

**Entwicklung eines ladungsempfindlichen  
Vorverstärkers  
zur Auslese von Lawinenfotodioden**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe – Universität  
in Frankfurt am Main

von

Peter Wieczorek  
geb. in Neidenburg

Frankfurt am Main, 2008

(D 30)

Vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe – Universität als  
Dissertation angenommen.

Dekan : Prof. Dr. Dirk -Hermann Rischke

Erster Gutachter : Prof. Dr. Klaus Peters

Zweiter Gutachter : Prof. Dr. Joachim Stroth

Datum der Disputation : .....

# Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung, der Aufbau und die Charakterisierung sowie Messung einer anwendungsspezifischen integrierten Schaltung (engl.: Application Specific Integrated Circuit, ASIC). Sie dient der Auslese der im elektromagnetischen Kalorimeter des PANDA-Experiments eingesetzten Lawinenfotodioden. Jeder Auslesekanal beinhaltet in der Eingangsstufe einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, gefolgt von einem Pulsformer sowie zwei Ausgangstreibern.

Am Beginn der Entwicklung steht die Machbarkeitsstudie einer integrierten Ausleseelektronik, welche die anspruchsvollen Anforderungen des PANDA-Experiments erfüllt. Aus rauschtheoretischen Untersuchungen resultieren erste Entwurfparameter für die Schaltung, die mit Hilfe umfangreicher Simulationen verbessert und ergänzt werden. Die technische Umsetzung der Schaltung erfolgt in einem  $0,35\ \mu\text{m}$ -CMOS-Prozess der Firma Austria Mikrosysteme.

Die Charakterisierung der integrierten Ausleseelektronik ergibt bei einer Umgebungstemperatur von  $T = -20^\circ\text{C}$  eine Shapingzeit des Signalpulses von  $t_r = (124 \pm 2)\text{ ns}$ . Mit dem äquivalenten Rauschwert von  $\text{ENC} = (4456 \pm 35)\text{ e}^-$  und einer maximal möglichen Eingangsladung von  $7,84\text{ pC}$  folgt ein dynamischer Bereich von über 10 000. Der ratenunabhängige Leistungsbedarf eines einzelnen Auslesekanals beträgt  $P = (52,4 \pm 0,2)\text{ mW}$ . Damit erfüllt der in dieser Arbeit beschriebene ASIC Prototyp alle Anforderungen, die vom Experiment an die Ausleseelektronik gestellt werden.





# Abstract

This dissertation describes the development, assembling as well as the following characterisation and measurements of the application specific integrated circuit (ASIC) for the readout of the avalanche photodiodes which will be used in the electromagnetic calorimeter of the PANDA experiment. Every readout channel consists of a charge sensitive amplifier, a shaper stage and two output drivers.

The development starts with studies of the feasibility of the integrated circuit. It is evaluated by means of the noise theory to decide whether the circuit fulfills the demanding requirements of the PANDA experiment. From this evaluation point first design parameters results for the circuit and are improved and completed by extensive simulations. The technical implementation of the circuit design is realized in the  $0.35\ \mu\text{m}$  CMOS process by Austria Microsystems.

The characterisation of the integrated circuit at a temperature of  $T = -20^\circ\text{C}$  results in a shaping time of  $t_r = (124 \pm 2)\text{ ns}$ . With an equivalent noise charge of  $\text{ENC} = (4456 \pm 35)\text{ e}^-$  and a maximum input charge of  $7.84\text{ pC}$  a dynamic range of over 10 000 follows. The event rate independent power requirement of one readout channel is measured to  $P = (52.4 \pm 0.2)\text{ mW}$ . The designed ASIC prototype fulfills all specifications required by the experiment readout electronic. Especially the results for the equivalent noise charge are distinguished as well as the large dynamic range the chip presents.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Physikalische Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Einleitung . . . . .	1
1.2	Zielsetzung . . . . .	3
1.3	Anforderungen an das PANDA - Experiment . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Das PANDA - Experiment</b>	<b>7</b>
2.1	Überblick der Beschleunigeranlage . . . . .	7
2.2	Aufbau des PANDA - Detektors . . . . .	8
2.2.1	Targetspektrometer . . . . .	9
	Target . . . . .	9
	Mikrovertex - Detektor . . . . .	10
	Spurrekonstruktion . . . . .	11
	Teilchenidentifikation . . . . .	12
	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	14
	Myonen - Detektoren . . . . .	15
2.2.2	Vorwärtsspektrometer . . . . .	15
	Spurdetektoren . . . . .	15
	Teilchenidentifikation . . . . .	15
	Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter</b>	<b>17</b>
3.1	Schauerentwicklung in Szintillatormaterialien . . . . .	17
3.1.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	17
	Photoeffekt . . . . .	18
	Compton - Effekt . . . . .	19
	Paarbildung . . . . .	19
3.1.2	Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie	19
3.1.3	Elektromagnetischer Schauer . . . . .	20
3.2	PbWO <sub>4</sub> als Szintillatormaterial . . . . .	21
	Eigenschaften von PbWO <sub>4</sub> . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Auslese von Szintillatormaterialien</b>	<b>23</b>
4.1	Grundlagen der Halbleiterphysik . . . . .	23
4.1.1	Der pn - Übergang bei Halbleitern . . . . .	25
4.1.2	Photonen im Halbleitermaterial . . . . .	25

4.1.3	Externe Spannung am pn-Übergang . . . . .	26
4.1.4	Sperrschichtdurchbruch . . . . .	27
4.2	Funktion einer Lawinenfotodiode . . . . .	27
<b>5</b>	<b>CMOS Technologie</b>	<b>31</b>
5.1	Der MOS-Transistor . . . . .	31
5.2	Arbeitsbereiche eines MOS-Transistors . . . . .	33
5.2.1	Linearer Bereich . . . . .	33
5.2.2	Sättigungsbereich . . . . .	34
5.2.3	Korrekturen höherer Ordnung . . . . .	34
5.2.4	Schwache Inversion . . . . .	35
5.3	Kleinsignalverhalten . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Rauschtheorie</b>	<b>39</b>
6.1	Rauschquellen . . . . .	39
6.1.1	Thermisches Rauschen . . . . .	40
6.1.2	1/f Rauschen . . . . .	41
6.1.3	Schrotrauschen . . . . .	42
6.2	Rauschen der Ausleseelektronik . . . . .	43
6.2.1	Rauschquellen des Vorverstärkers . . . . .	43
6.2.2	Übertragungsfunktion des Pulsformers . . . . .	44
6.2.3	Berechnung des Gesamt rauschen . . . . .	45
	Thermisches Rauschen . . . . .	46
	1/f Rauschen . . . . .	47
	Schrotrauschen . . . . .	47
	Rauschbeitrag vom Entladewiderstand $R_f$ . . . . .	47
6.3	Kriterien für die Parameterauswahl . . . . .	47
	Integrationskapazität $C_f$ . . . . .	48
	Eingangstransistoreigenschaften . . . . .	48
	Integrationszeit $\tau_s$ . . . . .	50
6.4	Zusammenfassung der Design Parameter . . . . .	50
<b>7</b>	<b>Die integrierte Ausleseelektronik</b>	<b>53</b>
7.1	Schaltungsentwurf . . . . .	53
7.2	Ladungsempfindlicher Vorverstärker . . . . .	54
7.2.1	Eingangsstufe . . . . .	54
7.2.2	Sourcefolger . . . . .	57
7.2.3	Ladungsempfindlicher Vorverstärker . . . . .	59
7.3	Pulsformer . . . . .	66
7.3.1	Differentiator . . . . .	67
7.3.2	Integratorstufen . . . . .	68
	Integrationsstufe $S(1)$ . . . . .	68
	Integrationsstufe $S(2)$ . . . . .	70
	Integrationsstufe $S(3)$ . . . . .	74
7.4	Analoge Ausgangstreiber . . . . .	78

---

7.5	Programmierbare Spannungsreferenzen und Testpulse . . . . .	80
7.5.1	Digital- Analog- Wandler . . . . .	80
7.5.2	Testpulser . . . . .	81
7.5.3	Serielle Schnittstelle . . . . .	82
7.6	Gesamtintegration . . . . .	83
<b>8</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>87</b>
8.1	Messaufbau . . . . .	87
8.1.1	Testplatine . . . . .	87
8.1.2	Kühlung . . . . .	88
8.1.3	Vakuumkammer . . . . .	89
8.1.4	Elektronischer Messaufbau . . . . .	90
8.2	Messverfahren . . . . .	91
8.2.1	Stimulus . . . . .	92
8.2.2	Erfassung der Ausgangsgrößen . . . . .	92
8.3	Charakterisierung der Ausleseelektronik . . . . .	94
8.3.1	Anstiegszeit . . . . .	94
8.3.2	Ladungsverstärkung . . . . .	95
8.3.3	Rauschen . . . . .	95
8.3.4	Dynamischer Bereich . . . . .	97
8.3.5	Leistungsbedarf . . . . .	97
8.4	Messungen mit einer Lawinenfotodiode . . . . .	102
8.5	Zusammenfassung der Messergebnisse . . . . .	105
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
<b>A</b>	<b>Messwerte</b>	<b>109</b>
A.1	Anstiegszeit . . . . .	110
A.2	Verstärkung . . . . .	110
A.3	Rauschmessung . . . . .	111
A.4	Leistungsbedarf . . . . .	111



# Kapitel 1

## Physikalische Motivation

### 1.1 Einleitung

Das Ziel der Teilchenphysik ist das Verständnis der mikroskopischen Struktur der Materie, d.h. dessen theoretischer Beschreibung. Nach der heute weitestgehend akzeptierten Formulierung der subatomaren Physik, dem sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik, besteht die gesamte Materie aus zwei Arten von elementaren Fermionen, den Quarks und den Leptonen, sowie deren Antiteilchen. Die Kräfte zwischen diesen elementaren Teilchen werden durch vier fundamentale Wechselwirkungen vermittelt, die starke, die schwache, die elektromagnetische und die gravitative Wechselwirkung, wobei die letztere auf Grund ihrer geringen Stärke im mikroskopischen Bereich vernachlässigbar ist. Tabelle 1.1 zeigt die wichtigsten Eigenschaften der vier fundamentalen Wechselwirkungen.

Wechselwirkung:	gravitative	schwache	elektromagnetische	starke
Austauschboson:	Graviton	$W^+, W^-, Z^0$	$\gamma$	Gluon
Koppelt an:	Masse	schwache Ladung	elektrische Ladung	Farbladung
Relative Stärke:	$10^{-42}$	$10^{-13}$	$10^{-2}$	1

Tabelle 1.1: Gegenüberstellung der vier Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften

Die Beschreibung der Wechselwirkungen im Standardmodell erfolgt durch Quantenfeldtheorien. Diese Theorien beinhalten zwei Arten von Feldern, Fermionen- und Bosonenfelder, die ihrerseits selbst quantisiert sind. Die Quantenzustände der Felder werden dabei entweder mit Materieteilchen (Fermionenfeld) oder mit Austauschbosonen (Bosonenfeld) identifiziert. Die Beschreibung von elementaren Teilchenprozessen erfolgt durch die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen sowie durch Teilchenpropagatoren. Kraftwirkungen werden z.B. über den Austausch, d.h. Erzeugung,

Propagation und anschließende Vernichtung, von virtuellen Austauschbosonen beschrieben.

Die Feldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Quantenelektrodynamik (QED), beschreibt die Wechselwirkung zwischen zwei geladenen Teilchen durch den Austausch von Photonen. Eine analoge Beschreibung der schwachen Wechselwirkung führt zu den  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  Austauschbosonen. Beide Theorien konnten bereits 1967<sup>1</sup> zu der elektroschwachen Theorie vereinheitlicht werden.

Prozesse der starken Wechselwirkung werden durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die elementaren Teilchen der starken Wechselwirkung sind die Quarks, welche durch den Austausch von acht masselosen Eichbosonen, den Gluonen, miteinander wechselwirken. Dabei besitzen die Quarks eine sogenannte Farbladung, die als Werte rot, grün und blau für Quarks sowie antirot, antigrün und antiblau für Antiquarks auftritt. Die Besonderheit der starken Wechselwirkung ist, dass die Gluonen im Gegensatz zu allen anderen Eichbosonen selbst eine Ladung tragen.

Dies führt dazu, dass beim Versuch Quarks zu trennen, die Energie des Gluonenfeldes beliebig ansteigt, bis aus dem Feld neue Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden. Eine Konsequenz daraus ist, dass keine isolierten Quarks, sondern nur nach außen farblose Objekte beobachtet werden können. Solche sind als Baryonen ( $qqq$ ) und Mesonen ( $q\bar{q}$ ) bekannt. Ein farbloses Objekt kann sowohl durch die Kombination einer Farbe mit ihrer Antifarbe, als auch durch die Kombination der drei Farben oder der drei Antifarben gebildet werden. Die Tatsache, dass Quarks nie als freie Teilchen beobachtet werden können, wird als *Confinement* bezeichnet.

Die Berechnungen von Observablen der Quantenfeldtheorien werden störungstheoretisch in Ordnungen der Kopplungskonstante durchgeführt. Die elektromagnetische Kopplungskonstante, auch Feinstrukturkonstante genannt, beträgt  $\alpha_{\text{em}} \approx 1/137$ , sodass die Störungsrechnung schnell konvergiert.

Anders als bei der Feinstrukturkonstante ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  viel stärker vom Impulsübertrag der Quarks abhängig. Für den Fall eines hohen Impulsübertrags ist die Kopplungskonstante  $\alpha_s \ll 1$ , sodass auch hier die Anwendung der Störungstheorie möglich ist.

Bei kleiner werdenden Impulsüberträgen steigt die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  an. In der Domäne der gebundenen Hadron-Zustände liegt die Kopplungskonstante schließlich in der Größenordnung  $\alpha_s \leq 1$ . Dies hat zur Folge, dass eine störungstheoretische Reihenentwicklung nicht mehr sinnvoll ist.

Hier verwendet man auf der Quantenchromodynamik basierende Modelle um zu Aussagen in diesem Bereich zu gelangen oder man geht über zu numerischen Methoden, wie die der Gittereichtheorie, in der man die Gleichungen der QCD auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter löst.

<sup>1</sup> Vereinheitlichung wurde 1967 zunächst von S. L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg theoretisch beschrieben und 1983 durch den Nachweis der  $W^\pm$  und  $Z^0$ -Eichbosonen bestätigt.



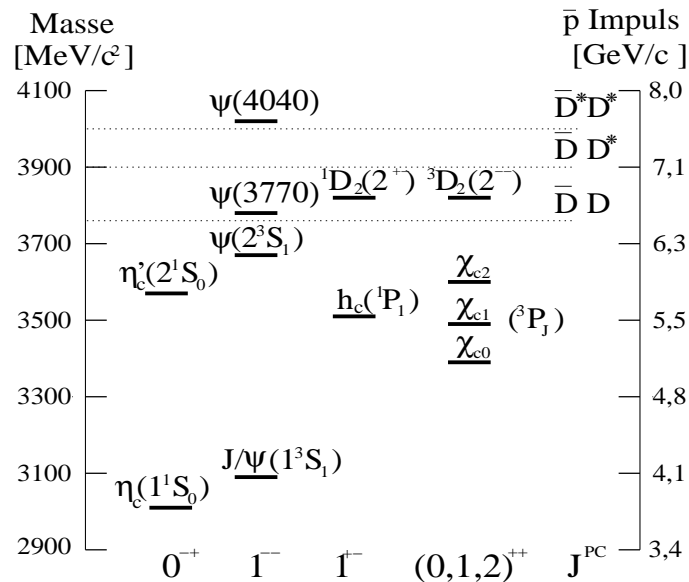


Abbildung 1.1: Das Charmonium-Spektrum. Die gezeigten Singlet Zustände werden  $\eta_c$  und  $h_c$  genannt. Triplet  $S$  Zustände mit dem Spin  $S = 1$  werden als  $\Psi$  und Triplet  $P$  Zustände mit den Spins  $S = 0, 1$  oder  $2$  als  $\chi_{c0}, \chi_{c1}$  und  $\chi_{c2}$  bezeichnet

## 1.2 Zielsetzung

Das Ziel des PANDA<sup>2</sup>-Experiments ist es, genauere Untersuchungen zum besseren Verständnis der Quantenchromodynamik im nichtperturbativen Bereich durchzuführen. Für die Erforschung dieses Bereichs eignet sich in besonderer Weise die Untersuchung von Mesonenspektren, da Mesonen gebundene Zustände aus nur einem Quark-Antiquark-Paar sind.

Während das Spektrum der leichten Mesonen, die aus Up-, Down- und Strange-Quarks bestehen, schon eingehend mit Vorgängerexperimenten, wie z.B. dem Crystal-Barrel-Experiment am LEAR<sup>3</sup> untersucht wurden, stehen beim PANDA-Experiment charmhaltige Mesonen im Fokus des Interesses. Von besonderer Bedeutung ist dabei das Charmonium-Spektrum, das in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Analog zum Wasserstoffatom ergibt sich ein Spektrum angeregter Zustände, das Rückschlüsse auf das  $c\bar{c}$ -Potential zulässt. Der wesentliche Vorteil des Charmonium-Spektrums gegenüber anderen Quark-Antiquark-Spektren sind die scharf definierten Energiezustände, die aus unterdrückten Zerfallskanälen resultieren und eine präzise Messung ermöglichen.

In den bisherigen Experimenten konnte noch nicht gezeigt werden, ob das  $c\bar{c}$ -Potential ein Vektorpotential ist oder skalaren Charakter aufweist. Das genauere Stu-

<sup>2</sup> antiProton ANnihilation at DArmstadt

<sup>3</sup> Low Energy Antiproton Ring

dium der Charmoniumzustände erlaubt daher aufschlussreiche Erkenntnis über die Struktur der Quark-Quark-Wechselwirkung.

Weitere Zustände im Charmonium-Spektrum oberhalb der  $D\bar{D}$ -Schwelle sind erst im Ansatz bekannt. Abgesehen von  $\psi(3770)$ , das vorzugsweise in zwei  $D$ -Mesonen zerfällt, sind die breiten Zustände, wie zum Beispiel das  $\psi(4040)$ , noch nicht erforscht. In dieser Region erwartet man zusätzlich noch schmalere  $D$ -Zustände sowie Anregungen von  $h_c$  und  $\chi$ , die als Folge ihrer Quantenzahlen nicht direkt in  $D\bar{D}$  zerfallen können.

Der experimentelle Wissensstand über das Charmonium-Spektrum stammt maßgeblich aus den Daten, die aus Elektron-Positron Kollisionsexperimenten am SLAC (Stanford, USA), IHEP (Beijing, China), KEK (Japan) oder Cornell (Ithaca, USA) genommen wurden. Diese Experimente (BABAR, BELLE, BES, CLEO-c) haben u.a. Zustände entdeckt, wie das  $X(3870)$  oder das  $Y(4260)$ , die nicht eindeutig dem Charmonium-Spektrum zugeordnet werden können, da die Masse, Breite sowie das Zerfallsmuster von den Vorhersagen abweichen. Denkbar ist, dass es sich bei diesen Zuständen entweder um Charmoniumzustände oder aber um Hybride oder Tetraquarkzustände handelt. Um eine Aussage darüber treffen zu können, sind präzisere Messungen erforderlich, die durch das PANDA-Experiment erfolgen sollen.

Auch wenn bisher die Quantenzahlen der wohletablierten hadronischen Zustände auf Drei-Quark- bzw. Quark-Antiquark-Systeme hinweisen, erlaubt die QCD weitere farbneutrale Zustände, sogenannte exotische Hadronen, die nur aus Gluonen (Gluebälle ( $gg, ggg, \dots$ )) oder aus gebundenen Systemen von Quark-Antiquark-Paaren mit konstituierenden Gluonen (Hybride ( $q\bar{q}g, qqg, \dots$ )) bestehen. Daher ist die Suche nach exotischen Teilchen bei höheren Massen ein wesentliches Ziel des Untersuchungsprogramms des PANDA-Experiments. Die Vorhersagen der Gitter-QCD für die leichtesten Charmonium-Hybride bewegen sich zwischen 4,2 GeV und 4,4 GeV. Ihre Zerfälle in  $D$ -Mesonenpaare sind dabei unterdrückt, weshalb die auftretenden Resonanzen sehr schmal sein könnten. Ein zweifelsfreier Nachweis solcher Exotika wäre ein überaus wichtiger Beitrag zum Verständnis der Quantenchromodynamik.

### 1.3 Anforderungen an das PANDA-Experiment

Die Untersuchung der Struktur von Hadronen kann anhand von unterschiedlichen Kollisionsexperimenten wie z.B. Elektron-Positron ( $e^-e^+$ ) oder Antiproton-Proton ( $p\bar{p}$ ) erfolgen. Im Gegensatz zu den  $e^-e^+$ -Kollisionsexperimenten, die Charmonium nur in  $1^{--}$  Zuständen erzeugen, können bei der Vernichtung von Antiprotonen mit Protonen eine größere Vielzahl von Endzuständen erreicht werden. Insbesondere können Zustände mit Quantenzahlen die nicht denen des Photons entsprechen und Zustände mit gluonischen Freiheitsgraden erreicht werden, da die Annihilation ein gluonischer Prozess ist. Der geplante Antiprotonenstrahl, mit einem Impulsbereich von 1,5-15 GeV/ $c$ , ist für die Charmonium-Spektroskopie ein hervorragendes

Werkzeug, denn in diesem Impulsbereich kann Spektroskopie mit bisher unerreichter Präzision durchgeführt werden.

Um die gesteckten Ziele des PANDA - Experiments zu erreichen, ist es notwendig einen Detektor zu entwickeln, der in der Lage ist, seltene Zerfälle von neutralen sowie geladenen Teilchen mit hoher Auflösung über den gesamten Raumwinkel nachzuweisen. Ein Überblick des geplanten PANDA - Detektors wird im anschließenden Kapitel gegeben.



## Kapitel 2

# Das PANDA - Experiment

Die im vorherigen Kapitel beschriebene physikalische Zielsetzung des PANDA - Experiments erfordert ein universelles Detektordesign, um die gestellten Anforderungen zu erfüllen. Im Folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten sowie deren Funktion kurz erläutert. Für eine ausführliche Detektorbeschreibung sei auf die Literatur [TP05] verwiesen.

### 2.1 Überblick der Beschleunigeranlage

Ein Überblick der an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt geplanten Beschleunigeranlage ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Der PANDA - Detektor soll dabei am Hochenergie - Speicherring für Antiprotonen (HESR) aufgebaut werden, welcher ein Teil des geplanten Beschleunigerkomplexes FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) ist.

Für die Produktion von Antiprotonen wird ein hochenergetischer Protonenstrahl benötigt. Dazu werden zunächst mit Hilfe des Linearbeschleunigers (p - LINAC) Protonen in das bereits existierende Synchrotron SIS18 injiziert. Die Protonen werden dort beschleunigt und in den neuen Doppelspeicherring, der aus den zwei Synchrotrons SIS100 und SIS300 bestehen wird, weitergeleitet. Aus dem hochenergetischen Protonenstrahl des SIS100 entsteht am Antiprotonenproduktionstarget der für das PANDA - Experiment verwendete Antiprotonenstrahl. Anschließend werden die Antiprotonen im Kollektorring (CR) gesammelt, gekühlt und mit einem Impuls von  $3,8 \text{ GeV}/c$  in den HESR geleitet.

Für das PANDA - Experiment sind zwei Betriebsmodi geplant: Der hochauflösende und der Luminositätsmodus. Eine Zusammenfassung der dafür vorgesehenen Parameter ist in Tabelle 2.1 aufgeführt.

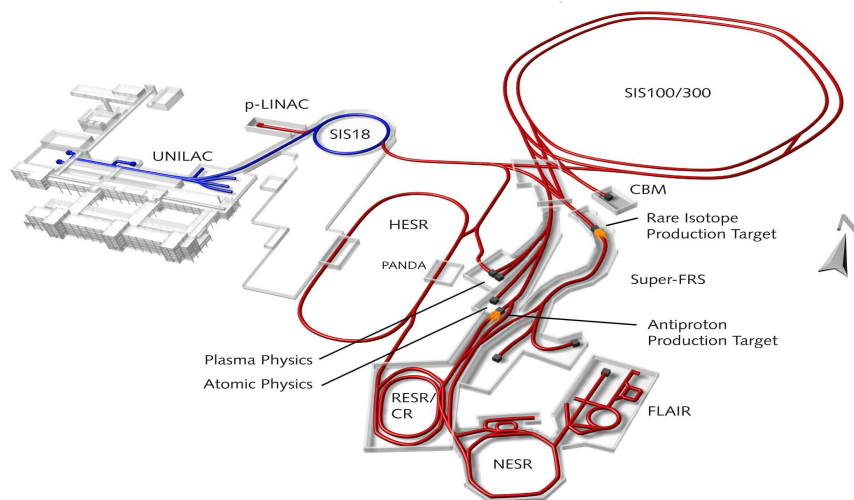


Abbildung 2.1: Darstellung des geplanten Beschleunigerkomplexes FAIR

	Hochauflösender Modus	Luminositätsmodus
Impuls $p$ :	1,5 – 8,9 GeV/ $c$	1,5 – 15 GeV/ $c$
Anzahl der Antiprotonen:	$10^{10}$	$10^{11}$
Luminosität:	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Impulsaufösung $\delta p/p$ :	$< 4 \cdot 10^{-5}$	$< 1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Parameter für den entsprechenden Betriebsmodus im PANDA - Experiment. Die dort aufgeführte Luminosität resultiert aus einer Targetbelegung mit  $4 \cdot 10^{15} \text{ Atome/cm}^2$

## 2.2 Aufbau des PANDA - Detektors

Die Realisierung der vielfältigen physikalischen Programme des PANDA - Experiments benötigt einen Detektor, der sowohl neutrale als auch geladene Teilchen mit einer sehr hohen Orts- und Impulsaufösung nachweisen kann. Eine hohe Raumwinkelakzeptanz wird durch die Unterteilung des PANDA - Detektors in zwei Teile, das Target - und das Vorwärtsspektrometer, erreicht.

Jene Teilchen, die in einem Polarwinkel  $\alpha > 5^\circ$  ( $10^\circ$ )<sup>1</sup> emittiert werden, sollen vom Targetspektrometer nachgewiesen werden, wohingegen das Vorwärtsspektrometer die Teilchen detektiert, die das Target unter einem Polarwinkel von  $\alpha < 5^\circ$  verlassen. Die Kombination der beiden Spektrometer erlaubt daher eine nahezu vollständige Raumwinkeldeckung. Eine Übersicht des Detektors sowie die Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

<sup>1</sup> Auf Grund des Dipolmagneten im Vorwärtsspektrometer ergibt sich eine asymmetrische Winkelverteilung. Für das Targetspektrometer ergibt sich eine Abdeckung des Winkelbereiches von  $\alpha > 10^\circ$  in horizontaler und  $\alpha > 5^\circ$  in vertikaler Richtung.

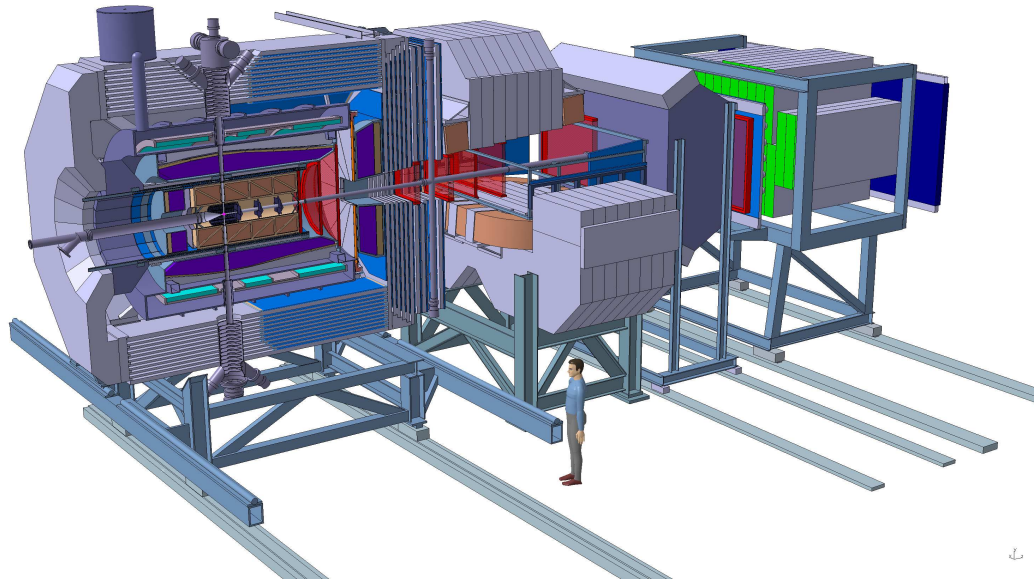


Abbildung 2.2: Darstellung des PANDA - Detektors, der aus dem Target- und dem Vorwärtsspektrometer besteht. Das Targetspektrometer wird aus dem Mikrovertex-Detektor, einem Straw Tube Tracker oder einer Zeit-Projektionskammer, einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem Cherenkov-Detektor DIRC und den Myonen - Detektoren aufgebaut. Im Vorwärtsspektrometer werden als Detektorkomponenten Driftkammern, ein Cherenkov-Detektor RICH, ein elektromagnetisches Kalorimeter sowie Myonen - Detektoren eingesetzt

### 2.2.1 Targetspektrometer

Die im Targetspektrometer vorgesehenen Subsysteme sind zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet und befinden sich in einem homogenen Magnetfeld. Das Magnetfeld wird durch einen Solenoiden erzeugt, der einen inneren Radius von 90 cm und eine Länge von 2,8 m hat. Die erzeugte Flussdichte beträgt 2 T, wobei eine Feldinhomogenität von  $\leq 1\%$  im Bereich der Spurrekonstruktion erreicht wird.

#### Target

Das kompakte Detektordesign stellt an das Target besondere Anforderungen. Die angestrebte Luminosität sowie der Antiprotonenrate im HESR erfordern eine Targetbelegung von  $4 \cdot 10^{15}$  Atome/cm<sup>2</sup>. Mit dieser Zielsetzung werden für das PANDA - Experiment zwei Targetoptionen weiterverfolgt: Das Cluster - Jet - Target und das Pellet - Target.

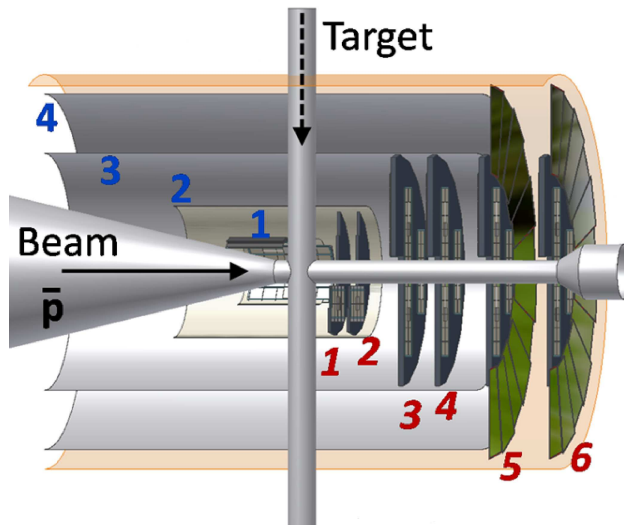


Abbildung 2.3: *Aufbau des Mikrovertex-Detektors, der aus vier Lagen und sechs Scheiben besteht*

Das Design des Pellet-Targets basiert auf dem Target, das im WASA<sup>2</sup>-Detektor zum Einsatz kommt. Dabei durchqueren gefrorene Wasserstoffkügelchen, die Pellets genannt werden, den Antiprotonenstrahl senkrecht zur Strahlachse. Am Wechselwirkungspunkt erreicht ein Pellet mit einem Durchmesser von 25  $\mu\text{m}$  eine Geschwindigkeit von 60 m/s. Die maximale Pellet-Rate liegt bei 10-15 kHz.

Eine Alternative zum Pellet-Target ist das Cluster-Jet-Target. Um eine Clusterbildung zu erreichen, wird das auf unter 100 Kelvin vorgekühlte Target-Gas durch eine sogenannte Lavaldüse gepresst. In der Düse kühlt sich das Gas durch Expansion stark ab, was eine Teilkondensation zur Folge hat. Dabei gefrieren die Moleküle des Gases zu kleinen Clustern.

Der wesentliche Vorteil eines Clusters gegenüber einem Pellet ist das homogene Dichteprofil. Allerdings stellt der schlecht zu definierende Interaktionspunkt einen Nachteil dar.

### Mikrovertex - Detektor

Der Mikrovertex-Detektor (MVD) ist die innerste Detektorkomponente des Targetspektrometers (vgl. Abbildung 2.3). Vier Lagen, die radialsymmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind und sechs Scheiben, die sich in Vorwärtsrichtung befinden, bilden den Detektor. Die beiden inneren Lagen enthalten strahlenharte Pixel-detektoren, die mit einer schnellen, individuellen Pixel-Auslese versehen sind. Die übrigen beiden Lagen bestehen aus doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren. Für die Auslese der sechs Scheiben sind Pixeldetektoren vorgesehen. Mit diesem Aufbau erreicht der Mikrovertex-Detektor eine Ortsauflösung in transversaler Richtung von 50  $\mu\text{m}$  und in longitudinaler Richtung von 85  $\mu\text{m}$ .

<sup>2</sup> Wide Angle Shower Apparatus



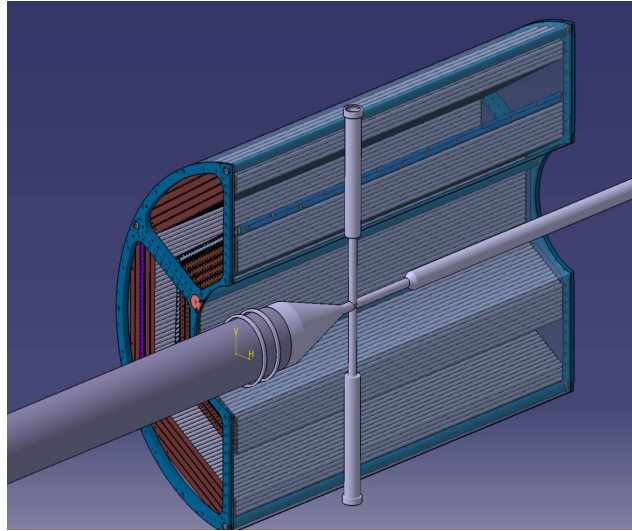


Abbildung 2.4: Darstellung des geplanten Straw Tube Trackers, der im Targetspektrometer eingesetzt werden soll

### Spurrekonstruktion

Der hohe Teilchenfluss bei einer Interaktionsrate von 20 MHz ist bei der Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen eine große Herausforderung. Eine Impulsauflösung im Prozentbereich und eine effiziente Rekonstruktion von Sekundärvertices, die sich außerhalb des inneren Vertexdetektors befinden (z.B.  $K_S^0$  oder  $\Lambda$ ), wird dabei angestrebt. Um diese Ziele zu erreichen, ist als Detektorsystem ein Straw Tube Tracker (STT) oder eine Zeit-Projektionskammer (TPC) vorgesehen, welche um den Mikrovertex-Detektor aufgebaut werden.

Der Straw Tube Tracker besteht aus 4200 Kanälen, die sich auf 24 Lagen verteilen und in einer hexagonalen Anordnung um den Mikrovertex-Detektor platziert sind. Jedes Röhrchen ist aus mit Aluminium beschichteter Mylarfolie gefertigt und mit einer Gasmischung aus Argon und Kohlenstoffdioxid unter einem Überdruck von 1 bar gefüllt. In der Mitte der Röhrchen verläuft jeweils ein 20  $\mu\text{m}$  starker Draht. Zwischen diesem Draht und dem Röhrchen wird eine Hochspannung angelegt.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Röhre, so werden auf dem Weg Moleküle des Gases ionisiert. Die negativ geladenen Elektronen driften im radialsymmetrischen elektrischen Feld zum Anodendraht. Dabei werden sie in der Nähe des Drahtes durch das elektrische Feld so stark beschleunigt, dass sie ihrerseits wieder Moleküle des Gases ionisieren. Die dadurch entstandene Elektronenwolke trifft auf den Anodendraht und das resultierende Signal wird mit entsprechender Elektronik ausgelesen.

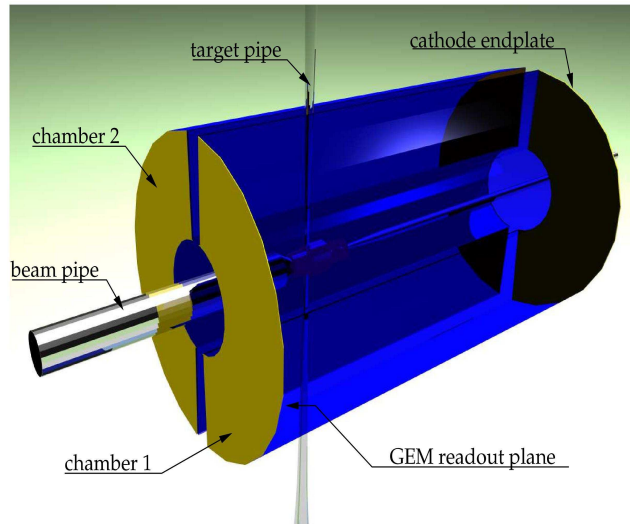


Abbildung 2.5: Darstellung der Zeit-Projektionskammer. Diese besteht aus zwei mit Gas gefüllten Zylinderhälften, die um die Strahlachse angeordnet werden

Mit dem Straw Tube Tracker wird ein Zylindervolumen mit einer Länge von 1,5 m und einem Radius zwischen 15 cm und 42 cm ausgefüllt. Mit dieser Anordnung sowie der anschließenden Auswertung der Pulsform liegt die erwartete  $(x,y)$ -Auflösung bei  $150\ \mu\text{m}$ . Die Anordnung der Straw Tubes ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

Als Alternative zum Straw Tube Tracker wird die Zeit-Projektionskammer untersucht. Diese besteht wie in Abbildung 2.5 gezeigt aus zwei mit Gas gefüllten Halbzylindern, die ebenfalls um den MVD angeordnet werden.

Fliegt ein geladenes Teilchen durch den Halbzylinder, ionisiert dieses die Moleküle des Gases entlang seiner Flugbahn. Die dadurch freigesetzten Elektronen driften in einem elektrischen Feld zu einer in kleine Segmente unterteilten Ausleseebene und werden dort durch eine Ausleseelektronik nachgewiesen. Für eine Positionsbestimmung ergeben sich zwei Koordinaten  $(x,y)$  aus dem Auftreffpunkt der Elektronen. Die dritte Koordinate  $(z)$  berechnet sich bei bekanntem Driftfeld aus der gemessenen Driftzeit.

### Teilchenidentifikation

Für das PANDA-Experiment ist eine sehr gute Trennung von Pionen und Kaonen erforderlich. Um diese Trennung bei Impulsen über  $1\ \text{GeV}/c$  durchführen zu können, sind Cherenkov-Detektoren vorgesehen. Die Teilchenidentifikation für Impulse unter  $1\ \text{GeV}/c$  erfolgt über eine Flugzeitmessung (engl.: Time of Flight, ToF).

Der DIRC (engl.: Detection of Internally Reflected Cherenkov Light) ist ein spezieller Cherenkov-Detektor, der zur Teilchenidentifizierung von geladenen Teilchen den Cherenkov-Effekt ausnutzt. Hierbei emittieren geladene Teilchen Licht beim

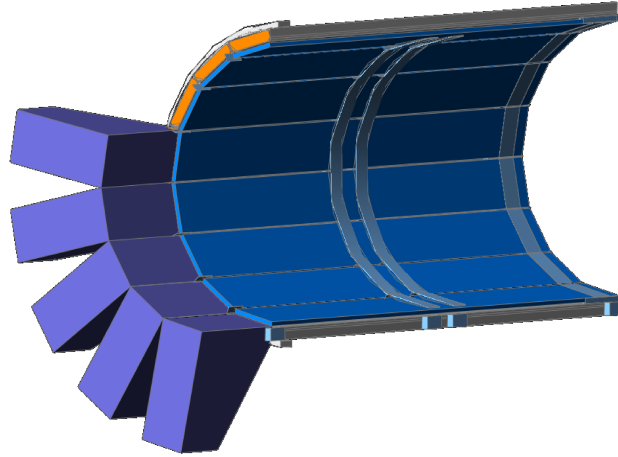


Abbildung 2.6: *Aufbau des Cherenkov-Detektors DIRC, der zur Teilchenidentifizierung von geladenen Teilchen eingesetzt wird*

Durchgang durch Materie oberhalb einer Schwellengeschwindigkeit unter einen charakteristischen Winkel  $\theta$ , der aus der Beziehung

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta(v)} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}} \quad (2.1)$$

folgt. Das Besondere beim DIRC ist, dass sich das emittierte Licht auf Grund von Totalreflexion unter Beibehaltung des Emissionswinkels im Material ausbreitet, bis es am Detektorende von Fotoelektronenvervielfachern ausgelesen wird. Das in die andere Richtung emittierte Cherenkov - Licht wird mittels Spiegeln am Materialende zur Auslese reflektiert. Mit dem gemessenen Impuls und der aus der Messung des Cherenkov - Winkels ermittelten Geschwindigkeit, lässt sich die Masse des Teilchens ermitteln.

Im Targetspektrometer soll der DIRC voraussichtlich aus 1,7 cm dicken Quarzstäben bestehen, deren Brechungsindex  $n = 1,47$  beträgt. In Abbildung 2.6 ist die Anordnung der Quarzstäbe für den DIRC gezeigt. Diese Anordnung erlaubt eine Teilchenidentifikation in einem Winkelbereich von  $22^\circ - 140^\circ$ . Damit ist eine optimale Kaon - Pion - Trennung im Impulsbereich von  $800 \text{ MeV}/c$  bis  $5 \text{ GeV}/c$  möglich.

Da mit dem DIRC im Targetspektrometer keine Teilchenidentifikation unter einem Winkel von  $22^\circ$  möglich ist, wird im Vorwärtsbereich ein zusätzlicher DIRC-Detektor eingesetzt. Dieser umschließt den Winkelbereich zwischen  $5^\circ$  und  $22^\circ$ . Der verwendete Radiator ist, wie beim Barrel DIRC, ebenfalls aus Quarz und soll in Form einer 2 cm dicken Scheibe mit einem Durchmesser von 110 cm gefertigt werden.

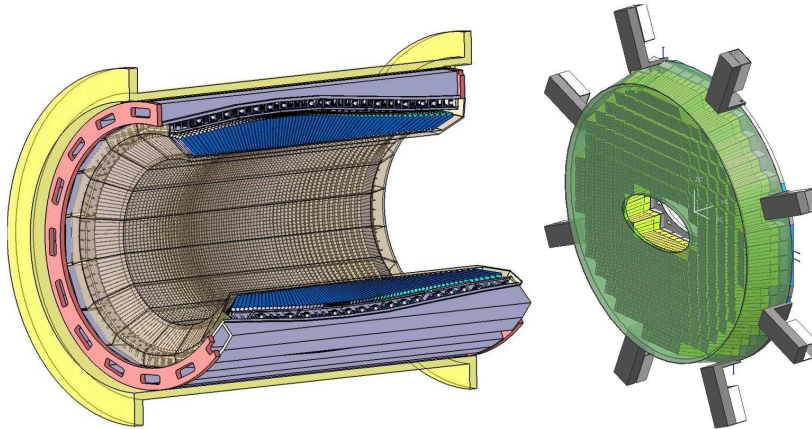


Abbildung 2.7: Gezeigt ist das elektromagnetische Kalorimeter, das aus dem Barrel sowie einer hinteren Endkappe besteht. Für den Barrelbereich sind 11360 Kristalle und für die vordere Endkappe nochmals 4800 Kristalle vorgesehen

Für langsame geladene Teilchen, die unter großen Winkeln emittiert werden, ist für die Teilchenidentifikation ein ToF - Detektorsystem vorgesehen. Bei dieser Methode der Teilchenidentifizierung wird die Flugzeit der Teilchen gemessen. Mit der bekannten Flugstrecke lässt sich anschließend die Geschwindigkeit und damit die Masse der Teilchen berechnen.

Um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erhalten, werden zur Zeitmessung schnelle Szintillatormaterialien eingesetzt, die zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Mit dieser Methode lässt sich eine Zeitauflösung von etwa 100 ps erreichen.

### Elektromagnetisches Kalorimeter

Für den geplanten PANDA - Detektor ist ein kompaktes und hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter erforderlich, mit dem die Energie und die Flugrichtung von Photonen gemessen werden. Als Szintillatormaterial ist für das Kalorimeter Blei-wolframat vorgesehen. Zu den positiven Eigenschaften dieses Materials zählen die kurze Abklingzeit sowie eine kleine Strahlungslänge. Dies ermöglicht ein kompaktes Detektordesign und eine hohe Zählrate. Um die vergleichsweise geringe Lichtausbeute der Kristalle zu verbessern, ist ein Betrieb bei  $T = -20^\circ \text{C}$  geplant.

Das Kalorimeter besteht aus einem Barrel Teil sowie einer vorderen und hinteren Endkappe. Für den Barrelbereich sind 11360 Kristalle, mit einer Eintrittsfläche von

$2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$  vorgesehen. Die vordere- bzw. hintere Endkappe enthalten nochmals 4800 bzw. 600 Kristalle. In Abbildung 2.7 ist der geplante Aufbau des Kalorimeters für das Targetspektrometer gezeigt.

Der Nachweis der aus dem Kristall emittierten Photonen erfolgt über Lawinenfotodioden (engl.: Avalanche Photo Diode, APD) mit einer aktiven Fläche von  $1 \text{ cm}^2$ . Die zur Auslese der APDs benötigten Vorverstärker sollen neben ihrer rauscharmen Betriebsweise einen großen energetischen Bereich zum Nachweis von Photonen mit Energien zwischen 1 MeV und 5 GeV abdecken.

Da die Auslese der Lawinenfotodioden das zentrale Thema dieser Arbeit ist, wird das elektromagnetische Kalorimeter im folgenden Kapitel ausführlicher behandelt.

### Myonen - Detektoren

Der Nachweis von Myonen ist auf Grund der sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitte der zu untersuchenden myonischen Endzustände und der daraus resultierenden Ereignisrate eine wichtige Aufgabe. Um diese zu bewerkstelligen, werden im Eisen - Joch des Targetspektrometers Plastik - Szintillationszähler zum Nachweis von Myonen installiert, die einen Polarwinkelbereich zwischen  $22^\circ$  und  $80^\circ$  abdecken.

Das Myon - Nachweissystem wird aus 72 Szintillatorstreifen aufgebaut, wobei jeder dieser Szintillatorstreifen 16 cm breit, 2 cm hoch und 2,5 m lang ist. Die gleiche Anzahl von Szintillatoren sind ebenfalls im vorderen Bereich des Targetspektrometers angebracht. Die Auslese der Szintillatoren erfolgt über Fotoelektronenvervielfacher, die die Szintillatorstreifen an beiden Seiten auslesen.

#### 2.2.2 Vorwärtsspektrometer

Für die Abdeckung des Winkelbereiches von  $\alpha < 10^\circ$  in horizontaler und  $\alpha < 5^\circ$  in vertikaler Richtung, ist ein Vorwärtsspektrometer nötig. Die Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten wurde bereits in Abbildung 2.2 gezeigt. Für die dortige Spurrekonstruktion wird ein Dipolmagnet mit 2 Tm betrieben.

### Spurdetektoren

Als Spurdetektoren im Vorwärtsspektrometer werden kleine Driftkammern einerseits und andererseits die bereits beschriebenen Straw Tube Tracker diskutiert. Für eine präzise Spurdetektion sollen diese Detektorkomponenten jeweils vor, in- und hinter den Magneten aufgebaut werden. Die dafür vorgesehenen Driftkammern unterteilen sich ihrerseits in quadratischen Driftzellen von 1 cm Breite. Diese Anordnung erlaubt, insbesondere bei hohen Ereignisraten, die separate Auslese und damit eine getrennte Rekonstruktion. Damit erreicht die Impulsaufösung des Systems  $\delta p/p = 2\%$  für 3 GeV/c Protonen.

### Teilchenidentifikation

In einer Entfernung von 7 m vom Target ist eine Wand aus Plastikszintillatoren aufgebaut, die an beiden Enden durch Fotoelektronenvervielfacher ausgelesen werden.

Aus der Messung der Teilchenflugzeit wird bei bekannter Flugstrecke die Geschwindigkeit bestimmt. Da der Impuls aus der Bahnkrümmung bekannt ist, kann die Masse der Teilchen berechnet werden. Mit der dafür vorgesehenen schnellen Auslese lässt sich eine Zeitauflösung von etwa 50 ps erreichen.

Um den Impulsbereich der Pion - Kaon und Kaon - Proton - Trennung zu erweitern, ist für die Teilchenidentifikation in Vorwärtsrichtung ein RICH - Detektor (engl.: Ring Imaging Cherenkov Detector, RICH) vorgesehen. Dieser Detektor nutzt analog zum DIRC den Cherenkov - Effekt aus. Die Cherenkov - Photonen, die unter einen Winkel  $\theta$  abgestrahlt werden, bilden in der Fokalebene einen Ring. Wegen der Ausdehnung der Abbildung benötigt der RICH viel Platz. Um dieses Problem zu reduzieren, werden die Cherenkov - Photonen mit Hilfe von Spiegel fokussiert und anschließend durch Fotoelektronenvervielfacher ausgelesen. Aus dem Mittelpunkt des Kreises kann auf die Teilchenbahn geschlossen werden. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Radius des gemessenen Ringes.

Durch den Einsatz von zwei Radiatoren kann eine Pion - Kaon - Separation im Impulsbereich von 2 - 15 GeV/c durchgeführt werden.

### **Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer**

Das in Vorwärtsrichtung eingesetzte Kalorimeter ist aus einer Schichtfolge von Blei und Szintillatoren aufgebaut. Die Szintillatoren werden anschließend durch Wellenlängenschieber sowie Fotoelektronenvervielfacher ausgelesen. Diese Technik wurde unter anderen erfolgreich im E865 - Experiment eingesetzt. Damit wird eine Energieauflösung von  $4\%/\sqrt{E/1\text{ GeV}}$  erreicht. Insgesamt sind für das Kalorimeter 1404 Module vorgesehen, die in einem Abstand von 7 - 8 m vom Target entfernt aufgebaut werden.

## Kapitel 3

# Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter

Die Aufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) ist die Energiebestimmung hochenergetischer Photonen. Dringen diese Photonen in Materie ein, kommt es auf Grund wechselweiser Paarbildungs- und Bremsstrahlprozesse zu einem elektromagnetischen Schauer. Dieser endet, wenn die Energie sekundärer Photonen für die Paarbildung nicht mehr ausreicht und damit andere Anregungsprozesse im Szintillator dominieren.

Bei Szintillatoren wird zwischen organischen und anorganischen Materialien unterschieden. Auf Grund des unterschiedlichen Szintillationsmechanismus zeichnen sich die organischen Materialien besonders durch ihre kürzere Abklingzeit aus. Daher werden sie bevorzugt für Zeitmessungen verwendet. Im Vergleich zu den anorganischen Materialien besitzen diese jedoch eine größere Strahlungslänge und einen größeren Molière-Radius. Für ein kompaktes Kalorimeterdesign werden daher anorganische Szintillatoren bevorzugt.

Ein homogenes elektromagnetisches Kalorimeter wird aus Szintillatorkristallen unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie so aufgebaut, dass die entstehenden Schauer möglichst vollständig im Szintillatormaterial absorbiert werden. Das aus diesem Vorgang resultierende Szintillationslicht wird von Photosensoren detektiert und durch geeignete Elektronik verstärkt und ausgelesen.

### 3.1 Schauerentwicklung in Szintillatormaterialien

Der Nachweis der Photonen in einem elektromagnetischen Kalorimeter erfolgt über die elektromagnetischen Wechselwirkungen im Szintillatormaterial. Die dabei auftretenden Wechselwirkungsmechanismen werden im Folgenden beschrieben.

#### 3.1.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Trifft ein Photonenstrahl der Intensität  $I_0$  auf eine Materieschicht der Dicke  $x$ , so wird die aus der Schicht austretende Intensität durch



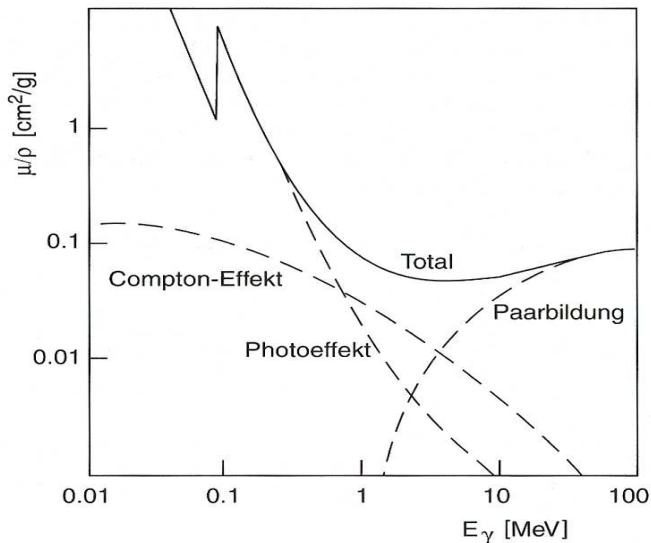


Abbildung 3.1: *Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für Photonen in Blei [GR93]*

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.1)$$

beschrieben [GR93]. Dabei setzt sich der Absorptionskoeffizient  $\mu$  aus den Teilabsorptionskoeffizienten der auftretenden Wechselwirkungsprozesse zusammen. Beiträge zur Absorption der Photonen liefern der Photoeffekt, der bei Photonenenergien  $< 100$  keV dominiert, der Compton-Effekt, der bei Energien um 1 MeV wesentlich ist, und die Paarbildung, deren Anteil bei Energien  $> 2$  MeV überwiegt. In Abbildung 3.1 ist der Verlauf des Absorptionskoeffizienten  $\mu$  über der Materialdichte  $\rho$  für Blei als Funktion der Energie dargestellt.

### Photoeffekt

Als Photoeffekt wird die Absorption der Photonenenergie durch ein Atom unter Emission eines Elektrons bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons mit der Energie  $E_\gamma$  in der K-Schale ist auf Grund der Nähe zum Atomkern, der als dritter Stoßpartner für die Impulserhaltung nötig ist, besonders groß. Definiert man  $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$  als die reduzierte Photonenenergie, kann der totale photoelektrische Wirkungsquerschnitt für den jeweiligen Energiebereich in der Form

$$\sigma_{Photo}^K = \begin{cases} \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma_{th}^e & ; \epsilon > 1 \\ \frac{1}{\epsilon} \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot 4\pi r_e^2 & ; \epsilon \gg 1 \end{cases} \quad (3.2)$$

geschrieben werden [GR93], wobei  $\sigma_{th}^e$  den Thomson-Wirkungsquerschnitt,  $Z$  die Kernladungszahl,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $r_e$  den klassischen Elektronenradius darstellt.



### Compton - Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Unter der Annahme, dass die Bindungsenergie der Elektronen gegenüber der Photonenenergie vernachlässigbar ist, können die Elektronen im Material als frei angesehen werden. Für das Verhältnis von gestreuter ( $E'_\gamma$ ) zu einfallender Energie ( $E_\gamma$ ) folgt

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}. \quad (3.3)$$

Der resultierende totale Wirkungsquerschnitt pro Elektron wird durch die Klein-Nashina-Gleichung beschrieben [GR93]. Für hohe Energien kann die Energieabhängigkeit des Compton-Wirkungsquerschnittes zu

$$\sigma_c^e \propto \frac{\ln \epsilon}{\epsilon} \quad (3.4)$$

approximiert werden. Da beim Compton-Effekt nur ein Teil der Photonenenergie auf das Elektron übertragen wird, definiert man einen energieabhängigen Streuquerschnitt

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_c^e. \quad (3.5)$$

### Paarbildung

Unter Paarbildung versteht man die Bildung von Elektron-Positron-Paaren. Bei Prozessen die im Kernfeld stattfinden und somit  $m_{Kern} \gg m_e$  ist, wird für die Bildung von Elektron-Positron-Paaren eine Photonenenergie von  $E_\gamma \geq 2m_e c^2$  benötigt. Für den Fall, dass die Kernladung nicht durch die im Atomverbund befindlichen Elektronen abgeschirmt wird ( $1 \ll \epsilon \ll 1/(\alpha Z^{1/3})$ ), ergibt sich der Paarbildungsquerschnitt zu

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln 2\epsilon - \frac{109}{54} \right). \quad (3.6)$$

Bei einer vollständigen Abschirmung der Kernladung ( $\epsilon \gg 1/(\alpha Z^{1/3})$ ) kann der Wirkungsquerschnitt aus

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (3.7)$$

berechnet werden und konvergiert somit einem energieunabhängigen Grenzwert entgegen.

### 3.1.2 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

Elektronen bzw. Positronen verlieren ihre Energie beim Durchqueren von Materie durch Ionisation oder Bremsstrahlung. Bei niedrigen Energien dominiert der

Energieverlust durch Ionisation. Schnelle Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie durch Bremsstrahlung, die entsteht wenn ein leichtes geladenes Teilchen im Coulombfeld beschleunigt bzw. abgebremst wird [DO87].

Im relativistischen Grenzbereich ist der Energieverlust

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0}. \quad (3.8)$$

Demnach wird der Energieverlust durch die Strahlungslänge  $X_0$  bestimmt. Die Strahlungslänge ist die Schichtdicke, bei deren Durchgang die mittlere Energie eines Elektrons um den Faktor  $1/e$  reduziert wird.

Bei niedrigen Elektronenenergien überwiegt dagegen der Energieverlust durch Ionisation. Das Verhältnis von Bremsstrahlungs- zu Ionisationsenergieverlusten ergibt sich näherungsweise zu

$$\frac{(\frac{dE}{dx})_B}{(\frac{dE}{dx})_I} \propto Z \cdot E. \quad (3.9)$$

Somit kann eine kritische Energie, bei der die Bremsstrahlungs- zu Ionisationsverluste gleich sind, durch

$$E_c \propto \frac{1}{Z} \quad (3.10)$$

beschrieben werden. Diese Energie ist umgekehrt proportional zur Kernladungszahl  $Z$ .

### 3.1.3 Elektromagnetischer Schauer

Die Wechselwirkungen hochenergetischer Photonen oder Elektronen mit Materie, die in Abschnitt 3.1.1 und 3.1.2 beschrieben wurden, führen im Szintillatormaterial zu einer Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Sobald die Energie der Photonen nicht mehr ausreicht Elektron-Positron-Paare zu erzeugen, bricht die Schauerentwicklung ab. Ist dabei der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung, besitzen die Elektronen die kritische Energie  $E_c$ . Die verbleibende Energie der Elektronen bzw. Positronen wird in Form von Ionisation oder Anregung übertragen. Photonen wechselwirken unterhalb der kritischen Energie durch den Compton- und Photoeffekt.

Die Klassifizierung der Szintillationsmaterialien kann somit durch folgende Kenngrößen erfolgen. Die angegebenen Proportionalitäten zur Kernladungszahl  $Z$  gelten für den Bereich von  $13 < Z < 92$  [DO87]:

1. Kritische Energie  $E_c \propto 1/Z$  : Sie gibt an, bei welcher Energie der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist.

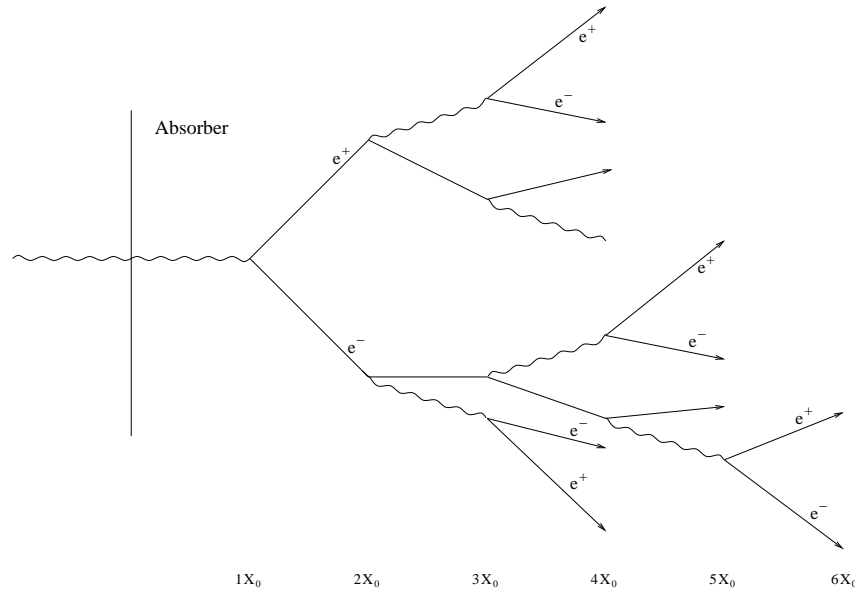


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Schauers im Absorbermaterial

2. Strahlungslänge  $X_0 \propto 1/Z^2$  : Die Strahlungslänge ist die Schichtdicke, bei deren Durchgang die mittlere Energie der Elektronen um den Faktor  $1/e$  reduziert wird.
3. Molière-Radius  $R_M \propto 1/Z$  : Der Molière-Radius eines Materials ist ein Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers im Medium.

## 3.2 $\text{PbWO}_4$ als Szintillatormaterial

Mit den bisher beschriebenen Mechanismen wird die Energie hochenergetischer Photonen in beliebigen Materialien absorbiert. In einem elektromagnetischen Kalorimeter werden als Absorber Szintillationsmaterialien verwendet, die einen Teil der im Szintillator deponierten Energie in Form von Photonen wieder abgeben. Die Wellenlänge dieser abgestrahlten Photonen liegt dabei im optischen Bereich. Durch eine anschließende Messung dieser Lichtmenge ist eine indirekte Bestimmung der Energie der hochenergetischen Photonen möglich.

Für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Experiments ist Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ ) als Szintillatormaterial vorgesehen, da dieses Material einen kompakten Aufbau und gleichzeitig eine hohe Ereignisrate gestattet.

### Eigenschaften von $\text{PbWO}_4$

Bleiwolframat zeichnet sich als Szintillator besonders durch seine hohe Dichte, die damit verbundene kleine Strahlungslänge  $X_0 \sim 0,89$  cm und den kleinen Molière-Radius aus. Diese kalorimetrischen Eigenschaften ermöglichen ein sehr kompaktes Detektordesign und gleichzeitig eine hohe Ereignisrate.

Neben Bleiwolframat gibt es weitere Szintillatoren, die vergleichbare Eigenschaften besitzen. In der Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ ) denen von Wismuthgermanat  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO), Pre-Lude<sup>TM</sup> 420  $\text{Lu}_{1,8}\text{Y}_{0,2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$  (LYSO) und Natriumjodid ( $\text{NaI(Tl)}$ ) gegenübergestellt.

Eigenschaften	NaI(Tl)	BGO	LYSO	PbWO <sub>4</sub>
Dichte [ $\text{g/cm}^3$ ]	3,67	7,13	7,1	8,28
Strahlungslänge [cm]	2,59	1,12	1,2	0,89
Molière - Radius [cm]	4,5	2,33	2,4	2,19
Abklingzeit [ns]	250	60 - 300	41	5 - 15
Max. Emission [nm]	410	480	420	420 - 440
Lichtausbeute [photons/MeV]	60000	9000	40000	100

Tabelle 3.1: *Eigenschaften anorganischer Kristalle [PD04], [BR04]*

Die Lichtausbeute der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle ist im Vergleich zu vielen anderen Szintillatoren eher gering. Eine Verbesserung der Ausbeute erfolgt durch eine zusätzliche Dotierung mit Molybdän (Mo) und/oder Lanthan (La), wodurch es aber zu einer Verlängerung der Abklingzeit kommt. Mit dieser Methode läßt sich die Lichtausbeute etwa verdoppeln. Allerdings verändert sich durch die zusätzliche Dotierung des Materials das Emissionsspektrum. Eine andere Möglichkeit die Lichtausbeute zu erhöhen, ist das Kühlen der Kristalle, was jedoch einen Anstieg der mittleren Abklingzeit des Szintillators zur Folge hat [KI99]. Die starke Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute erfordert eine extrem hohe Temperaturstabilität ( $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$ ) während des Detektorbetriebs.

Um das durch den Szintillator erzeugte Szintillationslicht auszulesen, werden geeignete Fotosensoren benötigt. Für das PANDA - Kalorimeter wird als Auslesedetektor eine Lawinenfotodiode verwendet, deren Aufbau und Funktion im anschließenden Kapitel beschrieben wird.

## Kapitel 4

# Auslese von Szintillatormaterialien

Für die Auslese der  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle im elektromagnetischen Kalorimeter wurden unterschiedliche Detektoren untersucht. Da sich das elektromagnetische Kalorimeter in einem Magnetfeld von 2 T befindet, sind für die Auslese der Szintillatorkristalle nur feldinsensitive Detektoren verwendbar, wie zum Beispiel Fotodioden, die im Gegensatz zu Fotoelektronenvervielfachern (engl.: Photomultiplier Tube, PMT) in hohen Magnetfeldern betrieben werden können. Die verwendete Lawinenfotodiode (engl.: Avalanche Photo Diode, APD) basiert auf dem Prinzip einer Fotodiode, besitzt jedoch zusätzlich eine integrierte Ladungsverstärkung sowie eine höhere Quantenausbeute. Um den Aufbau und die Funktionsweise einer APD zu erklären, wird zunächst kurz auf die zugrundeliegende Halbleiterphysik eingegangen.

### 4.1 Grundlagen der Halbleiterphysik

Betrachtet man einen Festkörper, bei dem eine Vielzahl von Atomen miteinander wechselwirken, spalten sich die erlaubten Energiezustände eines Atoms in breite Energiebänder auf. In Abbildung 4.1 a) ist schematisch die Elektronenenergie in Silizium in Abhängigkeit vom Impuls entlang der  $\langle 100 \rangle$ -Kristallachse dargestellt. Die erlaubten Energiebänder sind grau hinterlegt. Das untere Energieband wird als Valenzband und das obere als Leitungsband bezeichnet. Bei Halbleitern ist die Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband in der Größenordnung von 1 eV. Im Fall von Silizium beträgt sie 1,12 eV [SZ81].

Neben dem Bandschema ist die Zustandsdichte in der Nähe der Bandkante aufgetragen. Die Zustände werden in Festkörpern entsprechend der Fermi-Dirac-Statistik, mit der Fermienergie  $E_F$  als charakteristischem Parameter, besetzt. Multipliziert man die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f(E)$ , die in Abbildung 4.1 c) aufgetragen ist, mit der Zustandsdichte, so erhält man die Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband. Entsprechend kann man für das Valenzband mit  $1 - f(E)$  verfahren.

Eine Möglichkeit die Leitfähigkeit von Halbleitern wie Silizium, das zur vierten Hauptgruppe gehört, zu ändern besteht darin, Fremdatome aus der dritten oder

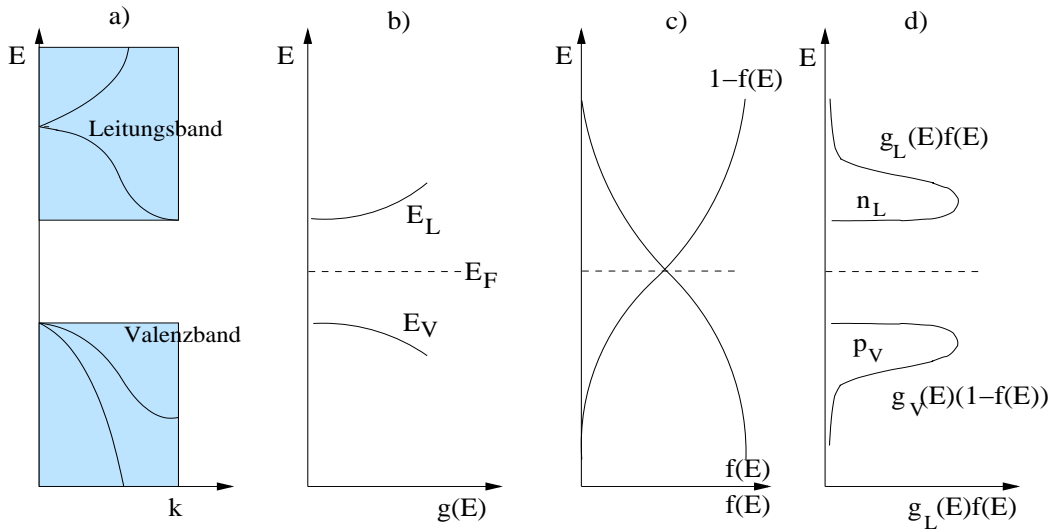


Abbildung 4.1: Das Bändermodell eines Halbleiters. In Abbildung a) ist die Elektronenenergie in Silizium in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt. Die erlaubten Energiebänder sind grau hinterlegt. In Abbildung b) ist die Zustandsdichte in der Nähe der Bandkante aufgetragen. Multipliziert man die Besetzungswahrscheinlichkeit aus Abbildung c) mit der Zustandsdichte, so erhält man die Ladungsträgerkonzentration, wie sie in Abbildung d) dargestellt ist

fünften Hauptgruppe in die Kristallstruktur einzubinden. Diesen Vorgang nennt man Dotierung. Fügt man zum Beispiel fünfwertige Phosphoratome in ein Kristallgitter aus Siliziumatomen ein, so werden nur vier der fünf Valenzelektronen des Phosphors für die Bindung im Kristallgitter benötigt. Das fünfte Elektron besetzt einen isolierten Zustand, der nur 45 meV unterhalb der Leitungsbandkante liegt, sodass diese Elektronen bei Raumtemperatur bereits nahezu vollständig ins Leitungsband angehoben werden [SZ81]. Atome, die auf diese Weise ein Elektron zum Leitungsmechanismus beisteuern, heißen Donatoratome. Ein so dotiertes Material heißt n-dotiert und ist n-leitend.

Ersetzt man im Gitter ein Silizium- durch ein Boratom, so kann das Bor nicht alle Kristallbindungen zu den vier Nachbarn mit seinen drei Valenzelektronen absättigen (Akzeptoratom). Es entsteht ein freier Zustand, der in diesem Fall ca. 45 meV oberhalb der Valenzbandkante liegt [SZ81]. Durch thermische Anregung können so leicht Elektronen aus dem Valenzband in diese isolierten Zustände gehoben werden, sodass Löcher im Valenzband entstehen.

Durch die Dotierung mit Akzeptoren oder Donatoren verschiebt sich die Fermienergie  $E_F$  entsprechend zum Valenz- oder Leitungsband. Bei der Halbleiterherstellung beträgt die Akzeptordotierungsdichte etwa  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  mit einer Substratdotierungsdichte von  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

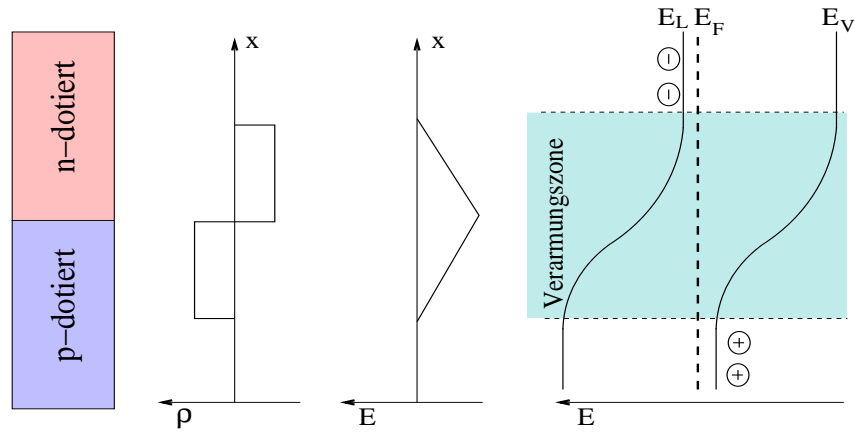


Abbildung 4.2: Ausbildung einer Verarmungszone und der dazugehörige Feldverlauf  $E$  ohne äußere Spannung

#### 4.1.1 Der pn-Übergang bei Halbleitern

Bringt man die n- und p-dotierten Materialien zusammen, findet an der Grenzschicht ein Konzentrationsausgleich der freien Ladungsträger statt. Während im p-dotierten Material eine hohe Löcherkonzentration und eine niedrige Elektronenkonzentration zu finden ist, verhält sich dies im n-dotierten Material genau entgegengesetzt. Die unterschiedliche Konzentration der Ladungsträger hat zur Folge, dass die Elektronen in das p-dotierte Material und die Löcher in das n-dotierte Material diffundieren. Der durch die Ladungsträgerdiffusion erzeugte Strom heißt Diffusionsstrom. Durch die Diffusion bleiben ortsfeste Ionen (Donator- bzw. Akzeptoratome) zurück, die ein elektrisches Feld erzeugen. Das elektrische Feld wiederum hat einen Driftstrom zur Folge, der sich so lange aufbaut, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusions- und Driftstrom einstellt. Zugleich bildet sich durch das Zusammenbringen vom n- und p-dotierten Bereichen ein gemeinsames Fermi-niveau  $E_F$  über dem gesamten pn-Übergang aus.

Im Bereich zwischen p- und n-dotierten Material entsteht eine Verarmungszone wie sie in Abbildung 4.2 gezeigt ist, die keine beweglichen Ladungsträger mehr aufweist. Die dadurch entstehende Sperrschichtkapazität ergibt sich mit der Fläche  $F$ , der Dielektrizitätskonstante von Silizium  $\epsilon_{Si}$  und der Sperrschichtdicke  $d$  aus

$$C_{dep} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si} F}{d}. \quad (4.1)$$

#### 4.1.2 Photonen im Halbleitermaterial

Um die Funktionsweise einer Fotodiode im Detail zu betrachten, wird zunächst die Wechselwirkung von optischen Photonen mit Halbleitern diskutiert. In Abbildung 4.3 ist rechts ein Photon skizziert, das im nicht depletierten n-dotierten Bereich absorbiert wird und dabei ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband hebt. Da außerhalb der Verarmungszone kein elektrisches Feld anliegt, kommt es nicht

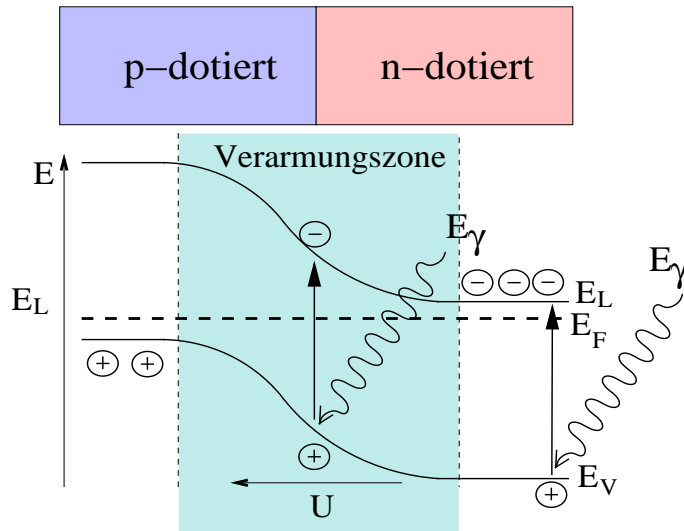


Abbildung 4.3: Wechselwirkung von Photonen mit einem Halbleitermaterial

zu einer Trennung des erzeugten Elektron-Loch-Paares, sodass von außen kein elektrisches Signal messbar ist.

Geschieht der Prozess dagegen in der Verarmungszone, findet wegen des dort vorherrschenden elektrischen Feldes eine Ladungstrennung statt. Die Elektronen bewegen sich zur n-dotierten und die Löcher zur p-dotierten Zone, was von außen als elektrischer Strom gemessen werden kann. Da die Halbleiterdiode somit nur innerhalb der Verarmungszone sensitiv auf einfallende Photonen ist, muss diese Zone möglichst ausgedehnt sein, um eine hohe Effektivität zu erreichen.

Eine Möglichkeit dies zu realisieren besteht darin, zwischen der p- und n-Schicht eine eigenleitende, sogenannte intrinsische Schicht anzuordnen. Eine solche Struktur nennt man PIN-Diode.

#### 4.1.3 Externe Spannung am pn-Übergang

Die bisherigen Betrachtungen des pn-Übergangs gingen davon aus, dass keine externe Spannung anliegt. Wird eine externe Spannung  $V$  an den pn-Übergang angelegt, führt diese Spannung zu einem zusätzlichen elektrischen Feld in der Verarmungszone. Dieses E-Feld hat eine Verbiegung des zuvor konstanten Fermi-Niveaus  $E_F$  zur Folge. Abhängig von der externen Spannung wird die Bandverbiegung vergrößert oder verkleinert. Vergrößert sich die Bandverbiegung, dann wird die Potentialschwelle größer, die die Ladungsträger überwinden müssen, und es fließt kein Strom. In diesem Fall spricht man von einem Betrieb in Sperrrichtung.

Wird durch das Anlegen der externen Spannung die Bandverbiegung verkleinert, dann verringert sich auch die Potentialschwelle und der gemessene Strom steigt an. Dabei wird der Halbleiter in Durchlassrichtung betrieben.

In Abbildung 4.4 ist die Bänderstruktur beim Anlegen einer externen Spannung am pn-Übergang noch einmal grafisch dargestellt.



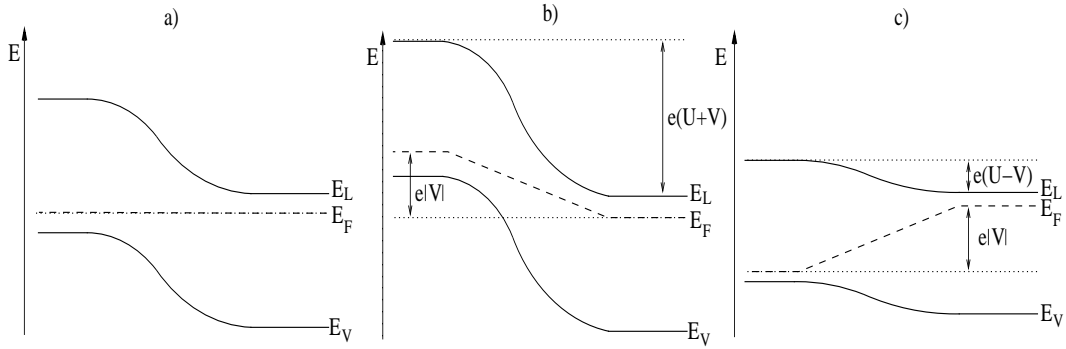


Abbildung 4.4: Darstellung eines Halbleiters, der in Abbildung a) ohne äußere Spannung, in Abbildung b) in Sperrrichtung und in Abbildung c) in Durchlassrichtung betrieben wird

#### 4.1.4 Sperrschichtdurchbruch

Wird die Diode in Sperrrichtung betrieben, beobachtet man ab einer bestimmten Spannung einen starken Anstieg des Stroms. Diese Spannung wird als Durchbruchspannung bezeichnet. Verantwortlich für diesen Durchbruch sind die folgenden zwei Mechanismen.

Der erste Mechanismus beruht auf dem Tunneleffekt. Sobald die Energiebänder im p- und n-Bereich auf Grund einer äußeren Spannung so weit gegeneinander verschoben sind, dass sich unbesetzte Zustände im Leitungsband auf dem gleichen Energieniveau befinden wie besetzte Zustände im Valenzband, gibt es bedingt durch den Tunneleffekt eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen diese Potentialbarriere durchdringen. Dieser Mechanismus wird auch als Zener-Effekt bezeichnet.

Der zweite Mechanismus ist der Lawinendurchbruch. Befindet sich ein Ladungsträger in der Verarmungszone, so wird er im dort vorhandenen E-Feld beschleunigt. Die kinetische Energie des Ladungsträgers steigt dabei stark an. Besitzt er genügend kinetische Energie, so ist der Ladungsträger in der Lage Elektronen durch Stoßanregung aus dem Valenzband ins Leitungsband zu heben und somit neue Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. Es kommt zu einem lawinenartigen Anstieg der freien Ladungsträger und damit zu einem hohen Sperrstrom. Dies wird als Lawinendurchbruch bezeichnet. Der Prozess hält sich so lange selbst aufrecht, bis die äußere Spannung abgeschaltet wird. In Abbildung 4.5 sind beide Mechanismen, der Tunneleffekt und der Lawineneffekt dargestellt.

## 4.2 Funktion einer Lawinenfotodiode

Wie bereits in der Einleitung zu Kapitel 4 geschrieben, sollen im PANDA-Experiment Lawinenfotodioden zum Einsatz kommen. Dabei handelt es sich um Fotodioden, die den zuvor beschriebenen Lawineneffekt verwenden, um eine Ladungsverstärkung zu erreichen. Hierbei macht man es sich zu nutze, dass Elektronen im

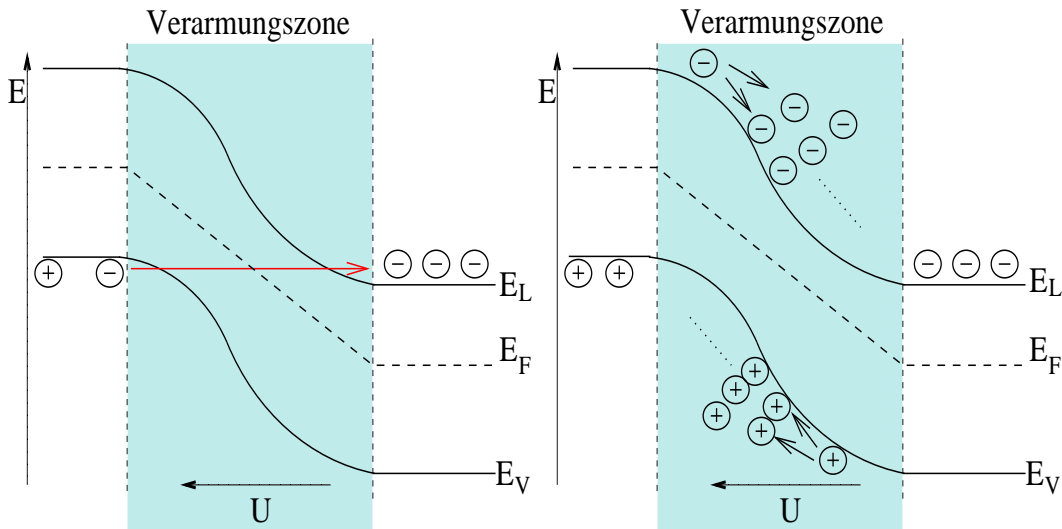


Abbildung 4.5: Darstellung des Tunneleffektes (links) und des Lawineneffektes (rechts) in einem Halbleiter

Silizium schon bei einer kleineren Sperrspannung genügend Energie aufnehmen um Elektron-Loch-Paare zu erzeugen als Löcher.

Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, entstehen bei der Absorption von Photonen in der Verarmungszone Elektron-Loch-Paare, die durch das elektrische Feld getrennt werden. Die Elektronen nehmen dabei im E-Feld genügend Energie auf, um weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Die Löcher, deren Energie nicht ausreicht, um ihrerseits Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen, fließen im Unterschied zu dem in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Prozess in den p-dotierten Bereich ab. Daher ist der Lawinenprozess nicht selbsterhaltend und bricht ab, wenn die Elektronenwolke den n-dotierten Bereich erreicht hat. Die durch die Elektronen ausgelöste Lawine führt somit zu einer linearen Verstärkung.

In Abbildung 4.6 ist der Aufbau sowie der dazugehörige Feldverlauf einer APD gezeigt. Damit die interne Verstärkung der APD unabhängig vom Absorptionsort der Photonen ist, unterteilt man die Verarmungszone in zwei Bereiche, den Konversions- und den Lawinenbereich. Im Konversionsbereich werden die einfallenden Photonen vollständig absorbiert. Charakteristisch für diesen Bereich ist, dass die Feldstärke nicht ausreicht, um einen Lawinenprozess auszulösen. Als Folge des E-Feldes bewegen sich die Elektronen zum n-dotierten Bereich. Dabei durchqueren sie den Lawinenbereich, in dem die elektrische Feldstärke oberhalb der Schwelle für eine Lawinentladung liegt. Dort kommt es somit zu dem Eingang beschriebenen Lawinenprozess.

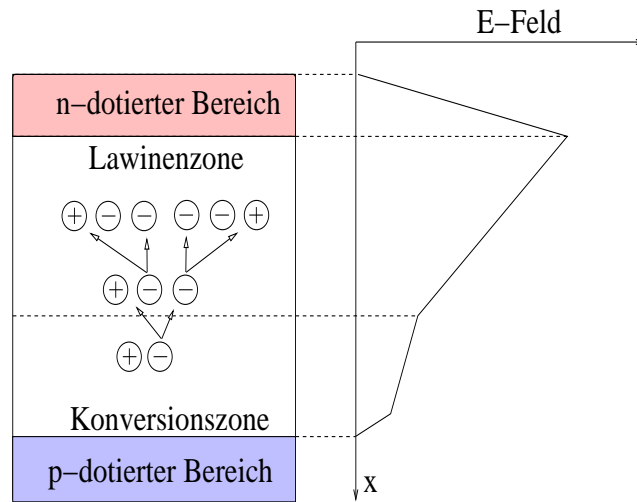


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau einer Lawinenfotodiode. Diese besteht aus dem  $n$ - und  $p$ -dotierten Bereich, der Lawinenzone und der Konversionszone. Rechts ist der entsprechende Feldverlauf gezeigt

Die für das elektromagnetische Kalorimeter vorgesehenen Lawinenfotodioden werden von der Firma Hamamatsu Photonics entwickelt. Für diese Lawinenfotodioden beträgt die Quantenausbeute bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 430 \text{ nm}$  80% bis 90%. Die Verstärkung  $M$  ist von der angelegten Sperrspannung abhängig und kann im Bereich von  $M = 1 \dots 500$  gewählt werden. Im Betrieb ist die Verstärkung ein Parameter, an dem das benötigte Signal zu Rausch Verhältniss angepasst wird. Der Dunkelstrom der Lawinenfotodiode ist ebenfalls von der Sperrspannung abhängig und liegt zwischen  $5 \text{ nA} < I_0 < 120 \text{ nA}$ .

Bei den geplanten Betriebsparametern, d.h. einer Umgebungstemperatur  $T = -20^\circ \text{ C}$  und einer Verstärkung von  $M = 50$ , wurde ein Dunkelstrom von  $I_0 = 50 \text{ nA}$  gemessen. Die Detektorkapazität der Lawinenfotodiode beträgt  $C_{det} = 270 \text{ pF}$ .



# Kapitel 5

## CMOS Technologie

Die komplementäre Metall - Oxid - Halbleiter - Technologie (CMOS) wird vorwiegend für die Herstellung integrierter Schaltkreise genutzt. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass sowohl Transistoren mit einem p - leitenden Kanal (pMOS) als auch mit einem n - leitenden Kanal (nMOS) auf demselben Substrat hergestellt werden können. Der Aufbau und die Arbeitsweise eines Transistors werden im Folgenden anhand eines nMOS - Transistors beschrieben. Der pMOS Transistor verhält sich entsprechend komplementär dazu.

### 5.1 Der MOS - Transistor

Die Abbildung 5.1 zeigt den Querschnitt eines nMOS - Transistor, der in einem p - dotierten Material das als Substrat bezeichnet wird, realisiert wurde. In das p - dotierte Material werden zwei n - dotierte Zonen eingebracht, die als Drain - und Sourcekontakt dienen. Zwischen Drain und Source befindet sich das Gate, das durch eine Oxidschicht vom Substrat isoliert ist. Um den Transistor zu betreiben werden eine Gate - Source - Spannung  $V_{gs}$ , eine Source - Drain - Spannung  $V_{ds}$  und eine Spannung zwischen Source und Substrat (*bulk*)  $V_{sb}$  angelegt. Dabei wird  $V_{sb}$  so gewählt, dass die zwischen den n - dotierten Bereichen und dem p - dotierten Substrat entstehenden Dioden in Sperrichtung vorgespannt sind.

Die Funktion eines MOS - Transistors beruht auf einer Ladungsträgerinversion unter dem Gateoxid, wodurch ein leitender Kanal zwischen Drain und Source entsteht. Dieser Kanal bildet sich aus, wenn die angelegte Gate - Source - Spannung die sogenannte Schwellenspannung  $V_t$  überschreitet. Bei verschwindender Source - Substrat - Spannung  $V_{sb} = 0$  ergibt sich nach [WE93] die Schwellenspannung  $V_{t0}$  aus der idealen Schwellenspannung  $V_{t-mos}$  und der Flachbandspannung  $V_{fb}$  zu:

$$V_{t0} = V_{t-mos} + V_{fb}. \quad (5.1)$$

Die ideale Schwellenspannung  $V_{t-mos}$  eines Halbleiters berechnet sich aus

$$V_{t-mos} = 2\phi_b + \frac{Q_b}{C_{ox}} \quad (5.2)$$

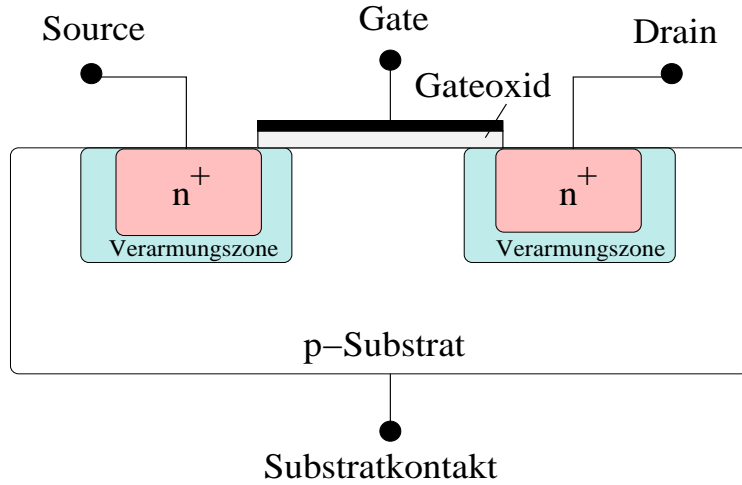


Abbildung 5.1: Querschnitt eines nMOS-Transistors. In das p-dotierte Material werden zwei n-dotierte Zonen eingebracht, die als Drain- und Sourcekontakt dienen. Zwischen Drain und Source befindet sich das Gate, das durch eine Oxidschicht vom Substrat isoliert ist

mit der Oxidkapazität  $C_{ox}$ , die sich aus der Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{ox}$  und der Dicke des Oxids  $d_{ox}$  ergibt  $C_{ox} = \epsilon_{ox}/d_{ox}$ . Die Substratladung  $Q_b$  ist dabei durch

$$Q_b = \sqrt{2\epsilon_{Si}qN_A2\phi_b} \quad (5.3)$$

gegeben. Weiterhin ist  $\epsilon_{Si}$  die Dielektrizitätskonstante von Silizium und  $q$  die Elementarladung. Das Substrat-Potential  $\phi_b$  resultiert aus

$$\phi_b = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A}{N_i} \quad (5.4)$$

mit der Boltzmannkonstanten  $k_B$ , der thermodynamischen Temperatur  $T$ , der Konzentration des Dotierstoffes  $N_A$  und der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration im Silizium  $N_i$ .

Der zweite Beitrag bei der Berechnung der Schwellenspannung ist die Flachbandspannung  $V_{fb}$ , die sich aus der Differenz der Austrittsarbeiten zwischen Metall und Halbleiter ergibt. Für sie gilt

$$V_{fb} = \phi_{ms} - \frac{Q_{fc}}{C_{ox}}. \quad (5.5)$$

In Gleichung 5.5 gibt  $Q_{fc}$  die ortsfeste Ladung an, die auf Grund von Fehlstellen an der Grenzfläche entsteht. Die Potentialdifferenz  $\phi_{ms}$  kann für einen nMOS Transistor aus

$$\phi_{ms} = - \left( \frac{E_g}{2} + \phi_b \right) \quad (5.6)$$

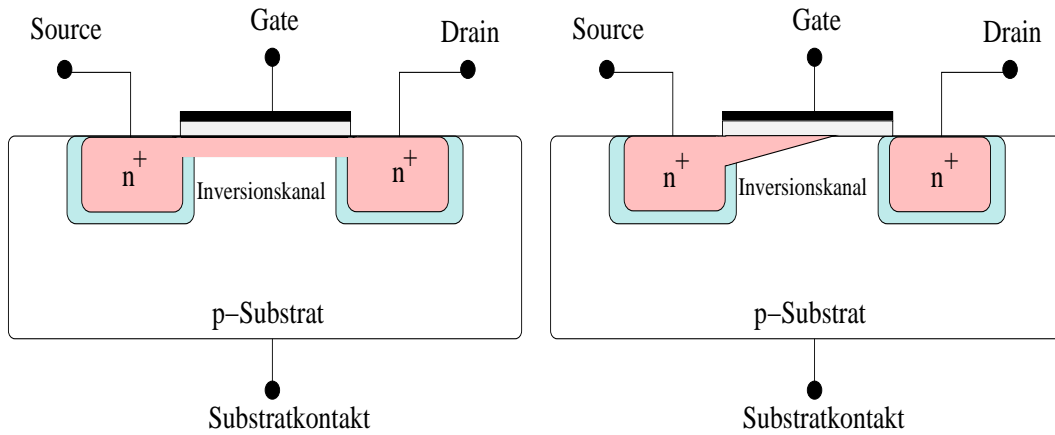


Abbildung 5.2: *Ausbildung eines Inversionskanals in einem MOS-Transistor. In der linken Abbildung ist die Ausbildung eines Inversionskanals im Betrieb des Transistors im linearen Bereich zu sehen. Die rechte Abbildung zeigt den Transistor beim Betrieb in der Sättigung*

berechnet werden, mit der Bandlücke  $E_g$ , die in Silizium 1,1 eV beträgt.

Wie Eingangs beschrieben, gibt  $V_{t0}$  die Schwellenspannung für  $V_{sb} = 0$  an. Liegt eine Spannung  $V_{sb} \neq 0$  an, ist eine Korrektur erforderlich, mit der man die Schwellenspannung aus

$$V_t = V_{t0} + \gamma \left[ \sqrt{(2\phi_b + |V_{sb}|)} - \sqrt{2\phi_b} \right] \quad (5.7)$$

erhält. Für  $\gamma$  gilt

$$\gamma = \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2q\epsilon_{Si}N_A}. \quad (5.8)$$

Anhand der Schwellenspannung  $V_t$  werden für den Transistor unterschiedliche Arbeitsbereiche definiert.

## 5.2 Arbeitsbereiche eines MOS - Transistors

### 5.2.1 Linearer Bereich

Ist die angelegte Spannung  $V_{gs}$  größer als die Schwellenspannung, bildet sich ein Inversionskanal zwischen Drain und Source aus, wie er in Abbildung 5.2 links dargestellt ist. Solange eine Spannung  $V_{ds} \ll V_{gs} - V_t$  anliegt, ist der Inversionskanal über die Strecke Drain-Source homogen und die Flächenladung  $Q_m = C_{ox}(V_{gs} - V_t)$  im Kanal ist konstant. Somit lässt sich ein Kanalwiderstand  $R_{ds}$  berechnen

$$R_{ds} = \frac{1}{\mu Q_m} \frac{L}{W}. \quad (5.9)$$

Durch Ersetzen von  $Q_m$  in Gleichung 5.9 erhält man

$$R_{ds} = \frac{1}{\beta (V_{gs} - V_t)}, \quad (5.10)$$

mit der Verstärkung  $\beta$

$$\beta = \frac{\mu\epsilon}{d_{ox}} \frac{W}{L}. \quad (5.11)$$

Die Verstärkung  $\beta$ , die auch in anderen Arbeitsbereichen eine entscheidene Rolle bei der Beschreibung des Transistorverhaltens spielt, ist sowohl von den Prozessparametern als auch von der Transistorgeometrie abhängig. Für den Entwickler sind die geometrischen Größen, die Transistorweite  $W$  und Transistorlänge  $L$ , die einzigen Parameter, mit denen die Transistoreigenschaften beeinflusst werden können. Die anderen Parameter sind ausschließlich durch den Herstellungsprozess bestimmt.

Steigt die angelegte Spannung  $V_{ds}$  weiter an, so wird das Gate-Kanal-Potential auf Grund des Spannungsabfalls entlang des Kanals ortsabhängig. Die zum Drain hin geringer werdende Konzentration freier Ladungsträger führt dazu, dass der Strom  $I_{ds}$  mit wachsender Spannung  $V_{ds}$  langsamer ansteigt. Mathematisch läßt sich der Stromverlauf für  $V_{ds} < V_{gs} - V_t$  durch

$$I_{ds(lin)} = \beta \left[ (V_{gs} - V_t)V_{ds} - \frac{V_{ds}^2}{2} \right] \quad (5.12)$$

beschreiben.

### 5.2.2 Sättigungsbereich

Erhöht man die Drain-Source-Spannung weiter, so dass  $V_{ds} > V_{gs} - V_t$  gilt, wird der Kanal an der Drainseite vollkommen abgeschnürt, wie es in Abbildung 5.2 rechts gezeigt ist. Die Folge ist, dass mit steigender Spannung  $V_{ds}$  der Strom nicht mehr ansteigt. Man spricht dabei von einem gesättigten Stromfluß der durch die Gleichung

$$I_{ds(sat)} = \beta \frac{(V_{gs} - V_t)^2}{2} \quad (5.13)$$

gegeben ist.

### 5.2.3 Korrekturen höherer Ordnung

Um den in der Praxis gemessenen Stromverlauf über den gesamten Arbeitsbereich mathematisch zu beschreiben, sind einige Korrekturen notwendig. Bei Messungen im Sättigungsbereich stellt man einen geringeren Stromfluß fest als der durch Gleichung 5.13 beschriebene. Um dieses zu korrigieren, definiert man einen Parameter  $n_s$ , der den Stromfluß in der Gleichung reduziert. Weiterhin beobachtet man mit steigender Spannung  $V_{ds}$  einen Stromanstieg, der von Gleichung 5.13 nicht wiedergegeben wird. Damit sich dieser Anstieg mathematisch beschreiben läßt, führt man



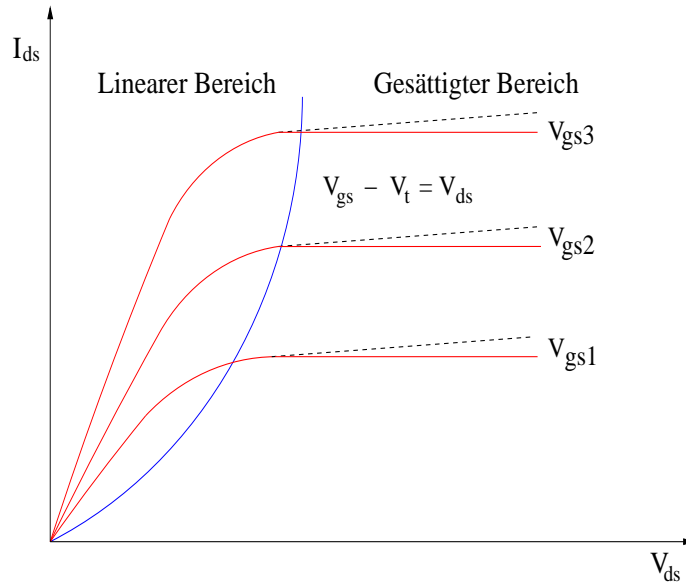


Abbildung 5.3: Kennlinie eines MOS-Transistors. Aufgetragen ist dabei der Strom  $I_{ds}$  gegen die Spannung  $V_{ds}$  für unterschiedliche Gate-Source-Spannungen  $V_{gs}$ . Die durchgezogenen Linien beschreiben dabei die idealisierten Kennlinien, wohingegen die gestrichelten Linien die Korrekturen höherer Ordnung beinhalten

den Parameter  $\lambda = 1/(V_E L)$  ein, der von der Kanallänge  $L$  und von der Early Spannung  $V_E$  [LA94] abhängt. Bezieht man diese Korrekturen ein, folgt für den Strom im Sättigungsbereich

$$I_{ds(sat)} = \frac{\beta}{2n_s} (V_{gs} - V_t)^2 (1 + \lambda V_{ds}). \quad (5.14)$$

Für den linearen Bereich führt die Korrektur zu

$$I_{ds(lin)} = \beta \left[ V_{gs} - V_t - \frac{n_s}{2} V_{ds} \right] V_{ds}. \quad (5.15)$$

Die verwendeten Parameter  $n_s$  und  $\lambda$  werden empirisch aus Messungen bestimmt. Der Verlauf der Transistorkennlinie für die beiden beschriebenen Arbeitsbereiche ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die durchgezogene Linie beschreibt die idealisierte Strom-Spannungs-Kennlinie, wohingegen die gestrichelte Kennlinie die Korrekturen höherer Ordnung beinhaltet.

#### 5.2.4 Schwache Inversion

Ist die Gate-Source-Spannung  $V_{gs}$  kleiner als die Schwellenspannung  $V_t$ , wird dieser Arbeitsbereich als schwache Inversion bezeichnet. In diesem Arbeitsbereich wird der Stromfluß durch Ladungsträgerdiffusion dominiert. Charakteristisch dabei ist, dass der Strom exponentiell mit dem Verhältnis aus  $qV_{gs}$  zur thermischen Energie  $k_B T$  ansteigt. Es gilt

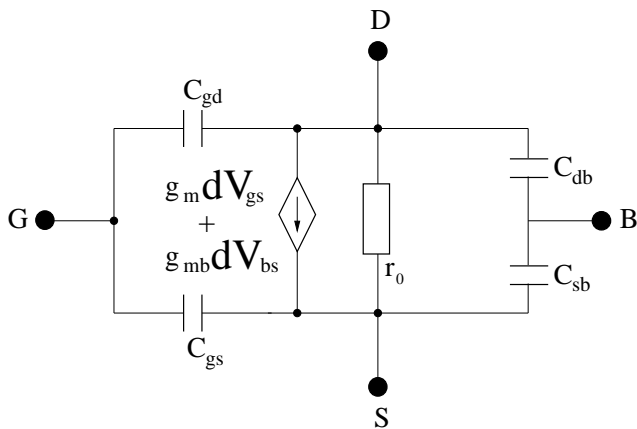


Abbildung 5.4: Kleinsignal-Ersatzschaltung eines MOS-Transistors, das aus einer spannungsgesteuerten Stromquelle zwischen Drain und Source, einen Innenwiderstand  $r_0$  sowie den parasitären Kapazitäten besteht

$$I_{ds} = \frac{W}{L} I_{D0} \exp \frac{V_{gs}}{nk_B T/q}. \quad (5.16)$$

Der Faktor  $n$  (Slope factor) beschreibt dabei die Steigung des exponentiellen Anstiegs.

Eine analoge Betrachtung kann für den pMOS Transistor unter Vertauschung der p- und n-Dotierung durchgeführt werden. Zu beachten sind jedoch die unterschiedlichen Ladungsträgerbeweglichkeiten für Elektronen und Löcher. Als Konsequenz ergibt sich, dass bei gleicher Kanalbreite ein nMOS Transistor etwa den doppelten Strom gegenüber einem pMOS Transistor aufbringt.

### 5.3 Kleinsignalverhalten

Für die Entwicklung von analogen Transistorschaltungen werden geeignete Transistormodelle benötigt, um deren Verhalten zu beschreiben. Bei kleinen Aussteuerungen um den Arbeitspunkt kann die Kleinsignal-Ersatzschaltung verwendet werden, die in Abbildung 5.4 gezeigt ist. Mit Hilfe der Kleinsignal-Ersatzschaltung ist es möglich dynamische Eigenschaften von Transistoren zu betrachten.

In der Ersatzschaltung wird der Transistor durch eine von  $V_{gs}$  und  $V_{bs}$  gesteuerte Stromquelle ersetzt, wobei die Steuerung durch die Steilheit  $g_m$  bzw.  $g_{mb}$  beschrieben wird. Die Steilheit  $g_m$  ist dabei definiert als

$$g_m = \frac{dI_{ds}}{dV_{gs}}. \quad (5.17)$$

Für die verschiedenen Arbeitsbereiche des Transistors erhält man somit

$$g_m = \begin{cases} \frac{I_{ds}}{nkT/q} & \text{Schwache Inversion} \\ \beta V_{ds} & \text{Linearer Bereich} \\ 2\sqrt{\frac{\beta}{n_s} I_{ds}} & \text{Sättigungsbereich.} \end{cases} \quad (5.18)$$

Analog berechnet man die Steilheit  $g_{mb}$  aus der Gleichung

$$g_{mb} = \frac{dI_{ds}}{dV_{bs}}. \quad (5.19)$$

Der Einfluß der Drain-Source-Spannung  $V_{ds}$  auf den Strom  $I_{ds}$  wird durch den Widerstand  $r_o$  modelliert, welcher definiert ist als

$$r_o = \frac{dV_{ds}}{dI_{ds}}. \quad (5.20)$$

Durch Ableiten der Gleichung 5.14 bzw. 5.15 folgt für der Widerstand  $r_o$

$$r_o = \begin{cases} \frac{1}{\beta}(V_{gs} - V_t - n_s V_{ds})^{-1} & (1) \text{ Linearer Bereich} \\ \frac{V_E L}{I_{ds(sat)}} & (2) \text{ Sättigungsbereich.} \end{cases} \quad (5.21)$$

Zu beachten ist, dass nach Gleichung 5.21 (2) der Entwickler die Möglichkeit hat, über die Gatelänge  $L$  direkt Einfluss auf den Ausgangswiderstand  $r_o$  zu nehmen, während  $V_E$  ein Prozessparameter ist und  $I_{ds}$  meist durch das Schaltungsdesign vorgegeben wird.

Für die Beschreibung des dynamischen Verhaltens sind neben dem Stromfluss auch die parasitären Kapazitäten relevant, die sich durch den Aufbau des Transistors ergeben. Sie werden durch die Kondensatoren  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ,  $C_{ds}$  und  $C_{sb}$  beschrieben. Während sich  $C_{ds}$  und  $C_{sb}$  aus den Sperrschichtkapazitäten der Source- und Drainzonen ergeben, stehen  $C_{gs}$  und  $C_{gd}$  für die Kapazitäten zwischen dem Gate und dem Kanal mit dem Gateoxid als Dielektrikum. Für eine genauere Betrachtung der Kapazitäten und deren Berechnung wird auf die Literatur [LA94] verwiesen.



# Kapitel 6

## Rauschtheorie

Das Rauschen des Auslesesystems bestimmt im Experiment die Energieauflösung und die Ansprechschwelle des Kalorimeters im unteren Energiebereich. Aus diesem Grund kommt der Rauschtheorie bei der Entwicklung der Ausleseelektronik eine zentrale Bedeutung zu. Gegenstand der Rauschtheorie ist die Beschreibung der auftretenden Rauschquellen und deren Auswirkungen auf die Ausleseelektronik. Anhand der aus der Rauschtheorie resultierenden Zusammenhänge werden die Designparameter für die Entwicklung des Vorverstärkers gewählt.

In elektronischen Bauelementen zeigen sich diese Prozesse in Folge der Teilchennatur der Ladungsträger mit ihren- teils auch temperaturabhängigen- Elektronenbewegungen als statistisch schwankende Dichte- und Geschwindigkeitswerte. Die daraus resultierenden zufälligen Fluktuationen der Spannung (oder des Stroms) werden als Rauschen dieser Bauelemente bezeichnet. In der Rauschtheorie behandelt man drei Rauschquellen, die im Folgenden näher erläutert werden.

### 6.1 Rauschquellen

Um das Rauschen von komplexen Systemen zu beschreiben, wird das mit Rauschen behaftete System in ein rauschfreies System und eine virtuelle Rauschquelle überführt. In Abbildung 6.1 ist links ein mit Rauschen behafteter Widerstand abgebildet. Rechts wird das Rauschen des Widerstands in virtuellen Rauschquellen zusammengefasst, wobei der Widerstand selbst als rauschfrei angenommen wird.

Da der zeitliche Mittelwert der Rauschspannung bzw. des Rauschstroms verschwindet, wird der Betrag des Rauschens durch das gemittelte Spannungsquadrat  $\bar{u}^2$  bzw. Stromquadrat  $\bar{i}^2$  angegeben. Die sogenannte spektrale Dichte  $v_f^2$  [ $V^2/Hz$ ] bzw.  $i_f^2$  [ $A^2/Hz$ ] ist definiert als

$$v_f^2 = \frac{d\bar{u}^2}{df} \quad \text{bzw.} \quad i_f^2 = \frac{d\bar{i}^2}{df}. \quad (6.1)$$

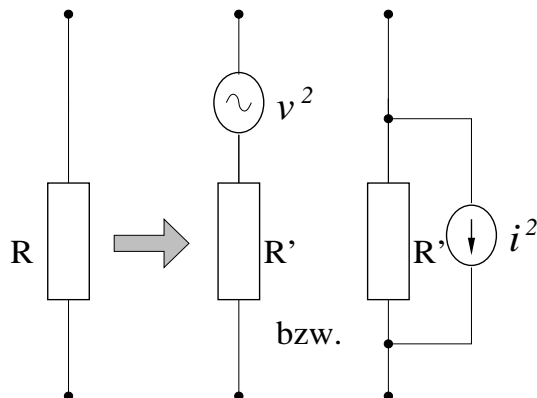


Abbildung 6.1: Ein mit Rauschen behafteter Widerstand  $R$  wird in der Rauschtheorie durch einen rauschfreien Widerstand  $R'$  und eine Rauschquelle beschrieben

### 6.1.1 Thermisches Rauschen

Da die freien Ladungsträger in einem Leiter oder Halbleiter über die Ankopplung an das Atomgitter durch Stöße mit diesem im thermischen Gleichgewicht stehen, beobachtet man entsprechende statistische Fluktuationen im Ladungsträgerfluß, die man als thermisches Rauschen bezeichnet. Die Besonderheit des thermischen Rauschens ist die lineare Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ , was auch bedeutet, dass das Rauschen durch Kühlen verringert werden kann. Für einen Widerstand  $R$  gilt für die spektrale Dichte

$$i_{f(therm)}^2 = \frac{4k_B T}{R}. \quad (6.2)$$

Nach Gleichung 6.2 ist das thermische Rauschen frequenzunabhängig. Es wird daher auch als weißes Rauschen bezeichnet.

Eine ähnliche Beschreibung kann auf Transistoren übertragen werden. Anders als beim Widerstand ist der Transistorleitwert beim Betrieb in den unterschiedlichen Arbeitsbereichen nicht homogen über die Kanallänge. Um das Rauschen des Transistors zu bestimmen, wird daher über infinitesimale Stücke des Kanals integriert. Somit kann die spektrale Dichte aus der Gleichung

$$i_{f(therm)}^2 = 4kT \frac{\mu^2 W}{L^2 I_{ds}} \int_0^{V_{ds}} Q_m^2(V) dV \quad (6.3)$$

berechnet werden [CH91]. In dieser Gleichung sind  $L$  und  $W$  die Gatelänge bzw. -breite,  $\mu$  die Ladungsträgerbeweglichkeit,  $I_{ds}$  der Stromfluß zwischen Drain und Source und  $Q_m = C_{ox}(V_{gs} - V_T(x) - V(x))$  die Inversionsladung des Kanals. Bei der Lösung dieser Gleichung muss zwischen den einzelnen Arbeitsbereichen des Transistors unterschieden werden. Für einen Transistor, der im linearen bzw. Sättigungsbereich betrieben wird, erhält man das Rauschen aus

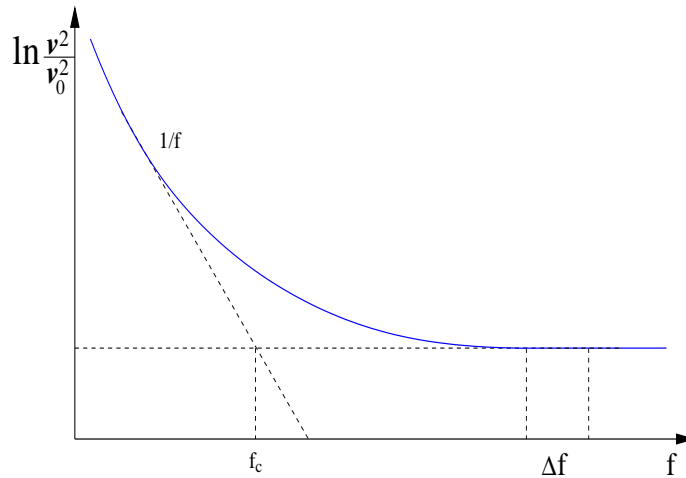


Abbildung 6.2: Darstellung der spektralen Dichte, die sich aus dem frequenzabhängigen Anteil sowie dem weißen Rauschen zusammensetzt. Die Rauscheckfrequenz  $f_c$  beschreibt die Grenze zwischen dem weißen und dem  $1/f$  Rauschen

$$i_{f(therm)}^2 = \begin{cases} 4kTg_m & (1) \text{ Linearer Bereich} \\ 4kT\frac{2}{3}g_m & (2) \text{ Sättigungsbereich.} \end{cases} \quad (6.4)$$

Beim Betrieb eines Transistors im Bereich der schwachen Inversion ergibt sich das Rauschen aus

$$i_{f(therm)}^2 = 2qI_{ds} \left( 1 + \exp\left(-\frac{V_{ds}}{kT/q}\right) \right). \quad (6.5)$$

Mit der Annahme, dass  $V_{ds} \gg kT/q$  ist und der Gleichung 5.18, vereinfacht sich die Gleichung 6.5 zu

$$i_{f(therm)}^2 = 2kTg_m. \quad (6.6)$$

Ein Vergleich der Gleichungen 6.4 und 6.6 zeigt, dass das Rauschen eines Transistors der im Bereich der schwachen Inversion betrieben wird, am geringsten ist.

### 6.1.2 1/f Rauschen

Zusätzlich zum thermischen Rauschen beobachtet man bei allen elektrischen Bauelementen Rauschmechanismen, deren spektrale Leistungsdichte umgekehrt proportional mit der Frequenz abnimmt. Man fasst diese Prozesse daher unter dem Begriff  $1/f$  Rauschen zusammen. Wie in Abbildung 6.2 zu erkennen, dominiert bei tiefen Frequenzen die  $1/f$  Komponente, bei hohen Frequenzen das sogenannte weiße Rauschen. Die Grenze zwischen den beiden Bereichen wird als Rauscheckfrequenz  $f_c$  bezeichnet.

Die physikalischen Ursachen des  $1/f$  Rauschens sind nicht vollständig verstanden. Der Grund ist, dass das  $1/f$  Rauschen keine einheitliche Ursache zu haben scheint,

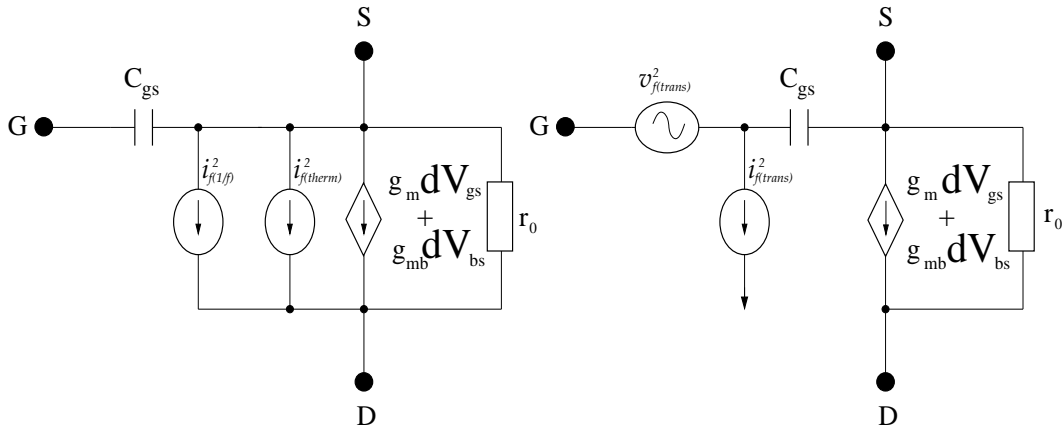


Abbildung 6.3: Rauschmodell eines MOS-Transistors. Das thermische- sowie das  $1/f$  Rauschen des Transistors wird zur weiteren Berechnung in eine Strom- bzw. Spannungsquelle am Gate-Eingang überführt

sondern von einer Vielzahl von Schwankungsprozessen abhängt, die dann zusammen zum  $1/f$  Spektrum führen. Empirisch ergibt sich für das  $1/f$  Rauschen die spektrale Dichte aus

$$i_{f(1/f)}^2 = \frac{K_f g_m^2}{C_{ox}^2 W L f} \quad (6.7)$$

Die dabei auftretende Größe  $K_f$  ist ein Prozessparameter, der sich für n- und pMOS Transistor um etwa eine Größenordnung unterscheidet.

In Abbildung 6.3 ist links das Transistor-Kleinsignalmodell aus Abschnitt 5.3 gezeigt, in das die Rauschquellen  $i_{f(therm)}^2$  und  $i_{f(1/f)}^2$  eingefügt sind. Um das Transistorrauschen mit dem Eingangssignal vergleichen zu können, werden die beiden Stromquellen über die Transistorsteilheit  $g_m$  in eine Spannungsquelle  $v_{trans}^2$  transformiert, die in Abbildung 6.3 rechts dargestellt ist. Für  $v_{trans}^2$  gilt dann unter der Annahme, dass eine schwachen Inversion vorliegt

$$v_{f(trans)}^2 = \frac{K_f}{C_{ox}^2 W L f} + 2kT \frac{1}{g_m} \quad (6.8)$$

Bei Bedarf kann die Rauschspannungsquelle  $v_{f(trans)}^2$  auch über die Kapazität  $C_{gs}$  in eine Stromquelle überführt werden, was in Abbildung 6.3 ebenfalls gezeigt ist.

### 6.1.3 Schrotrauschen

Ein vor allem für Dioden sehr wichtiger Rauschmechanismus ist das Schrotrauschen. Das Schrotrauschen wird durch das Überschreiten von elektrischen Potenzialstufen der quantisierten Ladung verursacht. Im Halbleiter sind die Potenzialdifferenzen zum Beispiel durch einen pn-Übergang gegeben.

Ähnlich wie beim thermischen Rauschen wird auch beim Schrotrauschen im Halbleitermaterial eine virtuelle Rauschquelle angenommen, wobei der Halbleiter ebenfalls



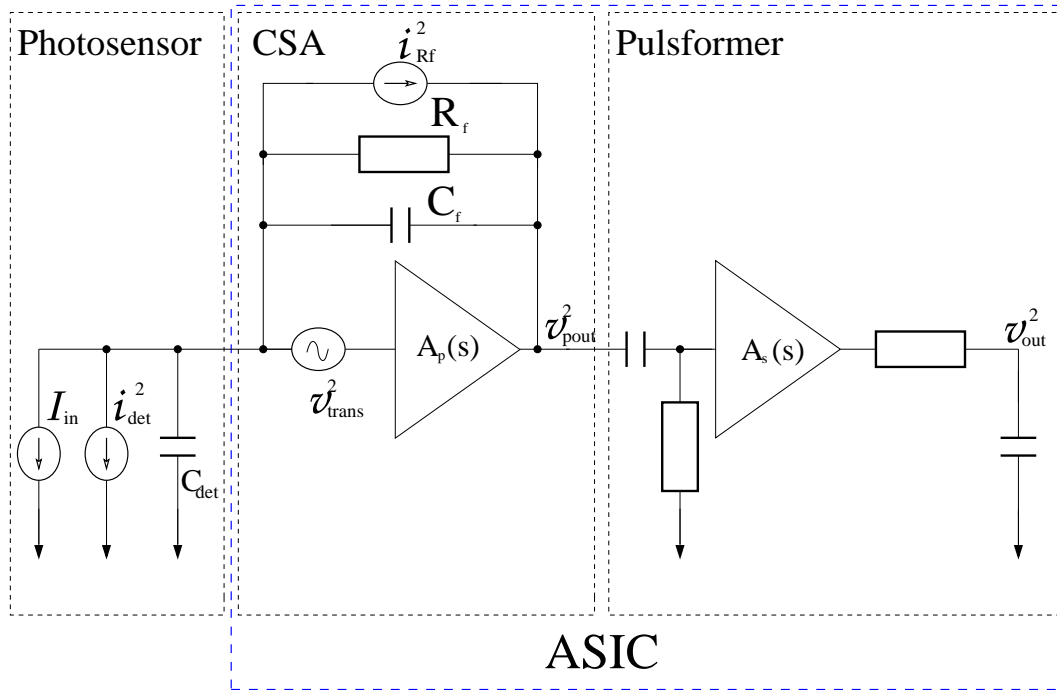


Abbildung 6.4: Ausleseketten bestehend aus einem Photosensor, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und Pulsformer

als rauschfrei angesehen wird. Die spektrale Dichte ergibt für das Schrotrauschen die Beziehung

$$i_{f(\text{schrot})}^2 = 2 I_0 q . \quad (6.9)$$

Schrotrauschen ist somit ebenfalls ein weißes Rauschen, da es wie das thermische Rauschen frequenzunabhängig ist.

## 6.2 Rauschen der Ausleseelektronik

### 6.2.1 Rauschquellen des Vorverstärkers

In Abbildung 6.4 ist das Blockschaftbild der Ausleseketten gezeigt. Die in der Lawinenfotodiode generierte Ladung wird vom ladungsempfindlichen Vorverstärker (engl.: Charge Sensitive Amplifier, CSA) ausgelesen. Um das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Ausgangsspannung zu verbessern, wird anschließend ein Pulsformer verwendet, der das Ausgangssignal der Eingangsstufe in eine gaußähnliche Form bringt. Am Ausgang der Pulsformerstufe erhält man einen Spannungspuls, dessen Amplitude proportional zur Eingangsladung ist.

Bei der Rauschbeschreibung der Ausleseketten werden nur die drei dominierenden Rauschquellen

- $i_{f(det)}^2$ : Rauschen der Lawinenfotodiode
- $v_{f(trans)}^2$ : Rauschen des Eingangstransistors
- $i_{f(Rf)}^2$ : Rauschen des Widerstands  $R_f$

berücksichtigt. Zusätzlich zu den Rauschquellen geht eine weitere Größe der Lawinenfotodiode, die Detektorkapazität  $C_{det}$ , in die Rauschbetrachtung ein. Das Rauschen der übrigen Komponenten wird auf Grund ihrer geringen Beiträge bei der folgenden Diskussion vernachlässigt.

Um das Gesamtrauschen zu bestimmen, berechnet man zunächst die Rauschdichte  $v_{f(pout)}^2$  am Ausgang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers, wobei die Näherung genutzt wird, dass der Entladewiderstand  $R_f$  wesentlich größer ist als der komplexe Widerstand  $X_c = (i\omega C_f)^{-1}$ . Bei der Berechnung der Rauschdichte  $v_{f(pout)}^2$  werden die in Abbildung 6.4 eingezeichneten Rauschstromquellen mit dem komplexen Widerstand  $X_c$  und die Rauschspannungsquelle  $v_{f(trans)}^2$  mit dem komplexen Spannungsteiler, der sich vereinfacht als  $C_t^2/C_f^2$  schreiben lässt, multipliziert. Somit folgt:

$$v_{f(pout)}^2(s) = \left[ i_{f(Rf)}^2 + i_{f(det)}^2 \right] \frac{1}{(i\omega C_f)^2} + \left[ \frac{C_t}{C_f} \right]^2 v_{f(trans)}^2. \quad (6.10)$$

Die Gesamtkapazität  $C_t$  setzt sich dabei aus der Summe der Einzelkapazitäten  $C_t = C_{gs} + C_{gd} + C_{det} + C_f$  zusammen.

Um das Gesamtrauschen  $v_{f(out)}^2$  am Ausgang des Pulsformers zu erhalten, muss zusätzlich das Übertragungsverhalten des Pulsformers berücksichtigt werden.

### 6.2.2 Übertragungsfunktion des Pulsformers

Eine gaußähnliche Pulsform lässt sich durch Differenzieren und anschließendes Integrieren des Eingangssignals mit entsprechenden CR- bzw. RC-Gliedern erreichen. Der in Abbildung 6.4 gezeigte Pulsformer besteht daher aus einem Differenzierglied und n-Integrationsgliedern. Um das Übertragungsverhalten des Pulsformers zu bestimmen, betrachtet man zunächst die einzelnen passiven Filter. Für einen RC-Filter berechnet sich die Ausgangsspannung aus

$$U_a = \frac{R}{X_c + R} U_e. \quad (6.11)$$

Setzt man in diese Gleichung die Zeitkonstante  $\tau_0 = RC$  sowie die in der Laplace-Transformation benutzte komplexe Frequenz  $s = \sigma + i\omega$  ein, so folgt für die Übertragungsfunktion  $G_{diff}(s)$  eines Differenziergliedes

$$G_{diff}(s) = \frac{U_a}{U_e} = \frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0}. \quad (6.12)$$

Analog dazu gilt für die Übertragungsfunktion eines CR-Filters

$$G_{int}(s) = \frac{1}{1 + s\tau_0} . \quad (6.13)$$

Um die Übertragungsfunktion  $H_s(s)$  eines Pulsformers zu bestimmen, der aus einem Differenzglied und  $n$ -Integrationsglieder besteht, multipliziert man die entsprechende Anzahl der Übertragungsfunktionen. Wird das Signal bei der Pulsformung noch zusätzlich verstärkt, wird der Verstärkungsfaktor  $A$  im jeweiligen Term berücksichtigt. Mathematisch lässt sich somit die Übertragungsfunktion  $H_s(s)$  eines Pulsformers beschreiben als

$$H_s(s) = \frac{V_{out}(s)}{V_{in}} = \left( \frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0} \right) \left( \frac{A}{1 + s\tau_0} \right)^n . \quad (6.14)$$

Nach der in Abbildung 6.4 dargestellten Auslekette ist das Ausgangssignal des Vorverstärkers das Eingangssignal des Pulsformers. Dabei lässt sich die durch den Vorverstärker erzeugte Ausgangsspannung mit  $R_f \rightarrow \infty$  als  $V_{in} = Q_{in}/C_f$  schreiben. Durch das Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung 6.14 folgt für die Ausgangsspannung eines Pulsformers

$$V_{out}(s) = \left( \frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0} \right) \left( \frac{A}{1 + s\tau_0} \right)^n \frac{Q_{in}}{sC_f} . \quad (6.15)$$

Unter Anwendung der inversen Laplace-Transformation ergibt sich aus Gleichung 6.15 die Ausgangsspannung

$$V_{out}(t) = \frac{Q_{in}A^n n^n}{C_f n!} \left( \frac{t}{\tau_s} \right)^n e^{-nt/\tau_s} . \quad (6.16)$$

Die Integrationszeit ist dabei durch  $\tau_s = n \tau_0$  gegeben. Diese Darstellung beschreibt einen gaußähnlichen Spannungsverlauf, worin der Name *Semi-Gaussian-Shaper* seinen Ursprung hat. Für den Spezialfall  $t = \tau_s$  folgt für die Amplitude

$$V_{out} = \frac{Q_{in}A^n n^n}{C_f n! e^n} . \quad (6.17)$$

### 6.2.3 Berechnung des Gesamt rauschen

Zur Beschreibung des Rauschens eines Auslesesystems, bei dem die Ausgangssignale durch eingehende Ladungssignale erzeugt werden, führt man den Begriff der äquivalenten Rauschladung (engl.: Equivalent Noise Charge, ENC) ein. Der ENC-Wert gibt dabei an, wie groß die Ladungsmenge am Eingang des Vorverstärkers sein muss, um eine Spannung am Ausgang zu erzeugen, die der Rauschspannung entspricht. Für die Berechnung der äquivalenten Rauschladung benötigt man die Rauschspannung  $v_{f(tot)}$ , resultierend aus der Rauschdichte sowie die Ladungsverstärkung  $A_q = V_{out}/Q_{in}$ . Damit erhält man die äquivalente Rauschladung aus

$$ENC = \frac{v_{tot}}{A_q} . \quad (6.18)$$

Um die Ausgangsspannung  $v_{tot}$  zu bestimmen, wird die Rauschdichte  $v_{f(pout)}^2$  mit der Übertragungsfunktion  $H_s(s)$  des Pulsformers aus Gleichung 6.14 gewichtet und über die Frequenz integriert, so dass für das Spannungsquadrat folgt

$$v_{tot}^2 = \int_0^\infty [v_{f(pout)}(s)]^2 [H_s(s)]^2 df. \quad (6.19)$$

Die in Gleichung 6.19 enthaltenen Rauschbeiträge lassen sich in das thermische-, das 1/f- sowie des Schrotrauschen unterteilen und werden im Folgenden einzeln berechnet.

### Thermisches Rauschen

Ein wesentlicher Beitrag zum Gesamtrauschen liefert das thermische Rauschen des Eingangstransistors. Durch Einsetzen der Gleichungen 6.10 und 6.14 in die Gleichung 6.19 folgt für das Spannungsquadrat

$$v_{tot(therm)}^2 = \int_0^\infty 2 kT \frac{1}{g_m} \left( \frac{C_t}{C_f} \right)^2 \frac{(2\pi f \tau_0)^2 A^{2n}}{[1 + (2\pi f \tau_0)^2]^{n+1}} df. \quad (6.20)$$

Das Lösen des Integrals ergibt

$$v_{tot(therm)}^2 = 2 kT \frac{1}{g_m} \left( \frac{C_t}{C_f} \right)^2 \frac{A^{2n} B(\frac{3}{2}, n - \frac{1}{2}) n}{4\pi \tau_s}. \quad (6.21)$$

Die in der Gleichung auftretende Funktion  $B(3/2, n - 1/2)$  ist die Beta-Funktion. Für unterschiedliche Integrationsordnungen  $n$  sind die Werte der Beta-Funktion in Tabelle 6.1 dargestellt.

n	1	2	3	4	5
$B(\frac{3}{2}, n - \frac{1}{2})$	1.57	0.39	0.20	0.12	0.086
$B(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2})$	1.57	1.17	0.98	0.86	0.77
$n!^2 e^{2n} / n^{2n}$	7.39	13.64	19.92	26.20	32.48

Tabelle 6.1: Werte der Beta-Funktion für unterschiedliche Integrationsordnungen  $n$

Somit folgt für das äquivalente Rauschen, welches durch den Eingangstransistor verursacht wird

$$ENC_{therm}^2 = 2 k_B T \frac{1}{g_m} \frac{C_t^2 B(\frac{3}{2}, n - \frac{1}{2}) n n!^2 e^{2n}}{q^2 4\pi \tau_s n^{2n}}. \quad (6.22)$$

Nach Gleichung 6.22 wird das Rauschen zum einen durch den Arbeitsbereich des Transistors als auch durch die Transistorsteilheit  $g_m$  bestimmt. Die Detektorkapazität  $C_{det}$ , die der dominierende Bestandteil der Gesamtkapazität  $C_t$  ist, hat ebenfalls einen wesentlichen Einfluss auf das Gesamtrauschen. Um das Rauschen zu minimieren, stehen als freie Parameter die Transistorsteilheit  $g_m$ , die Integrationszeit  $\tau_s$  und die Integratorordnung  $n$  zur Verfügung. Diese Parameter werden anhand der vom Experiment vorgegebenen Randbedingungen bestimmt.

### 1/f Rauschen

Ein weiterer Rauschbeitrag des Eingangstransistors ergibt sich aus dem 1/f Rauschen. Das äquivalente Rauschen ergibt sich hierfür aus

$$ENC_{1/f}^2 = \frac{K_f}{C_{ox}^2} \frac{C_t}{W L} \frac{n!^2 e^{2n}}{q^2 2n n^{2n}}. \quad (6.23)$$

Wie man aus der Gleichung entnehmen kann, ist das 1/f Rauschen von der Transistorsteilheit  $g_m$  sowie von der Integrationszeit  $\tau_s$  unabhängig. Zugleich ist jedoch eine Abhängigkeit von der Anzahl der Integrationsglieder  $n$  gegeben.

Für die Entwicklung sind hier die entscheidenden Parameter die Transistorbreite bzw. -länge, denn anhand dieser Parameter nimmt der Entwickler direkt Einfluß auf das Gesamtrauschen.

### Schrotrauschen

Der vom Schrotrauschen kommende Beitrag zum Gesamtrauschen wird durch den Dunkelstrom  $I_0$  des Detektors bestimmt. Dabei gilt:

$$ENC_{schrot}^2 = 2 q I_0 \frac{\tau_s B(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2})}{q^2 4 \pi n} \frac{n!^2 e^{2n}}{n^{2n}}. \quad (6.24)$$

Anders als beim thermischen Rauschen ist das Schrotrauschen proportional zur Integrationszeit  $\tau_s$ . Weiterhin zeigt Gleichung 6.24, dass das Rauschen nur von den Eigenschaften des Detektors und des Pulsformers abhängt.

### Rauschbeitrag vom Entladewiderstand $R_f$

Das äquivalente Rauschen, dass durch den Entladewiderstand  $R_f$  verursacht wird, erhält man aus

$$ENC_{R_f}^2 = \frac{4 k T}{R_f} \frac{\tau_s B(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2})}{q^2 4 \pi n} \frac{n!^2 e^{2n}}{n^{2n}}. \quad (6.25)$$

Nach Gleichung 6.25 nimmt das Rauschen mit größerem Widerstand  $R_f$  ab. Daher wird der Widerstand größtmöglich gewählt, jedoch mit der Einschränkung, dass die erwartete Ereignisrate von der Elektronik verarbeitet werden kann.

Das Gesamtrauschen ( $ENC_T$ ) der Ausleseelektronik setzt sich somit aus der quadratischen Addition der beschriebenen Einzelrauschbeiträge zusammen

$$ENC_T = \sqrt{ENC_{therm}^2 + ENC_{1/f}^2 + ENC_{schrot}^2 + ENC_{R_f}^2}. \quad (6.26)$$

## 6.3 Kriterien für die Parameterauswahl

Die in den Gleichungen 6.22 bis 6.25 auftretenden freien Parameter müssen so gewählt werden, dass sie die Anforderungen des PANDA - Experiments erfüllen. Dabei sind Parameter wie die Temperatur bereits durch andere Randbedingungen im

Experiment vorgegeben. Wie in Kapitel 3 bereits beschrieben, erhöht sich bei tiefen Temperaturen die Lichtausbeute der Kristalle deutlich, weshalb ein Betrieb des Kalorimeters im Bereich von  $T = -20^\circ \text{C}$  geplant ist.

Die Detektorkapazität  $C_{det} = 270 \text{ pF}$  ist ebenfalls durch die Wahl der Lawinenfotodiode als Auslesedetektor festgelegt. Bei einer Betriebstemperatur von  $T = -20^\circ \text{C}$  und einer internen Verstärkung der APD von  $M = 50$ , beträgt laut Datenblatt der Dunkelstrom  $I_0 = 50 \text{ nA}$ . Aus der Lichtausbeute der Kristalle und der internen Verstärkung der APD resultiert eine Eingangsladung  $Q_{in}$  von  $13\,000 e^- / \text{MeV}$ .

Detaillierte Simulationen des PANDA - Detektors ergaben, dass im Experimentbetrieb mit einer Ereignisrate von  $350 \text{ kHz}$  pro Kristall zu rechnen ist. Die deponierte Photonenenergie im Kristall beträgt dabei bis zu  $5 \text{ GeV}$ . Aus der Vorgabe, dass die  $1 \text{ MeV}$  Photonen im Einzelkristall nachgewiesen werden sollen, resultiert ein dynamischer Bereich von etwa  $10\,000$ , der bei einer Rate von bis zu  $350 \text{ kHz}$  von der Elektronik erfasst werden soll.

Letztendlich bleiben für die Entwicklung als freie Parameter die Integrationskapazität  $C_f$ , der Entladewiderstand  $R_f$ , die Transistorbreite  $W$  bzw. -länge  $L$ , der Strom  $I_{ds}$ , die Integrationszeit  $\tau_s$  sowie die Integratorordnung  $n$ , mit denen das Gesamttrauschen minimiert werden muss.

### Integrationskapazität $C_f$

Die Integrationskapazität  $C_f$  ergibt sich aus der maximal erzeugten Ladung  $Q_{max}$  und der maximal möglichen Ausgangsamplitude  $V_{amp}$  der Eingangsschaltung. Mit einer Amplitude von  $V_{amp} = 1 \text{ V}$  und einer Ladung von  $8 \text{ pC}$  erhält man

$$C_f = \frac{Q_{max}}{V_{amp}} = 8 \text{ pF}. \quad (6.27)$$

Damit der Vorverstärker die geforderte Rate von  $350 \text{ kHz}$  verarbeiten kann, wird die Kapazität über den Widerstand  $R_f = 200 \text{ k}\Omega$  entladen.

### Eingangstransistoreigenschaften

Bei der Wahl des Eingangstransistors, stehen in der CMOS Technologie der n- und der pMOS Transistor zur Verfügung. In der vorangegangenen Rauschbetrachtung wurde der einzige Unterschied zwischen den beiden Transistortypen durch die Herstellungskonstante  $K_f$  beschrieben. Da diese Konstante für den nMOS um etwa eine Größenordnung größer ist als für den pMOS Transistor, wurde daher ein pMOS als Eingangstransistor gewählt, da dieser gegenüber einem nMOS Transistor ein geringeres  $1/f$  Rauschen aufweist.

Für die Bestimmung der Transistorlänge  $L$  berechnet man zunächst durch partielle Differentiation der Gleichung 6.8 die Transistorbreite für minimales Rauschen, wobei zu beachten ist, dass  $W$  und  $L$  implizit in  $g_m$  enthalten sind. Anschließend wird die daraus gewonnene Beziehung  $W_{min} \propto 1/L$  in die Gleichung 6.8 eingesetzt. Somit folgt für die spektrale Dichte die Beziehung [CH91]

$$v_{f(min)}^2 \propto L. \quad (6.28)$$

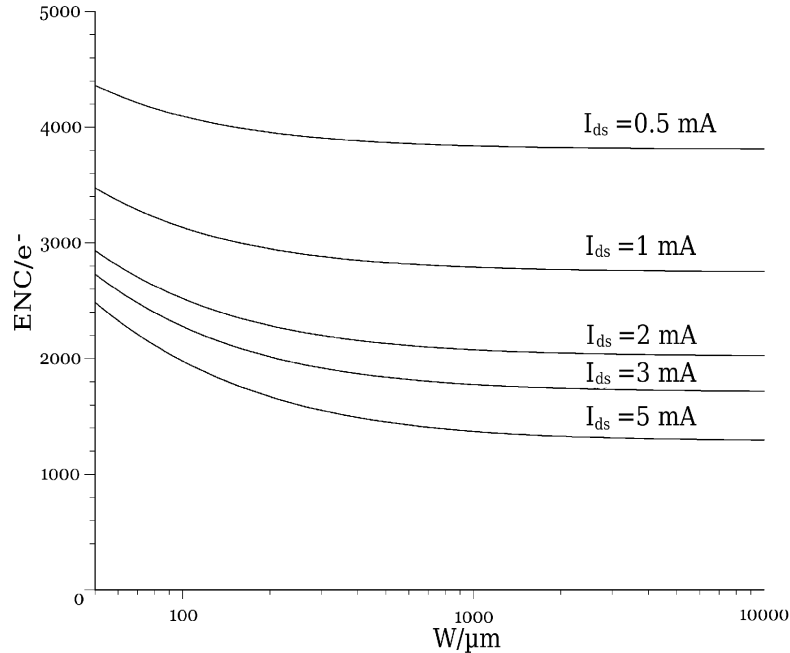


Abbildung 6.5: Gesamtrauschen  $ENC_T$  als Funktion der Transistorbreite  $W$  für unterschiedliche Eingangstransistorströme  $I_{ds}$

Um das Rauschen zu minimieren, muss somit die Kanallänge minimal gestaltet werden. Die kleinste Transistorlänge, die im verwendeten Herstellungsprozess (AMS 350 nm) möglich ist, beträgt  $L_{min} = 0,35 \mu\text{m}$ .

Für die Bestimmung der Transistorbreite  $W$  wird das  $ENC_T$  als Funktion der Breite  $W$  für unterschiedliche Ströme  $I_{ds}$  aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Anhand der Darstellung ist zu erkennen, dass das Rauschen für zunehmende Transistorbreiten  $W$  kleiner wird. Ab einer Transistorbreite von  $W > 10\,000 \mu\text{m}$  ist das Rauschen nahezu unabhängig von der Kanalbreite. Aus geometrischen Gründen wurde  $W = 12\,800 \mu\text{m}$  gewählt, wodurch sich eine Kapazität zwischen Gate und Source von  $C_{gs} = 18 \text{ pF}$  ergibt.

Eine weitere Möglichkeit das Rauschen zu minimieren, ist den Strom  $I_{ds}$  durch den Eingangstransistor zu vergrößern. Dies führt jedoch zu einer größeren Wärmeleistung, die durch die Kühlung abgeführt werden muss. Als ein Kompromiss wurde ein Strom von  $I_{ds} = 2 \text{ mA}$  gewählt, was einer Leistung von  $6,6 \text{ mW}$  allein für die Eingangsstufe entspricht.

### Integrationszeit $\tau_s$

Bedingt durch die Anforderungen des PANDA-Experiments wurde eine Integrationszeit von  $\tau_s = 250$  ns gewählt. Der Theorie nach berechnet sich die optimale Integrationszeit aus

$$\tau_{opt} = (C_{det} + C_f + C_{in}) \sqrt{\frac{4kTg_m}{2qI_0} \frac{n^2}{2n-1}}. \quad (6.29)$$

Mit der Transistorsteilheit  $g_m = 0,0768$  S und einem Dunkelstrom von  $I_0 = 50$  nA ergibt sich für die unterschiedlichen Integrationsordnungen die optimale Integrationszeit  $\tau_{opt}(n = 2) = 468$  ns und  $\tau_{opt}(n = 3) = 497$  ns. Vergleicht man die daraus resultierenden Rauschwerte  $ENC(\tau_s = 468) = 1742 e^-$  sowie  $ENC(\tau_s = 497) = 1729 e^-$  mit  $ENC(\tau_s = 250) = 2025 e^-$ , so ist auf Grund der zu wählenden kürzeren Integrationszeit ein Rauschanstieg gegenüber der optimalen Integrationszeit von 15 % zu erwarten.

## 6.4 Zusammenfassung der Design Parameter

Basierend auf den Experimentanforderungen wurden die Design Parameter für die Entwicklung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers anhand der Rauschtheorie bestimmt. Die daraus resultierenden Werte sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Bezeichnung	Symbol	Wert	Einheit
Detektorkapazität	$C_{det}$	270	pF
Ereignisrate	$Rate$	350	kHz
Integrationskapazität	$C_f$	8	pF
Eingangsladung / MeV	$Q_{min}$	2	fC
Maximale Eingangsladung	$Q_{max}$	8	pC
Entladewiderstand	$R_f$	200	k $\Omega$
Leistungsbedarf	$P$	50	mW/Kanal
Transistorbreite	$W$	12 800	$\mu$ m
Transistorlänge	$L$	350	nm
Drain - Source - Strom	$I_{ds}$	2	mA
Integrationsordnung	$n$	2/3	1
Integrationszeit	$\tau$	250	ns

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Design Parameter, die als Grundlage für die Entwicklung aus der Rauschtheorie resultieren

Da im verwendeten Rauschmodell nur das Rauschen der dominierenden Rauschquellen beschreiben wurde, und in der Praxis alle Komponenten zum Gesamtrauschen beitragen, gibt das Ergebnis nur eine untere Grenze an.

Des weiteren bleibt bei der mathematischen Betrachtung der dynamische Bereich unberücksichtigt. Dieser geht in die Rauschtheorie nicht ein, erschwert jedoch die



Optimierung der Schaltung wesentlich. Um den dynamischen Bereich über die gesamte Schaltung zu gewährleisten, war es daher bei der Entwicklung notwendig, von den optimalen Arbeitspunkten bzw. der Dimensionierung einiger Transistoren abzuweichen, woraus ein höheres Rauschen resultiert.

Ausgehend von Gleichung 6.26 sowie den in der Tabelle 6.2 bestimmten Werten, ergibt sich ein theoretisches Gesamtrauschen von

$$ENC_T = 2025 e^- . \quad (6.30)$$



# Kapitel 7

## Die integrierte Ausleseelektronik

Jeder der entwickelten Auslesekanäle besteht aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einer Pulsformerstufe sowie der dazugehörigen Treiberstufe. Damit die Ausleseelektronik in einem Temperaturbereich von  $T = -20^\circ \text{C}$  bis  $T = +20^\circ \text{C}$  eingesetzt werden kann, wurden auf dem Chip programmierbare Spannungsreferenzen integriert, die sich über eine serielle Schnittstelle programmieren lassen. Die einzelnen Komponenten der Auslekette sind in der  $0,35\text{-}\mu\text{m}$ -CMOS-Technologie der Firma Austria Mikrosysteme (AMS) umgesetzt worden.

### 7.1 Schaltungsentwurf

Der konzeptionelle Schaltungsentwurf beginnt mit der Wahl einer geeigneten Grundschaltung. Für eine erste Schaltungsanalyse wird aus dem Schaltungsentwurf ein Kleinsignalmodell erstellt und die Übertragungsfunktion berechnet, anhand der es möglich ist, die Verstärkung, die Transistorparameter und die Bandbreite der Schaltung abzuschätzen.

Die auf diese Weise gewonnenen Anfangsparameter dienen als Ausgangspunkt für die Schaltungsentwicklung. Eine Optimierung erfolgt über umfangreiche Simulationen, bei denen komplexe Transistormodelle verwendet werden, die auch Effekte höherer Ordnung berücksichtigen.

Um auch Auswirkungen von Variationen im Herstellungsprozess zu berücksichtigen, können für diese Transistormodelle verschiedene Sätze von Modellparametern verwendet werden, die die Eckpunkte des Parameterraumes definieren, der laut Angaben des Halbleiterherstellers durch die Prozessvariationen eingenommen wird. Darüber hinaus werden an dieser Stelle auch die Auswirkungen von Temperaturschwankungen untersucht.

Entsprechen die aus der Simulation stammenden Resultate den Erwartungen, ist die Schaltungsentwicklung abgeschlossen. Im nächsten Schritt wird das Layout der zuvor simulierten Schaltung erstellt. Dabei werden die in der Schaltung enthaltenen Bauelemente in geometrischer Form mittels verschiedener sogenannter Layer auf-

gebaut, deren Funktion vom Prozesshersteller festgelegt ist. Diese so entstandenen Bauelemente werden durch weitere Layer, die Metalleiterbahnen darstellen, verbunden und kontaktiert. Das Erstellen des Layouts erfolgt unter Berücksichtigung der prozessspezifischen Regeln (Design - Rules) bzgl. der Strukturen. Des Weiteren ergeben sich aus dem Layout die grundlegenden Daten, die der Halbleiterhersteller zur Fertigung der verschiedenen Photomasken benötigt.

Durch eine anschließende Extraktion des Layouts erhält man die Informationen bzgl. der kapazitiven und resistiven Eigenschaften der oben beschriebenen Layer. Diese Eigenschaften der einzelnen Layer als auch deren Wechselwirkung untereinander, z.B. durch kapazitive Kopplung, werden als parasitäre Effekte zusammengefaßt. Die durch die Extraktion des Layouts erhaltenen Daten von parasitären Widerständen und Kapazitäten fließen dann in die Simulation der Schaltung mit ein, um ein möglichst realistisches Ergebnis der Simulation zu erhalten.

Im folgenden Abschnitt wird die Ausleseelektronik ausführlich beschrieben, so wie sie als integrierte Schaltung realisiert wurde. Dabei wird sowohl auf Funktion und konzeptionelle Aspekte als auch auf Simulationsergebnisse und markante Punkte im Layout eingegangen.

## 7.2 Ladungsempfindlicher Vorverstärker

### 7.2.1 Eingangsstufe

Abbildung 7.1 zeigt das Schaltbild des ladungsempfindlichen Vorverstärkers, der aus einer Eingangsstufe in Form einer gefalteten Kaskodenschaltung mit einem Sourcelfolger besteht. Die Funktion der Kaskodenschaltung, die eine hohe Spannungsverstärkung mit einer großen Ausgangsspannungsamplitude verbindet, lässt sich wie folgt beschreiben:

Liegt eine Änderung der Eingangsspannung  $V_{in}$  am Gate des Eingangstransistors MP1 um  $dV_{in}$  vor, so führt dies zu einer Änderung des Stromes  $I_1$  gemäß

$$dI_1 = dV_{in}g_m. \quad (7.1)$$

Dabei ist  $g_m$  die Steilheit des Transistors MP1. Der Gesamtstrom  $I_g = I_1 + I_2$  wird durch den als Stromsenke dienenden Transistor MN2 konstant gehalten. Somit führt eine Änderung von  $I_1$  auch zu einer Änderung von  $I_2$ :

$$dI_1 = -dI_2. \quad (7.2)$$

Um eine hohe Stromänderung relativ zum Strom  $I_1$  zu erreichen, muss  $I_2$  möglichst klein gewählt werden. Mit kleiner werdendem Strom wird es jedoch schwerer, geeignete Parameter zu finden, bei denen die Transistoren MP3 und MN4 in Sättigung bleiben. Des Weiteren steigt das Rauschen mit kleinerem Strom an, weshalb sich in der Praxis ein Verhältnis der Ströme von  $I_1/I_2 = 10$  als ein guter Kompromiss erwiesen hat.

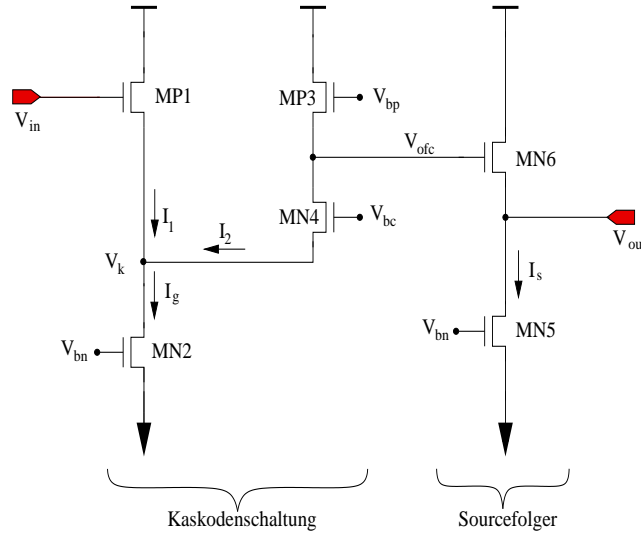


Abbildung 7.1: Schaltbild der Eingangsstufe, bestehend aus einer Kaskodenschaltung und einem Sourcefolger

Für die Berechnung der Ausgangsspannungsänderung  $dV_{ofc}$  betrachtet man den Ausgangswiderstand  $r_o = dV_{ofc}/dI_2$  am Knotenpunkt zwischen den Transistoren MP3 und MN4. Idealisiert man den Transistor MN2 als ideale Stromsenke, ergibt sich der Ausgangswiderstand  $r_o$  aus der Parallelschaltung des Transistors MP3 und der in Reihe geschalteten Transistoren MN4 und MP1. Für die Transistoren MN4 und MP1 erhält man den Gesamtwiderstand aus  $r_{o1} = r_{m1} + r_{m4}(1 + g_{m4}r_{m1})$ . Der Widerstand des Transistors MP3 ist durch den Drain-Source-Widerstand  $r_{m3} = r_{o2}$  gegeben. Mit der Annahme, dass  $r_{m1} \ll r_{m4}$  und  $g_{m4}r_{m1} \gg 1$  erhält man für den Ausgangswiderstand

$$r_o = \frac{r_{o1} r_{o2}}{r_{o1} + r_{o2}} = \frac{r_{m4} g_{m4} r_{m1} r_{m3}}{r_{m4} g_{m4} r_{m1} + r_{m3}}. \quad (7.3)$$

Die Spannungsänderung  $dV_{ofc}$  ergibt sich aus der Multiplikation des Ausgangswiderstandes  $r_o$  und der Stromänderung  $dI_1$  aus Gleichung 7.1. Durch Auflösen der Beziehung erhält man die Gleichspannungsverstärkung

$$A_v = \frac{dV_{ofc}}{dV_{in}} = -g_m r_o. \quad (7.4)$$

Demnach ist die Gleichspannungsverstärkung, die sich aus dem Grenzfall kleiner Frequenzen ergibt, ein Produkt aus der Steilheit des Eingangstransistors  $g_m$  und dem Ausgangswiderstand  $r_o$ .

Die Ruhespannungen  $V_k$  und  $V_{ofc}$  müssen dabei so gewählt werden, dass die Transistoren MN2 und MN4 in Sättigung betrieben werden, wozu diese jeweils eine Drain-Source-Spannung von etwa 700 mV benötigen. Damit die Transistoren auch bei herstellungsbedingten Prozessschwankungen ihre Arbeitsbereiche nicht verlassen, wird

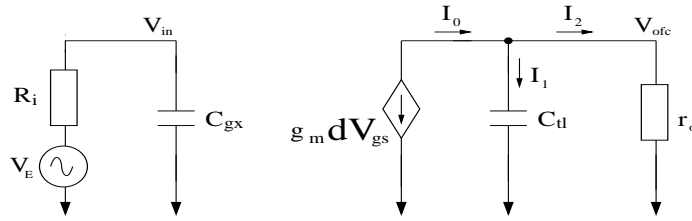


Abbildung 7.2: Kleinsignalmodell der Kaskodenschaltung, anhand dessen der Frequenzgang betrachtet wird

zusätzlich eine Spannungsreserve von 100 mV eingeplant. Aus dieser Überlegung ergeben sich Spannungen von  $V_k = 0,8 \text{ V}$  bzw.  $V_{ofc} = 1,5 \text{ V}$ .

Eine höhere Ruhespannung  $V_{ofc}$  würde die maximale Ausgangsspannung  $\Delta V_{ofc}$  reduzieren, da auch bei maximaler Amplitude der Transistor MP3 noch in Sättigung bleiben muss. Dafür benötigt dieser Transistor eine Drain-Source-Spannung von 800 mV. Aus der Betriebsspannung von 3.3 V und den genannten Randbedingungen folgt eine maximale Ausgangsamplitude von  $\Delta V_{ofc} = 1 \text{ V}$ .

Der Ruhestrom  $I_1$  durch den Transistor MP1 ist durch die Rauschbetrachtung in Kapitel 6 mit 2 mA gegeben. Der Strom  $I_2$  wird, wie oben beschrieben, auf  $I_2 = I_1/10$  festgesetzt.

Für eine detaillierte Untersuchung des Frequenzganges der Schaltung erweitert man das für die Berechnung der Gleichspannungsverstärkung verwendete Modell um die wirksamen Knotenkapazitäten und kommt zum Kleinsignalmodell in Abbildung 7.2. Am Eingang befindet sich eine Spannungsquelle  $V_E$  mit dem Innenwiderstand  $R_i$ . Die Kapazität  $C_{gx} = C_{gd} + C_{gs}$  beinhaltet die Gate-Drain- und Gate-Source-Kapazität des Eingangstransistors.  $C_{tl}$  ist die Summe der am Ausgang anliegenden Kapazitäten und setzt sich aus der Lastkapazität  $C_L$  und den Drain-Source-Kapazitäten der Transistoren MP3 und MN4 zusammen.

Unter Einbeziehung der Kapazitäten wird Gleichung 7.4 zu

$$dV_{ofc} = -\frac{g_m r_o}{1 + s C_{tl} r_o} dV_{in}, \quad (7.5)$$

wobei  $s$  die komplexe Frequenz ist. Berücksichtigt man das Verhältnis der Eingangsspannung am Verstärker  $dV_{in}$  zur Quellenspannung  $dV_E$ , das durch die Eingangskapazität  $C_{gx}$  und den Innenwiderstand der Quelle  $R_i$  bestimmt wird

$$dV_{in} = \frac{1}{1 + s R_i C_{gx}} dV_E, \quad (7.6)$$

so ergibt sich für die Verstärkung

$$\frac{dV_{ofc}}{dV_E} = -g_m r_o \frac{1}{1 + s C_{gx} R_i} \frac{1}{1 + s C_{tl} r_o}. \quad (7.7)$$

Für hohe Frequenzen enthält die Übertragungsfunktion zwei Polstellen, deren Frequenzen mit

$$f_d = \frac{1}{2\pi r_o C_{tl}} \quad (7.8)$$

sowie

$$f_{nd} = \frac{1}{2\pi R_i C_{gx}} \quad (7.9)$$

berechnet werden können.

Zur Charakterisierung einer Verstärkerschaltung wird meist das Verstärkungsbandbreitenprodukt (engl.: Gain Bandwidth Product, GBW) angegeben, das als Produkt der Gleichspannungsverstärkung  $A_v$  und der Frequenz der dominierenden Polstelle  $f_d$  definiert ist. Im Fall der gefalteten Kaskodenschaltung ergibt sich für das Verstärkungsbandbreitenprodukt

$$GBW = \frac{g_m r_o}{2\pi r_o C_{tl}} = \frac{g_m}{2\pi C_{tl}}. \quad (7.10)$$

Neben dem Drain-Source-Strom folgt auch die Wahl der Transistordimensionen von MP1 aus der Rauschbetrachtung in Kapitel 6. Somit ist auch die Steilheit von MP1  $g_m$  als ein wichtiger Parameter für die Charakterisierung des Verstärkers festgelegt. Für die Schaltungsdimensionierung stehen daher nur noch die Größen der Transistoren MP3 und MN4, sowie deren Gate-Vorspannungen zur freien Verfügung.

Um bei diesen Transistoren einen hohen Innenwiderstand zu erreichen, lässt sich die Transistorlänge entsprechend groß wählen. Im Gegenzug muss jedoch, um  $I_{\mathcal{D}}$  zu garantieren, entweder die Transistorbreite vergrößert werden, was zu einer höheren Sperrschichtkapazität am Ausgangsknotenpunkt führt, oder die Gate-Source-Spannung erhöht werden, was nur bis zu einem gewissen Grad möglich ist, sollen die Transistoren in Sättigung bleiben. Darüber hinaus muss darauf geachtet werden, dass der Beitrag der beiden Transistoren zum Gesamttranschen mit  $g_{m3}/g_m$  bzw.  $g_{m4}/g_m$  skaliert [LA94].

Die Optimierung dieser Parameter lässt sich anhand von umfangreichen Simulationen durchführen. Das Ergebnis dieser Simulation ist in der Tabelle 7.1 zusammengefasst. Als charakteristische Parameter erhält man die Verstärkung  $A_v = 1274$ , die Frequenz der dominierenden Polstelle  $f_d = 21,05$  MHz und das Verstärkungsbandbreitenprodukt  $GBW = 24$  GHz.

### 7.2.2 Sourcefolger

Der Sourcefolger ist die Ausgangsstufe der in Abbildung 7.1 dargestellten Schaltung und besteht aus den in Serie geschalteten Transistoren MN5 und MN6. Der Drain-Source-Strom  $I_s$  durch MN6 wird durch den als Stromsenke dienenden Transistor MN5 konstant gehalten. Damit ist auch die Gate-Source-Spannung von MN6 konstant. Sie kann durch Umstellung von Gleichung 5.13 berechnet werden:

$$V_{gs6} = V_t + \sqrt{\frac{I_s}{K'W/L}}. \quad (7.11)$$

	MP1	MN2	MP3	MN4	MN5	MN6	Einheit
W	12800	300	400	798	40	170	$\mu\text{m}$
L	0,35	5	1	5	3	0,35	$\mu\text{m}$
$I_{ds}$	2,21	2,391	0,183	0,183	0,64	0,545	mA
$g_m$	77,51	8,33	1,44	1,52	1,65	3,11	mS
$r_m$	0,618	0,264	45,76	27,28	1,5	3,13	k $\Omega$
$(V_{gs} - V_t)$	15	850	108	82	870	81	mV
$C_{gd}$	1290	89	190	195	27,5	11,5	fF
$C_{gs}$	8290	5520	7050	7650	187	438	fF
$C_{sd}$	177	2,3	5,6	5,4	1,1	0,97	fF

Tabelle 7.1: *Transistorwerte des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Mit den Transistoren MP1 bis MN4 wird die gefaltete Kaskadenschaltung aufgebaut. Die Transistoren MN5 und MN6 bilden den Sourcefolger*

Die Ausgangsspannung  $V_{out}$  ist somit gegenüber der am Gate von MN6 anliegenden Eingangsspannung  $V_{ofc}$  um die konstante Spannung  $V_{gs6}$  verschoben:

$$V_{out} = V_{ofc} - V_{gs6}. \quad (7.12)$$

Anhand von 7.12 ist leicht zu sehen, dass unter der Annahme, dass die Gate-Source-Spannung  $V_{gs6}$  konstant ist, die Spannungsverstärkung  $A_v = 1$  ist. Bei einer genaueren Betrachtung, die den endlichen Drain-Source-Widerstand der Transistoren berücksichtigt, erhält man

$$A_v = \frac{dV_{out}}{dV_{ofc}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{g_m r_o}}, \quad (7.13)$$

wobei sich der Ausgangswiderstand  $r_o$  aus der Parallelschaltung der Widerstände  $r_{m5}$  und  $r_{m6}$  ergibt. Die Spannungsverstärkung eines Sourcefolgers ist somit stets kleiner als 1. Den Ausgangswiderstand des Sourcefolgers erhält man aus

$$R_{out} = \frac{1}{g_{m6} + g_{mb6} + 1/r_{m5} + 1/r_{m6}}. \quad (7.14)$$

Wie die Gleichung zeigt, ist es möglich den Ausgangswiderstand des Sourcefolgers, auf Grund der Abhängigkeit zur Transistorsteilheit  $g_{m6}$ , sehr niederohmig zu realisieren. Daher werden Sourcefolger, wie auch in dieser Schaltung, als Treiberstufen eingesetzt.

Das Verhalten des Sourcefolgers wird ausführlich in der Literatur [LA94] diskutiert. Die Übertragungsfunktion, die sich aus dem in Abbildung 7.3 gezeigten Kleinsignalmodell des Sourcefolgers ergibt, hat eine Nullstelle und zwei Polstellen. Deren Frequenzen lassen sich mit Hilfe der Beziehung

$$f_0 = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}, \quad (7.15)$$



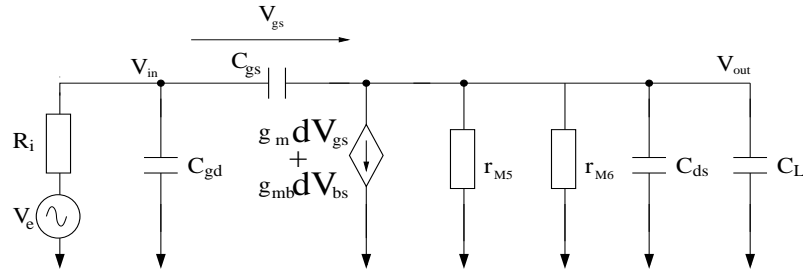


Abbildung 7.3: Kleinsignalmodell eines Sourcefolgers, der als Ausgangsstufe des Vorverstärkers verwendet wird

$$f_d = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{ds})} \left( \frac{1}{1 + g_m/g_{mr}} \right) \quad (7.16)$$

und

$$f_{nd} = \frac{C_{gs} + C'_{ds}}{2\pi R_i C'^2} \left( 1 + \frac{g_m}{g_{mr}} \right) \quad (7.17)$$

berechnen, wobei

$$g_{mr} = (C_{gs} + C'_{ds}) / (C_{dg} R_i) \quad (7.18)$$

entspricht. Für die in der Gleichung enthaltene Kapazität gilt  $C'^2 = C_{dg}C_{gs} + C_{dg}C_{ds} + C_{gs}C_{ds}$ . Dabei ist  $C_{dg}$  die Gate-Drain-,  $C_{gs}$  die Gate-Source-,  $C_{ds}$  die Drain-Source-Kapazität des Eingangstransistors MN6. Eine Lastkapazität ist in der Kapazität  $C'_{ds} = C_{ds} + C_L$  enthalten.

Um eine gute Trennung der Polstellen zu erreichen, die für die Stabilität der Schaltung wichtig ist, muss die Steilheit  $g_{m6}$  von MN6 wesentlich kleiner oder größer als  $g_{mr}$  sein. Zugunsten eines niederohmigen Ausgangswiderstandes muss  $g_m$  hinreichend groß gewählt werden. Die dominierende Polstelle der gesamten Schaltung aus Abbildung 7.1 ist dann durch die Elemente am Knotenpunkt  $V_{ofc}$  gegeben. Zur Dimensionierung des Transistors MN6 muss noch die gewünschte Spannungsverschiebung  $V_{gs6}$  berücksichtigt werden.

Die simulierten Transistorwerte des verwendeten Sourcefolgers sind ebenfalls in der Tabelle 7.1 gezeigt. Mit den Transistorwerten erhält man einen Widerstand von  $R_{out} \approx 1/g_{m6} = 321 \Omega$  und eine Spannungsverschiebung  $V_{gs6} = 600 \text{ mV}$ .

### 7.2.3 Ladungsempfindlicher Vorverstärker

Die Aufgabe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers ist es, die vom Detektor erzeugte Ladung  $Q_{in}$  in ein Spannungssignal umzusetzen. Dazu wird die Ladung auf einer Kapazität  $C_f$  integriert. Über dem Kondensator entsteht dabei eine Spannung, die zur Ladung proportional ist  $V_{out} = Q_{in}/C_f$  und als Ausgangssignal herausgeführt

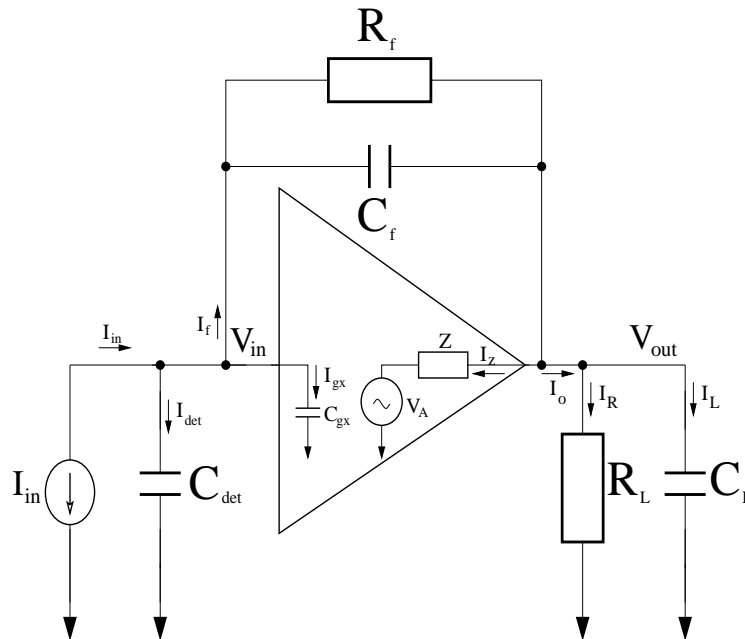


Abbildung 7.4: Beschaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Als Verstärker dient eine gefaltete Kaskodenschaltung mit anschließendem Sourcefolger. Das Rückkopplungsnetzwerk bilden die Integrationskapazität  $C_f$  und der Entladewiderstand  $R_f$

wird. Um zu vermeiden, dass der Verstärker in Sättigung gerät, wird die Kapazität  $C_f$  über einen Widerstand  $R_f$  wieder entladen.

In der weiteren Betrachtung wird der in Abbildung 7.1 gezeigte Vorverstärker unter der Annahme idealisiert, dass die Frequenzen seiner internen Polstelle höher sind, als die der externen Beschaltung. Das daraus resultierende Modell ist in Abbildung 7.4 gezeigt.

Der Verstärker wird dabei in Form einer spannungsgesteuerten Spannungsquelle  $V_A = V_{in} A_v$  mit der Ausgangsimpedanz  $Z$  angenähert, die der Ausgangsimpedanz des Sourcefolgers entspricht. Mit der Näherung, dass die Verstärkung des Sourcefolgers  $A_s \approx 1$  ist, folgt für die Verstärkung  $A_v = g_m r_o$ . Die im Verstärker dargestellte Kapazität  $C_{gx} = C_{gd} + C_{gs}$  beinhaltet die Gate-Drain- und Gate-Source-Kapazität des Eingangstransistors. Der Entladewiderstand  $R_f$  sowie die Integrationskapazität  $C_f$  bilden die Rückkopplung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Die Detektoreigenschaften werden in dem Modell durch das Eingangssignal  $I_{in}$  und die Detektorkapazität  $C_{det}$  beschrieben.  $R_L$  und  $C_L$  sind die Lastkapazität bzw. der Lastwiderstand der Schaltung.

Die in der Abbildung 7.4 parallelgeschaltete Detektorkapazität  $C_{det}$  und Eingangstransistorkapazität  $C_{gx}$  werden zu einer Kapazität  $C_t$  zusammengefasst. Anhand der dort eingetragenen Ströme und Spannungen lässt sich ein Gleichungssystem

aufstellen, aus dem man das Verhältnis von Ausgangsspannung zu Eingangsstrom erhält:

$$\frac{V_{out}}{I_{in}} = \frac{\frac{1}{R_f} + \frac{A}{Z} + sC_f}{\alpha s^2 + \beta s + \gamma} \quad (7.19)$$

mit

$$\gamma = \frac{1}{R_f R_L} + \frac{A_v - 1}{Z R_L}, \quad (7.20)$$

$$\beta = \frac{C_t}{R_f} + \frac{C_L}{R_f} + \frac{C_f}{R_L} + \frac{C_t}{R_L} - \frac{C_f}{Z} - \frac{C_t}{Z} + \frac{A_v C_f}{Z} \quad (7.21)$$

und

$$\alpha = C_t C_f + C_L C_f + C_L C_t. \quad (7.22)$$

Mit der Näherung, dass die Verstärkung  $g_m r_o \gg 1$  und  $C_t \gg C_L$  ist, lässt sich die Gleichung zu

$$\frac{V_{out}}{I_{in}} = \frac{1 + s \left( \frac{C_f Z}{g_m r_o} \right)}{\frac{1}{R_f} + s C_f + s^2 \left( \frac{Z}{g_m r_o} C_t (C_f + C_L) \right)} \quad (7.23)$$

vereinfachen. Die ermittelte Übertragungsfunktion enthält zwei Polstellen und eine Nullstelle. Für die Frequenz der Null- und Polstellen ergibt sich

$$f_0 = \frac{g_m r_o}{2\pi Z C_f}, \quad (7.24)$$

$$f_d = \frac{1}{2\pi \tau_I} = \frac{1}{2\pi R_f C_f}, \quad (7.25)$$

sowie

$$f_{nd} = \frac{g_m r_o C_f}{2\pi Z C_t (C_f + C_L)} = \frac{GBW C_f r_o}{Z C_t}. \quad (7.26)$$

Die Integrationskapazität beträgt nach Gleichung 6.27 in Abschnitt 6.3  $C_f = 8$  pF. Die dominierende Polstelle  $f_d$  beschreibt die Eigenschaften des Gegenkopplungsnetzwerkes. Der Entladewiderstand  $R_f$ , der als frei wählbarer Parameter übrig bleibt, muss hinreichend klein gewählt werden, damit die Entladezeitkonstante klein genug ist, um die geforderte Ereignisfrequenz von 350 kHz verarbeiten zu können. Allerdings liefert ein kleiner Entladewiderstand einen größeren Beitrag zum Gesamt-rauschen, sodass ein geeigneter Kompromiss gesucht werden muss.

Nach umfangreichen Simulationen, mit denen die Optimierung zwischen Rauschen und Ereignisrate durchgeführt wurde, wurde der Entladewiderstand auf  $R_f = 200$  k $\Omega$  festgesetzt. Daraus ergibt sich eine Frequenz für die dominierenden Polstelle von  $f_d = 99,5$  kHz.

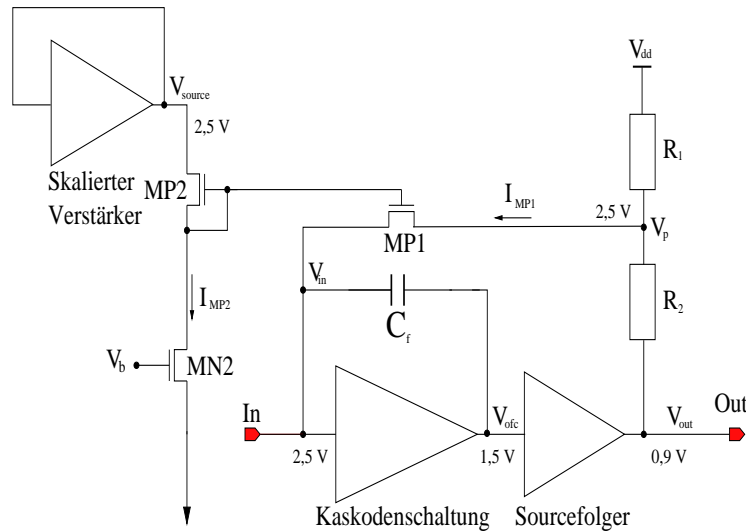


Abbildung 7.5: Erzeugung einer selbstregelnden Gatevorspannung für den als Entladewiderstand eingesetzten Transistor MP1

Die Frequenz der zweiten Polstelle wird durch die Verstärkung  $A_v$ , die Detektorkapazität  $C_{det} \approx C_t$  und den Ausgangswiderstand des Sourcefolgers  $Z$  beschrieben. Zugleich wurde die Näherung  $C_f \gg C_L$  ausgenutzt, da die Lastkapazität um eine Größenordnung kleiner ist als die Integrationskapazität. Die Detektorkapazität ist durch die Wahl der Lawinenfotodiode als Auslesedetektor mit  $C_{det} = 270$  pF vorgegeben. Um eine hohe Frequenz zu erreichen, bleiben somit die Verstärkung und der Ausgangswiderstand  $Z$  als Parameter stehen. Mit den verwendeten Schaltungen der gefalteten Kaskode und die des Sourcefolgers wird zum einen eine hohe Verstärkung und zum anderen ein niederohmiger Ausgangswiderstand erreicht. Nach Einsetzen der aus der Simulation ermittelten Werte ergibt sich eine Frequenz von  $f_{nd} = 1,68$  GHz. Das Verstärkungsbandbreitenprodukt beträgt  $GBW = 1,23$  GHz.

Um die gestellten Anforderungen einer Integrationszeit von 250 ns zu erfüllen, muss die Anstiegszeit des Vorverstärkers deutlich kürzer sein als die Integrationszeit. Mit der Näherung  $\tau_d \gg \tau_{nd}$  erhält man die Anstiegszeit  $t_{rise}$  [CH91]

$$t_{rise} = 2,2 \frac{C_t}{2\pi GBW C_f}. \quad (7.27)$$

Durch Einsetzen der zuvor berechneten Verstärkungsbandbreite erhält man  $t_{rise} = 10,5$  ns. Die in der Simulation bestimmte Anstiegszeit beträgt  $t_{rise} = 14,2$  ns. Dieser Vergleich zeigt, dass trotz der durchgeführten Vereinfachungen die Betrachtung der Kleinsignalmodelle eine recht gute Abschätzung der gesamten Schaltung erlaubt.

In Abbildung 7.5 ist das Blockschaltbild des Vorverstärkers gezeigt. Die dort gezeigte Integrationskapazität wird nicht mit dem Ausgang des Sourcefolgers  $V_{out}$ , sondern mit dem Knotenpunkt  $V_{ofc}$  zwischen Kaskodenschaltung und Sourcefolger

verbunden, der auch mit dem dominierenden Pol der Verstärkerschaltung assoziiert wird. Diese Schaltungstechnik wird als Millerkompensation [CH91] bezeichnet und bewirkt eine größere Stabilität der Schaltung sowie eine geringere Sensibilität gegenüber Änderungen der Detektorkapazität.

Um die Schaltung in dem vorgesehenen Arbeitsbereich zu betreiben, ist ein Gatepotential des Eingangstransistor von  $V_p = 2,5 \text{ V}$  notwendig. Auf Grund der positiven Ausgangspulse und des erforderlichen dynamischen Bereichs, musste die Ausgangsspannung des Sourcefolgers auf  $V_{out} = 0,9 \text{ V}$  gesetzt werden. Durch den zwischen der Ausgangs- und Betriebsspannung aufgebauten Spannungsteiler, entsteht ein Ruhepotential von  $V_p = 2,5 \text{ V}$ , an dem der Entladewiderstand angeschlossen wird. Zugleich erreicht man durch das Einbringen des Spannungsteilers eine Linearisierung der Schaltung, da die Änderung der Drain-Source-Spannung des Transistors MP1 um den Teilungsfaktor des Spannungsteilers kleiner ist als die Ausgangsamplitude.

Wie in der Abbildung 7.5 dargestellt, wird die Entladung der Integrationskapazität mit einem als Widerstand geschalteten Transistor realisiert, da dieser im Vergleich zum Poly-Widerstand nur einen Bruchteil der Chipfläche benötigt.

Um den erforderlichen Widerstandswert mit einem Transistor zu erreichen, wird der Transistor in der schwachen Inversion betrieben. In diesem Arbeitsbereich besteht ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Gate-Source-Spannung und dem Widerstandswert, weshalb ein stabiler Betrieb nur mit einer selbstregelnden Gatevorspannungserzeugung möglich ist.

Dazu wird, wie es in Abbildung 7.5 gezeigt ist, im Vergleich zu dem in der Rückkopplung eingesetzten Transistor MP1, ein  $n$ -mal größerer Transistor MP2 verwendet, der als Diode geschaltet ist. Das Gate von Transistor MP1 wird mit dem von Transistor MP2 verbunden, sodass beide Transistoren zusammen einen Stromspiegel bilden. Der Stromfluss durch den Transistor MP2 wird durch den als Stromsenke eingesetzten Transistor MN2 bestimmt. Mit den zuvor gewählten Transistorskalierungen ergibt sich der Strom  $I_{MP2} = I_{MP1}/n$  [CO98].

Damit die Selbstregelung funktioniert, muss noch sichergestellt werden, dass die Source-Elektroden der beiden Transistoren MP1 und MP2 auf dem gleichem Potential liegen. Dafür wird eine skalierte Version des Vorverstärkers aufgebaut, an dessen Eingang sich das gleiche Potential einstellt, wie am Eingang des Vorverstärkers. Mit diesem Punkt wird die Sourceelektrode von Transistor MP2 verbunden.

Die Abbildung 7.6 zeigt den Schaltplan der realisierten Verstärkerschaltung. Der Verstärker besteht aus der gefalteten Kaskodenschaltung sowie dem Sourcefolger. Am Ausgang des Sourcefolgers ist der Spannungsteiler zu sehen, der aus den beiden Widerständen  $R_1 = 6557 \Omega$  und  $R_2 = 3278 \Omega$  aufgebaut wird. Die Entladung der Integrationskapazität erfolgt über den als Widerstand geschalteten Transistor MP1. Mit der skalierten Version des Vorverstärkers und den dort gezeigten Transistoren MP2 und MN3 wird die selbstregelnde Gatevorspannung erzeugt. Die Signalauskopplung erfolgt über die in der Abbildung 7.6 gezeigten Kapazität  $C_{diff}$ , an der parallel ein Transistor MP4 angeschlossen ist.

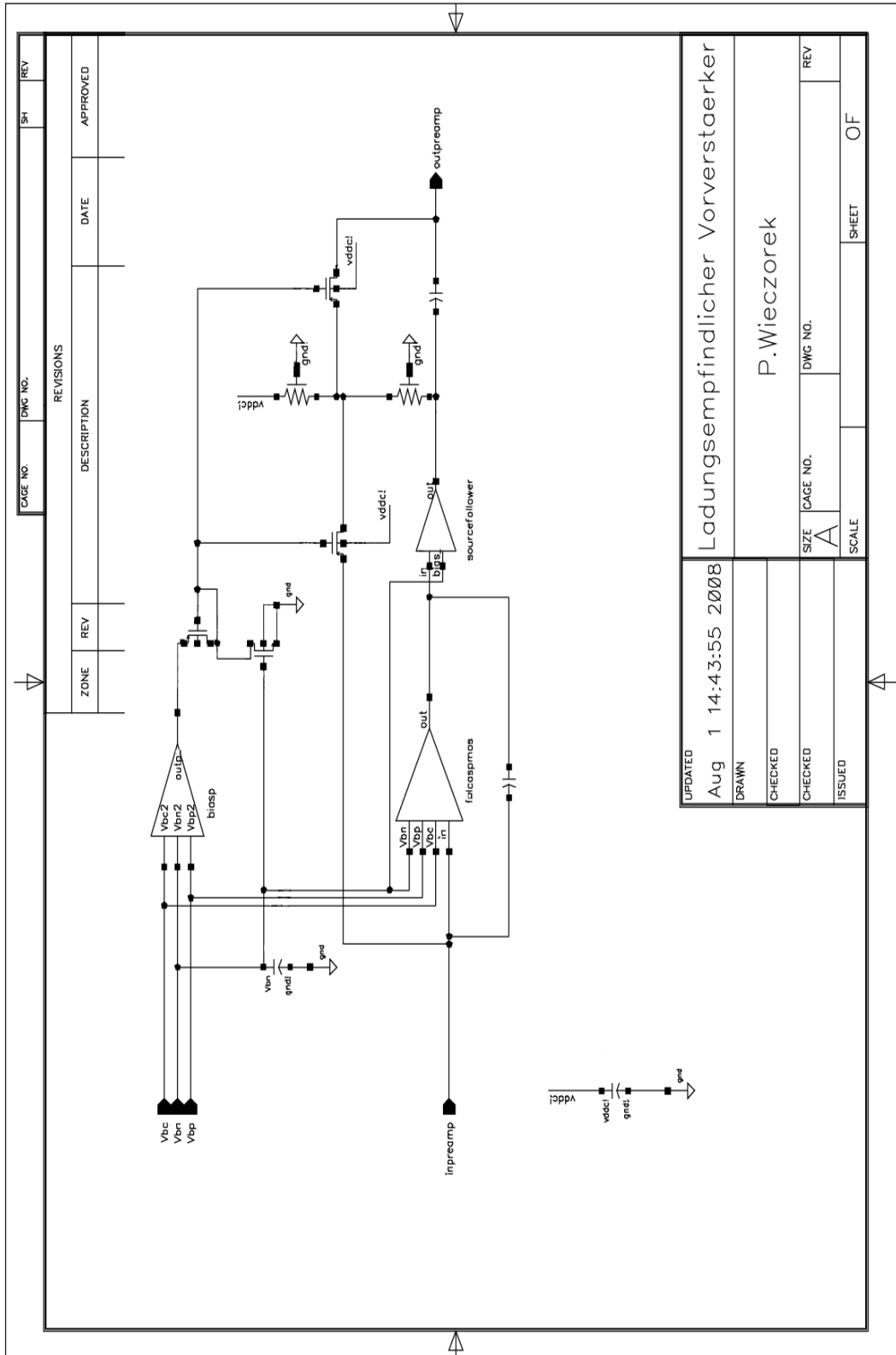


Abbildung 7.6: Schaltplan des ladungsempfindlichen Vorverstärkers

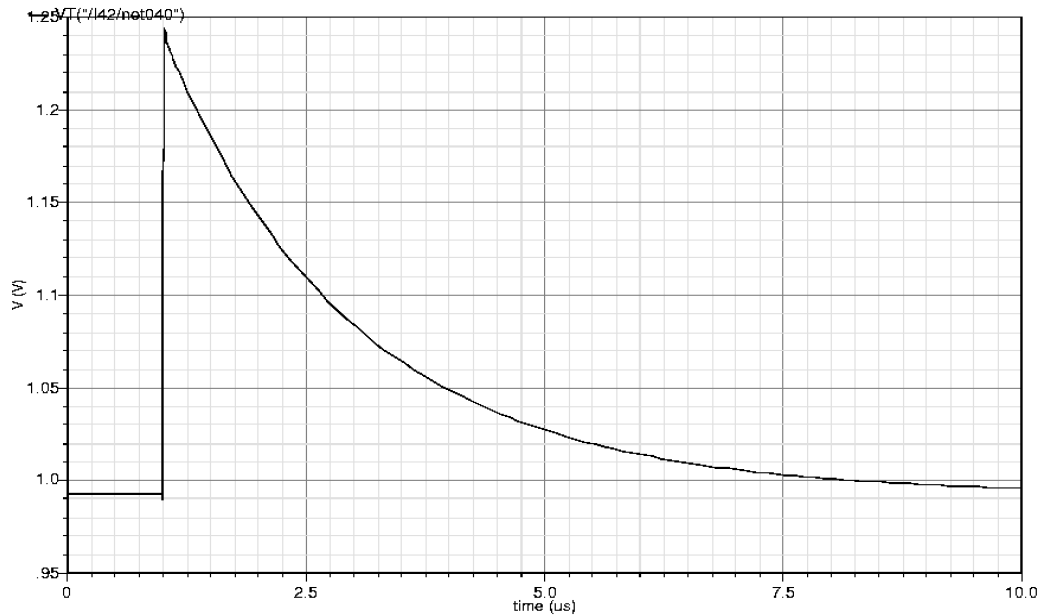


Abbildung 7.7: Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Aus einer Eingangsladung  $Q_{in} = 2000 \text{ fC}$  resultiert eine Ausgangsspannung von etwa  $250 \text{ mV}$

Zur Untersuchung seines Verhaltens wurde der in Abbildung 7.6 dargestellte Vorverstärker simuliert. Exemplarisch ist in Abbildung 7.7 der zeitliche Verlauf der Ausgangsspannung für einen Ladungspuls von  $2000 \text{ fC}$  gezeigt. Mit einer durch diese Ladung erzeugten Amplitude von  $250 \text{ mV}$  und einer Anstiegszeit von etwa  $14 \text{ ns}$  werden die Designziele hinreichend erfüllt. Eine anschließende Rauschsimulation ergab eine äquivalente Rauschladung von  $ENC = 0,754 \text{ fC}$ .

In der Abbildung 7.8 ist das Layout des ladungsempfindlichen Vorverstärkers gezeigt. Der dort markierte Eingangstransistor der Kaskodenschaltung nimmt einen wesentlichen Teil der benötigten Chipfläche ein. Über der Kaskodenschaltung ist der Sourcefolger sowie die Integrationskapazität zu sehen, die gemeinsam mit der als Differenzierkapazität  $C_{diff}$  in einem Block aufgebaut wurde. Neben dem Sourcefolger ist der in der Rückkopplung als Widerstand eingesetzte Transistor zu erkennen, der zusammen mit einem in der Signalauskopplung verwendeten Transistor entworfen wurde. Die skalierte Version des Vorverstärkers ist im Anschluss an den aus zwei Widerständen realisierten Spannungsteiler gezeigt.

Auf Grund des dominierenden Rauschbeitrages des Eingangstransistors wurde beim Layout dieses Transistors sehr sorgfältig vorgegangen. Wie bei jedem anderen Widerstand auch, entsteht in den parasitären Widerständen der Gatezuführung durch thermisches Rauschen eine Rauschspannung. Um diese klein zu halten, wurden die aus relativ hochohmigen Polysilizium bestehenden Gates des in 64 Teiltransistoren unterteilten Eingangstransistors jeweils von beiden Seiten mit niederohmigen Me-

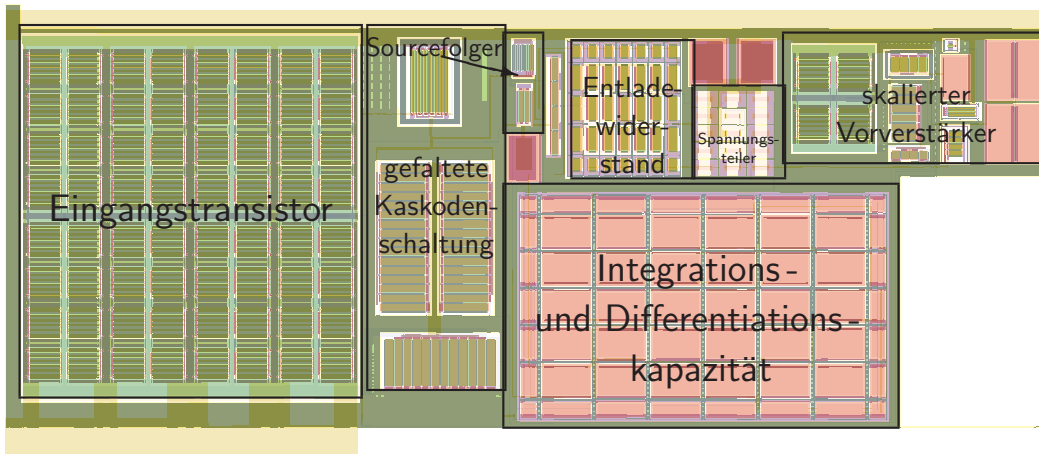


Abbildung 7.8: *Layout des ladungsempfindlichen Vorverstärkers, der aus der Kaskodenschaltung, dem Sourcefolger, der Integrations- und Differenzierkapazität, dem Spannungsteiler, dem Entladewiderstand sowie der skalierten Version des Vorverstärkers besteht*

talleiterbahnen kontaktiert. Dadurch konnte der Gatewiderstand deutlich reduziert werden.

Damit der Beitrag des Substratrauschens möglichst gering bleibt, wurde beim Eingangstransistor auf eine homogene und flächendeckende Kontaktierung zum Substrat geachtet, was an den breiten, um den Transistor befindlichen Substratkontakten zu erkennen ist.

Für eine funktionierende Pol-Nullstellenkompensation, deren Arbeitsweise im anschließenden Abschnitt beschrieben wird, müssen die Komponenten der Signalauskopplung  $C_{diff}$  und  $R_{diff}$  an die Kapazität  $C_f$  und den Widerstand  $R_f$  des Vorverstärkers angepasst werden. Um das zu erreichen, werden die Kapazitäten bzw. die als Widerstand genutzten Transistoren in gemeinsamen Blöcken aufgebaut. Dort werden die Kapazitäten bzw. Transistoren in Teilssegmente unterteilt und so platziert, dass beide Kapazitäten bzw. Transistoren einen gemeinsamen geometrischen Schwerpunkt besitzen. Mit dieser Layouttechnik wird erreicht, dass sich Herstellungs- und Temperaturgradienten herausmitteln und ein definiertes Verhältnis der Bauteile erreicht wird. Die gleiche Layouttechnik wird ebenfalls für den Entwurf der beiden als Spannungsteiler eingesetzten Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  verwendet.

### 7.3 Pulsformer

Der Pulsformer wird aus einem Differentiator und einem darauf folgenden Integrator aufgebaut, wodurch eine definierte gaußähnliche Pulsform mit einer Gesamtintegrationszeit von  $\tau = 250$  ns erreicht wird. Gleichzeitig wird durch den Einsatz des Pulsformers der Signal-Rauschabstand verbessert.



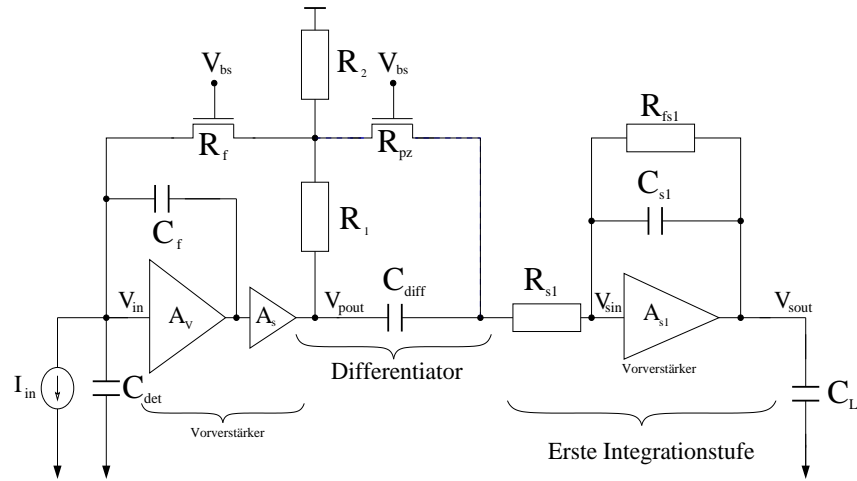


Abbildung 7.9: Darstellung der Signalauskopplung aus dem ladungsempfindlichen Vorverstärker sowie die Integration durch die erste Integratorstufe

### 7.3.1 Differentiator

Wie in Abbildung 7.9 gezeigt, wird das Signal kapazitiv aus dem ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgekoppelt. Die kapazitive Auskopplung bewirkt dabei eine Differentiation des Ausgangssignals. In der Übertragungsfunktion erhält man durch das Differenzieren eine Nullstelle, die sich im Ursprung der komplexen Ebene befindet, sowie eine Polstelle mit der Zeitkonstanten  $\tau_{d1} = C_{diff}R_{s1}$ . Die Kombination der eben beschriebenen Nullstelle und der Polstelle des ladungsempfindlichen Vorverstärkers, die durch das Rückkopplungsnetzwerk der Eingangsstufe bestimmt wird, führt im Zeitbereich zu einem Unterschwingen des Ausgangssignals. Um diesem unerwünschten Verhalten entgegenzuwirken, wird durch das Parallelschalten eines Widerstands  $R_{pz}$  zur Differenzierkapazität  $C_{diff}$  die Nullstelle aus dem Ursprung verschoben und mit der Polstelle des ladungsempfindlichen Vorverstärkers zur Deckung gebracht. Diese Schaltungstechnik wird in der Literatur als Pol-Nullstellenkompensation (engl.: Pole-Zero Cancellation) bezeichnet.

Berechnet man die Übertragungsfunktion für die in Abbildung 7.9 skizzierte Schaltung, so erhält man

$$\frac{V_{sout}}{V_{in}} = \frac{R_{fs1}}{R_{s1} + R_{pz}} \frac{(1 + s\tau_{pz})}{(1 + s\tau_1)(1 + s\tau'_{d1})(1 + s\tau_{fs1})} \quad (7.28)$$

mit

$$\tau'_{d1} = \frac{\tau_{d1}}{1 + \frac{R_{pz}}{R_{s1}}}. \quad (7.29)$$

Dabei ist  $\tau_1 = R_f C_f$  die Zeitkonstante des Rückkopplungsnetzwerkes des ladungsempfindlichen Vorverstärkers und  $\tau_{fs1} = R_{fs1} C_{s1}$  die Zeitkonstante des Rückkopplungsnetzwerkes des ersten Integrators.

Durch die Wahl der Zeitkonstanten  $\tau_1 = R_f C_f = \tau_{pz} = R_{pz} C_{diff}$ , heben sich nach Gleichung 7.28 die Nullstelle und die Polstelle auf und das Unterschwingen des Ausgangssignals wird eliminiert. Für die technische Umsetzung muss demnach das Verhältnis  $C_f/C_{diff} = R_{pz}/R_f$  sehr genau umgesetzt werden. Dies kann in einer integrierten Schaltung durch die bereits in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Layout-technik sehr präzise erreicht werden.

In der Eingangsstufe wurde als Entladewiderstand  $R_f$  ein Transistor eingesetzt. Daher wird für die Umsetzung der gleichen Zeitkonstanten  $\tau_1 = \tau_{pz}$  im Differenziator ebenfalls ein Transistor als Widerstand  $R_{pz}$  genutzt, der mit der gleichen Biasspannung betrieben wird.

### 7.3.2 Integratorstufen

Nach dem Differenziator folgt ein Integrator dritter Ordnung mit einer Integrationszeit von 250 ns. Dieser Integrator ist aus drei Stufen jeweils erster Ordnung zusammengesetzt. Dabei hat jede einzelne Stufe eine Zeitkonstante von  $\tau_i = 80 \text{ ns} \approx 250 \text{ ns}/3$ .

#### Integrationsstufe $S(1)$

Die erste Integrationsstufe folgt direkt auf den Differenziator und ist schaltungstechnisch eng mit diesem verwoben. Die Übertragungsfunktion ist bereits in Gleichung 7.28 enthalten.

Die Gleichspannungsverstärkung des Integrators wird durch das Verhältnis der Widerstände  $R_{fs1}/(R_{s1} + R_{pz})$  bestimmt. Gleichzeitig bewirkt der Widerstand  $R_{s1}$  eine Trennung von Differenziator und Integrationsnetzwerk, sodass die Integrationszeit allein durch das Gegenkopplungsnetzwerk des Verstärkers mit der Integrationskonstanten  $R_{fs1} C_{s1}$  beschrieben wird.

Mit einer gewählten Ausgangsamplitude von 1 V ergibt sich eine Verstärkung von  $A_{s1} = 1$ , die durch die Widerstände  $R_{fs1}$ ,  $R_{pz}$  und  $R_{s1}$  einzustellen ist. Zugleich muss der Entladewiderstand  $R_{fs1}$  möglichst groß gewählt werden, um den Rauschbeitrag klein zu halten. Aus der Optimierung der Parameter, die anhand von Simulationen erfolgte, erhält man  $R_{fs1} = 35 \text{ k}\Omega$ ,  $R_{s1} = 25 \text{ k}\Omega$  und  $C_{s1} = 2 \text{ pF}$ .

Damit die Nullstellenkompensation wie beschrieben eingesetzt werden kann, ist sicherzustellen, dass der parallel zur Differenzierkapazität geschalteter Transistor auf gleichem Source-Potential liegt wie der Transistor im Gegenkopplungsnetzwerk der Eingangsstufe. Dies kann erreicht werden, indem für den Verstärker im ersten Integrator die Schaltung des Vorverstärkers übernommen wird.

Da jedoch der Eingangsverstärker auf Grund der Rauscheigenschaften einen hohen Stromverbrauch aufweist und zugleich der Integrator in dieser Hinsicht keinen dominierenden Beitrag liefert, wird eine skalierte Version des Eingangsverstärkers mit geringeren Leistungsverbrauch aufgebaut.

In Abbildung 7.10 ist der Aufbau der ersten Integrationsstufe gezeigt. Auf Grund der negativen Polarität des Ausgangssignals muss die Ruhespannung der Kaskodenschal-

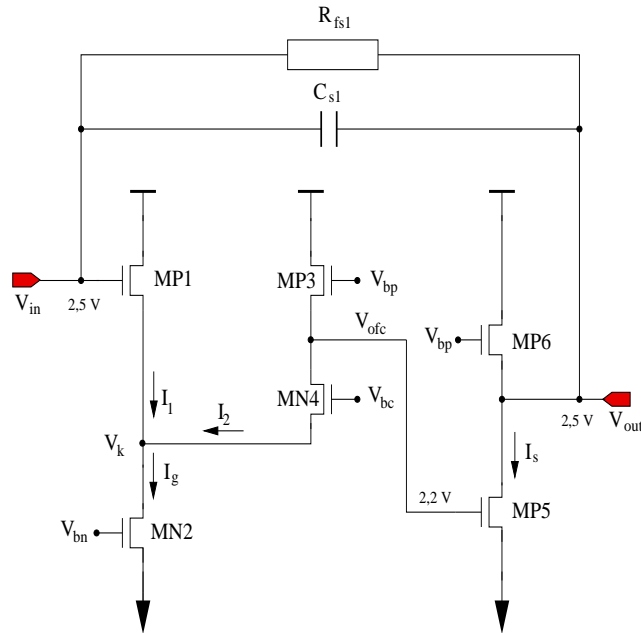


Abbildung 7.10: Beschaltung der skalierten Version des Vorverstärkers, der als erste Integrationsstufe eingesetzt wird. Dieser basiert auf der gefalteten Kaskodenschaltung sowie einem Sourcefolger, der als Ausgangsstufe dient

tung  $V_{ofc}$  neu gewählt werden, um den gesamten dynamischen Bereich darstellen zu können. Unter Berücksichtigung der Spannungen, die für den Betrieb der Transistoren in Sättigung erforderlich sind, ergibt sich eine maximale Ruhespannung von  $V_{ofc} = 2,2 \text{ V}$ . Für die Spannungsamplitude erhält man dann  $\Delta V_{ofc} = 1,1 \text{ V}$ .

Mit dem anschließenden Sourcefolger wird das Ruhepotential auf  $V_o = 2,5 \text{ V}$  geschoben, sodass sich durch eine Gleichspannungsgegenkopplung der gewählte Arbeitspunkt der Schaltung einstellt.

Aus der Integrationszeit von  $80 \text{ ns}$  sowie der berechneten Verstärkung von  $A_{s1} = 1$  erhält man ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW = 2 \text{ MHz}$ , das der Verstärker zumindest aufweisen muss. Damit die Eigenschaften des Integrators nicht durch die des zugrundeliegenden Verstärkers bestimmt werden, sollte das Verstärkungsbandbreitenprodukt des Verstärkers deutlich größer sein.

Anhand von Simulationen wurde unter Berücksichtigung der Rauscheigenschaften die in der Tabelle 7.2 gezeigten Transistorwerte ermittelt. Analog zur Eingangsstufe erhält man aus den Gleichungen 7.3 bzw. 7.16 und den in der Tabelle 7.2 gezeigten Transistorwerten, die Widerstandswerte  $r_o = 18,2 \text{ k}\Omega$  sowie  $Z = 296 \Omega$ . Mit den berechneten Widerstandswerten ergibt sich ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW = 573 \text{ MHz}$ , wodurch die eingangs gestellte Forderung hinreichend erfüllt wird.

	MP1	MN2	MP3	MN4	MP5	MP6	Einheit
W	3200	75	125	200	250	200	$\mu\text{m}$
L	0,35	5	1	5	0,35	0,35	$\mu\text{m}$
$I_{ds}$	0,85	0,92	0,07	0,07	0,32	0,25	mA
$g_m$	18,1	1,99	0,64	0,66	3,9	3,37	mS
$r_m$	2,75	1,01	39,6	18,38	2,655	10,7	k $\Omega$
$(V_{gs} - V_t)$	13	941	78	82	104	97	mV
$C_{gd}$	320	28	16,2	53	47	18	fF
$C_{gs}$	2010	1303	306	2860	264	108	fF
$C_{sd}$	41	3,8	22	3,79	5,3	4,1	fF

Tabelle 7.2: Transistorwerte der skalierten Eingangsstufe, die als Verstärkerstufe  $S(1)$  eingesetzt wurde. Die Transistoren MP1 bis MN4 bauen die Kaskodenschaltung auf und MP5 sowie MP6 den Sourcefolger, der als Ausgangsstufe eingesetzt wird

Im Anschluss an die erste Integrationsstufe wird der Signalverlauf auf zwei Signalpfade aufgeteilt, wie es in Abbildung 7.11 gezeigt ist. Dabei wird das Signal im unteren Pfad nicht weiter verstärkt, um Signale im oberen Dynamikbereich ohne Begrenzung übertragen zu können. Auf dem anderen Pfad werden die Signale dagegen um einen Faktor 30 verstärkt, damit die Signale im unteren Dynamikbereich auf dem Weg vom Vorverstärker-ASIC zu den nachfolgenden Elektronikmodulen keine wesentliche Rauschzunahme durch Einstrahlungen o.ä. erleiden. Damit kann im gesamten Auslesesystem der geforderte Dynamikbereich von 10 000 gewährleistet werden.

### Integrationsstufe $S(2)$

Als Verstärker für die zweite Integrationsstufe wurde der in der Literatur [LA94] ausführlich beschriebene Miller-OTA (engl.: Operational Transconductance Amplifier, OTA) ausgewählt. In Abbildung 7.12 ist das Schaltbild des Verstärkers gezeigt, der aus zwei Stufen, der differentiellen Eingangs- und einer verstärkenden Ausgangsstufe, besteht.

Den Eingang der differentiellen Stufe bilden die beiden identischen Transistoren MN1 und MN2, deren Sourceelektroden miteinander verbunden sind. Die Aufteilung der Ströme durch die beiden Transistoren wird von der Potentialdifferenz zwischen den beiden Gateelektroden bestimmt, während der Gesamtstrom der Eingangsstufe  $I_0 = I_1 + I_2$  durch den als Stromsenke eingesetzten Transistor MN5 konstant gehalten wird. Durch die als Stromspiegel geschalteten Transistoren MP3 und MP4 wird ein aktiver Lastwiderstand aufgebaut, der zu einem hohen Ausgangswiderstand und damit zu einer großen Verstärkung führt. Am Knotenpunkt zwischen den beiden Transistoren MP4 und MN2 stellt sich eine Spannung  $V_{do}$  ein, die eine Funktion der Stromdifferenz in den beiden Zweigen ist.

Auf die differentielle Eingangsstufe folgt eine weitere Verstärkerstufe, die aus den Transistoren MP6 und MN7 besteht. Zwischen Gate und Source von MP6 wird eine

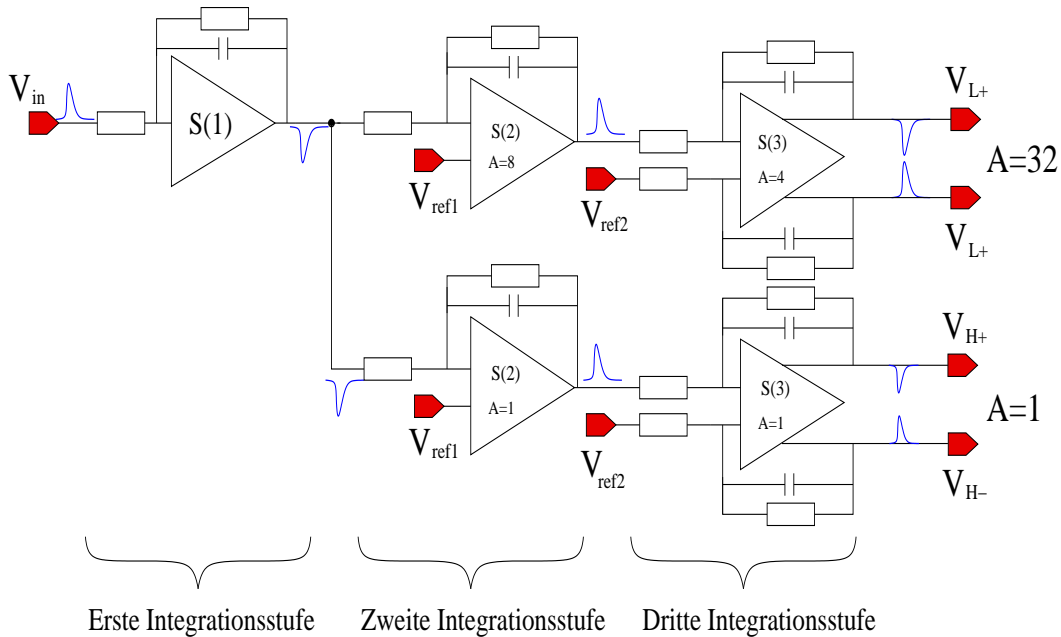


Abbildung 7.11: Aufbau der Pulsformerstufen die aus drei Integrationsstufen erster Ordnung mit einer Gesamtintegrationszeit von 250 ns besteht. Um den geforderten dynamischen Bereich von 10 000 zu erreichen, wurde der Signalpfad hinter der ersten Integrationsstufe aufgeteilt und mit unterschiedlichen Verstärkungen versehen

Kapazität  $C_{Miller}$  eingefügt, die als Millerkapazität bezeichnet wird und wesentlich für die Stabilität der Schaltung ist.

Das Verstärkungsbandbreitenprodukt eines Miller-OTAs ergibt sich nach [LA94] aus

$$GBW = \frac{g_{m1}}{2\pi C_{Miller}}, \quad (7.30)$$

mit der Transistorsteilheit der Eingangstransistoren  $g_{m1}$  und der Millerkapazität  $C_{Miller}$ . Um die Stabilität der Schaltung zu beurteilen, geht man vom Extremfall aus, dass das Ausgangssignal direkt auf den invertierenden Eingang zurückgeführt wird. Die Schaltung wird dann instabil sein, wenn die Oszillationskriterien erfüllt sind:

1. Die Schleifenverstärkung ist  $A_e > 1$ .
2. Die Phasendrehung im Verstärker ist  $\Delta\phi_e = 180^\circ$ .

Wenn die Phasendrehung bei der Frequenz  $f_{A1}$ , bei der die Schleifenverstärkung unter 1 absinkt, noch kleiner als  $180^\circ$  ist, dann sind bei keiner Frequenz beide Oszillationsbedingungen gleichzeitig erfüllt und der Verstärker ist unbedingt stabil. Den Restbetrag, der bei  $f_{A1}$  noch zu einer Phasendrehung  $\Delta\phi = 180^\circ$  fehlt, nennt

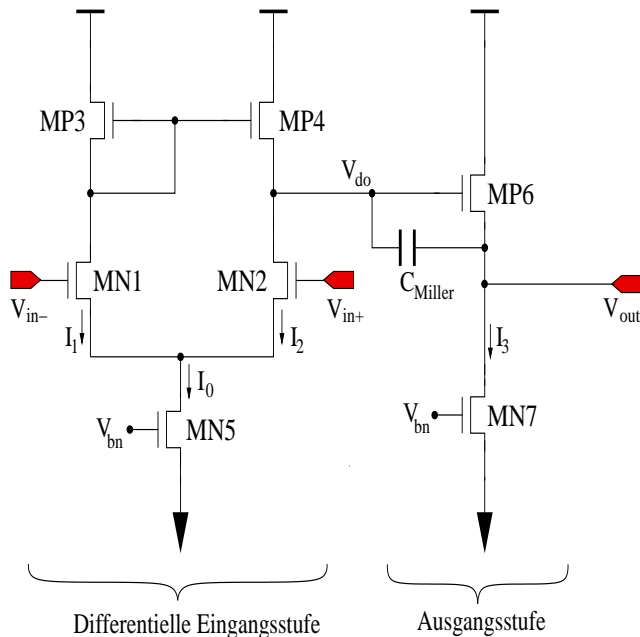


Abbildung 7.12: Schaltbild des Miller-OTAs, der als zweite Verstärkerstufe eingesetzt wird. Dieser besteht aus einer differentiellen Eingangsstufe sowie einer verstärkenden Ausgangsstufe

man Phasenreserve (engl.: Phase Margin, PM). Um einen stabilen Betrieb auch bei Prozessvariationen zu gewährleisten, sollte die Phasenreserve möglichst groß sein. Bei einem Miller-OTA gilt für die Phasenreserve

$$PM = 90^\circ - \arctan \frac{GBW}{f_{nd}}, \quad (7.31)$$

mit der Frequenz der nicht dominierenden Polstelle

$$f_{nd} = \frac{g_{m6}}{2\pi C_L}. \quad (7.32)$$

Dabei ist  $g_{m6}$  die Transistorsteilheit,  $C_L$  die Last- und  $C_{Miller}$  die Millerkapazität. Als Designparameter stehen somit die Transistorsteilheit  $g_{m1}$  und  $g_{m6}$ , die sich sowohl über den Drain-Source-Strom als auch über das geometrische Verhältnis  $W/L$  beeinflussen lassen, und die Größe der Millerkapazität, zur Verfügung.

Bei der Parameterwahl ist neben der Phasenreserve ein entsprechendes Verstärkungsbandbreitenprodukt der Schaltung zu wählen, sodass die Integratoreigenschaften allein durch die äußere Beschaltung bestimmt werden. Durch die Aufteilung in zwei Signalpfade muss die zweite Integrationsstufe zweimal mit unterschiedlichen Verstärkungen, aber mit einer Integrationszeit von jeweils 80 ns aufgebaut werden. Die Verstärkung des ersten Signalpfades wird dabei zu  $A_{s2a} \approx 10$  und im zweiten Pfad zu  $A_{s2b} \approx 1$  gewählt. Daraus ergibt sich ein Verstärkungsbandbreitenprodukt

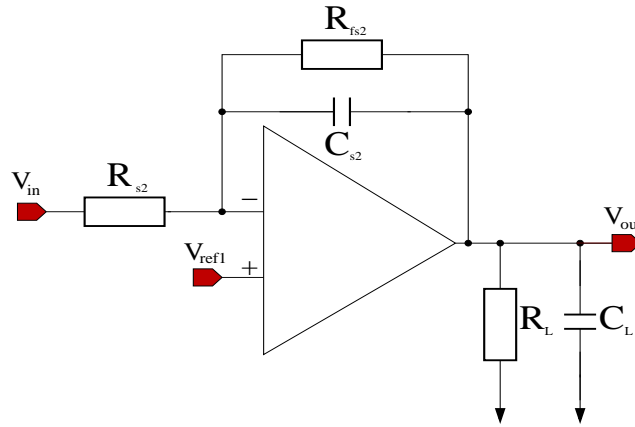


Abbildung 7.13: Der beschaltete Miller-OTA wird als Verstärker in der zweiten Integrationsstufe verwendet. Durch die äußere Beschaltung ergibt sich eine Integrationszeit von 80 ns

von  $GBW = 20$  MHz, das der Verstärker aufweisen muss.

	MN1	MN2	MP3	MP4	MN5	MP6	MN7	Einheit
W	8	8	60	60	7	90	15	$\mu\text{m}$
L	0,5	0,5	1	1	1	1	1	$\mu\text{m}$
$I_{ds}$	0,16	0,16	0,167	0,167	0,342	0,55	0,61	mA
$g_m$	0,78	0,78	1,01	1,01	0,725	2,2	1,54	mS
$r_m$	6,01	5,9	6,5	6,5	3,34	4,08	4,27	k $\Omega$
$(V_{gs} - V_t)$	380	382	814	813	876	816	828	mV
$C_{gd}$	0,242	0,24	0,15	0,15	0,04	0,6	0,58	fF
$C_{gs}$	1490	1490	158	142	24	234	51	fF
$C_{sd}$	1,7	1,7	10,65	9,2	0,2	11	1,03	fF

Tabelle 7.3: Transistorwerte des Miller-Operationsverstärkers, der als Verstärkerstufe S(2) eingesetzt wurde

Die Optimierung der Transistorparameter, wobei die eben beschriebenen Anforderungen als Grundlage galten, ergab die in der Tabelle 7.3 gezeigten Transistorwerte. Mit einer Millerkapazität von  $C_{Miller} = 2$  pF erhält man für die Frequenz der dominierenden Polstelle  $f_d = 1,59$  MHz und ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW = 62$  MHz. Die Frequenz der zweiten Polstelle liegt bei  $f_{nd} = 47$  MHz, was eine Phasenreserve von  $PM = 37,1^\circ$  ergibt. Mit dem berechneten Verstärkungsbandbreitenprodukt sowie der Phasenreserve werden die gestellten Anforderungen somit erfüllt.

In Abbildung 7.13 ist die zweite Integrationsstufe dargestellt. Für die Übertragungsfunktion der Schaltung erhält man

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{R_{fs2}}{R_{s2}} \frac{1}{1 + sR_{fs}C_{s2}}. \quad (7.33)$$

Die Verstärkung der Schaltung wird nach Gleichung 7.33 durch das Verhältnis der Widerstände  $R_{fs2}$  und  $R_{s2}$  bestimmt, wohingegen die Integrationszeit durch das Produkt  $R_{fs}C_{s2}$  beschrieben wird. Um die Integrationszeit von 80 ns zu erreichen, hat sich für den hochverstärkenden Signalpfad eine Verstärkung von  $A_{s2a} = 8$  mit  $R_{fs2a} = 61 \text{ k}\Omega$  und  $R_{s2a} = 7,2 \text{ k}\Omega$  als ein guter Kompromiss zwischen Platzbedarf, Rauschbeitrag und Handhabbarkeit der sich daraus ergebenden Kapazitäten und Widerstände erwiesen. Für die Kapazität erhält man dann  $C_{s2a} = 1,5 \text{ pF}$ .

Mit einer Verstärkung von  $A_{s2b} = 1$  wurden auf gleiche Weise die Widerstände  $R_{fs2b} = 20 \text{ k}\Omega$  sowie  $R_{s2b} = 15 \text{ k}\Omega$  für den zweiten Signalpfad ermittelt. Die Integrationszeit von 80 ns wird mit einer Kapazität von  $C_{s2b} = 4 \text{ pF}$  erreicht.

Um den gesamten dynamischen Bereich nutzen zu können, muss die Ruheausgangsspannung des Verstärkers, die mit der am nichtinvertierenden Eingang anliegenden Referenzspannung  $V_{ref1}$  eingestellt werden kann, bei etwa 1 V liegen.

Da sich die Ruhespannung der vorherigen Stufe auf Grund von Temperaturänderungen verschieben kann, muss die Referenzspannung entsprechend nachgeregelt werden. Dazu wurde eine programmierbare Spannungsreferenzquelle aufgebaut, die in Abschnitt 7.5 beschrieben wird.

### Integrationsstufe $S(3)$

Für die dritte Integrationsstufe wurde als Verstärker ein voll differentieller Operationsverstärker aufgebaut, dessen Schaltbild in Abbildung 7.14 gezeigt ist. Er besteht aus einer gefalteten Kaskodenschaltung mit einem Sourcefolger als Ausgangsstufe sowie einer Gleichtaktregelung.

Die Funktion der gefalteten Kaskodenschaltung entspricht bis auf den symmetrischen Aufbau im wesentlichen der der im ladungsempfindlichen Vorverstärker verwendeten Schaltung. Der Transistor MP3 wird als Stromquelle eingesetzt und bestimmt den Strom  $I_0$ . Dieser Strom teilt sich wie beim Miller-OTA zu gleichen Teilen in die beiden Ströme  $I_1$  und  $I_2$  auf, die jeweils durch die Eingangstransistoren der Schaltung MP1 und MP2 fließen. In den Knotenpunkten  $V_{K+}$  und  $V_{K-}$  summieren sich die Ströme  $I_1$  und  $I_2$  zu den Strömen durch den Kaskodenzweig  $I_{11}$  und  $I_{22}$ . Die Summe wird durch die als Stromsenke dienenden Transistoren MN10 und MN11 bestimmt. MN8 und MN9 sind die Kaskodentransistoren mit denen die Punkte  $V_{K\pm}$  von den Ausgangsknotenpunkten  $V_{ofc\pm}$  getrennt werden. Der Ausgangswiderstand der Schaltung wird durch die beiden in Reihe geschalteten Transistoren MP4 und MP6 bzw. MP5 und MP7 gegeben. Diese Reihenschaltung ermöglicht im Gegensatz zu nur einem Transistor einen höheren Ausgangswiderstand und somit eine höhere Verstärkung.



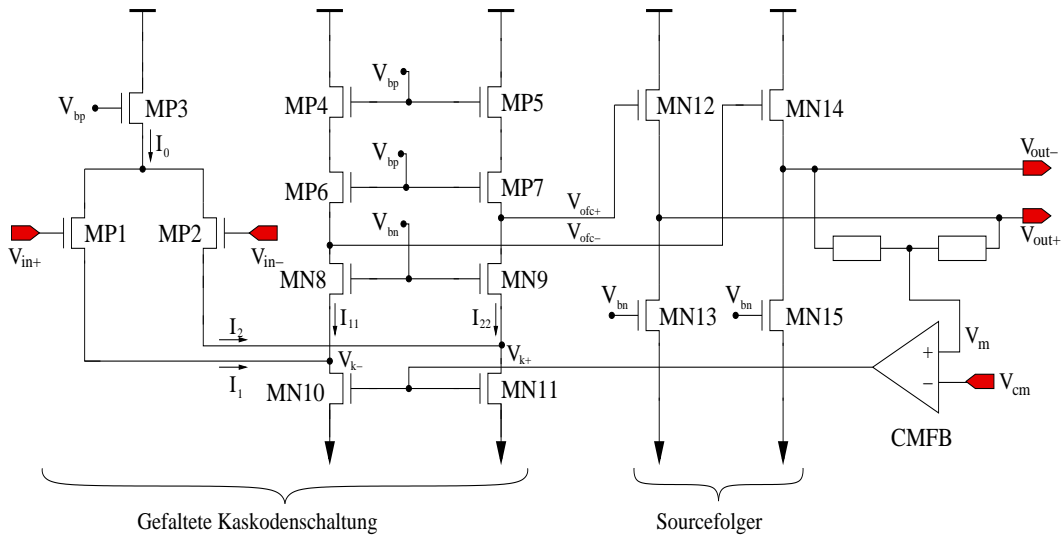


Abbildung 7.14: Schaltbild des voll differentiellen Operationsverstärker, der aus einer gefalteten Kaskodenschaltung, einem Sourcefolger sowie einer Gleichtaktregelung aufgebaut wird

Ändert sich die Potentialdifferenz zwischen den Gates der Eingangstransistoren, führt dies wie beim Miller-OTA zu einer Änderung der Stromaufteilung von  $I_1$  und  $I_2$ . Da die Summe der Ströme in MN10 und MN11 konstant bleibt, ändert sich entsprechend die Stromaufteilung im Kaskodenzweig. Dadurch fällt an  $V_{ofc\pm}$  eine verstärkte differentielle Ausgangsspannung ab. Für die Gleichspannungsverstärkung gilt:

$$A_0 = g_{m1} R_B, \quad (7.34)$$

mit dem Ausgangswiderstand

$$R_B = \frac{1}{\frac{1/r_{m6}1/r_{m4}}{g_{m6}} + \frac{1/r_{m8}(1/r_{m10}+1/r_{m1})}{g_{m8}}}. \quad (7.35)$$

Der niederohmige Ausgangswiderstand wird mit einem Sourcefolger realisiert, der aus den beiden nMOS-Transistoren MN12 und MN13 bzw. MN14 und MN15 aufgebaut wird. Die Funktion des Sourcefolgers wurde bereits in Abschnitt 7.2.2 beschrieben. Mit der Annahme einer Verstärkung des Sourcefolgers von  $A_s = 1$  beschreibt die Gleichung 7.34 die Leerlaufverstärkung der gesamten Schaltung.

Anders als bei den bisher betrachteten Verstärkern ist für einen stabilen Betrieb eines voll differentiellen Verstärkers eine Gleichtaktregelung notwendig. Dazu wird mit einem Spannungsteiler aus den beiden Ausgangssignalen  $V_{out\pm}$  das Mittenpotential  $V_m$  gebildet. Dieses Potential wird mit einem Differenzverstärker mit einem von außen vorgegebenen Potential  $V_{cm}$  verglichen. Steigt  $V_m$  an, steigt auch die Ausgangsspannung des Differenzverstärkers, die auf die Gates der beiden Stromsenken

MN10 und MN11 gegeben wird. Dies führt zu einem höheren Strom im Kaskoden-zweig, was zu einer Abnahme von  $V_{out\pm}$  führt. Als Differenzverstärker wird eine Schaltung eingesetzt, die der ersten Stufe eines Miller - OTAs entspricht.

	MP1	MP2	MP4	MP6	MN8	MN10	MN14	MN15	Einheit
W	32	32	80	80	28,6	90	170	185	$\mu\text{m}$
L	5	5	1	1	2	1,5	1	1	$\mu\text{m}$
$I_{ds}$	0,91	0,66	0,35	0,38	0,38	1,26	0,6	0,6	mA
$g_m$	1,56	1,78	0,54	0,62	0,41	1,5	5,7	4,9	mS
$r_m$	22,1	27,9	15,4	27,8	72,1	14,5	3,14	4,55	k $\Omega$
$(V_{gs} - V_t)$	207	153	168	147	147	134	185	144	mV
$C_{gd}$	0,51	0,45	64	68	0,4	0,14	0,12	0,08	fF
$C_{gs}$	48	48	204	181	127	273	582	571	fF
$C_{ds}$	3,5	3,5	1124	165	4,6	23	89	82	fF

Tabelle 7.4: Transistorwerte des voll differentiellen Verstärkers, der als Verstärkerstufe S(3) verwendet wird

Damit die beschriebene Gleichtaktregelung funktioniert, muss das Verstärkungsbandbreitenprodukt der Gleichtaktregelung größer sein als das der voll differentiellen Verstärkerstufe. Das Verstärkungsbandbreitenprodukt des voll differentiellen Verstärkers erhält man aus

$$GBW = \frac{g_{m1}}{2\pi C_{out}}. \quad (7.36)$$

Dabei ist  $g_{m1}$  die Steilheit des Eingangstransistors und  $C_{out} = C_{ds14} + C_{ds15} + C_L$  die am Ausgang anliegenden Kapazitäten.

Bei der Dimensionierung der Transistorparameter ist zusätzlich das Verstärkungsbandbreitenprodukt der Schaltung größer als das der äußeren Beschaltung zu wählen. Mit einer Integrationszeit von 80 ns und einer gewählten Verstärkung von  $A_{s3a} = 4$  für den ersten bzw.  $A_{s3b} = 1$  für den zweiten Signalpfad, ergibt sich ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von mindestens  $GBW \geq 10$  MHz für den voll differentiellen Verstärker.

Die Optimierung der Werte erfolgte anhand von Simulationen und liefert die in der Tabelle 7.4 gezeigten Transistorwerte. Damit erhält man ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW = 477$  MHz.

Im Fall der Gleichtaktregelung lässt sich das Verstärkungsbandbreitenprodukt mit

$$GBW_{CMFB} = \frac{g_{m1}}{2\pi C_o} \quad (7.37)$$

berechnen. Mit einer Steilheit des Eingangstransistors von  $g_m = 0,88$  mS des Differenzverstärkers der Gleichtaktregelung und der Summe der am Ausgangsknotenpunkt der Gleichtaktregelung anliegenden Kapazitäten  $C_o = 3$  fF, ergibt sich ein

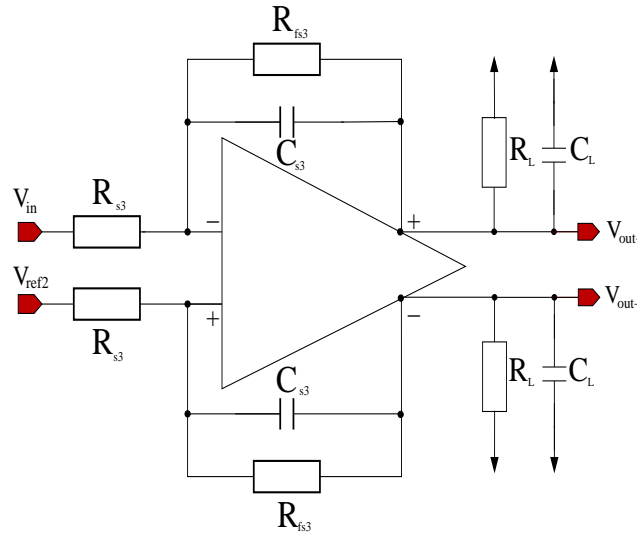


Abbildung 7.15: Beschaltung des differentiellen Operationsverstärkers

Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW_{CMFB} = 47$  GHz. Ein Vergleich der berechneten Werte zeigt, dass die eingangs gestellte Anforderung an das Verstärkungsbandbreitenprodukt ausreichend erfüllt wird.

Die Abbildung 7.15 zeigt den Aufbau der Integrationsstufe. Die Schaltung erfüllt zwei Aufgaben. Zum einen wird das unsymmetrische Eingangssignal in ein symmetrisches Ausgangssignal gewandelt. Zum anderen wird eine Signalintegration mit einer Zeitkonstanten von 80 ns realisiert.

Die Übertragungsfunktion kann aus Gleichung 7.33 übernommen werden. Für den hochverstärkenden Auslesebereich ergeben sich aus der Optimierung zwischen geometrischen Aspekten und Rauschbeitrag die Widerstände  $R_{fs3a} = 18$  k $\Omega$  und  $R_{s3a} = 4$  k $\Omega$ . Damit wird eine Verstärkung von etwa  $A_{s3a} = 4$  erreicht. Die Umsetzung der Integrationszeit erfolgt mit einer Integrationskapazität von  $C_{s3a} = 4$  pF.

Die Verstärkung von  $A_{s3b} = 1$  im zweiten Signalpfad wurde durch die Widerstände  $R_{fs3} = 10$  k $\Omega$  und  $R_{s3} = 10$  k $\Omega$  realisiert. Zugleich ergibt sich die Integrationskapazität  $C_{s3} = 8$  pF, mit der man die geforderte Integrationszeit von 80 ns erhält.

Ähnlich wie bei der Verstärkerstufe  $S(2)$  ist für den voll differentiellen Operationsverstärker eine Referenzspannung  $V_{ref2}$  notwendig, um den Arbeitspunkt der Schaltung einzustellen. Diese wird an den  $V_{in+}$ -Eingang angelegt. Eine ausführliche Beschreibung der Referenzspannung ist in Abschnitt 7.5 nachzulesen.

## 7.4 Analoge Ausgangstreiber

Um die aus der Pulsformerstufe kommenden Signale auf den Ausgang mit hoher kapazitiver Last zu geben, werden analoge Treiberstufen eingesetzt, in denen erneut ein Miller-OTA als Verstärker zum Einsatz kommt und als Spannungsfolger bzw. Impedanzwandler betrieben wird. Das Ausgangssignal wird dazu auf den invertierenden Eingang zurückgeführt, wodurch eine Verstärkung von  $A_t = 1$  erreicht wird. Damit die Pulsform durch den Ausgangstreiber nicht verändert wird, ist zum einen eine ausreichende Bandbreite des Verstärkers notwendig. Zum anderen erhält man aus der Regelungstheorie [LA94], dass das Ausgangssignal dem Eingangssignal bei einer Phasenreserve von  $PM \approx 68^\circ$  am schnellsten folgen kann. Diese Phasenreserve wird nach Gleichung 7.31 dann erreicht, wenn ein Faktor drei zwischen der Frequenz der zweiten Polstelle  $f_{nd}$  und dem Verstärkungsbandbreitenprodukt gegeben ist. Aus den Gleichungen 7.30 sowie 7.32 erhält man die Beziehung

$$\frac{GBW}{f_{nd}} = \frac{g_{m1} C_L}{g_{m7} C_{Miller}} \approx \frac{1}{3}. \quad (7.38)$$

Mit einer Lastkapazität von  $C_L = 10$  pF und einer Millerkapazität von  $C_{Miller} = 2$  pF ergibt sich aus Gleichung 7.38 ein Verhältnis von  $15 g_{m1} = g_{m7}$  das zu erfüllen ist, um die geforderte Phasenreserve von  $PM \approx 68^\circ$  zu erreichen.

	MP1	MP2	MN3	MN4	MP5	MP6	MN7	Einheit
W	56	56	24,9	24,9	40	300	700	$\mu\text{m}$
L	0,5	0,5	3	3	1	1	0,35	$\mu\text{m}$
$I_{ds}$	0,41	0,41	0,43	0,41	0,87	1,47	1,47	mA
$g_m$	0,68	0,67	0,34	0,34	0,8	8,9	7,1	mS
$r_m$	41	44	26	26	23	21	18	k $\Omega$
$(V_{gs} - V_t)$	68	66	184	183	86	143	92	mV
$C_{gd}$	8,7	8,4	6	5,8	10,1	138	45,8	fF
$C_{gs}$	64,3	63,1	258	245	104,7	457	571	fF
$C_{sd}$	2,4	2,1	0,3	0,5	0,4	0,28	3,2	fF

Tabelle 7.5: Transistorwerte des Miller-OTAs, der als Verstärker der Ausgangstreiber eingesetzt wird

Neben der Phasenreserve muss der Ausgangstreiber eine entsprechend hohe Flankensteilheit (engl.: Slew Rate, SR) besitzen, um die Anstiegsflanke des Ausgangssignals schnell genug wiedergeben zu können. Bei einer Integrationszeit von 250 ns und einer maximalen Spannungsamplitude von 2 V ist eine  $SR \geq 10$  V/ $\mu\text{s}$  notwendig. Die Flankensteilheit eines Miller-OTAs ergibt sich nach [LA94] aus

$$SR = \frac{I_s - I_{in}}{C_L}. \quad (7.39)$$

Dabei beschreibt  $I_s$  den Strom durch die Ausgangsstufe und  $I_{in}$  den Strom durch den Eingangstransistor. Um die gestellte Anforderung zu erfüllen, ist mit einer Last-

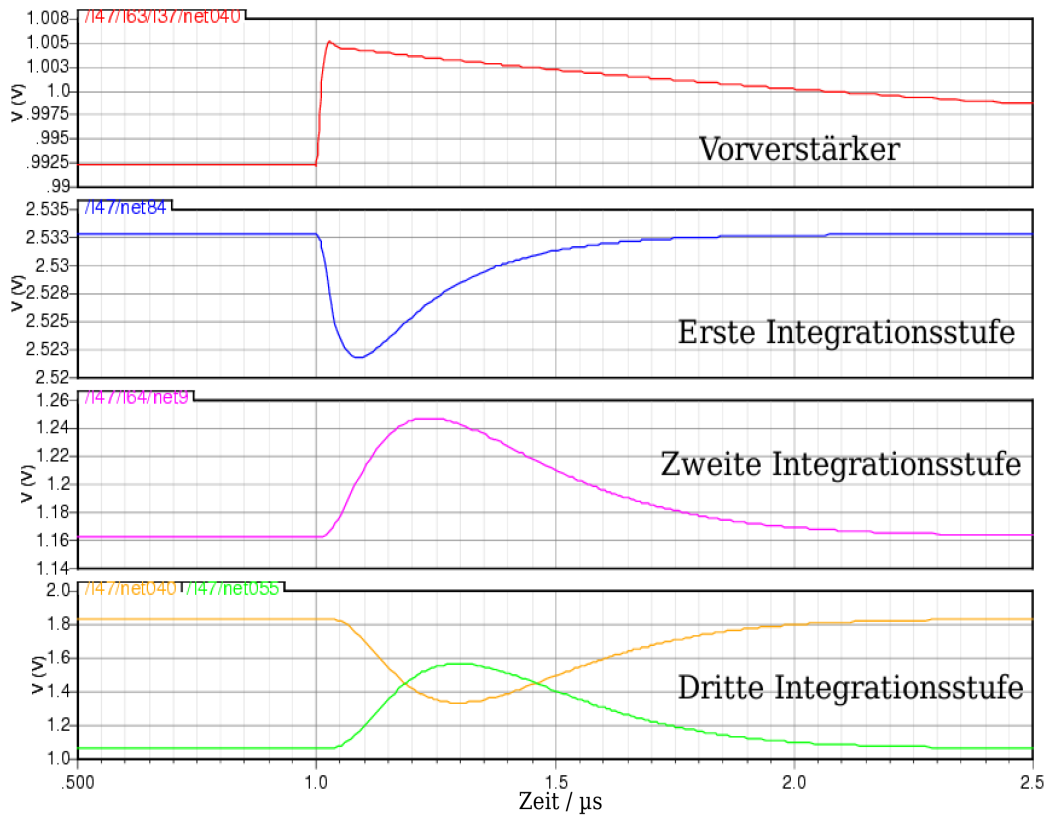


Abbildung 7.16: Darstellung der simulierten Ausgangssignale der Auslekette hinter dem Vorverstärker sowie den drei Integrationsstufen

kapazität von 10 pF der Strom in der Ausgangsstufe im mA-Bereich zu wählen. Die anhand der Simulation durchgeführte Optimierung liefert die in der Tabelle 7.5 aufgelisteten Transistorwerte.

Mit den Transistorwerten sowie einer Millerkapazität von 2 pF ergibt sich aus Gleichung 7.30 ein Verstärkungsbandbreitenprodukt von  $GBW = 54$  MHz. Die Frequenz der zweiten Polstelle, die mit Gleichung 7.32 berechnet wird, liegt bei  $f_{nd} = 144$  MHz. Damit erhält man eine Phasenreserve von  $PM = 69,4^\circ$ . Die Flankensteilheit der Schaltung beträgt  $SR = 106$  V/ $\mu$ s, wodurch die gestellten Anforderungen ausreichend erfüllt werden.

Abbildung 7.16 zeigt das Ergebnis einer Simulation des beschriebenen Vorverstärkers und Pulsformers mit einem Eingangsladungspuls von  $Q_{in} = 100$  fC. Als Umgebungstemperatur wird in der Simulation  $T = -20^\circ$  C eingestellt.

Die vier in Abbildung 7.16 dargestellten Spuren zeigen das Ausgangssignal jeweils hinter dem Vorverstärker sowie der ersten, zweiten und dritten Integrationsstufe im hochverstärkenden Signalpfad. Nach den einzelnen Integrationsstufen ist im Vergleich deutlich die Annäherung an eine gaußähnliche Pulsform mit Zunahme der

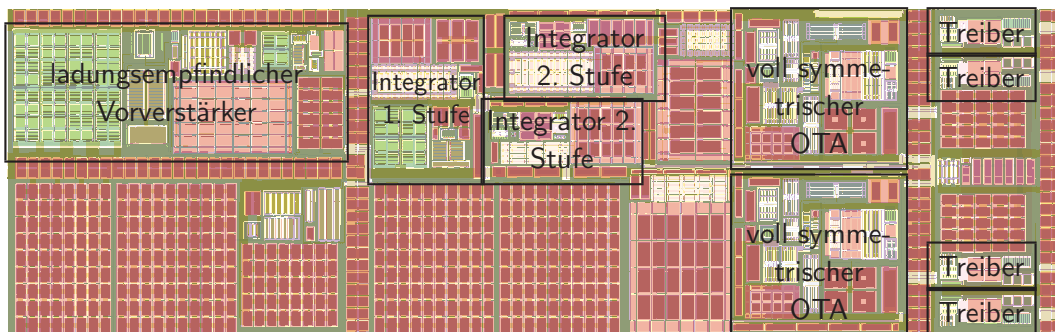


Abbildung 7.17: Technische Umsetzung eines vollständigen Auslesekanals. Dieser besteht aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einer Pulsformerstufe sowie den Ausgangstreibern

Integrationszeit um jeweils 80 ns zu erkennen. Während die ersten drei Spuren unsymmetrische Signale zeigen, sieht man nach der dritten Integrationsstufe das differentielle Ausgangssignal mit der extern vorgegebenen Mittenspannung von 1,5 V. Durch Subtrahieren der beiden Spuren erhält man die Amplitude des Ausgangssignals von 1,02 V. Dies entspricht einer Ladungsverstärkung von 10,2 mV/fC.

In der Abbildung 7.17 ist das Layout des vollständigen Auslesekanals gezeigt. Oben links ist der ladungsempfindliche Vorverstärker zu sehen. Im Anschluss an die Signalauskopplung, in der das Signal differenziert wird, folgen rechts davon die Integratoren. Nach der ersten Integrationsstufe teilt sich der Signalpfad, was im Layout an den doppelt aufgebauten Integrationsstufen 2 und 3 zu erkennen ist. Am Ende der Auslekette befinden sich die Treiberstufen, die zum Treiben von kapazitive Lasten von bis zu 10 pF entwickelt wurden.

## 7.5 Programmierbare Spannungsreferenzen und Testpulse

Wie bereits in Abschnitt 7.3.2 erwähnt, werden für die Verstärker in den Integrationsstufen einstellbare Referenzspannungsquellen benötigt. Dazu wurden zwei Digital-Analog-Wandler (engl.: Digital to Analoge Converter, DAC) auf dem Chip integriert, die über eine gemeinsame serielle Schnittstelle programmiert werden können und auf diese Weise zwei einstellbare Referenzspannungen  $V_{ref1}$  und  $V_{ref2}$  erzeugen. Diese Referenzspannungen stehen beiden Auslesekanälen zur Verfügung.

### 7.5.1 Digital - Analog - Wandler

Für den erforderlichen Digital-Analog-Konverter wurden verschiedene Konzepte simuliert und dabei in Hinblick auf ihren Rauschbeitrag untersucht. Die Wahl fiel

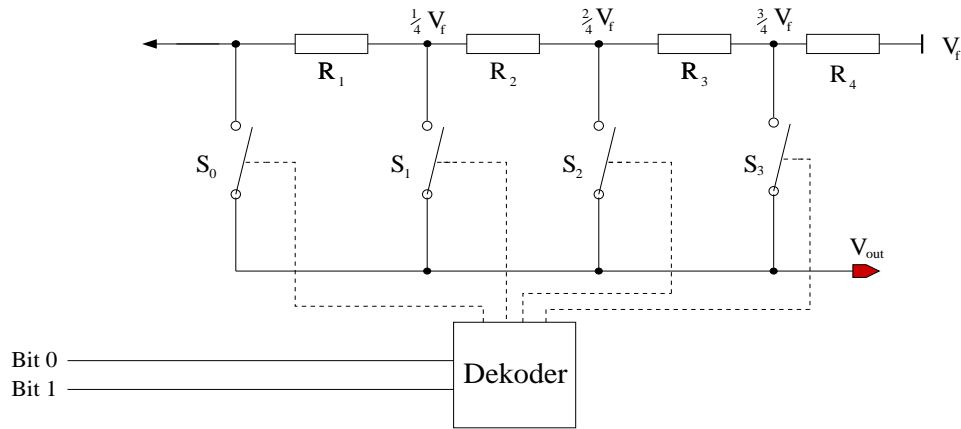


Abbildung 7.18: Aufbau eines 2-Bit Digital-Analog-Wandlers. Mit einem Dekoder wird einer der Schalter  $S_0$  bis  $S_{2^N-1}$  geschlossen und dadurch die Ausgangsspannung bestimmt

schließlich auf einen Wandler der auf einer Widerstandskette basiert. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 7.18 anhand eines 2-Bit Wandlers dargestellt.

Die Referenzspannung  $V_f$  wird auf eine Widerstandskette aus  $2^N$  Widerständen gegeben. Zwischen den Widerständen liegen in Schritten von  $V_f/2^N$  Spannungen im Bereich von 0 bis  $(2^N - 1)V_f/2^N$  an. Über die Schalter  $S_0$  bis  $S_{2^N-1}$  wird genau eine dieser Spannungen auf den Ausgang gegeben. Dazu werden die Schalter von einem Dekoder angesteuert, der den  $N$ -Bit Wert am Eingang auf  $2^N$  Ausgänge umwandelt. Die benötigte Auflösung der DACs wird durch die Integrationsstufe mit der höchsten Gleichspannungsverstärkung bestimmt. Dies ist die zweite Integrationsstufe im hochverstärkenden Signalpfad mit einer Verstärkung von  $A_{s2a} = 8$ . Um die Ausgangsspannung dieser Stufe in Schritten  $V_b \leq 50 \text{ mV}$  einstellen zu können, wird eine Schrittweite des DACs von  $V_{LSB} \leq 50 \text{ mV}/8 = 6,25 \text{ mV}$  benötigt. Die notwendige Wortbreite des DACs kann aus

$$N = \log_2 \frac{V_f}{V_{LSB}} \quad (7.40)$$

mit der Referenzspannung  $V_f$  berechnet werden. Setzt man  $V_f = 3,3 \text{ V}$  und  $V_{LSB} = 6,25 \text{ mV}$  ein, erhält man  $N = 9,04$ . Die Wahl fiel daher auf einen 10-Bit Digital-Analog-Wandler.

### 7.5.2 Testpulsler

Für eine Funktionsprüfung der integrierten Ausleseelektronik wurde auf dem Chip ein Testpulsler implementiert. Dazu wird wie in Abbildung 7.19 gezeigt, eine Spannungsstufe  $\Delta V$  über einen Treiber auf eine Kapazität  $C_{in}$  geführt, wodurch ein Ladungspuls  $Q_{in} = C_{in}\Delta V$  in den Vorverstärker injiziert wird.

Da im Design jeder Kanal zwei Signalpfade mit unterschiedlichen Verstärkungen besitzt, wurden zwei unterschiedliche Kapazitäten  $C_{in1} = 400 \text{ fF}$  und  $C_{in2} = 50 \text{ fF}$  auf-

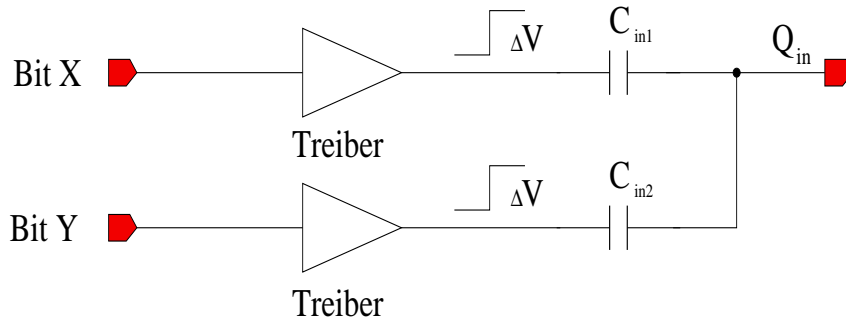


Abbildung 7.19: Aufbau des Testpulsers. Anhand der Programmierung wird eine Spannungsstufe eingekoppelt, die mittels der Kapazität eine Ladung  $Q_{in} = C_{in}\Delta V$  in den Vorverstärker eingekoppelt

gebaut. Mit einer Spannungsstufe von  $\Delta V = 3,3\text{ V}$  kann wahlweise eine Ladung von  $165\text{ fC}$  bzw.  $1320\text{ fC}$  eingekoppelt werden. Somit ist es möglich für beide Signalpfade entsprechend große und damit auch gut messbare Ausgangssignale zu erzeugen. Das Auslösen eines Testpulses erfolgt durch eine entsprechende Programmierung, die über die serielle Schnittstelle durchgeführt wird.

### 7.5.3 Serielle Schnittstelle

Die gesamte Programmierung des Vorverstärker Chips erfolgt über eine eigens dafür entwickelte serielle Zwei-Leitungsschnittstelle, über die jeweils 20-Bit Datenworte in den Chip geschrieben werden können.

In Abbildung 7.20 ist die Programmierung des Vorverstärker Chips veranschaulicht. Im Ruhezustand liegen die Daten- und Taktleitung auf High-Pegel. Wechselt die Taktleitung von 1 auf 0 während die Datenleitung auf 1 liegt, erkennt die serielle Schnittstelle dies als Startsignal. Im Anschluss daran werden mit den nächsten 20 steigenden Taktflanken die Datenbits, beginnend mit den höchstwertigsten Bit, in den Chip geschrieben.

Nachdem das niederwertigste Bit geschrieben wurde, ist für die interne Verarbeitung noch eine steigende Flanke des Taktsignals notwendig. Danach geht das Taktsignal wieder in den Ruhezustand (High-Pegel) über. Bei dieser letzten steigenden Flanke werden die Daten in den adressierten DAC oder Testpulsler geschrieben.

Tabelle 7.6 zeigt das verwendete Datenformat. Die Bits 0 bis 7 dienen zur Adressierung der Chips, sodass bis zu 256 Vorverstärkerbausteine über einen seriellen Bus individuell angesprochen werden können. Beim ersten Prototypen wurden allerdings die Bits 4 bis 7 intern fest auf 1 verdrahtet.

Mit den Bits 8 und 9 wird die zu programmierende Funktionseinheit auf dem Chip ausgewählt und je nach Zustand dieser Bits die Datenbits 10 bis 19 in einen der beiden DACs oder in die Testpulsereinheit geschrieben.



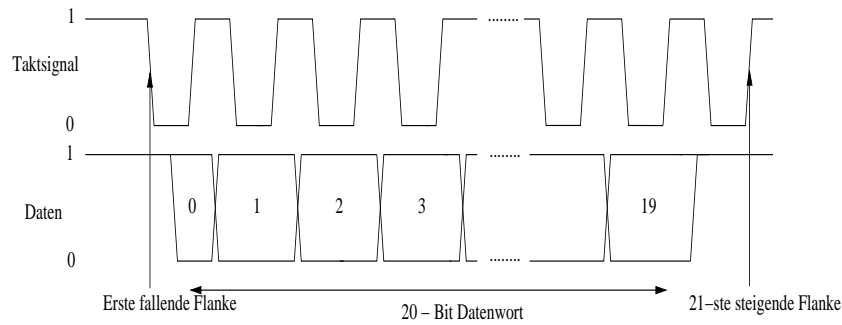


Abbildung 7.20: Darstellung der DAC-Programmierung. Gezeigt sind das Daten- und Taktsignal

19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
Ungenutzt										0	0	Chip-ID							
DAC1										1	0								
DAC2										0	1								
TPK1	TPK2	Ungenutzt								1	1								

Tabelle 7.6: Beschreibung des 20-Bit Datenworts, das für die Programmierung des Chips benötigt wird

Für den Aufbau der seriellen Schnittstelle wurde auf eine Standardbibliothek zurückgegriffen, die für ein älteres Projekt an der GSI entwickelt wurde. Diese Bibliothek beinhaltet die elementaren Logikfunktionen in Form von Schaltplänen und den dazugehörigen Layoutblöcken. Zum Aufbau einer digitalen Schaltung können diese Elemente sowohl auf der Schaltplan- als auch auf der Layoutebene einfach platziert und miteinander verschaltet werden.

Da bei der so aufgebauten Digitallogik Standardzellen in CMOS-Technologie verwendet werden, ist diese Logik sehr stromsparend und ist insbesondere im Ruhezustand, wenn kein Taktsignal anliegen, stromlos. Somit wird auch kein zusätzliches Rauschen ins Substrat oder in die Versorgungsleitungen eingekoppelt.

## 7.6 Gesamtintegration

Die in diesem Kapitel beschriebenen Schaltungselemente wurden in einer 0,35- $\mu\text{m}$ -CMOS-Technologie der Firma Austria Mikrosysteme umgesetzt. Das Layout des Designs mit einer Kantenlänge von  $3070,8\mu\text{m} \times 3070,8\mu\text{m}$  ist in Abbildung 7.21 gezeigt. In der Tabelle 7.7 ist die Anschlussbelegung der insgesamt 64-Pads aufgelistet. Die Pads haben eine Größe von  $80\mu\text{m} \times 80\mu\text{m}$  sowie einen Padabstand von  $150\mu\text{m}$ .

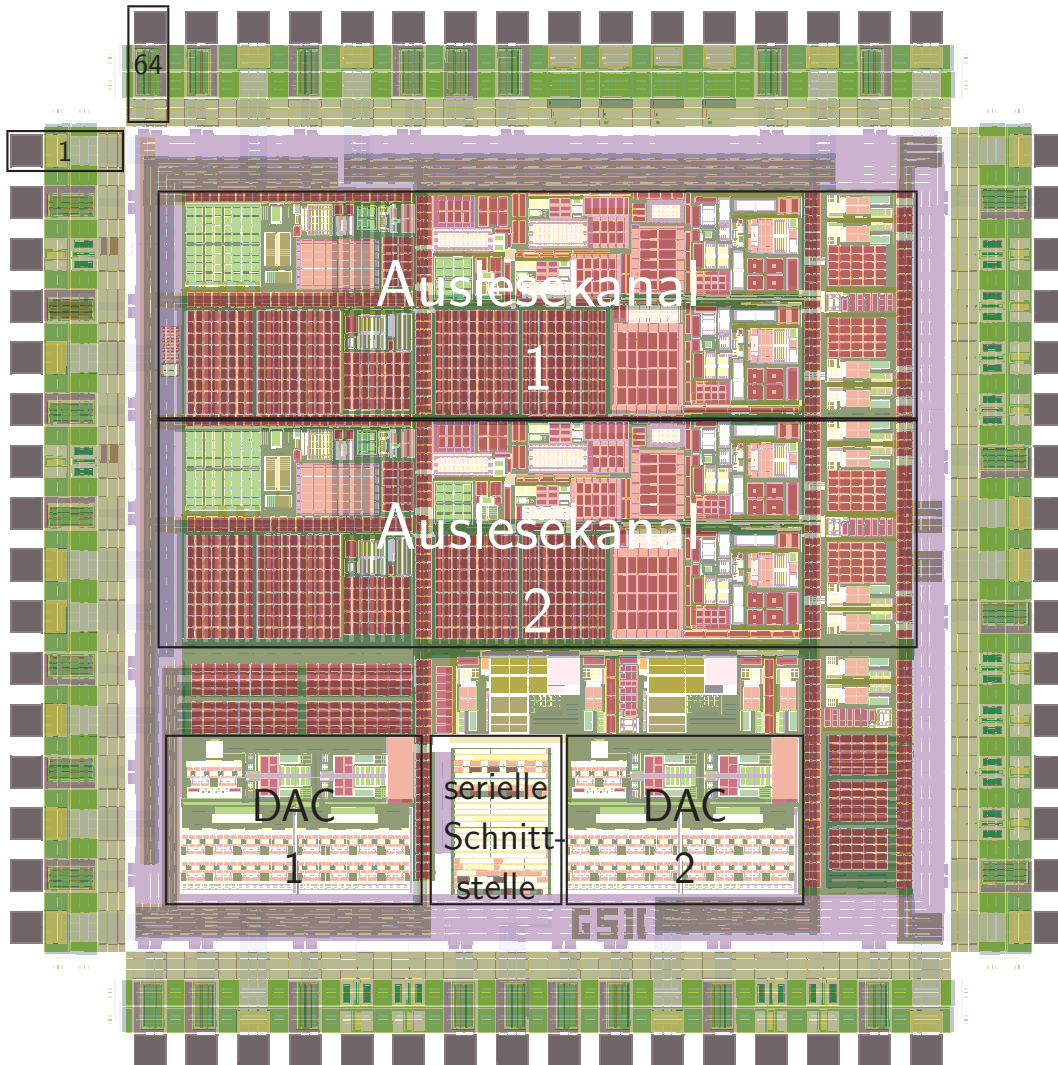


Abbildung 7.21: *Layout des Auslesechips mit einer Kantenlänge von  $3070,8\mu\text{m} \times 3070,8\mu\text{m}$ . Die beiden dort eingezeichneten Auslesekanäle, bestehen jeweils aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, Pulsformer und den Ausgangstreibern. Die Pin-Beschreibung ist in Tabelle 7.7 gezeigt*

Das in Abbildung 7.21 gezeigte Layout beinhaltet zwei voneinander unabhängige Auslesekanäle. Selbst in der Gesamtintegration ist der Eingangstransistor auf Grund seiner Dimensionierung deutlich zu erkennen.

Unter den beiden Auslesekanälen wurde in der Mitte die serielle Schnittstelle und rechts und links davon jeweils einer der beiden Digital-Analog-Wandler aufgebaut, mit denen die Referenzspannungen für die beiden Auslesekanäle erzeugt werden.

Damit die Chipfläche möglichst vollständig genutzt wird, sind in den Zwischenräumen Kapazitäten aufgebaut worden, die als Filter in der Spannungsversorgung fungieren.

Pinnummer:	Pinbezeichnung:		Pinnummer:	Pinbezeichnung:
1	VDD		33	GND
2	GND		34	VDD
3	IN1		35	OUT2+2
4	GND		36	OUT2-2
5	VDD		37	OUT2-1
6	GND		38	OUT2+1
7	IN2		39	GND
8	GND		40	VDD
9	VDD		41	VDD
10	VDD		42	GND
11	GND		43	OUT1+2
12	VDD		44	OUT1-2
13	GND		45	OUT1-1
14	VDD		46	OUT1+1
15	GND		47	GND
16	VDD		48	VDD
17	GND		49	VDD
18	GND		50	GND
19	VDD		51	VDD
20	GND		52	GND
21	DAT		53	P04
22	CLK		54	P03
23	GND		55	P02
24	VDD		56	P01
25	GND		57	GND
26	GND		58	VDD
27	VDD		59	GND
28	GND		60	VDD
29	DAC1		61	GND
30	DAC2		62	VDD
31	GND		63	GND
32	VDD		64	GND

Tabelle 7.7: Pinbelegung des Chips: VDD=Versorgungsspannung, GND=Massepotential, IN1=Eingangspad des ersten Kanals, IN2=Eingangspad des zweiten Kanals, DAT=Dateneingang, CLK=Taktsignaleingang, DAC1=Ausgangsspannung des ersten DACs, DAC2=Ausgangsspannung des zweiten DACs, OUT2+2=Ausgangsspannung des zweiten Kanals mit positiver Polarität für den hochverstärkenden Signalpfad, OUT2-2=Ausgangsspannung des zweiten Kanals mit negativer Polarität für den hochverstärkenden Bereich, OUT2+1=Ausgangsspannung des zweiten Kanals mit positiver Polarität für den zweiten Signalpfad, OUT2-1=Ausgangsspannung des zweiten Kanals mit negativer Polarität für den zweiten Signalpfad, OUT1+2-OUT1+1=Ausgang des ersten Kanals, analog zum Ausgang des zweiten Kanals, P01-P04 externe 4-Bit Codierung



# Kapitel 8

## Messergebnisse

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit sowie zur Charakterisierung der 2007 im AMS-0,35- $\mu\text{m}$ -CMOS-Prozess gefertigten integrierten Ausleseelektronik, wurde ein Messaufbau zusammengestellt, der mit einer hohen Flexibilität die Erfassung aller relevanten Größen gestattet. Der Schwerpunkt der Testreihe war die Rauschmessung, anhand deren Resultate letztendlich Rückschlüsse auf die mögliche Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters gezogen werden können.

### 8.1 Messaufbau

#### 8.1.1 Testplatine

Für die Charakterisierung der integrierten Ausleseelektronik wurde eine Testplatine entwickelt, die in Abbildung 8.1 zu sehen ist. Die Versorgungsspannungen der einzelnen Funktionsgruppen, die dem Chip über getrennte Pins zugeführt werden können, sind auch auf der Platine voneinander isoliert, um gezielt die Leistungsaufnahme der einzelnen Funktionsblöcke messen zu können. Die Spannungen werden über die Klemmen, die in der Abbildung links zu sehen sind, zugeführt und nahe des Chips mit Abblockkondensatoren gefiltert.

Über die SMA-Buchsen, die sich im oberen Teil der Abbildung befinden, werden die Eingangssignale in die Vorverstärker eingekoppelt. Dazu wird mit einem externen Generator eine Spannungsstufe  $\Delta V$  erzeugt, die zunächst auf einen Spannungsteiler gegeben wird. Dieser Spannungsteiler wird aus zwei Widerständen  $R_1$  und  $R_2$  aufgebaut und dient zum einen als definierter Abschluss des 50- $\Omega$ -Eingangs. Zum anderen wird das Eingangssignal damit abgeschwächt. Hinter dem Spannungsteiler folgt ein Koppelkondensator  $C_K$  mit dem ein Ladungspuls  $Q_{in}$  erzeugt wird, die auf den Eingang des Vorverstärkers geht. Für die Ladung  $Q_{in}$  gilt:

$$Q_{in} = C_K \Delta V \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad (8.1)$$

Eine parallel zum Eingang des Vorverstärkers geschaltete Kapazität dient dazu, den Einfluss der Detektorkapazität zu simulieren. Das Ausgangssignal des integrierten

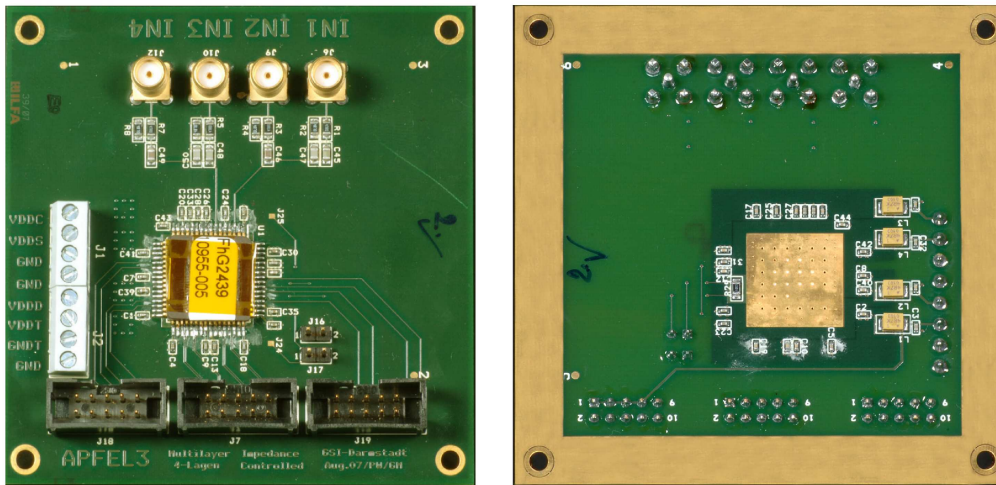


Abbildung 8.1: Ein Foto der für die Messung entwickelten Testplatine. Jedem der beiden Auslesekanäle stehen je zwei Eingänge, die mit IN1 bis IN4 bezeichnet sind, zur Verfügung. Das entsprechende Ausgangssignal wird am mittleren der drei schwarzen Pfostenstecker gemessen

Vorverstärkers ist über den mittleren der drei in Abbildung 8.1 gezeigten Pfostenstecker auf der Platine messbar.

### 8.1.2 Kühlung

Um die Messung in einem Temperaturbereich von  $T = -20^{\circ}\text{C}$  bis  $T = +20^{\circ}\text{C}$  durchführen zu können, wird die Testplatine im Aufbau mit einem Peltier-Element (Typ: QC-71-1.4-6.0M) gekühlt.

Die Arbeitsweise eines Peltier-Elements basiert auf dem Peltier-Effekt, der einen Wärmetransport auf Grund eines elektrischen Stromflusses bewirkt. Dadurch kann zwischen den beiden Seiten des Peltier-Elements ein Temperaturunterschied von bis zu  $70^{\circ}\text{C}$  erreicht werden. Je nach Richtung des Stromflusses kann auf der zur Platine hin gerichteten Seite gekühlt oder geheizt werden.

Als charakteristische Größe eines Peltier-Elements wird die maximale Temperaturdifferenz zwischen der kalten und der warmen Seite angegeben. Dabei gilt: Je höher die Differenz  $\Delta T$ , umso leistungsstärker das Element und umso schneller kann die gewählte Temperatur erreicht werden. Beim verwendeten Peltier-Element beträgt die Differenz  $\Delta T = 65^{\circ}\text{C}$ .

Als Referenzsensor für die Regelung des Peltier-Elements wird auf der Unterseite der Platine ein Platin-Temperatursensor (PT100) angebracht, der mit einem Steuermodul (Quick-Control QC-PC-OS-21) verbunden ist. Dieser regelt den Strom durch das Peltier-Element entsprechend nach, um die gewählte Temperatur konstant zu halten. Platin-Temperatursensoren werden über ihren Nennwiderstand  $R_0$

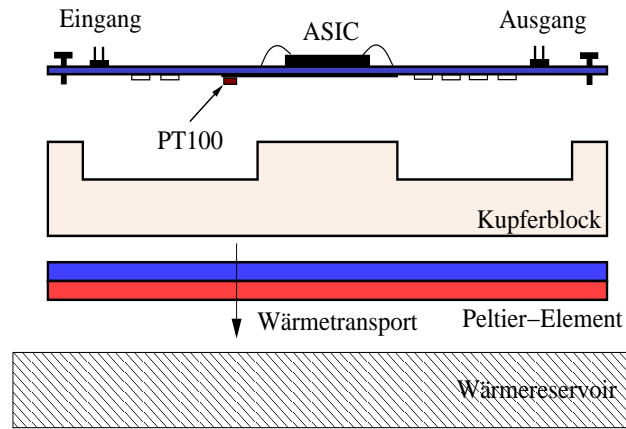


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung des Kühlprinzips. Zur Kühlung wird ein Peltier-Element verwendet, das thermisch an einen Kupferblock mit der Testplatine angebunden ist, auf der sich der ASIC befindet

bei einer Temperatur von  $0^{\circ}\text{C}$  charakterisiert. Der Nennwiderstand des verwendeten PT100 ist  $R_0 = 100\ \Omega$ .

In Abbildung 8.2 ist der mechanische Aufbau der Kühlung gezeigt. Zur thermischen Ankopplung wird zwischen dem Peltier-Element und der Platine ein Kupferblock eingesetzt. Die Rückseite des Peltier-Elements ist auf dem Boden einer wassergekühlten Stahlkammer befestigt, die als Wärmereservoir dient. Mit diesem Aufbau kann eine Temperatur zwischen  $-30^{\circ}\text{C}$  und  $+40^{\circ}\text{C}$  erreicht und bei wechselnden Umgebungseinflüssen innerhalb minimaler Toleranzen ( $\Delta T = \pm 0,1^{\circ}\text{C}$ ) stabil gehalten werden.

### 8.1.3 Vakuumkammer

Würde man den beschriebenen Testaufbau in einer Luftumgebung betreiben, käme es beim Unterschreiten des Taupunktes zur Kondensation der Luftfeuchtigkeit. Dies kann zu Kurzschlüssen führen, was eine Zerstörung der Ausleseelektronik zur Folge hat. Um dies zu vermeiden wird der Aufbau in einer Stahlkammer platziert, deren Innenraum evakuiert werden kann.

Ein Foto des gesamten Messaufbaus ist in Abbildung 8.3 gezeigt. In der Mitte des Zylinders ist die Platine zu sehen, auf die der Chip aufgebracht ist. Unter ihr befindet sich, im Bild von der Platine verdeckt, der Kupferblock und darunter das Peltier-Element zur Kühlung. Am unteren Bildrand in Abbildung 8.3 sind die Anschlüsse für die Wasserkühlung zu sehen.

Für die elektrischen Durchführungen, die für den Betrieb der Platine notwendig sind, wurde ein Flansch mit insgesamt 14 beidseitigen BNC-Durchführungen angebracht. Damit ein Auslesekanal betrieben werden kann, ist die folgende Belegung der BNC-Anschlüsse erforderlich:

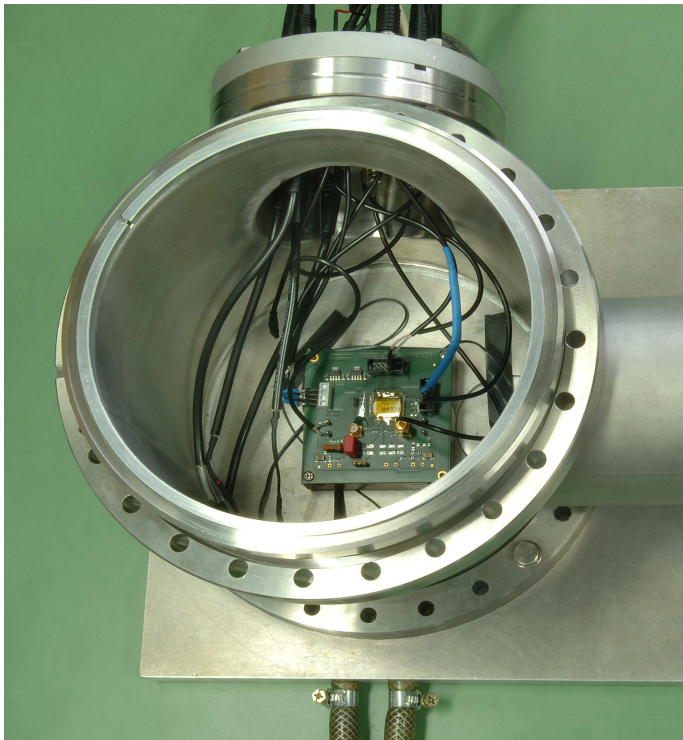


Abbildung 8.3: Ein Foto des verwendeten Messaufbaus. In der Mitte der Vakuumkammer ist die Platine gezeigt, auf der sich der ASIC befindet. Die Kühlung erfolgt über ein Peltier-Element, das von einem externen Temperaturregler gesteuert wird

Versorgungsspannung und GND:	2 BNC - Anschlüsse
Eingangsspannungspuls:	2 BNC - Anschlüsse
Peltier - Element:	2 BNC - Anschlüsse
Temperatursensor:	2 BNC - Anschlüsse
Programmierung:	2 BNC - Anschlüsse
Differentielle Ausgänge:	2 × 2 BNC - Anschlüsse.

#### 8.1.4 Elektronischer Messaufbau

In Abbildung 8.4 ist eine schematische Darstellung des elektrischen Messaufbaus gezeigt. Die Testplatine in der Vakuumkammer wird von einem Netzteil Typ Rohde & Schwarz NGPT07 mit einer Spannung von +3.3 V versorgt. Für die Programmierung der einstellbaren Referenzspannungen wird ein Bitmuster-generator der Firma Tektronix (DTG5078) verwendet.

Um eine Eingangsladung in den Vorverstärker zu injizieren, wird mit einem Signal-generator von Tektronix (AWG510) eine Spannungsstufe  $\Delta V$  wie beschrieben auf



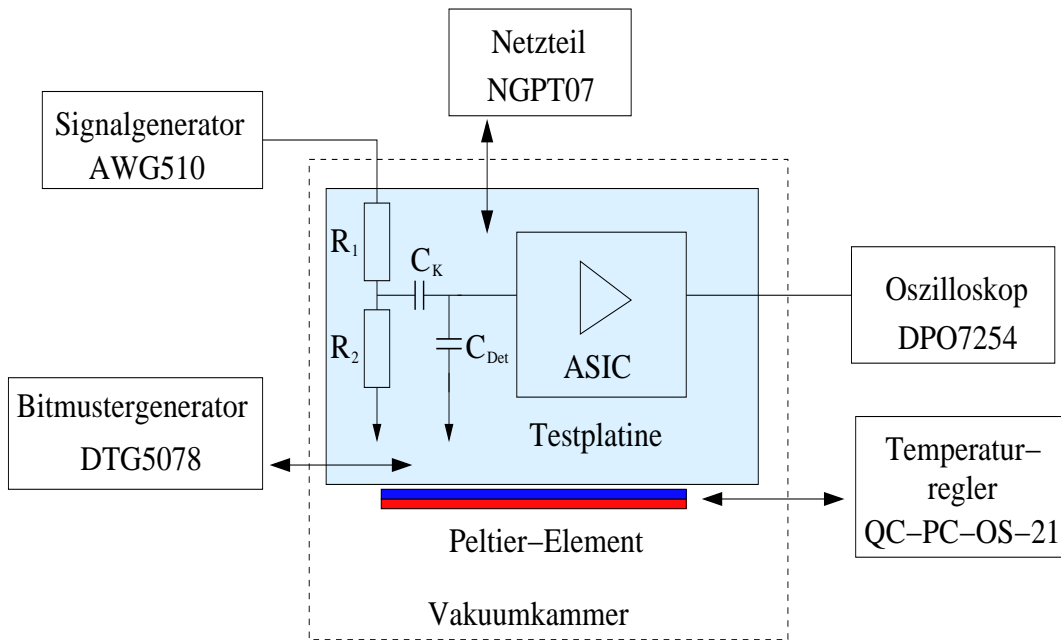


Abbildung 8.4: Schematische Darstellung des elektronischen Messaufbaus. Die Funktion der einzelnen Geräte wird im Text beschrieben

eine Koppelkapazität gegeben. Die Ausgangsspannungen werden über ein 20 cm langes Kabel von der Platine zur BNC-Durchführung geleitet. Auf der anderen Seite der Durchführung werden die differentiellen Signale mit einem differentiellen Tastkopf der Firma Tektronix (Typ: P6330,  $C < 1$  pF, 3,5 GHz BW) aufgenommen und anschließend mit einem digitalen Speicheroszilloskop (DPO 7254) erfasst.

Um die Datenaufnahme zu automatisieren, wurde das Oszilloskop und der Signalgenerator über einen GPIB-Bus<sup>1</sup> mit einem Personalcomputer verbunden und mit LabVIEW<sup>2</sup> gesteuert. Auf diese Weise wurden zum einen die Ausgangsamplitude des Signalgenerators und damit die eingekoppelte Ladung geändert und zum anderen die dazugehörigen Messdaten am Oszilloskop ausgelesen und zur späteren Auswertung gespeichert.

## 8.2 Messverfahren

Als Basis für die folgenden Messergebnisse dienen Messungen an insgesamt vier Kanälen auf zwei verschiedenen integrierten Schaltungen. Der Kanal K1 und K2 sind die des ersten Chips und Kanal K3 und K4 die des zweiten Chips. Um die

<sup>1</sup> General Purpose Interface Bus, auch: General Purpose Instrumentation Bus

<sup>2</sup> Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench: Ein Datenerfassungsprogramm der Firma National Instruments

Abhängigkeit von Temperatur und Detektorkapazität zu zeigen, wurden alle Messungen mit dem beschriebenen Messaufbau bei den Temperaturen

$$T = -20^\circ \text{C}, \quad T = -10^\circ \text{C}, \quad T = +10^\circ \text{C}, \quad T = +20^\circ \text{C}$$

sowie mit den Detektorkapazitäten

$$C_{det} = 42 \text{ pF}, \quad C_{det} = 198 \text{ pF}, \quad C_{det} = 282 \text{ pF}, \quad C_{det} = 842 \text{ pF}$$

durchgeführt.

### 8.2.1 Stimulus

Als Eingangsstimulus des Vorverstärkers dient die bereits in Abschnitt 8.4 beschriebene kapazitive Einkopplung einer Spannungsstufe. Der verwendete Signalgenerator erzeugt dabei Signalamplituden von 20 mV bis 2 V, die in 2 mV Schritten eingestellt werden können. Der Fehler der eingekoppelten Spannungsstufe ist von der Amplitude abhängig und liegt im Bereich von 9 % bei 20 mV und 3 % bei 2 V.

Um den erwarteten Dynamikbereich abzudecken, werden zwei ausgemessene Kopplkapazitäten  $C_{k1} = (4,4 \pm 0,1) \text{ pF}$  und  $C_{k2} = (46 \pm 0,1) \text{ pF}$  verwendet. Daraus ergeben sich Eingangsladungen von 8,8 fC bis 880 fC, die in 0,88 fC Schritten und 96 fC bis 9,6 pC die in 9,6 fC Schritten in den Vorverstärker injiziert werden können. Der Fehler der eingekoppelten Ladung wird durch den zuvor angegebenen Fehler der Amplitude der Spannungsstufe dominiert.

### 8.2.2 Erfassung der Ausgangsgrößen

Die Erfassung der wichtigen Messgrößen des Ausgangspulses erfolgt mit dem digitalen Speicheroszilloskop DPO 7254. Dabei werden mehrere Messgrößen gleichzeitig und weitestgehend automatisch erfasst.

Im ersten Schritt wird die Vertikalauflösung des Oszilloskops an die Pulshöhe angepasst und die Anstiegszeit sowie die Pulsamplitude gemessen. In Abbildung 8.5 ist ein Ausgangspuls dargestellt, der für eine Eingangsladung von 100 fC des hochverstärkenden Signalpfades gemessen wurde. Um die Genauigkeit der Messung zu verbessern, wurden für 15 000 Pulse die Messwerte aufgenommen und anschließend der Mittelwert aus den Einzelmessungen gebildet.

Ist diese Messung abgeschlossen, wird im nächsten Schritt die maximale Vertikalauflösung des Oszilloskops eingestellt. Zur Bestimmung des Rauschens werden die Spannungswerte in einem definierten Zeitfenster gemessen und histogrammiert, wie es in Abbildung 8.6 links zu sehen ist. Aus dem Histogramm kann dann die Standardabweichung der Verteilung abgelesen werden, die ein Maß für das Rauschen ist. Um eine genügend große Anzahl von Ereignissen zu erreichen, die für die statistische Aussage notwendig sind, werden bei jeder Messung 150 000 Histogrammeinträge gesammelt.

Zum Vergleich wurde das Zeitfenster an unterschiedlichen Stellen des Pulses gesetzt und die Messung wiederholt. Da kein signifikanter Unterschied der gemessenen

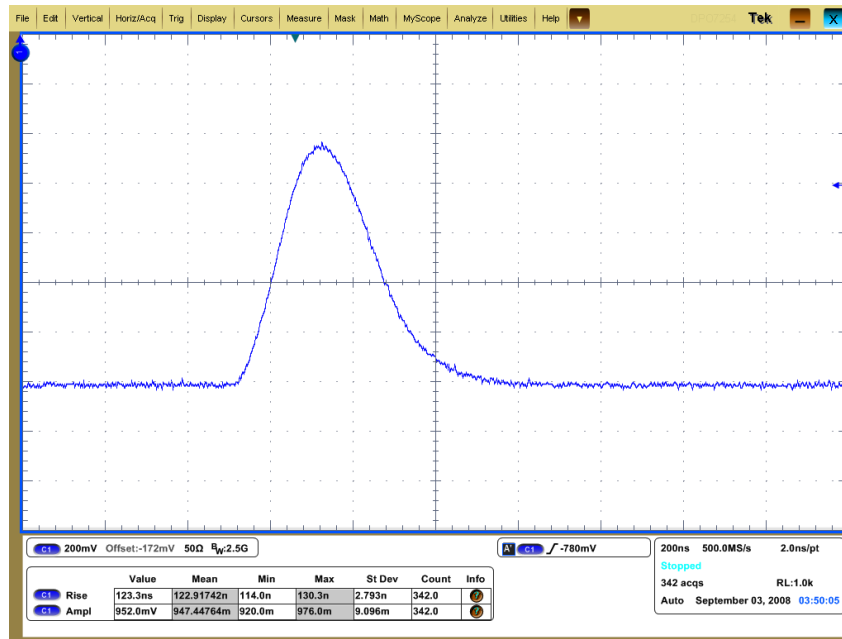


Abbildung 8.5: Darstellung eines Ausgangsspannungspulses für den hochverstärkten Signalpfad auf dem Oszilloskop bei einer Eingangsladung von  $100\text{fC}$

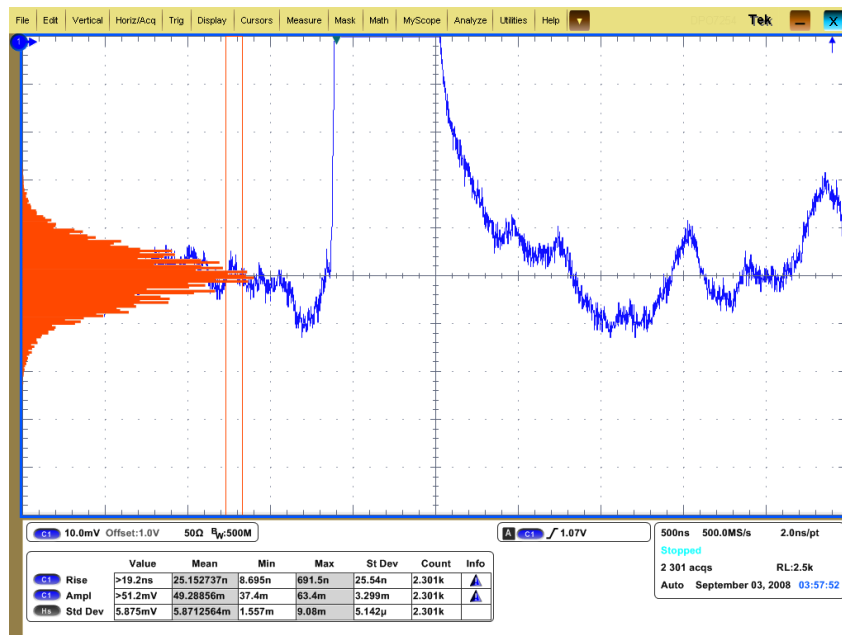


Abbildung 8.6: Rauschmessung mit dem Oszilloskop. Die in dem markierten Bereich gemessenen Werte werden links in der Abbildung histogrammiert

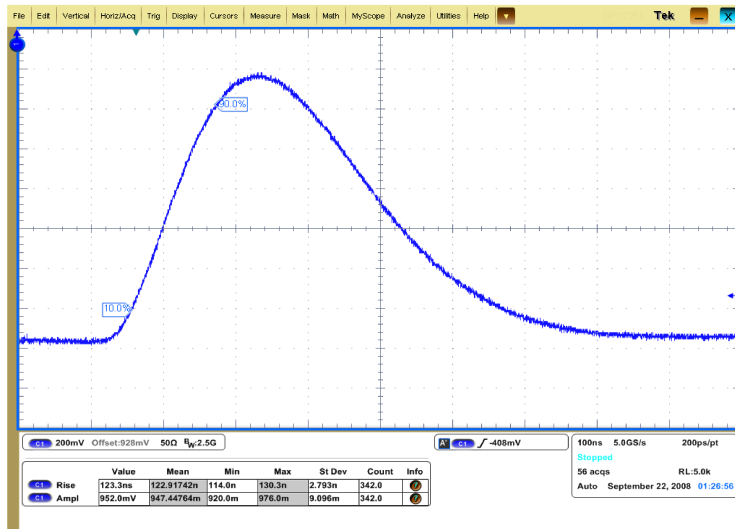


Abbildung 8.7: Messung der Anstiegszeit. Auf der ansteigenden Flanke des Ausgangspulses wird zwischen den beiden Markern die Anstiegszeit bestimmt

Rauschspannungen zu beobachten war, wird für die Reihenuntersuchung das Zeitfenster vor den Puls gesetzt, was die Automatisierung der Rauschmessung deutlich vereinfacht.

### 8.3 Charakterisierung der Ausleseelektronik

Ein aus der Auslekette resultierender Ausgangspuls wurde bereits in Abbildung 8.5 gezeigt. Wie in der Abbildung zu sehen ist, erhält man für einen Eingangsladungspuls  $Q_{in}$  eine gaußähnliche Pulsform am Ausgang der integrierten Schaltung. Des Weiteren kann kein Unterschwingen des Signals beobachtet werden, was auf eine gute Umsetzung der Pol-Nullstellenkompensation zurückzuführen ist.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der durchgeführten Messungen diskutiert und eine Zusammenfassung der Messwerte für eine Temperatur von  $T = -20^\circ\text{C}$  sowie einer Lawinenfotodioden ähnlichen Detektorkapazität von  $C_{det} = 286\text{ pF}$  angegeben. Eine detaillierte Auflistung der Messwerte ist in Anhang A nachzulesen.

#### 8.3.1 Anstiegszeit

Die Auswertung der Anstiegszeit (Messung ist in Abbildung 8.7 veranschaulicht) ergab, dass sowohl bei unterschiedlichen Temperaturen als auch bei unterschiedlichen Detektorkapazitäten keine signifikanten Änderungen der Anstiegszeit beobachtet werden konnte. Gemittelt über die vier Kanäle beträgt die Anstiegszeit

$$t_{rise} = (124 \pm 2)\text{ ns}. \quad (8.2)$$

Die in der Simulation ermittelte Anstiegszeit lag zum Vergleich bei 129 ns.

### 8.3.2 Ladungsverstärkung

Ein weitere Kenngröße der Auslekette ist die Verstärkung. Trägt man die gemessene Ausgangsamplitude gegen die injizierte Eingangsladung auf, so erhält man aus der Steigung die Verstärkung des jeweiligen Signalpfades. In Abbildung 8.8 ist exemplarisch für den hochverstärkenden Signalpfad die gemessene Ausgangsamplitude gegen die Eingangsladung für den Kanal K1 bei einer Temperatur von  $T = +20^\circ \text{C}$  und einer Detektorkapazität von  $C_{det} = 286 \text{ pF}$  gezeigt.

Gemittelt über die hochverstärkenden Signalpfade der vier Kanäle ergibt die Auswertung eine Verstärkung von

$$A_{K1}(T = -20^\circ \text{C}, C_{det} = 286 \text{ pF}) = (9,911 \pm 0,043) \frac{\text{mV}}{\text{fC}}. \quad (8.3)$$

Die Verstärkung der zweiten Signalpfade beträgt

$$A_{K2}(T = -20^\circ \text{C}, C_{det} = 286 \text{ pF}) = (0,389 \pm 0,021) \frac{\text{mV}}{\text{fC}}. \quad (8.4)$$

Aus der Simulation erhält man eine Verstärkung von  $A_{K1} = 10,2 \text{ mV/fC}$  bzw.  $A_{K2} = 0,36 \text{ mV/fC}$ .

In Abbildung 8.9 ist die gemittelte Verstärkung der hochverstärkenden Signalpfade in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt. In der Darstellung ist deutlich ein Abfall der Verstärkung mit steigender Temperatur zu erkennen. Aus den Messwerten berechnet sich eine mittlere Temperaturabhängigkeit von  $0,0135 \text{ mV/(fC K)}$ . Eine messbare Abhängigkeit der Verstärkung von der Detektorkapazität konnte bei den durchgeführten Messungen nicht festgestellt werden.

### 8.3.3 Rauschen

Die äquivalente Rauschladung berechnet man aus der gemessenen Rauschspannungen  $V_K(T, C_{det})$  sowie der jeweiligen temperaturabhängigen Verstärkung  $A_K(T, C_{det})$ , wie sie bereits in Abschnitt 8.3.2 bestimmt wurde. Dabei gilt:

$$ENC(T, C_{det}) = \frac{V_K(T, C_{det})}{A_K(T, C_{det})}. \quad (8.5)$$

Die Auswertung der Rauschmessungen für unterschiedliche Temperaturen der vier Kanäle sind in den Abbildungen 8.10 bis 8.13 gezeigt. Aus den Abbildungen ist bei allen Kanälen ein Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur sowie zunehmender Detektorkapazität zu sehen. Bei einer festen Temperatur setzt sich das Rauschen aus einem konstanten Anteil und einem Anteil, der proportional mit der Detektorkapazität ansteigt zusammen. Für eine Temperatur von  $T = -20^\circ \text{C}$  ergab die Messung die folgenden Werte:

$$ENC(T = -20^\circ \text{C}) = (2486 \pm 72) \text{ e}^- + (6,5 \pm 0,8) \frac{\text{e}^-}{\text{pF}} C_{det}. \quad (8.6)$$

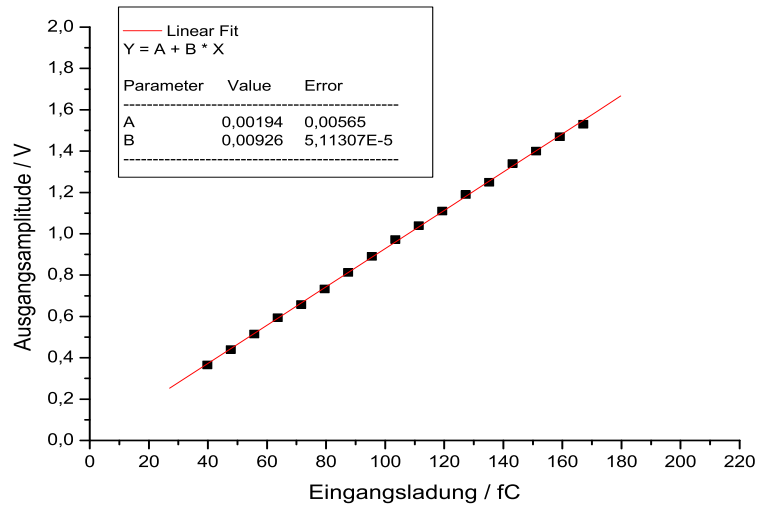


Abbildung 8.8: Aufgetragen ist die Amplitude als Funktion der Eingangsladung. Die Ladungsverstärkung lässt sich aus der Steigung bestimmen. Die Messung erfolgte bei einer Temperatur von  $T = +20^\circ \text{C}$  und einer Detektorkapazität von  $C_{det} = 286 \text{ pF}$

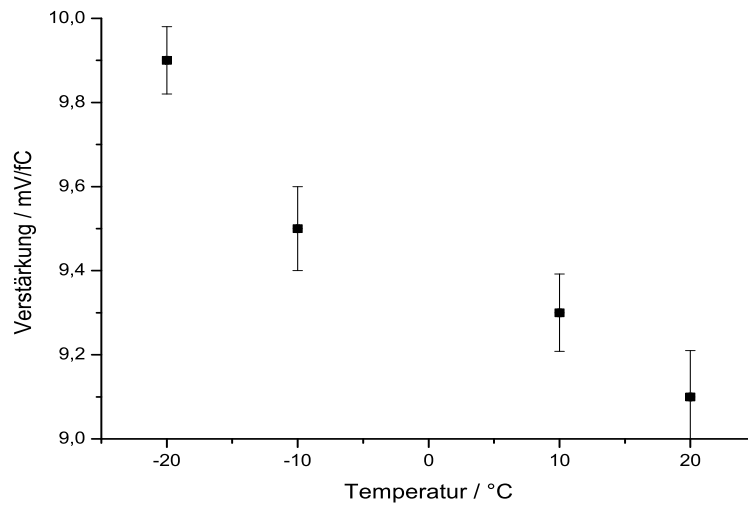


Abbildung 8.9: Darstellung der gemittelten Ladungsverstärkung in Abhängigkeit der Temperatur für die hochverstärkenden Signalpfade bei einer Detektorkapazität von  $C_{det} = 286 \text{ pF}$

Während der von der Detektorkapazität abhängige Anteil keine Temperaturabhängigkeit zeigt, wurde beim konstanten Rauschanteil eine Temperaturabhängigkeit von  $26,15 e^-/K$  ermittelt. Aus diesen Messwerten ergibt sich für das Rauschen bei den Betriebsbedingungen, die nach derzeitigen Planungen im Experiment herrschen, ein Rauschwert von

$$ENC(T = -20^\circ C, C_{det} = 300 pF) = (4436 \pm 35) e^-. \quad (8.7)$$

Bei einer Temperatur von  $T = -20^\circ C$  und einer Detektorkapazität von  $C_{det} = 300 pF$  wurde zum Vergleich in der Simulation ein Rauschen von  $ENC = 3846 e^-$  ermittelt.

### 8.3.4 Dynamischer Bereich

Die untere Grenze des dynamischen Bereichs eines Auslesekanals wird durch das Rauschen begrenzt, wohingegen die obere Grenze durch das Ende des linearen Anstiegs der Ausgangsamplitude mit der Eingangsladung gegeben ist. In Abbildung 8.14 ist für den ersten Auslesekanal die Ausgangsspannung gegen die Eingangsladung bei einer Temperatur von  $T = -20^\circ C$  und einer Detektorkapazität von  $286 pF$  aufgetragen. Aus der Abbildung ist zunächst jeweils ein linearer Anstieg der Spannungs - Ladungs - Kennlinie zu erkennen. Für hohe Eingangsladungen weicht die Kennlinie vom linearen Verlauf ab. Für die Festlegung des oberen Ende des dynamischen Bereichs wird üblicherweise bei Verstärkern der 1 - dB - Kompressionspunkt verwendet, der bei der Eingangsladung erreicht ist, bei dem das Ausgangssignal um 1 dB unter dem Wert liegt, den man bei einem linearen Zusammenhang erwartet:

$$V_{out} = 10^{-\frac{1}{20}} V_{out}^{lin} = 0,891 V_{out}^{lin}. \quad (8.8)$$

Aus den gemessenen Werten ergibt sich der 1 - dB - Kompressionspunkt für eine Eingangsladung von  $Q_{in}^{1dB} = 7,84 pC$ . Mit dem im vorherigen Abschnitt bestimmten Rauschen von  $ENC(T = -20^\circ C) = 4436 e^-$  bzw.  $0,72 fC$  erhält man einen dynamischen Bereich von 10 889, der die gestellten Anforderungen hinreichend erfüllt.

### 8.3.5 Leistungsbedarf

Zur Bestimmung des Leistungsbedarfs des Chips, werden die zur Charakterisierung verbundenen Versorgungsspannungen getrennt, wodurch der Leistungsbedarf der Eingangs-, der Pulsformer- und der Ausgangsstufen einzeln gemessen werden kann.

In Abbildung 8.15 ist der Leistungsbedarf der einzelnen Stufen pro Kanal als Funktion der Temperatur dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass mit sinkenden Temperaturen die benötigte Leistung aller Stufen ansteigt. Das ist mit der Arbeitspunktverschiebung der Transistoren zu erklären, durch die mit sinkenden Temperaturen mehr Strom fließt.

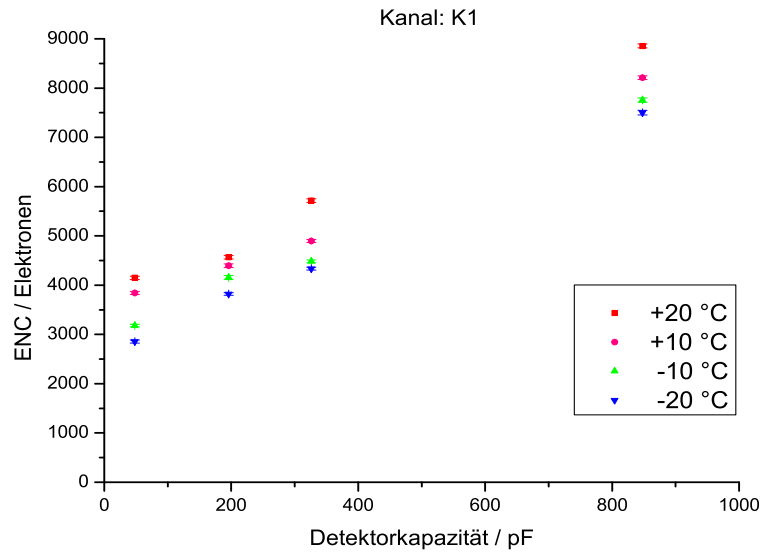


Abbildung 8.10: Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des ersten Kanals für unterschiedliche Detektorkapazitäten und Temperaturen

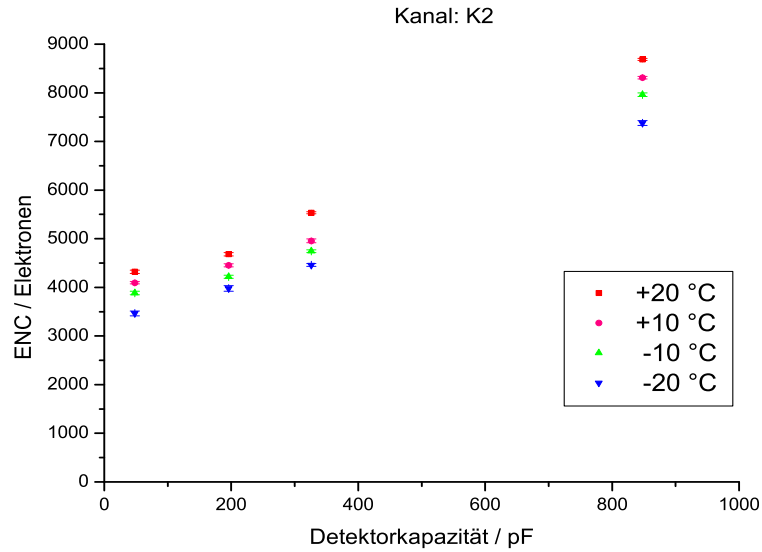


Abbildung 8.11: Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des zweiten Kanals für unterschiedliche Detektorkapazitäten und Temperaturen



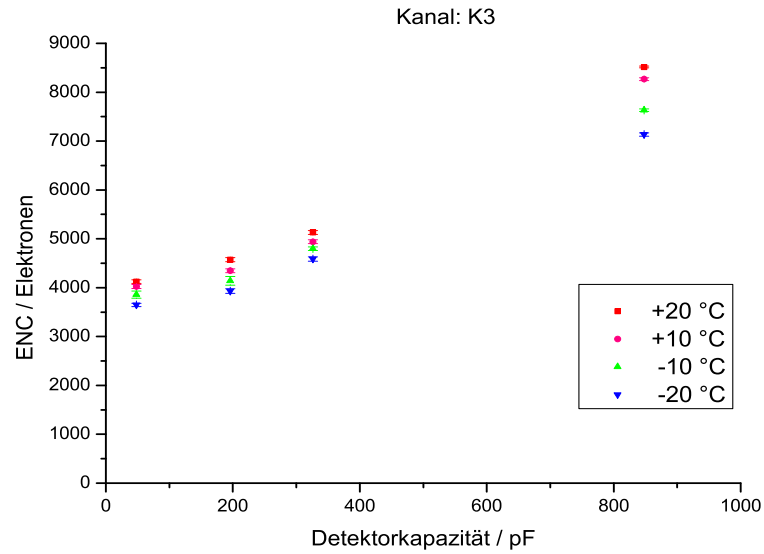


Abbildung 8.12: Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des dritten Kanals für unterschiedliche Detektorkapazitäten und Temperaturen

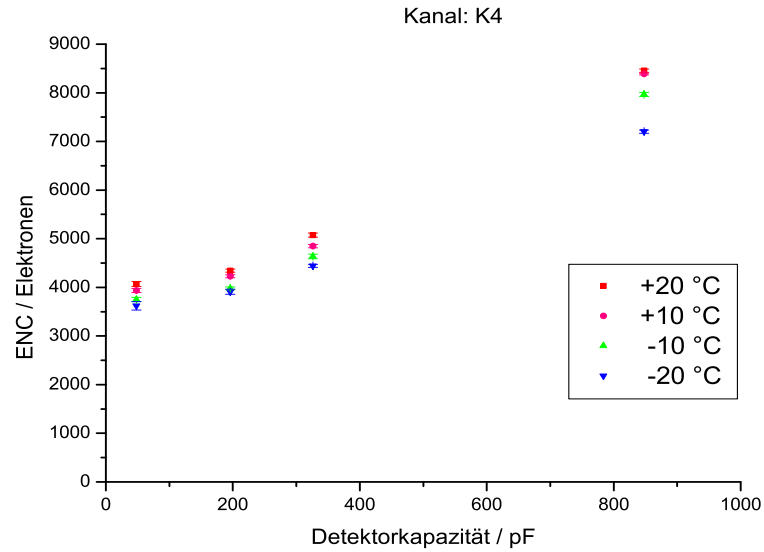


Abbildung 8.13: Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des vierten Kanals für unterschiedliche Detektorkapazitäten und Temperaturen

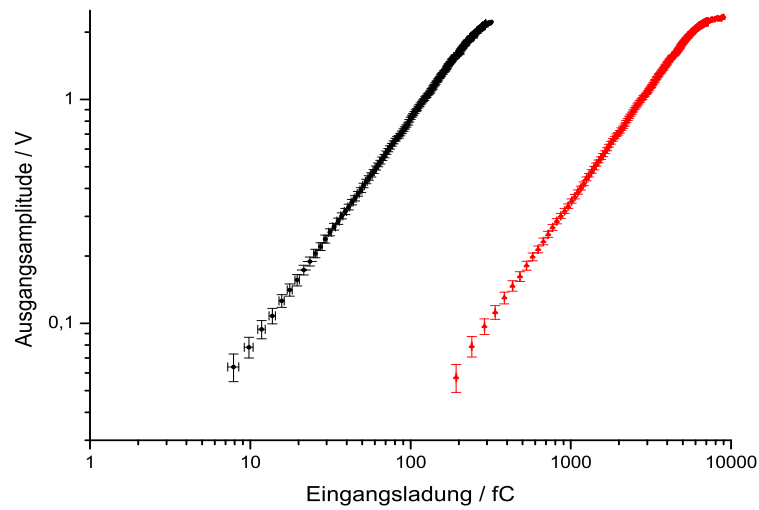


Abbildung 8.14: In der Abbildung ist für den ersten Auslesekanal die Ausgangsamplitude gegen die Eingangsladung der beiden Signalpfade aufgetragen. Die in den Kennlinien auftretenden Sprünge sind mit der Änderung der Messbereiche korreliert

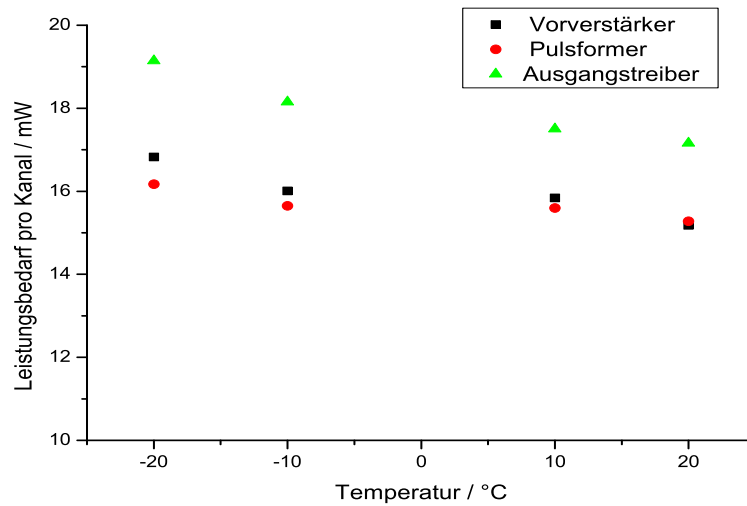


Abbildung 8.15: Leistungsbedarf der einzelnen Stufen der Ausleseelektronik pro Kanal. Der angegebene Leistungsbedarf wurde über die vier vermessenen Kanäle gemittelt

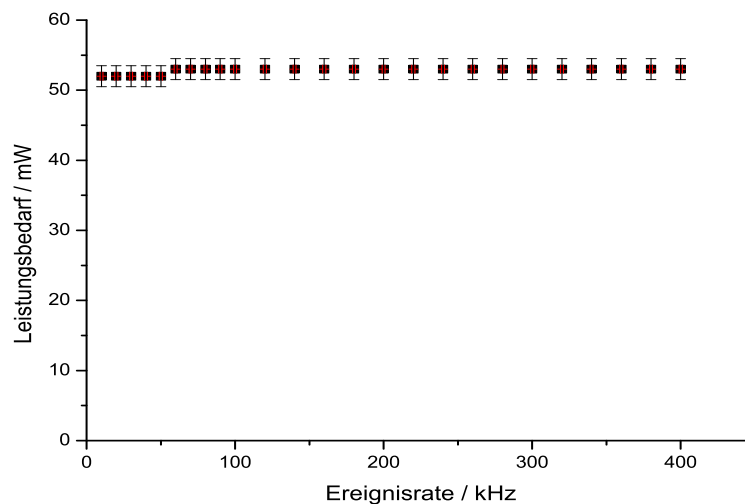


Abbildung 8.16: Messung der Leistungsaufnahme als Funktion der Ereignisrate für Frequenzen im Bereich 10 kHz bis 400 kHz bei einer Temperatur von  $T = -20^\circ \text{C}$

Bei einer Betriebsspannung von  $+3,3 \text{ V}$  und einer Temperatur von  $T = -20^\circ \text{C}$  ergibt sich ein Leistungsbedarf von

$$P(T = -20^\circ \text{C}) = (52,4 \pm 0,2) \frac{\text{mW}}{\text{Kanal}}. \quad (8.9)$$

Die Temperaturabhängigkeit beträgt dabei  $-0,1225 \text{ mW/K}$ .

Zum Vergleich erhält man aus der Simulation einen Leistungsbedarf von  $48 \text{ mW}$  pro Kanal, was mit den gemessenen Werten gut übereinstimmt. Des Weiteren wurde bei den durchgeführten Messungen mit unterschiedlichen Detektorkapazitäten keine Änderung des Leistungsbedarfs festgestellt.

Um die Verlustleistung in Abhängigkeit der Ereignisrate zu bestimmen, wurde die Frequenz des Signalgenerators in einem Frequenzbereich von  $10 \text{ kHz}$  bis  $400 \text{ kHz}$  variiert und für die jeweilige Frequenz der Leistungsbedarf der beiden Kanäle des Chips gemessen. Die injizierte Eingangsladung von etwa  $80 \text{ fC}$  erzeugt dabei eine konstante Spannungsamplitude von  $760 \text{ mV}$ . Die Ergebnisse, die bei einer Temperatur von  $T = -20^\circ \text{C}$  aufgenommen wurden, sind in Abbildung 8.16 gezeigt.

Wie in der Abbildung zu sehen ist, kann keine Stromzunahme mit ansteigender Frequenz beobachtet werden. Dieses Verhalten ist eine Folge des verwendeten Treibers in der Ausgangsstufe, der einen konstanten Ruhestrom benötigt und daher ratenunabhängig ist.

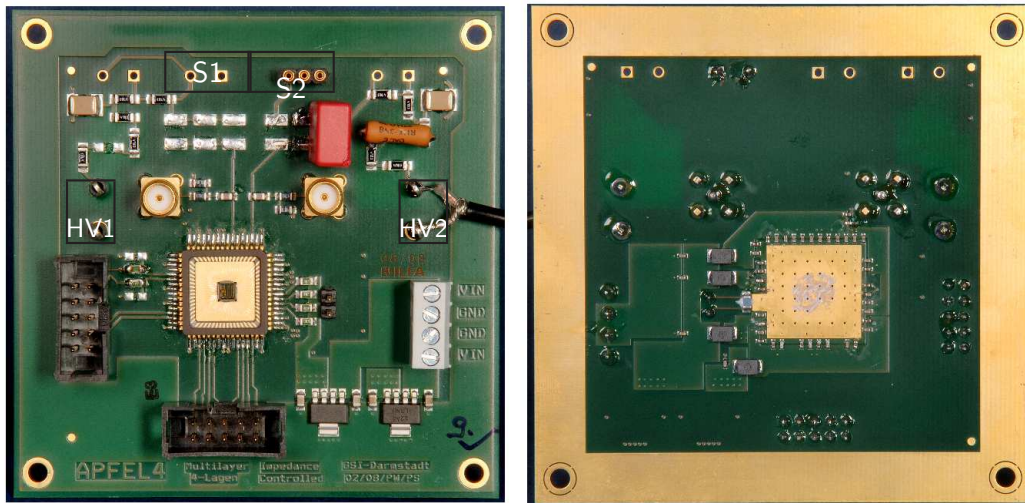


Abbildung 8.17: Foto der Platine, die zur Messung mit einer Lawinenfotodiode verwendet wurde. Der Detektor (APD) wird dabei an den Stecker S1 für den ersten und S2 für den zweiten Kanal angeschlossen. Die für den Betrieb der Lawinenfotodiode benötigte Hochspannung wird mit den Anschlüssen HV1 und HV2 verbunden

## 8.4 Messungen mit einer Lawinenfotodiode

In den bisher beschriebenen Messungen wurde die Detektorkapazität durch eine Keramik-Kapazität am Eingang des Vorverstärkers simuliert, wodurch der kapazitive Einfluss auf die Ausleseelektronik untersucht werden konnte. Ein weiterer Rauschbeitrag, der dabei nicht berücksichtigt werden konnte, ergibt sich aus dem Dunkelstrom der Lawinenfotodiode. Um diesen Rauschbeitrag zu bestimmen, wurde eine weitere Platine entwickelt, die eine Anbindung einer Lawinenfotodiode an die Auslesekette vorsieht. Ein Foto der Platine ist in Abbildung 8.17 gezeigt.

Für den Anschluss der Lawinenfotodiode sind die in der Abbildung markierten Stecker S1 bzw. S2 für den entsprechenden Kanal vorgesehen. Die Hochspannungsvorsorgung ist für jede Lawinenfotodiode separat an den Anschlüssen HV1 bzw. HV2 anzulegen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit eine Spannungsstufe über die beiden SMA-Buchsen einzukoppeln und auf diese Weise über die Koppelkapazität eine Ladung in den Vorverstärker zu injizieren. Die Ausgangsspannungen können über den unten im Bild gezeigten schwarzen Pfostenstecker abgegriffen werden.

Die Ausmaße der Platine wurde dabei so gewählt, dass der bestehende Messaufbau wiederverwendet werden konnte. Da der Messaufbau eine Kühlung der Lawinenfotodiode nicht vorsieht, erfolgte die nachfolgende Messung bei einer Temperatur von  $T = +20^\circ \text{C}$ .

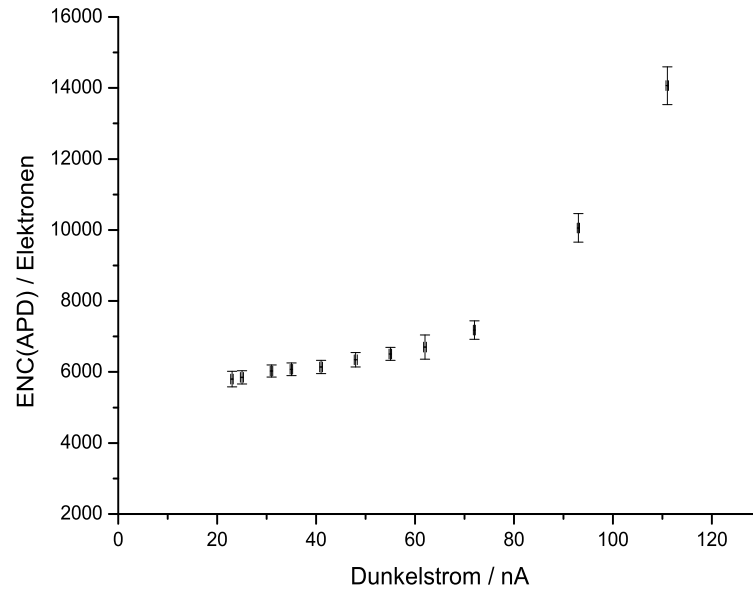


Abbildung 8.18: Darstellung der Rauschmessung mit einer Lawinenfotodiode für unterschiedliche Dunkelströme bei einer Temperatur von  $T = +20^\circ \text{C}$

Für den Betrieb sind zunächst die benötigte Versorgungsspannung sowie die entsprechenden Referenzspannungen anzulegen. Die für die Lawinenfotodiode erforderliche Hochspannung liefert ein ISEG NHQ 242M Modul. Dieses Modul bietet die Möglichkeit die Hochspannung mit einer Genauigkeit von 0,5 V einzustellen und gleichzeitig den Dunkelstrom der Lawinenfotodiode zu messen.

Für die Rauschmessung wird zunächst die Verstärkung des Auslesekanals nach dem in Abschnitt 8.3.2 beschriebenen Verfahren bestimmt sowie die Rauschspannung ermittelt. Aus den beiden Messwerten wird dann die äquivalente Rauschladung ENC berechnet.

Um die Zunahme des Rauschens in Abhängigkeit des Dunkelstroms bestimmen zu können, wird die Rauschmessung für unterschiedliche Dunkelströme durchgeführt. Der erforderlichen Dunkelstrom wird dabei anhand der Hochspannung eingestellt, was eine Änderung der Verstärkung entspricht. Das Ergebnis der Rauschmessung (ENC(APD)) ist in Abbildung 8.18 gezeigt.

Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass das Rauschen bis zu einem Dunkelstrom von  $I_d = 80 \text{ nA}$  in erster Näherung linear ansteigt. Ab einem Dunkelstrom von  $I_d = 80 \text{ nA}$  ist jedoch kein linearer Verlauf zu beobachten, da die Lawinenfotodiode nicht mehr im linearen Bereich arbeitet. Der lineare Verlauf entspricht einem

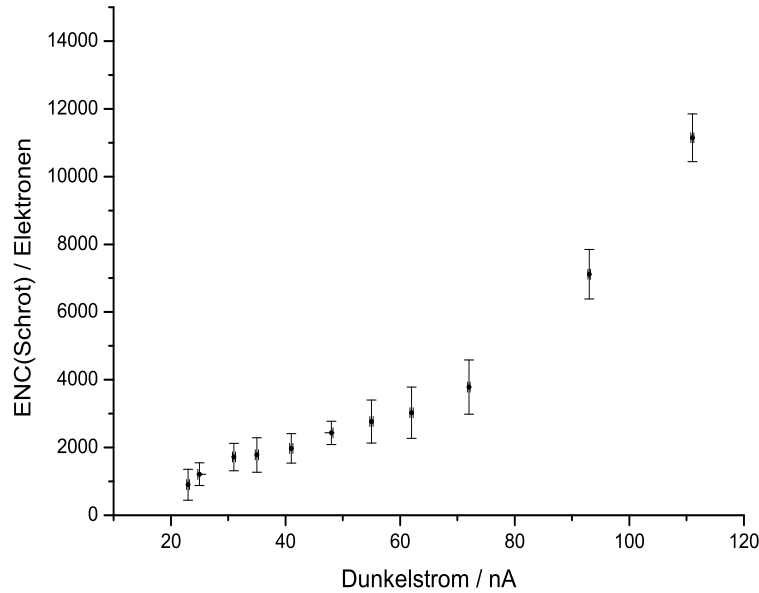


Abbildung 8.19: Darstellung des Schrotrauschens in Abhängigkeit des Dunkelstromes der Lawinenfotodiode bei einer Temperatur von  $+20^\circ\text{C}$

geplanten Verstärkungsbereich der Lawinenfotodiode von  $M = 50 \dots 100$  [TP05].

Zur Bestimmung des Schrotrauschens wird die Lawinenfotodiode am Eingang des Vorverstärkers entfernt und durch eine Kapazität  $C_{det}$  ersetzt. Mit dem geänderten Messaufbau wird dann die Rauschmessung ( $ENC(C_{det})$ ) ohne eine anliegende Hochspannung wiederholt. Aus den beiden Messungen erhält man den Beitrag des Schrotrauschens aus

$$ENC^2(Schrot) = ENC^2(APD) - ENC^2(C_{det}). \quad (8.10)$$

In Abbildung 8.19 ist das Schrotrauschen gegen den Dunkelstrom aufgetragen. Für die Steigung bis zu einem Dunkelstrom von  $I_d = 80\text{ nA}$  gilt

$$\frac{d ENC(Schrot)}{d I_d} = (46 \pm 5) \frac{e^-}{\text{nA}}. \quad (8.11)$$

Das Gesamtrauschen der Ausleseketten mit einer Lawinenfotodiode am Eingang des Vorverstärkers setzt sich aus dem Rauschbeitrag der Ausleseelektronik in Abhängigkeit der Detektorkapazität sowie dem Schrotrauschen zusammen. Bei einer Betriebstemperatur von  $T = -20^\circ\text{C}$  und einem erwarteten Dunkelstrom der Lawinenfotodiode von  $I_d = 50\text{ nA}$  beträgt das Rauschen

$$ENC_{tot}(T = -20^\circ\text{C}, C_{det} = 270\text{ pF}) = (5284 \pm 53) e^-. \quad (8.12)$$

## 8.5 Zusammenfassung der Messergebnisse

In der Tabelle 8.1 sind Ergebnisse der durchgeführten Messungen für die vier Auslesekanäle zusammengefasst.

	Messwerte bei $T = -20^\circ \text{C}$ :	Einheit:
Verstärkung Signalpfad 1.:	$9,911 \pm 0,043$	mV/fC
Verstärkung Signalpfad 2.:	$0,389 \pm 0,021$	mV/fC
Anstiegszeit:	$123 \pm 3$	ns
Rauschen $ENC(I_d = 50 \text{ nA})$ :	$5284 \pm 53$	$e^-$
Maximale Eingangsladung:	7,84	pC
Dynamischer Bereich:	10 889	1
Leistungsbedarf:	$52,4 \pm 0,2$	mW/Kanal

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der Messwerte der Ausleseelektronik

Mit einer äquivalenten Rauschladung von  $ENC = 5284 e^-$  und einer zu erwartenden Eingangsladung von  $Q_{in} = 13000 e^-$  für 1 MeV Photonen (vgl. Kapitel 6), erhält man ein Signal-Rausch-Verhältnis von  $SNR = 2,5$ . Der große dynamische Bereich des Auslesechips ermöglicht es, die im elektromagnetischen Kalorimeter zu detektierenden Photonen im geforderten Energiebereich von 1 MeV bis hin zu 5 GeV mit dem benötigten Signal-Rauschabstand nachzuweisen.

Durch die speziell für die Auslese der Lawinenfotodiode entwickelte integrierte Schaltung werden die anspruchsvollen Anforderungen des PANDA - Experiments vollständig erfüllt.





# Kapitel 9

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung einer anwendungsspezifischen integrierten Schaltung für den Einsatz im PANDA-Detektor beschrieben. Mit dieser Entwicklung steht eine Ausleseelektronik zur Verfügung, die alle Anforderungen an die Auslese des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Detektors bezüglich Rauschen, Ereignisrate und dynamischen Bereich erfüllt. Die fortlaufenden Untersuchungen u.a. zur Strahlungsverträglichkeit schließen dabei auch die Auswirkungen der im Detektor auftretenden ionisierenden Strahlung ein. Erste Tests mit einer Röntgenquelle wurden dazu erfolgreich abgeschlossen. Der Einsatz im PANDA-Detektor erfordert noch detaillierte Bestrahlungstests der Chips, um die Zuverlässigkeit für einen langfristigen Betriebszeitraum zu gewährleisten.

Zusätzlich zu den Untersuchungen im Experiment-Elektronik-Labor der GSI werden Messungen mit den integrierten Vorverstärker in zwei weiteren Laboren durchgeführt. Dabei wird der Chip zur Untersuchung der Lawinenfotodioden und zur Messung der Zeitauflösung der gesamten Auslekette vom Kristall bis zum Sampling-ADC verwendet. Für die Systemtests im experimentnahen Einsatz wird eine Matrix aus Kristallen mit den Vorverstärkern ausgerüstet, um Testläufe unter umfangreichen Betriebsbedingungen durchzuführen.

Aus den unterschiedlichen Tests, Messungen sowie den Betrieb der Ausleseelektronik resultieren innovative Designänderungen, die in der dritten Iteration des Chips umgesetzt werden. Hierbei wird u.a. ein weiterer Digital-Analog-Wandler implementiert, um die Referenzspannungen der einzelnen Kanäle zu separieren. Darüber hinaus wird untersucht, inwieweit eine Optimierung der Ausgangstreiber den Gesamtleistungsbedarf des Chips reduzieren kann.

Die Entwicklung dieser dritten Iteration ist für das Frühjahr 2009 geplant. Dabei ist auch eine eventuelle Anpassung des Vorverstärkers an neue Spezifikationen möglich, die sich aus der permanenten Weiterentwicklung des PANDA-Detektors bis dahin ergeben. Auch diese dritte Iterationsstufe wird dann ausgiebigen Tests und Messungen zur Charakterisierung der Chips unterzogen.

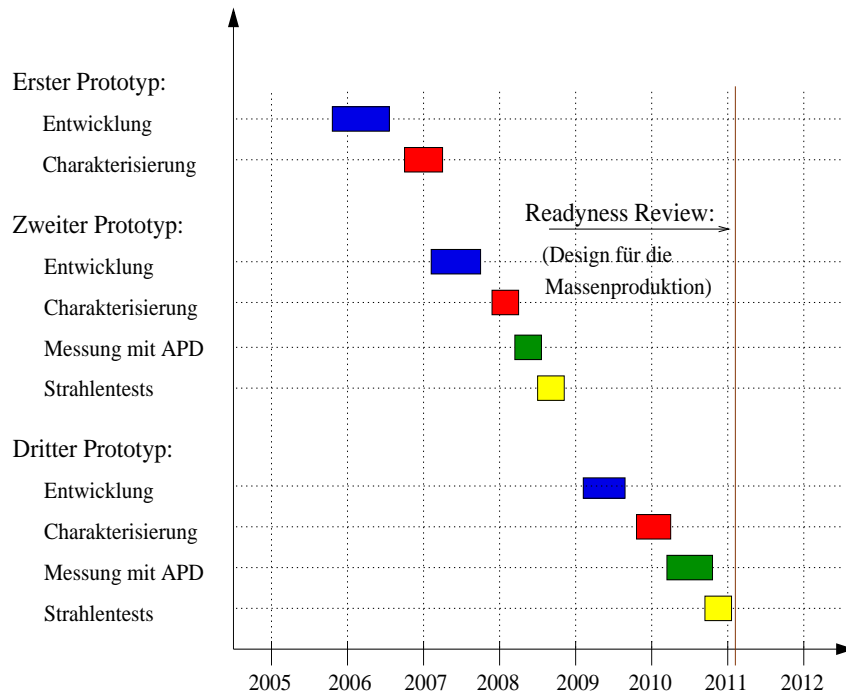


Abbildung 9.1: Zeitliche Darstellung der einzelnen Entwicklungsschritte der integrierten Ausleseelektronik für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors

In Abbildung 9.1 ist der Zeitplan für die Entwicklung bis zur Serienfertigung noch einmal grafisch dargestellt.

Anhang A

Messwerte

## A.1 Anstiegszeit

In der Tabelle A.1 bzw. A.2 sind die Ergebnisse für die Messung der Anstiegszeit der vier Kanäle für die beiden Signalpfade bei unterschiedlichen Temperaturen gezeigt. Die Detektorkapazität beträgt bei dieser Messung 286 pF.

T/°C	$t_{rise}$ (K1)	$t_{rise}$ (K2)	$t_{rise}$ (K3)	$t_{rise}$ (K4)	Einheit
+20	$122 \pm 3$	$123 \pm 5$	$123 \pm 3$	$122 \pm 5$	ns
+10	$123 \pm 4$	$122 \pm 3$	$124 \pm 4$	$124 \pm 3$	ns
-10	$125 \pm 4$	$124 \pm 4$	$124 \pm 6$	$124 \pm 7$	ns
-20	$125 \pm 5$	$124 \pm 5$	$125 \pm 5$	$125 \pm 4$	ns

Tabelle A.1: Zusammenfassung der Anstiegszeit der hochverstärkenden Signalpfade

T/°C	$t_{rise}$ (K1)	$t_{rise}$ (K2)	$t_{rise}$ (K3)	$t_{rise}$ (K4)	Einheit
+20	$123 \pm 2$	$124 \pm 3$	$123 \pm 3$	$123 \pm 2$	ns
+10	$123 \pm 1$	$124 \pm 1$	$124 \pm 2$	$123 \pm 3$	ns
-10	$124 \pm 3$	$125 \pm 2$	$125 \pm 3$	$125 \pm 3$	ns
-20	$125 \pm 1$	$125 \pm 2$	$125 \pm 4$	$126 \pm 2$	ns

Tabelle A.2: Zusammenfassung der Anstiegszeit der zweiten Signalpfade

## A.2 Verstärkung

Die Zusammenfassung der gemessenen Verstärkung der beiden Signalpfade eines jeden Kanals sind in der Tabelle A.3 bzw. A.4 abgebildet. Die Messung erfolgte mit einer Detektorkapazität von 286 pF.

T/°C	K 1	K 2	K 3	K 4	Einheit
+20	$9,26 \pm 0,051$	$9,63 \pm 0,030$	$9,32 \pm 0,031$	$9,24 \pm 0,048$	mV/fC
+10	$9,43 \pm 0,047$	$9,71 \pm 0,061$	$9,45 \pm 0,049$	$9,25 \pm 0,029$	mV/fC
-10	$9,91 \pm 0,043$	$9,88 \pm 0,044$	$9,91 \pm 0,040$	$9,65 \pm 0,061$	mV/fC
-20	$9,83 \pm 0,081$	$9,91 \pm 0,049$	$9,95 \pm 0,055$	$9,93 \pm 0,058$	mV/fC

Tabelle A.3: Zusammenfassung der Verstärkungen für den hochverstärkenden Signalpfad

T/°C	K 1/[mV/fC]	K 2/[mV/fC]	K 3/[mV/fC]	K 4/[mV/fC]
+20	$0,373 \pm 0,0061$	$0,377 \pm 0,0074$	$0,369 \pm 0,0095$	$0,382 \pm 0,0083$
+10	$0,375 \pm 0,0047$	$0,382 \pm 0,0118$	$0,373 \pm 0,0069$	$0,388 \pm 0,0058$
-10	$0,381 \pm 0,0053$	$0,385 \pm 0,0061$	$0,382 \pm 0,0077$	$0,391 \pm 0,0039$
-20	$0,384 \pm 0,0086$	$0,391 \pm 0,0092$	$0,388 \pm 0,0069$	$0,396 \pm 0,0053$

Tabelle A.4: Zusammenfassung der Verstärkungen für den zweiten Signalpfad

### A.3 Rauschmessung

In der Tabelle A.5 sind die Rauschwerte für die vier Kanäle, die mit einer Detektorkapazität von 286 pF aufgenommen wurden, zusammengefasst.

$T/^\circ C$	K 1	K 2	K 3	K 4	Einheit
+20	$5716 \pm 38$	$5533 \pm 37$	$5530 \pm 41$	$5475 \pm 40$	$e^-$
+10	$4898 \pm 31$	$4956 \pm 40$	$4942 \pm 39$	$4849 \pm 34$	$e^-$
-10	$4482 \pm 27$	$4744 \pm 29$	$4798 \pm 35$	$4635 \pm 47$	$e^-$
-20	$4334 \pm 43$	$4460 \pm 31$	$4587 \pm 46$	$4442 \pm 32$	$e^-$

Tabelle A.5: Zusammenfassung der Rauschwerte für die vier Kanäle

### A.4 Leistungsbedarf

Die Tabellen A.6 und A.7 zeigen den Strombedarf der einzelnen Stufen eines Chips, auf dem sich zwei Auslesekanäle befinden. Die Versorgungsspannung beträgt dabei 3,3 V.

<b>Stromaufnahme Chip 1:</b>				
$T/^\circ C$	Vorverstärker	Pulsformer	Treiberstufe	Einheit
+20	$9,2 \pm 0,05$	$9,2 \pm 0,05$	$10,4 \pm 0,05$	mA
+10	$9,6 \pm 0,05$	$9,4 \pm 0,05$	$10,6 \pm 0,05$	mA
-10	$9,6 \pm 0,05$	$9,4 \pm 0,05$	$11,0 \pm 0,05$	mA
-20	$10,2 \pm 0,05$	$9,8 \pm 0,05$	$11,6 \pm 0,05$	mA

Tabelle A.6: Zusammenfassung der Stromaufnahme von Chip 1

<b>Stromaufnahme Chip 2:</b>				
$T/^\circ C$	Vorverstärker	Pulsformer	Treiberstufe	Einheit
+20	$9,4 \pm 0,05$	$9,2 \pm 0,05$	$10,6 \pm 0,05$	mA
+10	$9,6 \pm 0,05$	$9,4 \pm 0,05$	$10,6 \pm 0,05$	mA
-10	$9,8 \pm 0,05$	$9,6 \pm 0,05$	$11,1 \pm 0,05$	mA
-20	$10,2 \pm 0,05$	$9,8 \pm 0,05$	$11,8 \pm 0,05$	mA

Tabelle A.7: Zusammenfassung der Stromaufnahme von Chip 2



# Literaturverzeichnis

- [AS90] A. Schlachetzki: Halbleiter-Elektronik, Teubner Studienbücher, 1990
- [BR04] R. M. Brown: Vortrag, Scintillating Crystals for Particle Physics, PPARC Scintillators & Active Material, November 2004
- [CH91] Zhong Yuan Chang: Low-Noise Wide-Band Amplifiers in Bipolar and CMOS Technologies, Kluwer Academic Publishers, 1991
- [CO98] P. O'Connor, R. Gramegna, P. Rehak, F. Corsi, C. Marzocca: Ultra Low Noise CMOS Preamplifier-shaper for X-ray Spectroscopy, Nuclear Ins. and Methods, 1998
- [DO87] Donald H. Perkins: Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, Juli 1987
- [GR93] C. Grupen: Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, 1993
- [GSI07] GSI-Homepage: <http://www.gsi.de/fair/>, Oktober 2007
- [HA01] Hamamatsu: Technical Information, Characteristics and use of Si APDs (Avalanche Photodiode), July 2001
- [KI97] T. Kirn: NIM A 387 (1997) 202-204, Wavelength Dependence of Avalanche photodiode (APD) Parameters
- [KI99] T. Kirn: Doktorarbeit, Pilotuntersuchung zu einem elektromagnetischen Kalorimeter aus  $\text{PbWO}_4$  Kristallen, April 1999
- [Kl92] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, 3. Auflage, Teubner, Stuttgart, 1992
- [LA94] K. R. Laker and W.M.C. Sansen: Design of Analog Integrated Circuits and Systems, McGraw-Hill, Inc., 1994
- [MO01] M. Montecchi: NIM A 465 (2001) 329-345, Study of Some Optical Glues for the Compact Muon Solenoid at the Large Hadron Collider of CERN
- [MU90] R. Müller: Rauschen, Springer-Verlag, 1990

- [NO05] H. Nowak: Diplomarbeit, Untersuchung von Szintillatoren und Photosensoren für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors, Februar 2005
- [PD04] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, Springer-Verlag, July 2004
- [PR07] D. Prasuhn: Vortrag, The High Energy Storage Ring, FAIR Monthly, Darmstadt, Juni 2007
- [RG99] Roubik Gregorian: Introduction to CMOS OP-amps and Comparators, Wiley-Interscience Publication, 1999
- [RLG90] R.L.Geiger, P.E.Allen, N.R. Strader, Design Techniques for Analog and Digital Circuits, McGraw-Hill International Edition, 1990
- [SZ81] S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience Publication, 1981
- [TP05] PANDA Collaboration: Technical Progress Report: Strong Interaction Studies with Antiprotons, February 2005
- [WE93] Neil H.E. West: Principles of CMOS VLSI Design, Addison-Wesley Publishing Company, 1993



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Charmonium - Spektrum . . . . .	3
2.1	Überblick des geplanten Beschleunigerkomplexes FAIR . . . . .	8
2.2	Aufbau des PANDA - Detektors . . . . .	9
2.3	Darstellung des Mikrovertex - Detektors . . . . .	10
2.4	Aufbau des Strow Tube Trackers . . . . .	11
2.5	Darstellung der Zeit - Projektionskammer . . . . .	12
2.6	Aufbau des Cherenkov - Detektors DIRC . . . . .	13
2.7	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters . . . . .	14
3.1	Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten $\mu$ . . . . .	18
3.2	Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Schauers . . . . .	21
4.1	Bändermodell eines Halbleiters . . . . .	24
4.2	Ausbildung einer Verarmungszone im Halbleitermaterial . . . . .	25
4.3	Wechselwirkung von Photonen mit einem Halbleitermaterial . . . . .	26
4.4	Unterschiedliche Betriebsarten eines Halbleiters . . . . .	27
4.5	Darstellung des Tunneleffektes und des Lawineneffektes . . . . .	28
4.6	Schematischer Aufbau einer Lawinenfotodiode . . . . .	29
5.1	Aufbau eines nMOS - Transistors . . . . .	32
5.2	Ausbildung eines Inversionskanals im MOS - Transistor . . . . .	33
5.3	Kennlinie eines MOS - Transistors . . . . .	35
5.4	Kleinsignal - Ersatzschaltung eines MOS - Transistors. . . . .	36
6.1	Modell eines Widerstandes in der Rauschtheorie . . . . .	40
6.2	Darstellung der spektralen Dichte . . . . .	41
6.3	Rauschmodell eines MOS - Transistors . . . . .	42
6.4	Aufbau der Auslekette. . . . .	43
6.5	Rauschen als Funktion der Transistorbreite $W$ . . . . .	49
7.1	Schaltbild der Eingangsstufe . . . . .	55
7.2	Kleinsignalmodell der Kaskodenschaltung . . . . .	56
7.3	Kleinsignalmodell eines Sourcefolgers. . . . .	59
7.4	Beschaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . . .	60
7.5	Erzeugung einer selbstregelnden Gatevorspannung . . . . .	62

7.6	Schaltplan des ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . . .	64
7.7	Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . . .	65
7.8	Layout des ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . . .	66
7.9	Signalauskopplung aus dem ladungsempfindlichen Vorverstärker . . .	67
7.10	Aufbau der ersten Integrationsstufe . . . . .	69
7.11	Aufbau der Pulsformerstufen . . . . .	71
7.12	Schaltbild des verwendeten Miller - OTAs . . . . .	72
7.13	Aufbau der zweiten Integrationsstufe . . . . .	73
7.14	Schaltbild des voll differentiellen Operationsverstärker . . . . .	75
7.15	Beschaltung des differentiellen Operationsverstärkers . . . . .	77
7.16	Simulierte Ausgangssignale der Auslekette . . . . .	79
7.17	Technische Umsetzung eines vollständigen Auslesekanaals . . . . .	80
7.18	Aufbau eines 2 - Bit Digital - Analog - Wandlers . . . . .	81
7.19	Aufbau des Testpulsers . . . . .	82
7.20	Darstellung der Programmierung der seriellen Schnittstelle . . . . .	83
7.21	Layout des Auslesehchips . . . . .	84
8.1	Foto der für die Messung entwickelten Testplatine . . . . .	88
8.2	Schematische Darstellung des Kühlprinzips . . . . .	89
8.3	Foto des verwendeten Messaufbaus . . . . .	90
8.4	Schematische Darstellung der Testumgebung . . . . .	91
8.5	Ausgangspuls der Auslekette bei einer Eingangsladung von 100 fC	93
8.6	Rauschmessung mit dem Oszilloskop . . . . .	93
8.7	Messung der Anstiegszeit . . . . .	94
8.8	Bestimmung der Ladungsverstärkung . . . . .	96
8.9	Darstellung der Verstärkung in Abhängigkeit der Temperatur . . . .	96
8.10	Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des ersten Kanals . . .	98
8.11	Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des zweiten Kanals . .	98
8.12	Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des dritten Kanals . .	99
8.13	Rauschen als Funktion der Detektorkapazität des vierten Kanals . .	99
8.14	Darstellung des dynamischen Bereiches . . . . .	100
8.15	Leistungsbedarf der einzelnen Stufen pro Kanal . . . . .	100
8.16	Messung der Verlustleistung als Funktion der Ereignisrate . . . . .	101
8.17	Foto der Platine zur Messung mit einer Lawinenfotodiode . . . . .	102
8.18	Ergebnisse der Rauschmessung mit einer Lawinenfotodiode . . . . .	103
8.19	Ergebnisse des Schrotrauschmessung . . . . .	104
9.1	Zeitlicher Verlauf der ASIC Entwicklung . . . . .	108

# Tabellenverzeichnis

1.1	Gegenüberstellung der vier Wechselwirkungen . . . . .	1
2.1	Parameter der zwei Betriebsmodi im PANDA - Experiment . . . . .	8
3.1	Eigenschaften anorganischer Kristalle . . . . .	22
6.1	Werte der Beta - Funktion . . . . .	46
6.2	Zusammenfassung der Design Parameter aus der Rauschtheorie . . .	50
7.1	Transistorwerte des ladungsempfindlichen Vorverstärkers . . . . .	58
7.2	Transistorwerte der skalierten Eingangsstufe . . . . .	70
7.3	Transistorwerte des Miller - Operationsverstärkers . . . . .	73
7.4	Transistorwerte der Verstärkerstufe $S(3)$ . . . . .	76
7.5	Transistorwerte des Spannungsfolgers . . . . .	78
7.6	Beschreibung des 20 - Bit Datenworts der Chipprogrammierung . . .	83
7.7	Pinbelegung des Chips. . . . .	85
8.1	Zusammenfassung der Messwerte . . . . .	105
A.1	Zusammenfassung der Anstiegszeit der ersten Signalpfade . . . . .	110
A.2	Zusammenfassung der Anstiegszeit der zweiten Signalpfade . . . . .	110
A.3	Zusammenfassung der Verstärkungen der ersten Signalpfade . . . . .	110
A.4	Zusammenfassung der Verstärkungen der zweiten Signalpfade . . . . .	110
A.5	Zusammenfassung der Rauschwerte. . . . .	111
A.6	Zusammenfassung der Stromaufnahme von Chip 1. . . . .	111
A.7	Zusammenfassung der Stromaufnahme von Chip 2. . . . .	111



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen Bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. Klaus Peters für die Möglichkeit am PAN-DA - Experiment mitarbeiten zu können und für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit. Zugleich möchte ich mich bei Herrn Dr. Eugen Badura bedanken, der mir ermöglicht hat meine Arbeit in der Abteilung für Experiment - Elektronik der GSI durchzuführen.

Ganz besonders danke ich Herrn Holger Flemming und Herrn Harald Deppe für die Einarbeitung in das Halbleiter - CAD - System von Cadence, die fachlichen Hilfestellungen bei der Entwicklung der Ausleselektronik sowie für die engagierte Betreuung dieser Arbeit während der letzten drei Jahre. Ohne deren Hilfe hätte meine Arbeit die heutige Qualität nicht erreicht.

Ein grosses Dankeschön sei allen Mitarbeitern der Experiment - Elektronik für das angenehme, freundschaftliche Arbeitsklima ausgesprochen. Besonders hervorzuheben seien hierbei Herr Dragutin Dugan, Herr Gerhard May sowie Herr Peter Scott. Ihre langjährige Erfahrungen bei der Platinenentwicklung haben zu den hervorragenden Messergebnissen wesentlich beigetragen.

Für die Unterstützung bei der Software - Entwicklung möchte ich mich recht herzlich bei Herrn Sven Löchner bedanken. Bedanken möchte ich mich außerdem bei Frau Gabriele Otto, die nicht nur die Fotos für diese Arbeit sondern noch zahlreiche Bilder für meine Vorträge gemacht hat.

Für Korrekturen zu dieser Arbeit danke ich, Herr Holger Flemming, Herr Harald Deppe, Herr Sven Löchner und Herr Bernd Lewandowski.

Besonders herzlich möchte ich mich bei meiner ganzen Familie bedanken, die mich während meines Studiums in Bochum und der Promotion an der Universität Frankfurt/GSI unterstützt hat.

Der größte Dank geht aber an meine Ehefrau, Helena Nowak - Wieczorek, die das Unterfangen von Anfang bis Ende live, in Farbe und bunt miterlebt hat. Ihr widme ich diese Arbeit.



# Lebenslauf



## Persönliche Daten

Vorname: Peter  
Name: Wieczorek  
Geburtsdatum: 23. August 1979  
Geburtsort: Neidenburg  
Staatsangehörigkeit: Deutsch

## Schulbildung

1986 – 1990: Grundschule in Gladbeck  
1990 – 1992: Realschule in Gladbeck  
1992 – 1996: Realschule in Marl-Hamm  
1996 – 1999: Hans-Böckler-Berufskolleg in Marl

## Wehrdienst

1999 – 2000: Grundwehrdienst in Essen

## Universitätsausbildung

2000 – 2005: Physikstudium an der Ruhr-Universität in Bochum  
**Thema der Diplomarbeit:** *Entwicklung eines rauscharmen Vorverstärkers zur Auslese von Szintillationskristallen*  
2005 – 2008: Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt  
**Thema der Dissertation:** *Entwicklung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers zur Auslese von Lawinenfotodioden*

## Weitere Qualifikationen

Sprachen: Englisch und Polnisch  
Fortbildungen: Advanced CMOS IC Design, Lausanne, Schweiz  
Practical Issues in Analog IC Design, San Diego, USA

