe sammelt, die Ereignisse der einzelnen Einschübe (“Subevents”) zu vollständigen Ereignissen (“Events”) kombiniert und über eine TCP-Verbindung an den PC sendet. Auf der Seite des PC besteht das System aus einer Clientklasse, die die Datennahme in einem automatisierten Messaufbau steuert. Die Kombination von Datennahme und Steuerung der übrigen Laborgeräte (wie zum Beispiel die Konfiguration des ASIC oder einem Pulsgenerator) in einem Programm ermöglicht die schnelle Messung eines großen Parameterbereichs im Vergleich zu modularen Messsystemen aus separaten Programmen.

### A.3.1. Serverseite

In Abbildung A.3 ist das Flussdiagramm der Daten auf der Serverseite gezeigt.

- Die internen Speicher der Einschübe werden durch DMA-Zugriffe ausgelesen. Diese Daten werden analysiert und den einzelnen Ereignissen des Triggers zugeordnet (“Subevents”).
- Die Subevents werden mittels ihrer Ereignisnummern zu einem Gesamtereignis kombiniert und in einer globalen, doppelt verlinkten Liste abgelegt. Dabei werden globale Listeneinträge, bei denen nicht alle Datensätze vorhanden sind, gelöscht.

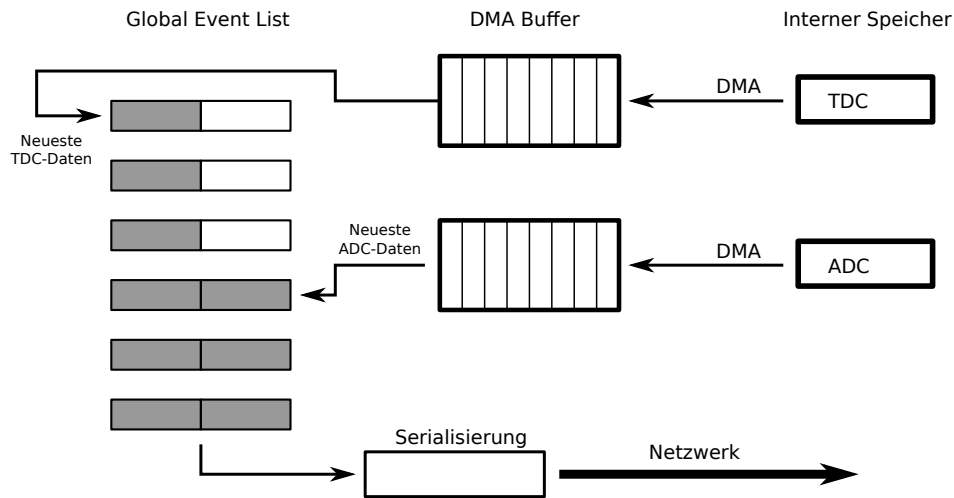


Abbildung A.3.: Datenfluss im Server des VME-Auslesesystems

- Vollständigen Einträgen am unteren Rand der globalen Liste werden Header angehängt, die die Ereignisnummer enthalten. Sie werden in einen kontinuierlichen Datenstrom verwandelt, der über das Netzwerk versendet wird.
- Nach Erreichen der vom Clientprogramm angeforderten Anzahl an Ereignissen wird die Datennahme gestoppt. Dem Client wird ein Datenwort gesendet, welches den Abschluss der Messung signalisiert.
- Die übrigen vollständigen Einträge der Listen und ein abschließendes Datenwort werden gesendet.

### A.3.2. Client

Der entwickelte Client zur Datennahme wurde wieder in einer C++ Klasse implementiert, um eine Modularisierung zu erreichen und leichte Einbindung in komplexe Messsysteme zu ermöglichen. Er bietet Methoden zur Steuerung des Servers, sowie mehrere Funktionen zum Setzen sogenannter Callbackfunktionen. Der Nutzer definiert sich eine Funktion der Art

```

1 //full event
  typedef void (*fullEvCallbackPtr)(EventType*);
3 //adc channel events (channel, value, underflow, overflow)
  typedef void (*adcCallbackPtr)(int, unsigned int, bool, bool);
5 //tdc channel events (channel, time)
  typedef void (*tdcCallbackPtr)(int, unsigned int);

```

Listing A.2: Minimalbeispiel des Codes für die Konfiguration der ASICs

und konfiguriert den Client, bei Übertragung eines bestimmten Ereignisses die entsprechende Funktion aufzurufen. Im ersten Fall wird die Funktion aufgerufen, sobald ein vollständiges Event zur Analyse vorhanden ist. Der Übergabewert dieser Funktion ist eine Struktur mit

allen Messdaten des Ereignisses. In den beiden anderen Fällen ruft der Client die Funktion bei jedem übertragenen Messwert des TDC oder ADC auf. Die Kanäle, bei denen der Aufruf durchgeführt wird, ist konfigurierbar. Dies ist insbesondere nützlich zur Betrachtung der Messdaten in Echtzeit. Desweiteren ermöglicht der Client das direkte Speichern aller Eventdaten in einem ROOT-Branch zur späteren Auswertung.

### A.3.3. Kommandozeilenprogramm

Der Client des VME-Auslesesystems stellt sich für nicht geübte Programmierer als relativ komplex dar, sodass ein Kommandozeilenprogramm zur Steuerung der Auslese entwickelt wurde. Es bietet ebenfalls die Möglichkeit, die Messungen durch Skripte zu automatisieren. Das Programm ist zur Speicherung der im Client erzeugten ROOT-Trees ausgelegt. Der Aufruf gestaltet sich wie folgt:

```
./dump [--update] [-o=FILE] [-N=NUMBER] [--branchname=NAME]
[--treename=NAME] [--goff] [--repeat] [-h] [--help]
```

Die möglichen Optionen sind in Tabelle A.2 aufgelistet.

Option	Funktion	Standardwert
-update	Anhängen von Daten an die Ausgabedatei	(überschreiben)
-o	Ausgabedatei	dump.root
-N	Anzahl der aufgenommenen Ereignisse	1000
-branchname	Name des erzeugten ROOT-Branch	branch
-treename	Name des erzeugten ROOT-Trees	tree
-goff	Deaktivieren der graphischen Ausgabe	(Ausgabe aktiviert)
-repeat	Wiederholen der Messung für Testzwecke	(keine Wiederholung)
-h, -help	Ausgabe der möglichen Optionen	

*Tabelle A.2.:* Optionen für das Kommandozeilenprogramm des VME-Auslesesystems

## A.4. Simulation von SiPM-Auslesesystemen

GosSiP (Generic framework for the simulation of Silicon Photomultipliers) ist eine Simulationsumgebung zur Untersuchung der Eigenschaften von Silizium Photomultipliern[12]. Sie ermöglicht die Simulation der Zeitpunkte von ausgelösten Pixeln eines Silizium Photomultipliers durch die SiPM-Dunkelrate oder einen eingehenden Lichtpuls, und generiert Zeitinformationen von weiteren ausgelösten Pixeln, die durch Afterpulseeffekte und das Pixelübersprechen entstehen. Die Simulationsumgebung wurde für einen Hamamatsu S10362-11-100C MPPC validiert. Die Eingabedaten der Simulation bestehen aus den Parametern

des Sensors, die durch Charakterisierungsmessungen bestimmt werden können. Der Lichtpuls lässt sich durch Eingabe einer beliebigen Verteilungsfunktion oder durch GEANT4-generierten Simulationsdaten beschreiben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Simulationsumgebung erweitert. Mit dieser Erweiterung wird die Simulation von vollständigen Auslesesystemen, bestehend aus dem Silizium Photomultiplier und der Ausleseelektronik, möglich. Die von GosSiP erzeugten Zeitinformationen werden dazu genutzt, ein elektrisches Modell des Sensors und dessen Verhalten während der Simulationszeit zu erzeugen. Das zu Grunde liegende elektrische Modell wurde in Kapitel 1.2.7 vorgestellt. Es besteht aus einer aktiven Schaltung zur Beschreibung des ausgelösten Pixels und weiteren passiven Komponenten. Zur Monte-Carlo-Simulation eines Sensors mit diesem Modell werden innerhalb der Simulationszeit gültige Schaltungen erzeugt, die sich elektrisch simulieren lassen. Diese Schaltungen werden in der Beschreibungssprache für analoge Schaltungen SPICE erzeugt. Die Schritte zur Erzeugung dieser sogenannten Netzlisten sind:

- Aus den durch GosSiP erzeugten Zeitinformationen wird die Anzahl der ausgelösten Pixel bestimmt.
- Die nicht ausgelösten Pixel werden durch passive Komponenten beschrieben, deren Werte sich aus der Parallelschaltung der passiven Pixel ergeben.
- Die Pixel werden in GosSiP durch ihre Ortskoordinate unterschieden. Diese eindeutige Zuordnung wird genutzt, um die Zeitinformationen für jeden mindestens einmal innerhalb der Simulationszeit ausgelösten Pixel zu bestimmen.
- Für alle ausgelösten Pixel wird eine Netzliste erzeugt. Die Lawinenausbildung wird durch einen Schalter mit einem Durchgangswiderstand  $R_D$  modelliert, die anstelle dieses Widerstands gesetzt wird. Die Zeitstempel der Lawinenausbildung werden in der Netzliste durch stückweise lineare Spannungsquellen definiert, die die Schalter ein- und ausschalten. Die Dauer der Lawine wurde zu  $\tau = 4.5R_D C_{px}$  definiert. Während der Lawine auftretende Zeitstempel werden unterdrückt.

Die so erzeugten Netzlisten können in Kombination mit den Netzlisten der ASICs simuliert werden. Dazu wurden für STiC und KLAuS jeweils Testumgebungen entwickelt, in denen die generierten Netzlisten eingebunden werden. Diese Simulationen lassen sich gut parallelisieren, jedoch ist die Simulationszeit bei einer hohen Anzahl von ausgelösten Pixeln hoch und erlaubt nur eine begrenzte Statistik der Simulationsdaten. Deshalb ist insbesondere bei den großen Signalen, wie sie bei STiC auftreten, die Simulation nur für begrenzte Zeitspannen möglich. Ein weiteres Problem stellen Lizenzierungsprobleme der Simulatoren dar. Die für die Simulation verwendete Computingfarm besteht aus etwa 60 Prozessoren, es sind jedoch nur 32 Lizenzen für den mixed mode Simulator verfügbar. Demgegenüber lassen sich die kleinen Silizium Photomultiplier, wie sie bei KLAuS verwendet werden, relativ schnell simulieren, da die Anzahl der ausgelösten Pixel beschränkt ist. Dennoch war zur Produktion einer ausreichenden Menge an Daten für die Untersuchung der Pileupeffekte eine Rechenzeit von zwei Tagen unter konstanter Auslastung von etwa 40 Kernen notwendig.

# Kalibrationskurven

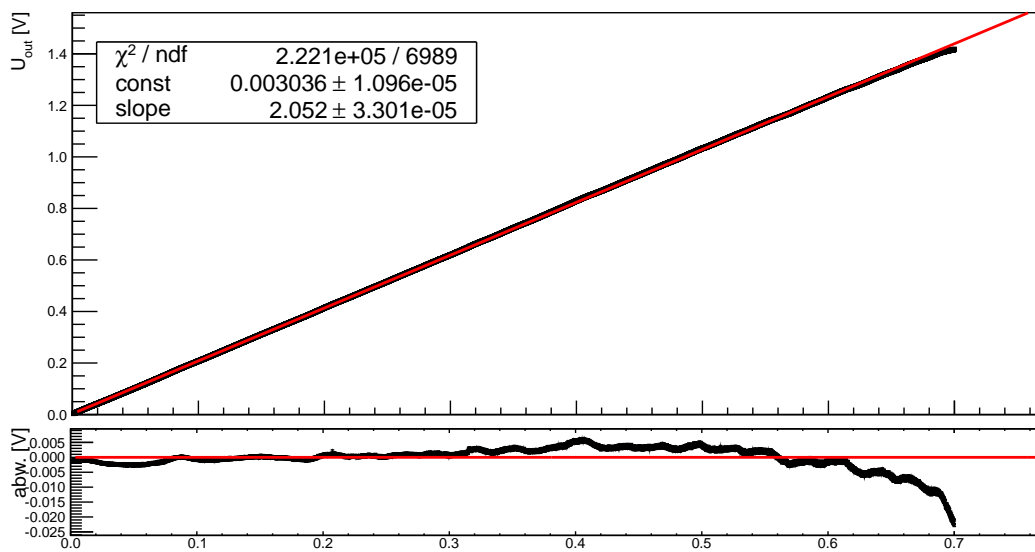


Abbildung B.1.: Kalibration des Funktionsgenerators

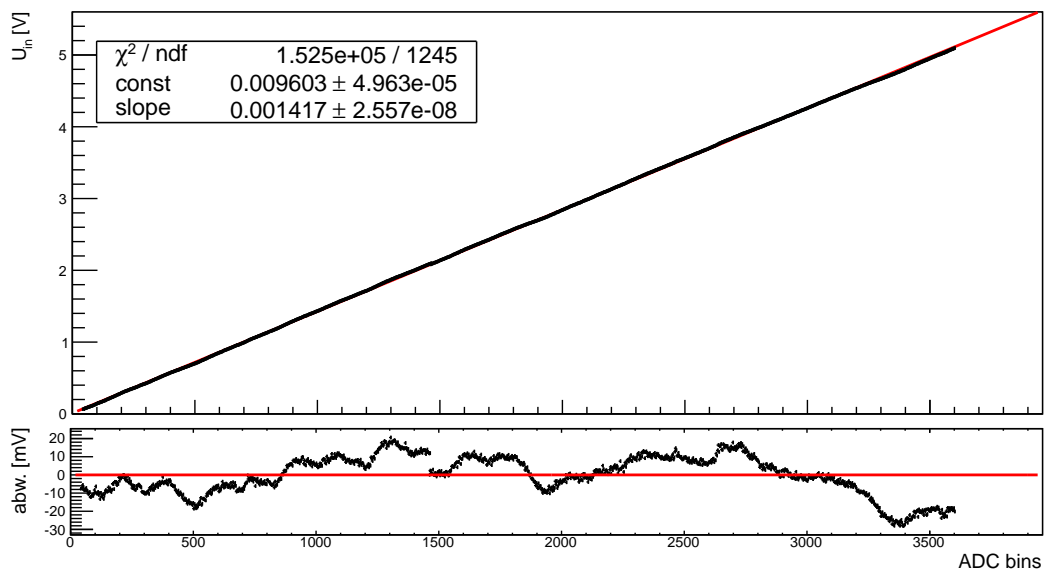
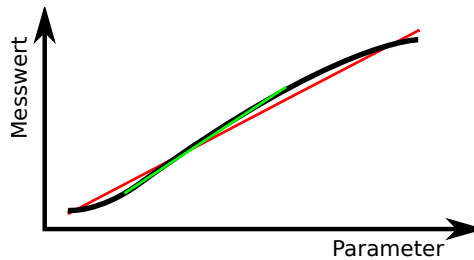


Abbildung B.2.: Kalibration des ADC

# INL-Bestimmung

Bei der Quantifizierung von Messergebnissen ergeben sich grundsätzlich Abweichungen von den Erwartungen. In den untersuchten Fällen erwartet man ein lineares Verhalten, jedoch sind alle Messgrößen nur in einem gewissen Bereich linear. Die Gründe sind unterschiedlich, aber typischerweise liegt die Ursache in Sättigungseffekten der Elektronik oder dominant werdenen weiteren Effekten wie z.B. Rauschen bei kleinen Signalen. Das in dieser Arbeit angewandte Qualitätskriterium ist die integrale Nichtlinearität. Um Messgrößen wie die Linearität des DAC und den dynamischen Bereich der ASICs eindeutig definieren zu können, wurde ein einfaches iteratives Verfahren entwickelt, um die Linearitätseigenschaften stabil zu beschreiben. In Abb.C.1 ist ein typischer Fall eines Messdatensatzes skizziert, die der Algorithmus verarbeiten können soll. Der Fitbereich ist so weit einzuschänken, dass die integrale Nichtlinearität



**Abbildung C.1.:** Skizze zur Bestimmung von INL und FSR. Die schwarze Kurve stellt die gemessenen Daten dar. Die rote Linie ist das Ergebnis der Anpassung ohne Einschränkung der Anpassungsgrenzen, die grüne Linie stellt den Endzustand des Algorithmus dar.

unter die gesetzte Grenze fällt. Dazu wird nach folgendem Schema vorgegangen:

```

Fitten im Bereich [a,b]
Bestimmen der INL und FSR
wenn INL <= INL_max
fertig
sonst
Fitten im Bereich [a+1,b] und [a,b-1]
Bestimmen beider INL
wenn INL(a+1,b) < INL(a,b-1)
neuer Fitbereich = a+1,b
sonst
neuer Fitbereich = a,b-1
Zurück zum Anfang.

```



---

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Entwicklung einer Bandstruktur im Kristall . . . . .	2
1.2.	Typische Bandstruktur bei verschiedenen Materialien . . . . .	3
1.3.	Energiezustände in dotierten Halbleitern . . . . .	4
1.4.	pn-Übergang . . . . .	5
1.5.	Querschnitt durch eine Avalanche Photodiode . . . . .	8
1.6.	Geiger-Modus in einer Lawineneffekt-Photodiode . . . . .	10
1.7.	Aufbau eines Silizium Photomultipliers . . . . .	11
1.8.	Trenches im Silizium Photomultiplier zur Verringerung von Crosstalk-Pulsen	13
1.9.	Elektrisches Simulationsmodell eines SiPM . . . . .	14
1.10.	Stromverlauf in einer einzelnen SiPM-Diode . . . . .	16
1.11.	Stromverlauf durch einen Silizium Photomultiplier . . . . .	16
1.12.	Aufbau des ILC . . . . .	17
1.13.	Querschnitt durch den ILD-(D)etektor . . . . .	18
1.14.	Szintillatorkachel eines Kalorimeterprototypen . . . . .	19
1.15.	Oktand des geplanten analogen hadronischen Kalorimeters im ILD . . . . .	19
1.16.	Bildrekonstruktion bei Positron-Elektron-Tomographie . . . . .	20
1.17.	Messung entlang der z-Achse durch Flugzeitmessung . . . . .	21
1.18.	Konzept von ENDOToFPET-US . . . . .	22
2.1.	Aufbau eines n-Kanal MOSFET . . . . .	23
2.2.	Skizzierung der Betriebsmodi eines n-Kanal MOSFET . . . . .	24
2.3.	Stromverlauf in einem n-Kanal MOSFET . . . . .	25
2.4.	Parasitäre Kapazitäten und Kleinsignalmodell eines n-Kanal MOSFET . . . . .	26
2.5.	Aufbau eines p-Kanal MOSFET . . . . .	27
2.6.	Grundsaltungen von MOSFETs . . . . .	28
2.7.	Kleinsignalmodell eines MOSFET mit Rauschquellen . . . . .	30
2.8.	Rauschspektrum eines Transistors . . . . .	31
2.9.	Passiver CR-(RC) <sup>n</sup> Shaper . . . . .	33
2.10.	CR-(RC) <sup>2</sup> - Shaper mit aktiven Komponenten . . . . .	34
2.11.	Rauschquellen in Analogen Schaltungen . . . . .	35
3.1.	Blockschaltbild einer Ladungsmessenden Schaltung . . . . .	37
3.2.	Pileupeffekte . . . . .	38
3.3.	KLAuS2 Floorplan und Platine zum Test des ASIC . . . . .	39
3.4.	Blöcke eines KLAuS2-Kanals . . . . .	40
3.5.	Vereinfachte Darstellung der KLAuS2-Eingangsstufe . . . . .	41
3.6.	Integrationsstufe mit Schaltung zur Stabilisierung der Nulllinie . . . . .	43

3.7.	Unterdrückung von ungewollten Pulsen am Triggerausgang . . . . .	44
3.8.	Ballistisches Defizit bei einem exponentiell abfallenden Puls . . . . .	46
3.9.	Aufbau zur Ladungsinjektion . . . . .	47
3.10.	Ladungskonversion für verschiedene Skalierungen . . . . .	48
3.11.	Kapazitätsabhängigkeit der Ladungskonversion . . . . .	51
3.12.	Abhängigkeit der Ladungskonversion von DAC und Integrationszeit . . . . .	51
3.13.	Aufbau zur Messung der DAC-Linearität . . . . .	52
3.14.	DAC-Linearität und DNL für einen Kanal . . . . .	53
3.15.	DAC-Verhalten der Spannung am Eingang eines KLAuS-Kanals . . . . .	54
3.16.	Verlauf der Triggereffizienz . . . . .	55
3.17.	Triggerschwellen aller Kanäle . . . . .	56
3.18.	Strahlstruktur am ILC . . . . .	57
3.19.	KLAuS2-Eingangsstufe in ausgeschaltetem Zustand bei Powergating . . . . .	57
3.20.	Verhalten am Eingangsterminal bei Powergating . . . . .	58
3.21.	Layout eines KLAuS-Kanals (Ausschnitt) . . . . .	59
3.22.	Offset am Eingangsterminal . . . . .	60
3.23.	Simulation der Eingangsspannung bei Powergating . . . . .	61
3.24.	Verhalten am Ausgang bei Powergating . . . . .	61
3.25.	Aufbau zur Aufnahme von SiPM-Spektren bei Powergating . . . . .	62
3.26.	Pulshöhenspektren bei Powergating . . . . .	63
3.27.	SiPM - Verstärkung und Pedestal bei Powergating . . . . .	63
3.28.	Peakbreiten bei eingeschaltetem Powergating . . . . .	64
3.29.	Transformation des Rauschens durch die Impedanz der Eingangsstufe . . . . .	67
3.30.	Elektronisches Rauschen in Abhängigkeit von der Eingangskapazität. . . . .	69
3.31.	ENC eines KLAuS-Kanals in abhängigkeit von der Eingangskapazität . . . . .	70
3.32.	Verlauf des SiPM-Stroms in Sperrichtung . . . . .	71
3.33.	Frequenzspektrum der KLAuS2-Ausgangspulse . . . . .	72
3.34.	Bestimmung des Summenterms $\sigma_d$ der SiPM-Verstärkungsfluktuationen . . . . .	75
3.35.	Bestimmung statistischer SiPM-Verstärkungsfluktuationen . . . . .	77
3.36.	Verbreiterung der Peaks durch Pileupeffekte . . . . .	80
3.37.	RMS der Spektren in Abhängigkeit von der Dunkelraten . . . . .	82
3.38.	Pileupeffekte bei einem Signal von 12 gefeuerten Pixeln . . . . .	82
4.1.	Fehlerquellen bei der Zeitmessungen . . . . .	83
4.2.	Steigung des Signals bei limitierter Bandbreite . . . . .	84
4.3.	Layout des STiC2 - ASIC und Testboard des Chips . . . . .	85
4.4.	Aufbau eines STiC2-Kanals . . . . .	86
4.5.	Prinzip der Energie- und Zeitmessung bei STiC . . . . .	87
4.6.	Linearisierung der Energieinformation . . . . .	88
4.7.	Zeitgrenzen in digitalen Schaltungen . . . . .	89
4.8.	Umgebung für mixed mode Simulationen eines STiC2-Kanals . . . . .	89
4.9.	Simulation eines 511keV-Photonsignals bei STiC . . . . .	91
4.10.	Test der linearisierten Energiemessung bei STiC1 durch Ladungsinjektion . . . . .	94
4.11.	Vergleich der Energieauflösung in Ladungsspektren . . . . .	94
A.1.	Vereinfachte Klassendiagramme der Konfigurationssoftware . . . . .	98
A.2.	graphische Benutzeroberfläche für die Konfiguration des STiC2-ASICs . . . . .	101

A.3. Datenfluss im Server des VME-Auslesesystems . . . . .	102
B.1. Kalibration des Funktionsgenerators . . . . .	105
B.2. Kalibration des ADC . . . . .	105
C.1. Skizze zur Bestimmung von INL und FSR . . . . .	106

---

## Tabellenverzeichnis

1.1. Typische Werte der Elemente im elektrischen Modell eines SiPM . . . . .	15
2.1. Eigenschaften der Gateschaltung . . . . .	28
3.1. Ladungskonversion für verschiedene Skalierungen . . . . .	49
3.2. Beiträge zu den Peakbreiten bei kleinen Signalen . . . . .	66
3.3. Rauschen durch Diodenleckströme . . . . .	73
A.1. Optionen für das Kommandozeilenprogramm zur Konfiguration der ASICs . .	100
A.2. Optionen für das Kommandozeilenprogramm des VME-Auslesesystems . . . .	103

---

# Literaturverzeichnis

- [1] Homepage der ilc kollaboration, September 2012. URL <http://www.linearcollider.org/>. 17
- [2] Toshinori Abe et al. The International Large Detector: Letter of Intent. 2010. 17, 18, 19
- [3] ATLAS Collaboration Aad. 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. 17
- [4] M Bouchel, S Callier, F Dulucq, J Fleury, J J Jaeger, C de La Taille, G Martin-Chassard, and L Raux. Spiroc (sipm integrated read-out chip): dedicated very front-end electronics for an ilc prototype hadronic calorimeter with sipm read-out. *Journal of Instrumentation*, 6(01):C01098, 2011. 39
- [5] J. Brient, P Dauncey, E. Garutti, I. Laktineh, R. Poeschl, J. Repond, F. Sefkow, T. Takeshita, D. Ward, and J. Yu. CALICE Report to the Calorimeter R&D Review Panel. *ArXiv e-prints*, July 2007. 19
- [6] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716:30–61, September 2012. 17
- [7] The ILC collaboration. ILC Reference Design Report, Volume 3: Accelerator, 2007. 56
- [8] G. Condorelli, D. Sanfilippo, G. Valvo, M. Mazzillo, D. Bongiovanni, A. Piana, B. Carbone, and G. Fallica. Extensive electrical model of large area silicon photomultipliers. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 654(1):127 – 134, 2011. 13
- [9] F. Corsi, A. Dragone, C. Marzocca, A. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte, M. Boscardin, and G.F. Dalla Betta. Modelling a silicon photomultiplier (sipm) as a signal source for optimum front-end design. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 572(1):416 – 418, 2007. 13
- [10] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Opt.*, 35(12):1956–1976, Apr 1996. 9
- [11] M. Danilov and Gerald Eigen. The Calice Analog Scintillator-Tile Hadronic Calorimeter Prototype. *eConf*, C0604032:0211, 2006. 65
- [12] P Eckert, R Stamen, and H C Schultz-Coulon. Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework. *Journal of Instrumentation*, 7(08):P08011, 2012. 66, 103

- 
- [13] Patrick Eckert. Advanced Silicon-Photomultiplier Characterization for Calorimetric Applications. Diplomarbeit, 2010. 8
- [14] Patrick Eckert, Hans-Christian Schultz-Coulon, Wei Shen, Rainer Stamen, and Alexander Tadday. Characterisation studies of silicon photomultipliers. 620(2):217–226, 2010 ; 2010. 13
- [15] C Adloff et. al. Hadronic energy resolution of a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter using software compensation techniques. *Journal of Instrumentation*, 7(09):P09017, 2012. 18
- [16] Peter Fischer. Silicon Detectors and Readout Electronics ; vorlesungsskript, heidelberg 2009. 70
- [17] E. Garutti, K. Gadow, M. Goettlich, A. Silenzi, and Chen Xu. Single channel optimization for an endoscopic time-of-flight positron emission tomography detector. In *NSS/MIC, 2011 IEEE*, pages 54 –58, oct. 2011. 22
- [18] Hamamatsu Photonics. MPPC S10362-11-050C , Datenblatt, 2012. 11
- [19] Tobias Harion. Entwicklung eines hochauflösenden Zeitauslesesystems für Silizium-Photomultiplier . Diplomarbeit, 2010. 10, 93, 100
- [20] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. Oldenbourg, München, 3., verb. und aktualisierte aufl. edition, 2011. 3, 4
- [21] J. C. Jackson, P. K. Hurley, B. Lane, A. Mathewson, and A. P. Morrison. Comparing leakage currents and dark count rates in geiger-mode avalanche photodiodes. *Appl. Phys. Lett.*, 80(22):4100–4102, 2002. 69
- [22] Michael Kolpin. Charakterisierung des SiPM-Auslesechips KLauS. Bachelorarbeit, 2011. 48, 54
- [23] Chaehun Lee, Woo Suk Sul, Hyungtaek Kim, Chankyu Kim, and Gyuseong Cho. Effect on mim structured parallel quenching capacitor of sipms. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 650(1):125 – 128, 2011. 11
- [24] Hans Dieter Lüke. *Signalübertragung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 4. aufl. edition, 1990. 32, 33
- [25] Gerhard Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. 2, 3
- [26] W.W. Moses. Advantages of improved timing accuracy in pet cameras using lso scintillator. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2002 IEEE*, volume 3, pages 1670 – 1675 vol.3, nov. 2002. 21
- [27] Kolja Prothmann. Comparative Measurements of Silicon Photomultipliers for the Readout of a Highly Granular Hadronic Calorimeter . Diplomarbeit, 2008. 11
- [28] Behzad Razavi. *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*. 1 edition, 2001. 29, 30, 71

- [29] Michael Ritzert, Peter Fischer, Ivan Peric, and Torsten Solf. A 40-channel readout asic for tof-pet. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE*, pages 5041–5044, oct. 2008. 85
- [30] Willy M. C. Sansen. *Analog design essentials*. Springer, Dordrecht, 2006. 29
- [31] Volker Schmidt. Räumliche Statistik für Punktprozesse und weitere Modelle der stochastischen Geometrie. Vorlesungsskript, Universität Ulm, 2007. 78
- [32] Franz Schwabl. *Quantenmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 7. aufl. edition. 12
- [33] Karlheinz Seeger. *Semiconductor Physics*, 2012. 69
- [34] S. Seifert, H.T. van Dam, J. Huizenga, R. Vinke, P. Dendooven, H. Lohner, and D.R. Schaart. Simulation of silicon photomultiplier signals. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 56(6):3726–3733, dec. 2009. 13
- [35] Wei Shen. Development of High Performance Readout ASICs for Silicon Photomultipliers (SiPMs). Dissertation, 2012. 15, 39, 40, 42, 43, 46, 59, 60, 68, 85, 86, 94
- [36] Wei Shen, T. Harion, G. Sidlauskas, M. Dorn, and H. Schultz-Coulon. Klaus - a charge readout and fast discrimination chip for silicon photomultipliers (sipms). In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE*, pages 1453–1456, oct. 2011. 39
- [37] Helmuth Spieler. *Semiconductor detector systems*. Number 12. Oxford Univ. Press, repr. edition, 2008. 12, 25, 30, 83
- [38] Woo-Suk Sul, Jung-Hun Oh, Chae-Hun Lee, Gyu-Seong Cho, Wan-Gyu Lee, Sam-Dong Kim, and Jin-Koo Rhee. Guard-ring structures for silicon photomultipliers. *IEEE Electron Device Letters*, 31(1):41–43, 2010 ; 2010. 8
- [39] Simon Min Sze and Kwok K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. Wiley, New York, NY, 3. ed. edition, 2007. 71
- [40] Mark A Thomson. Particle flow calorimetry. *Journal of Physics: Conference Series*, 293:012021, 2011. 18
- [41] Richard Wigmans. *Calorimetry*. Number 107. Clarendon Press, Oxford [u.a.], 1. publ. edition, 2000. 18

# Danksagungen

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die mich im Laufe meines Studiums und in der Zeit der Diplomarbeit begleitet und unterstützt haben.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für die gute Betreuung und das Ermöglichen dieser Arbeit. Herrn Prof. Norbert Herrmann danke ich für die Bereitschaft, sich für diese Arbeit als Zweitgutachter zur Verfügung zu stellen.

Auch Dr. Rainer Stamen möchte ich für die gute Betreuung und die Ratschläge bei allen aufkommenden Fragen danken. Den Korrekturlesern dieser Arbeit danke ich und möchte mich an dieser Stelle für meine ausgeprägte Groß-Kleinschreibungsschwäche entschuldigen. Mein Dank gilt auch Tobias Harion, Wei Shen und Patrick Eckert für die vielen interessanten und lehrreichen Diskussionen über SiPMs und Elektronik, die Abendlichen Botanikbesuche, und die tolle Zeit, die ich hier und mit euch hatte. Der ganzen ILC- und Atlasgruppe danke ich für die gute Stimmung in der Gruppe, die gemeinsamen Kaffeerundengespräche, abendliches Biertrinken, Kickern,... (Kaffee?)

Dies alles hatte einigen Einfluss darauf, dass mir die Arbeit durchweg richtig Spaß gemacht hat. Ich finde, das ist keine Selbstverständlichkeit.

Mareile Wichern danke ich für die Unterstützung im vergangenen Jahr und die vielen schönen Gespräche. Bei Lutz Kilmeyer möchte ich mich an dieser Stelle für die Jahre unserer gemeinsamen WG-Zeit und das sichern meines Überlebens durch all die abendlichen Kochaktionen bedanken.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich in meinem Studium begleitet, dieses ermöglicht und mich in jeder erdenklichen Weise dabei unterstützt haben.

(:wq)





Erklärung:

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

Heidelberg, den 8.10.2012

.....