

Auslegung von Detektoren und Ladungsverstärkern für die Erkennung geladener Partikel unter Berücksichtigung des Systemverhaltens

Von der Fakultät Informatik, Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Sebastian Kelz
aus Sindelfingen

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. Manfred Berroth

Mitberichter:

apl. Prof. Dr.-Ing. Ralf Srama

2. Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. Georg Rademacher

Tag der mündlichen Prüfung: 4. April 2024

Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik der Universität Stuttgart

2024

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen	V
Symbolverzeichnis	VI
Abstract	XI
Zusammenfassung	XII
1 Einleitung	1
1.1 Funktionsprinzip	1
1.1.1 Detektor	2
1.1.2 Ladungsverstärker	2
1.1.3 Filtersystem	3
1.2 Ziele der Arbeit	3
2 Einflussfaktoren der Systemempfindlichkeit	5
2.1 Metriken der Sensitivität	5
2.1.1 Äquivalente Rauschladung	5
2.1.2 Erweiterung der äquivalenten Rauschladung zur spektralen Leistungs- dichte der äquivalenten Rauschladung	8
2.2 Rauschen in kapazitiven Staubdetektoren und Ladungsverstärkern	9
2.2.1 Rauschquellen im Detektor	10
2.2.2 Rauschquellen im Ladungsverstärker	14
2.2.3 Zusammengefasste Betrachtung des Rauschens	28
2.3 Grundsätzliche Betrachtung des Detektors	32
2.3.1 Rohrdetektor	33
2.3.2 Gitterdetektor	34
2.3.3 Vorbeiflug-Detektoren	35
3 Modellierung und Optimierung des Detektorsystems	36
3.1 Modellierung des Detektorsystems	36
3.1.1 Detektor	36
3.1.2 Verstärker	40
3.1.3 Filtersystem	43
3.2 Optimierung des Systems	56
3.2.1 Optimierung für den unteren Geschwindigkeitsbereich	57
3.2.2 Optimierung für den oberen Geschwindigkeitsbereich	70
3.3 Zusammenfassung der Systemoptimierung	77

4	Verstärkerentwurf	79
4.1	Differenzieller Ladungsverstärker	79
4.1.1	Theorie des differentiellen Ladungsverstärkers	80
4.1.2	Schaltungsentwurf	90
4.2	Unipolarer Ladungsverstärker	96
4.2.1	Entwurf der Verstärkergrundzelle	98
4.2.2	Verschaltung der Grundzellen	102
4.3	Reduzierung des Rauschens durch schaltungstechnische Maßnahmen	103
5	Charakterisierung implementierter Verstärker	105
5.1	Verstärker für den unteren Geschwindigkeitsbereich	105
5.1.1	Messumgebung	106
5.1.2	Verarbeitung der Messergebnisse	108
5.1.3	Vermessung auf Hochfrequenzsubstrat	111
5.1.4	Verfahren zur Charakterisierung des Rauschens des Verstärkers	113
5.1.5	Aufbau auf Dünnschichtsubstrat	119
5.1.6	Ladungsverstärker mit ESD-Schutzschaltung	125
5.1.7	Vergleich mit dem Stand der Technik	129
5.2	Verstärker für den oberen Geschwindigkeitsbereich	130
5.2.1	Messaufbau	131
5.2.2	Messergebnisse	132
5.3	Vermessung mit dem Staubbeschleuniger	137
5.4	Diskussion	143
6	Zusammenfassung	145
A	Anhang 1 - Verstärkerentwürfe	148
A.1	CSA 1.0 bis CSA 3.3	148
A.1.1	Anschlussplan CSA 1.0	148
A.1.2	Anschlussplan CSA 2.0	149
A.1.3	Anschlussplan CSA 3.1 bis 3.3	152
A.1.4	Verschaltung und Betrieb	153
A.2	CSA 4	156
B	Literaturverzeichnis	159

Abkürzungen

ASIC	Anwendungsspezifische integrierte Schaltung
CDA	Cassini Cosmic Dust Analyzer
const.	konstant
CSA	Ladungsverstärker
ENC	Äquivalente Rauschladung
ENC-PSD	Spektrale Leistungsdichte der äquivalenten Rauschladung
ESD	Elektrostatische Entladung
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
JFET	Sperrschicht-Feldeffekttransistor
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor
opt.	optimiert
PDE	Partielle Differenzialgleichung
PMOS	P-Kanal MOSFET
PSD	Spektrale Rauschleistungsdichte
PTFE	Polytetrafluorethylen
typ.	typischerweise
ZB	Zeitbereich
ZZS	Schranke nach Ziv und Zakai

Symbolverzeichnis

Variable	Einheit	Beschreibung
A_q	V/pC	Ladungsverstärkung
b		Abtastwert
B		Zweiseitige spektrale Rauschleistungsdichte
C	F	Kapazität
C'	F/m ²	Kapazitätsbelag
C_C	F	Kompensationskapazität
d	m	Distanz
E	V/m	Elektrische Feldstärke
$E\{\}$		Erwartungswert
ENC	C	Äquivalente Rauschladung
f	Hz	Frequenz
F		Übertragungsfunktion
g_m	S	Transkonduktanz des MOSFETs
G	S	Leitwert
h		Impulsantwort im Zeitbereich
i	A	Strom im Zeitbereich
I	A	Strom im Frequenzbereich
k		Zählvariable
k_{mf}		Skalierungsfaktor des Korrelationsfilters
K		Menge von Parametern
K_{fl}		Konstante des 1/f-Rauschens
K_{wh}		Skalierungsfaktor des Whitening-Filters
l	m	Länge mechanischer Aufbauten
L	m	Kanallänge des MOSFETs
m		Zählvariable
M		Anzahl der Segmente
n		Zählvariable
N	1/cm ³	Ladungsträgerdichte
N_{it}		Zahl der Iterationen
p		Zählvariable
P		Wahrscheinlichkeit
q	C	Ladung im Zeitbereich
Q	C	Ladung im Frequenzbereich
r	m	Radius
r_j	Ω	Widerstand der Diode im Arbeitspunkt
R	Ω	Elektrischer Widerstand

Variable	Einheit	Beschreibung
R_C	Ω	Kompensationswiderstand
s		Normierter Verlauf im Zeitbereich
S		Spektrale Rauschleistungsdichte
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_a	s	Abtastintervall
T_{auftr}	s	Auftrittszeitraum
T_{fla}	s	Dauer des konstanten Bereichs des Trapezimpulses
T_{obs}	s	Beobachtungszeitraum
T_P	s	Impulsdauer
T_r	s	Anstiegszeit
u	V	Spannung im Zeitbereich
U	V	Spannung im Frequenzbereich
V	m/s	Geschwindigkeit
W	m	Gateweite des MOSFETs
W_E	J	Energie
x		Parameter / Variable
y	V	Ergebnis der diskreten Fouriertransformation
z	m	z-Komponente der Zylinderkoordinaten
z_v	s	Zusätzliche Verschiebung im Zeitbereich

Griechische Buchstaben

Variable	Einheit	Beschreibung
α_H		Hooge-Parameter des 1/f-Rauschens
α_n		Parameter des 1/f-Rauschens
γ_n		Gamma-Faktor des weißen Rauschens
γ_{tr}		Schwellwert des Entscheiders
$\tan \delta$		Dielektrischer Verlustfaktor
ϵ	F/m	Permittivität
κ		Faktor der Steigung des 1/f-Rauschens
λ		Verhältnis der Kapazitätsbeläge
Λ	m ²	Fläche
μ	cm ² /(Vs)	Beweglichkeit der Ladungsträger
ν		Verhältnis der normierten Impulsenergien
ξ		Winkelkomponente der Zylinderkoordinaten
ρ		Signal-Rausch-Verhältnis
ρ_R	$\Omega \text{ cm}$	Spezifischer Widerstand
σ		Standartabweichung
τ	s	Auftrittszeitpunkt
φ	V	Potential
Ψ		Anzahl der Abtastpunkte

Indizes

Index	Beschreibung
0	Ursprungswert
–	Negativer Ein-/Ausgang
+	Positiver Ein-/Ausgang
1,2,3,...	Nummerierter Wert
1/f	1/f-Rauschen
3dB	3dB-Frequenz
ab	Abtastwert
amp	Verstärker
aus	Ausgabewert
A _q	Ladungsverstärkung
bias	Biasspannung
BD	Drain-Bulk-Übergang
BU	Pufferverstärker
c	1/f-Eckfrequenz
C	Kapazität
CM	Gleichtakt
CSA2.0	Verstärker der Variante CSA 2.0
deg	Degenerierung
det	Detektor
detek	Detektion
diff	Differenziell
dk	Dekorreliert
D	Drain
DD	Positive Versorgungsspannung
DS	Drain-Source-Übergang
DS0	Drain-Source-Übergang für $U_{DS} = 0 \text{ V}$.
e	Einzelner Abtastwert
eck2	Eckfrequenz 1/f zu 1/f ²
eff	Effektiv
ein	Eingangssignal
einzel	Einzelner Detektor
eq	Äquivalent
erw	Erweitert
est	Geschätzter Wert
ext	Extern
ENC	Äquivalente Rauschladung
f	Rückkoppelnetzwerk des Ladungsverstärkers
fd	Falsche Detektion
fg	Funktionsgenerator
FB	Rückkoppelung
FET	Eingangstransistor
g	Massebezogen

Index	Beschreibung
ges	Gesamt
gez	Gezeichnet
G	Gate
GBC	Verstärkte Kaskodenschaltung
Gitter	Gitter
GND	Masse
GS	Gate-Source-Übergang
ind	Unabhängig
int	Intern
I	Strom
IC	Integrierte Schaltung
J	p-n-Übergang
J0	Sperrsättigungsstrom
JDB0	Sperrsättigungsstrom der Drain-Bulk-Diode
Kanal	Kanal
leak	Leckstrom
L	Last
m	Modell
max	Maximal
meas	Gemessen
mess	Messung
mf	Korrelationsfilter
min	Minimal
n	Rauschen
norm	Normiert
N	Nyquist
o	Obere Grenzfrequenz
opt	Optimal
ox	Oxid
O	Überlappbereich
p	Parasitärer Anteil
part	Partikel
peri	Periodogramm
pp	Spitze-Spitze-Wert
pseudo	Pseudowiderstand
P	Impuls
PCB	Platine
q	Ladung
ref	Referenz
res	Resultierend
rms	Effektivwert
R	Widerstand
sat	Sättigungswert
sch	Abschirmung

Index	Beschreibung
sens	Sensitiv
seq	Sequenz
sig	Signal
sim	Simulation
sn	Schrotrauschen
spekt	Spektrum
sub	Subsystem
sys	System
SB	Source-Bulk-Übergang
Schirm	Äußere Abschirmung
SE	Massebezogenes Ausgangssignal
SS	Negative Versorgungsspannung
τ	Auftrittszeitpunkt
tech	Technologie
test	Test / Testsignal
tr	Transistor
T	Temperatur
TF	Dünnschichtsubstrat
Th	Schwelle
TP	Tiefpassfilter
u	Untere Grenzfrequenz
uni	Unipolarer Verstärker
unts	Unterschwellenwertbereich
U	Spannung
W	Wandstärke
wh	Whitening-Filter
zw	Zwischenwert

Physikalische Konstanten

$k = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ Boltzmann-Konstante

$q = 1,60218 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ Elementarladung

Abstract

Charge induction based detectors for cosmic dust are employed in space to determine the trajectory or velocity and charge of cosmic dust particles in various settings. The dust particles exhibit a certain charge due to solar radiation. This charge is evaluated non-destructively by measuring charges induced in the electrodes of a dust detector.

The present work is mainly concerned with the optimized design of the aforementioned detectors and charge-sensitive amplifiers for both space applications and test setups on earth. Additionally, an increase in the supported particle velocity range, both at the lower end and at the higher end is investigated.

A simulation model is presented, that considers both a simplified model of the detector and a model of the amplifier. For the parameter estimation system an ideal approximation is assumed. By evaluating this model, new insights into the dependencies between the detector electrode design, the detector output signal and the noise generated by the detector and the amplifier are provided.

It is shown that the electrode length has only a minimal influence on the detection sensitivity, but short electrodes enable a reduction of the power consumption at a similar sensitivity. A wide spacing between the electrodes and the shielding grids improves the detection sensitivity, but increases the variance of the estimated particle speed.

In total, a velocity range from 15 m/s to 300 km/s is considered. To enable the detection of slow particles, a differential charge-sensitive amplifier is designed. A theoretic comparison to ground-referred charge-sensitive amplifiers is presented to improve the understanding of the concept of differential charge-sensitive amplifiers. Noise due to leakage paths and dielectric dissipation at low frequencies is minimized by selecting specific low loss materials.

The detection of fast particles is enabled by the design of a fast charge-sensitive amplifier, supporting frequencies up to 50 MHz.

For the differential charge-sensitive amplifier, an equivalent noise charge of 55 elementary charges is achieved in the frequency range from 40 Hz to 300 kHz for a ground-referred detector capacitance of 2.2 pF at each input.

Zusammenfassung

Detektoren für kosmischen Staub, die auf der Auswertung influenzierter Ladungen basieren, werden im Weltraum eingesetzt, um in unterschiedlichen Anwendungen die Flugbahn oder die Partikelgeschwindigkeit und die Ladung kosmischer Staubpartikel zu bestimmen. Aufgrund der Strahlung der Sonne weisen die Partikel eine gewisse Ladung auf, die durch die Messung influenzierter Ladungen in den Elektroden des Staubdetektors zerstörungsfrei ausgewertet wird.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit dem optimierten Entwurf der zuvor genannten Detektoren und Ladungsverstärker, sowohl in Bezug auf die Verwendung im Weltraum als auch für die Verwendung in Testaufbauten auf der Erde. Zusätzlich wird das Ziel verfolgt, den Geschwindigkeitsbereich, in dem Staubpartikel erkannt werden können, im Bereich niedriger Geschwindigkeiten und im Bereich hoher Geschwindigkeiten zu erweitern.

Es wird ein Simulationsmodell vorgestellt, das sowohl ein vereinfachtes Modell des Detektors als auch ein vereinfachtes Modell des Verstärkers beinhaltet. Für das System zur Schätzung der Partikelparameter wird vereinfacht ein ideales System betrachtet. Durch die Auswertung des Systemmodells werden neue Einsichten in die Abhängigkeiten zwischen dem Aussehen der Elektrode, dem Ausgangssignal des Detektors und dem Rauschen des Detektors und des Verstärkers ermöglicht.

Es wird gezeigt, dass die Länge der Elektrode nur einen geringen Einfluss auf die Empfindlichkeit des Detektors hat, eine kurze Elektrodenlänge jedoch eine Reduzierung der Leistungsaufnahme bei ähnlicher Empfindlichkeit ermöglicht. Ein größerer Abstand zwischen der Abschirmung und der Elektrode erhöht die Empfindlichkeit in Bezug auf die Detektion, erhöht aber auch die Varianz der geschätzten Geschwindigkeit.

Insgesamt wird der Geschwindigkeitsbereich zwischen 15 m/s und 300 km/s betrachtet. Um die Detektion langsamer Partikel zu ermöglichen, wird ein differenzieller Ladungsverstärker vorgestellt. Zur Verbesserung des Verständnisses des differenziellen Ladungsverstärkers erfolgt ein theoretischer Vergleich mit dem massebezogenen Ladungsverstärker. Das Rauschen aufgrund dielektrischer Verluste und begrenzter Isolationswiderstände bei niedrigen Frequenzen wird durch die Wahl spezifischer verlustarmer Materialien reduziert.

Die Erkennung schneller Partikel wird durch den Entwurf eines Ladungsverstärkers mit einer oberen Grenzfrequenz von 50 MHz ermöglicht.

Mit dem differenziellen Ladungsverstärker wird eine äquivalente Rauschladung von 55 Elementarladungen im Frequenzbereich von 40 Hz bis 300 kHz für eine massebezogene Kapazität von 2,2 pF erreicht.

1 Einleitung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Detektorsysteme für geladene Staubpartikel, deren Erkennungsverfahren auf dem Prinzip der Auswertung influenzierter Ladungen beruht. Entsprechende Systeme werden primär in der Raumfahrt zur Detektion einzelner Staubpartikel eingesetzt. Ein bekanntes Beispiel ist der Cassini Cosmic Dust Analyzer (CDA) [1]. Dieser enthält ein Detektorsystem, das durch die Auswertung influenzierter Ladungen die Flugbahn und Geschwindigkeit einfallender kosmischer Staubpartikel ermitteln kann. Dies ermöglicht die Bestimmung des Ursprungs kosmischer Staubpartikel, die anschließend bezüglich ihrer Zusammensetzung weiter untersucht werden.

Einen weiteren Anwendungsbereich stellt die Verwendung ähnlicher Detektorsysteme zur Bestimmung der Geschwindigkeit und Ladung von Partikeln in Staubbeschleunigern dar, die zum Test von Instrumenten für zukünftige Weltraummissionen eingesetzt werden. Auch wurden bereits Versuche unternommen, auf Influenz basierende Partikeldetektoren zur Vermessung der Rußpartikel in Abgasströmen einzusetzen [2].

Als kosmische Staubpartikel werden feste Partikel im Weltraum bezeichnet, die je nach Definition einen Durchmesser zwischen 20 nm und 200 µm [3] bzw. weniger als 200 nm [2] aufweisen. Durch den photoelektrischen Effekt werden die Partikel von der Sonne aufgeladen und weisen Ladungen zwischen ca. 10^{-18} C [4] und 10^{-13} C [3] auf. Bei Experimenten auf der Erde erfolgt die Aufladung entweder durch den Staubbeschleuniger oder durch UV-Strahlung [2].

1.1 Funktionsprinzip

Auf der Auswertung von Influenzladungen basierende Partikeldetektoren bestehen aus drei Hauptkomponenten:

- Der Detektor enthält eine oder mehrere Elektroden in einem abschirmenden Gehäuse und befindet sich in den meisten Fällen in einem Vakuum. Passiert ein geladener Partikel den Detektor, treten durch Influenz Spiegelladungen in den Elektroden auf.
- Die Elektroden sind mit einem ladungssensitiven Verstärker (CSA) verbunden, der die influenzierte Ladung verstärkt und in eine Spannung umsetzt.

- Das Ausgangssignal des CSAs wird durch ein Filtersystem gefiltert und ausgewertet.

1.1.1 Detektor

Detektoren treten in verschiedenen Ausführungen auf. Der Hauptunterschied besteht in der Form und Anordnung der Elektroden. In komplexeren Systemen werden Gitter mit stabförmigen Elektroden eingesetzt, die jeweils einzeln ausgewertet werden [3, 5]. Dies ermöglicht neben der Bestimmung des Einfallswinkels und der Geschwindigkeit auch die Bestimmung der Einfallposition des Partikels. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist die geringe Kapazität der einzelnen Elektroden und die daraus folgende höhere Sensitivität. Einen Nachteil stellt die hohe Anzahl auszuwertender Signale dar.

Eine weitere verbreitete Detektorform setzt Gitter als Elektroden ein, die zwischen Abschirmgittern platziert werden [6]. Teilweise werden mehrere Gitterelektroden nebeneinander platziert [6], teilweise erfolgt die Anordnung hintereinander [2]. Auch diese Detektoren ermöglichen zum Teil die Bestimmung des Einfallswinkels, der Geschwindigkeit und der Einfallposition [6].

Die dritte betrachtete Detektorklasse verwendet längliche zylinderförmige Elektroden, die von den geladenen Partikeln durchflögen werden. Im einfachsten Fall handelt es sich bei den Elektroden um einfache Rohrabschnitte, die nur die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und der Ladung erlauben [7]. Eine Abwandlung dieser Elektrodenform stellen hintereinander angeordnete Gitterelektroden dar, die mit dem gleichen Ladungsverstärker verbunden sind [1]. In beiden Fällen bleibt die Spiegelladung bei entsprechender Dimensionierung während des Durchflugs näherungsweise konstant. Anordnungen mit mehreren Gittern ermöglichen auch die Bestimmung des Einfallswinkels [1].

In dieser Arbeit werden hauptsächlich Detektoren der letztgenannten Form betrachtet, die über einen bestimmten Zeitraum eine näherungsweise konstante Spiegelladung zeigen. Abhängig von der Elektrodenform ergeben sich stark unterschiedliche Detektorkapazitäten und Signalformen, die sich auf die Signalenergie und das Rauschverhalten des Systems auswirken.

1.1.2 Ladungsverstärker

Der Ladungsverstärker stellt die zweite Grundkomponente der betrachteten Detektorsysteme dar. In den meisten Fällen handelt es sich um einen kapazitiv rückgekoppelten Spannungsverstärker [8], der die Ladung der Elektrode integriert und in eine Spannung umsetzt. Der Eingangstransistor stellt eine der wichtigsten Rauschquellen des Ladungsverstärkers dar und hat maßgeblichen Einfluss auf die Empfindlichkeit des Systems.

Das Rauschen des Ladungsverstärkers wird im Rahmen der Arbeit ausführlich betrachtet. Signifikanten Einfluss auf das Rauschverhalten hat einerseits die verwendete Halbleitertechnologie, andererseits beeinflusst auch die Art des Transistors das Rauschverhalten. Sowohl JFETs [4] als auch MOSFETs [3] werden für aktuelle Ladungsverstärker eingesetzt. In typischen Systemen werden unipolare Ladungsverstärker verwendet, die nur über einen Eingang verfügen. Im Weiteren werden zusätzlich differenzielle Verstärker betrachtet, die spezifisch angepasste differenzielle Detektoren erfordern.

1.1.3 Filtersystem

Abhängig vom Anwendungsfall kommen unterschiedliche Filtersysteme zum Einsatz. Klassische Echtzeitsysteme, die nur den Zeitpunkt des Auftretens geladener Partikel bestimmen, verwenden zur Filterung des Signals Impulsformer-Verstärker [7], die effektiv einen Bandpassfilter darstellen. Anschließend wird über einen Schwellwertentscheider das Vorhandensein eines Partikels bestimmt.

In [2] wird ein echtzeitfähiges System beschrieben, das die klassischen analogen Bandpassfilter durch digitale, teilweise vereinfachte Korrelationsfilter ersetzt. Durch dieses Vorgehen konnte die Empfindlichkeit im Vergleich zu einem älteren Referenzsystem um ca. 20 dB gesteigert werden [2].

Für Systeme, die genauere Informationen über den Partikel extrahieren sollen, d.h. z.B. den Einfallswinkel, eignen sich digitale Systeme, die die genaue Form des Pulses auswerten. Dies ist z.B. mit der Methode der maximalen Mutmaßlichkeit möglich.

1.2 Ziele der Arbeit

Als primärer Parameter für die Charakterisierung und Auslegung ladungsbasierter Partikeldetektoren wird nach dem Stand der Technik die so genannte äquivalente Rauschladung (ENC) verwendet. Diese beschreibt das am Ausgang des Verstärkers beobachtete Rauschen unter Berücksichtigung der Ladungsverstärkung des Systems in einem festgelegten Frequenzbereich. Für klassische Echtzeitsysteme, die als Filter lediglich einen Bandpassfilter einsetzen und die Detektion über Schwellwertentscheider durchführen, ermöglicht die ENC eine direkte Quantifizierung der Empfindlichkeit des Systems.

Für fortschrittliche Detektorsysteme hingegen ist die ENC für die Bestimmung der Empfindlichkeit nur eingeschränkt geeignet. Als Beispiel kann ein System betrachtet werden, das mehrere Korrelationsfilter einsetzt [2]. In diesem Fall hängt die relevante Signalbandbreite von der Geschwindigkeit des Partikels ab. D.h. für langsame Partikel ist die Bandbreite des erforderlichen Filters klein, für schnelle Partikel ergibt sich eine größere Bandbreite.

Daraus folgt eine höhere Empfindlichkeit für langsamere Partikel. Darüber hinaus beeinflussen Faktoren wie die Geometrie der Elektroden oder das $1/f$ -Rauschen der Transistoren die spektralen Leistungsdichten des Rauschens und der Signale der Partikel. Eine direkte Ableitung der Empfindlichkeit anhand eines in einem festgelegten Frequenzbereich gemessenen Rauschens ist unter diesen Bedingungen nicht mehr möglich.

Daraus folgt, dass eine einfache Optimierung des Rauschverhaltens durch die Betrachtung der Einzelkomponenten anhand des ENC-Wertes nicht möglich ist. Vielmehr sind die gegenseitigen Abhängigkeiten der einzelnen Komponenten des Systems zu berücksichtigen. Es ist das Ziel dieser Arbeit, zunächst die maßgeblichen Einflussgrößen für das Verhalten der einzelnen Komponenten zu analysieren. Anschließend wird die Optimierung des Rauschverhaltens des Gesamtsystems unter Berücksichtigung der gegenseitigen Abhängigkeiten betrachtet.

Zuletzt werden beispielhaft Entwürfe und Messergebnisse verschiedener Ladungsverstärker gezeigt, die spezifisch an die Ergebnisse der Optimierung angepasst sind. Empfindlichkeitsbegrenzende Faktoren werden diskutiert.

2 Einflussfaktoren der Systemempfindlichkeit

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Faktoren grundlegend diskutiert, die sich auf die Sensitivität der betrachteten Detektorsysteme auswirken. Die Sensitivität kann durch verschiedene Metriken quantifiziert werden, die abhängig vom betrachteten System eingesetzt werden.

Beeinflusst wird die Sensitivität durch verschiedene Faktoren, die in zwei grundsätzliche Gruppen eingeteilt werden können: Das Rauschverhalten des Systems wird durch das Rauschverhalten des Detektors und des Verstärkers sowie durch eingekoppeltes Rauschen bestimmt. Die Signalform wird durch die Form des Detektors und die Parameter des Partikels festgelegt. Im Folgenden werden zunächst die Metriken der Sensitivität definiert. Anschließend erfolgt die theoretische Analyse der Rauschquellen des Systems sowie eine beschränkte Betrachtung des Einflusses der Detektorform auf die Sensitivität des Systems.

2.1 Metriken der Sensitivität

Die eingesetzten Metriken zur Definition der Sensitivität ergeben sich in Abhängigkeit des eingesetzten Erkennungssystems. Die klassische Definition der Sensitivität eines Systems zur Ladungsdetektion erfolgt über die äquivalente Rauschladung (ENC) [9, 10].

2.1.1 Äquivalente Rauschladung

Für die Berechnung der ENC wird ein Detektorsystem mit einem festgelegten Ausgangsfilter und einem festgelegten Verlauf des Eingangssignals betrachtet. Der Filter wird meist als Impulsformer (*engl. Pulse-Shaper*) bezeichnet. Unter den genannten Bedingungen ergibt sich für das influenzierte Ladungssignal im Detektor mit der maximal im Detektor influenzierten Ladung Q_{sig} und dem normierten Ladungsverlauf $s_{\text{sig}}(t)$:

$$q_{\text{det}}(t) = Q_{\text{sig}} \cdot s_{\text{sig}}(t) \tag{2.1}$$

Die Systemantwort auf dieses Eingangssignal ist gegeben durch:

$$u_{\text{aus}}(t) = q_{\text{det}}(t) * h_{\text{sys}}(t) \quad (2.2)$$

Dabei stellt $h_{\text{sys}}(t)$ die Impulsantwort des Ladungsverstärkers mit Ausgangsfilter dar. Das maximale Verhältnis zwischen der Ausgangsspannung $u_{\text{aus}}(t)$ und der Eingangsladung Q_{sig} ist gegeben durch [10]:

$$\frac{U_{\text{aus,max}}}{Q_{\text{sig}}} = \max(s_{\text{sig}}(t) * h_{\text{sys}}(t)) \quad (2.3)$$

Dann ist die ENC definiert durch:

$$ENC = \frac{U_{\text{n,aus,rms}}}{\max(s_{\text{sig}}(t) * h_{\text{sys}}(t))} \quad (2.4)$$

$U_{\text{n,aus,rms}}$ beschreibt den Effektivwert des am Ausgang des Filters beobachteten Rauschens. Diese Rauschspannung wird durch die maximale Verstärkung der Ladung auf den Eingang des Systems bezogen. Entsprechend dieser Definition beschreibt die ENC die Ladung, die auf den Eingang des Verstärker mit dem vorgegebenen Verlauf aufgebracht werden muss, damit sich am Ausgang des Filters ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis von eins ergibt [10]. D.h. die ENC entspricht vereinfacht ausgedrückt dem auf die Eingangsladung bezogenen Rauschen des Systems.

Eine wichtige Einschränkung der ENC ist, dass der ermittelte Wert zunächst nur für einen festgelegten zeitlichen Verlauf des Ladungssignals gilt. Historisch gesehen wurden im Zusammenhang mit Ladungsverstärkern meist Systeme betrachtet, die einen nahezu unveränderlichen Signalverlauf aufweisen. Ein Beispiel sind Halbleiterdetektoren aus dem Bereich der Teilchenphysik. Bei Interaktion eines Partikels mit einem Halbleiterdetektor entstehen Elektronen-Loch-Paare, die typischerweise innerhalb weniger Nanosekunden getrennt und gesammelt werden [9]. In diesem Fall erfolgt die Definition der ENC unter der Annahme eines Dirac-Impulses des Stroms als Eingangssignal des Detektors [9].

Formale Voraussetzung für diese Annahme ist, dass die Bandbreite des zu entwerfenden Filters so gewählt wird, dass dieser die beobachtete Flankensteilheit des Ausgangssignals dominiert. Es existieren allerdings auch Halbleiterdetektoren, die eine Sammelzeit im Mikrosekundenbereich mit großer Varianz aufweisen [11], sodass die Anstiegszeit bei der Auslegung des Filters berücksichtigt werden muss.

Hauptsächlich im ersten Fall stellt die ENC eine intuitive Beschreibung des Rauschverhaltens dar, aus der mithilfe der Eingangsladung das zu erwartende Signal-Rausch-Verhältnis ermittelt werden kann.

Die Festlegung der Impulsantwort des Impulsformers erfolgt dann anhand der spektralen Rauschleistungsdichte und der notwendigen Zählrate des Systems [10].

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten kapazitiven Detektoren zur Erfassung geladener Teilchen weisen ein Verhalten auf, das stark von dem Verhalten typischer Halbleiterdetektoren abweicht. Ein beispielhafter Detektor ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

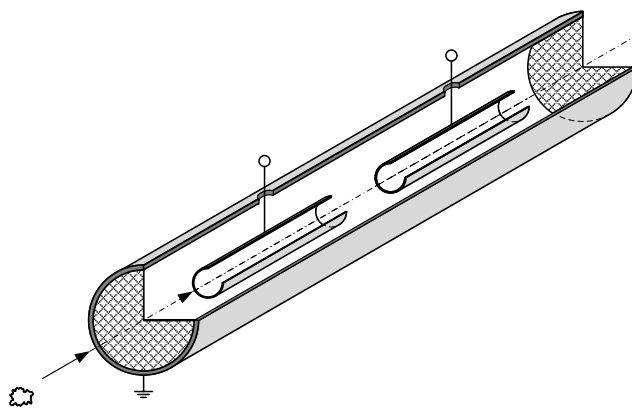


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines einfachen Detektors.

Der Detektor besteht aus einer zylinderförmigen Abschirmung mit Abschirmgittern an den Enden. In der Schnittdarstellung sind zwei kleinere Rohrabschnitte zu erkennen, die die Elektroden bilden, die mit den Ladungsverstärkern verbunden werden. Durchfliegt ein Partikel den Detektor entlang der Symmetrieachse, ergibt sich in den Elektroden jeweils ein Ladungssignal, dessen Dauer, Anstiegs- und Abfallzeit invers proportional zur Geschwindigkeit des Partikels ist. In typischen Anwendungen erstreckt sich der Geschwindigkeitsbereich der Partikel über mehrere Größenordnungen, sodass die Energie des Signals in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit in unterschiedlichen Frequenzbereichen auftritt.

Um trotzdem die Detektion aller Partikel zu ermöglichen, werden im einfachsten Fall Ausgangsfilter mit großer Bandbreite eingesetzt, deren Grenzfrequenzen anhand des Frequenzbereichs der Eingangssignale festgelegt werden. Es ist dann gerechtfertigt den Ausgangsfilter nicht als Pulsformer, sondern als Bandpassfilter zu betrachten, da aufgrund der Varianz der Impulsdauer eine gezielte Pulsformung nicht möglich ist.

Durch die unterschiedliche Beeinflussung der maximalen Amplitude des Ausgangspulses in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit ergibt sich ein System, in dem die ENC von der Geschwindigkeit des Partikels abhängt. Zwangsläufig folgt aus der großen Bandbreite des Filters eine erhöhte Rauschleistung und ENC, die durch die Einschränkung des betrachteten Geschwindigkeitsbereichs deutlich verbessert werden kann [2].

2.1.2 Erweiterung der äquivalenten Rauschladung zur spektralen Leistungsdichte der äquivalenten Rauschladung

Wird ein einfaches Detektorsystem mit einem festgelegten Verlauf des Eingangsimpulses betrachte, so ist die ENC ausreichend zur Charakterisierung des Rauschverhaltens und damit der Sensitivität des Systems. Auch verschiedene Detektor-Filter-Verstärkerkombinationen können anhand des ENC-Werts verglichen werden. Für Systeme mit stark variablen Verlauf des Eingangssignals ist die Charakterisierung des Rauschens durch einen einzelnen ENC-Wert hingegen unzureichend, da die ENC vom zeitlichen Verlauf des Eingangsimpulses und der Systemantwort auf diesen Impuls abhängt. Eine Möglichkeit wäre, für jeden möglichen Verlauf des Eingangssignals einen eigenen ENC-Wert zu bestimmen und den Verlauf des ENC über z.B. der Impulsdauer zu vergleichen. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, dass die ermittelten Werte nur für eine spezifische Kombination aus Detektor, Verstärker und Filtersystem gültig sind.

Dies erweist sich insbesondere dann als problematisch, wenn ein Verstärker mit verschiedenen Filtersystemen eingesetzt werden soll, das finale digitale Filtersystem noch nicht existiert oder der Ladungsverstärker ohne Bezug auf das Filtersystem und einen spezifischen Detektor charakterisiert werden soll. Im Rahmen der Arbeit wird deswegen die spektrale Leistungsdichte der äquivalenten Rauschladung (ENC-PSD) definiert. Die ENC-PSD beschreibt die auf die Eingangsladung bezogene spektrale Leistungsdichte des Rauschens des Verstärkers und Detektors.

Es wird zuerst die frequenzabhängige Kleinsignal-Ladungsverstärkung definiert, die einen Bezug zwischen einer Ausgangsspannungsamplitude des Verstärkers $U_{\text{aus}}(f)$ und der Amplitude einer sinusförmig verlaufenden Eingangsladung $Q_{\text{ein}}(f)$ herstellt.

$$A_q(f) = \frac{U_{\text{aus}}(f)}{Q_{\text{ein}}(f)} \quad (2.5)$$

Die spektrale Leistungsdichte der äquivalenten Rauschladung ist dann gegeben durch:

$$S_{\text{ENC}}(f) = \frac{S_{U,\text{n,aus}}(f)}{A_q^2(f)} \quad (2.6)$$

Hier stellt $S_{U,\text{n,aus}}(f)$ die spektrale Leistungsdichte (PSD) des am Ausgang des Verstärkers beobachteten Rauschens dar.

Die ENC-PDS dient insbesondere zum Vergleich verschiedener Ladungsverstärker in Bezug auf die Verteilung der Rauschleistung über der Frequenz. Wird angenommen, dass ein bestimmtes Filtersystem die maximale Amplitude eines auftretenden Ladungsimpulses am Eingang nicht beeinflusst, kann der ENC-Wert eines solchen Filtersystems direkt durch

die Multiplikation und Integration der Filterfunktion und ENC-PSD im Frequenzbereich ermittelt werden. Anhand der Kleinsignal-Ladungsverstärkung des Verstärkers kann der zugehörige kompensierte Frequenzgang des resultierenden Filters ermittelt werden.

Da die ENC-PSD in erster Näherung in Bezug auf das Rauschverhalten des Detektors nur von dessen komplexer Kapazität abhängt, kann die ENC-PSD im Labor auch mithilfe einer äquivalenten konzentrierten komplexen Detektorkapazität ermittelt werden. Das ermöglicht eine einfache Charakterisierung des Ladungsverstärkers ohne Abhängigkeit von einem spezifischen Detektor oder Filtersystem.

Durch die spektrale Darstellung wird zudem ein deutlich detaillierterer Vergleich verschiedener breitbandiger Verstärker ermöglicht, als über die bisher übliche Angabe der über die Bandbreite des Verstärkers integrierte ENC-PSD, die beispielsweise in [4] verwendet wird.

2.2 Rauschen in kapazitiven Staubdetektoren und Ladungsverstärkern

In diesem Abschnitt werden Rauschquellen des analysierten Systems betrachtet, die einen signifikanten Einfluss auf die ENC-PSD haben. Ein vereinfachtes Schaltbild des Systems ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die grau hinterlegten Bauelemente sind als nicht ideale Komponenten aufzufassen, die im Folgenden durch entsprechende Ersatzschaltbilder oder mathematische Beschreibungen modelliert und analysiert werden.

Grundsätzlich sind drei Komponenten des Systems zu unterscheiden, die im Folgenden separat betrachtet werden. Der Detektor beeinflusst das System primär durch seine Kapazität und das Rauschverhalten der Kapazität. Das Rauschverhalten des Verstärkers, im rechten Teil der Abbildung dargestellt, wird typischerweise durch das Verhalten des Eingangstransistors dominiert. Zusätzlich ist in dem Schaltbild eine einfache klassische ESD-Schutzschaltung eingezeichnet, die unter bestimmten Umständen ebenfalls einen signifikanten Anteil der Rauschleistung beitragen kann.

Theoretisch kann die Kombination aus Detektor und Verstärker bei optimalen Rauschverhalten so ausgelegt werden, dass die Sensitivität des Systems durch den Eingangstransistor des Verstärkers begrenzt wird [10]. Daraus folgt jedoch nicht, dass andere Rauschquellen beim Entwurf nicht berücksichtigt werden müssen. Die im Rahmen der Arbeit erfolgten Untersuchungen zeigen, dass nur bei konsequenter Optimierung aller Rauschquellen ein Zustand erreicht werden kann, in dem das Rauschen des Systems durch den Eingangstransistor dominiert wird.

Die folgenden Betrachtungen werden primär unter der Annahme eines unipolaren Systems durchgeführt, das in Bezug auf Ladungsverstärker den typischen Fall darstellt.

Die Ausdrücke für den in dieser Arbeit ebenfalls betrachten differentiellen Fall können aus den unipolaren Ausdrücken abgeleitet werden.

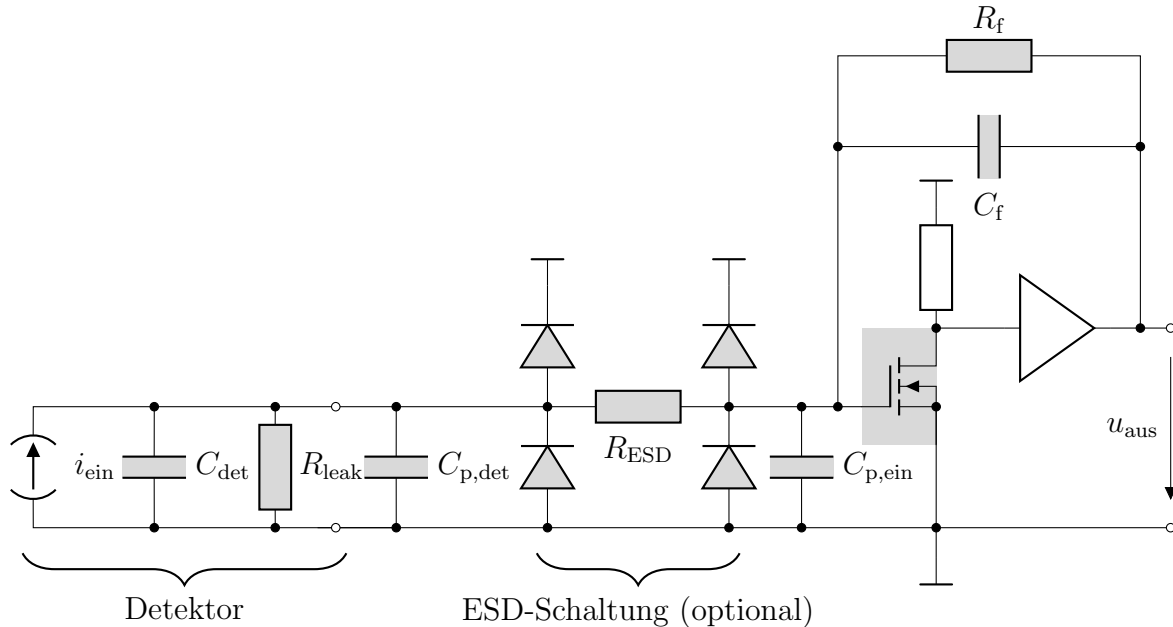


Abbildung 2.2: Übersichtsschaltbild des Detektorsystems mit Ladungsverstärker und Detektor.

2.2.1 Rauschquellen im Detektor

Influenzbasierte Ladungsdetektoren stellen rein passive Strukturen dar, die keine Halbleiter aufweisen. Insofern ist eine strikte Abgrenzung zu halbleiterbasierten Detektoren aus der Teilchenphysik vorzunehmen, die ein anderes Rauschverhalten zeigen und in dieser Arbeit nicht betrachtet werden.

Obwohl die betrachteten Detektoren sehr unterschiedliche Elektrodenformen aufweisen [1,3,7], ist der grundsätzliche Aufbau eines Detektors immer gleich. Eine oder mehrere Elektroden befinden sich in einem abschirmenden, für Staubpartikel teilweise transparenten Gehäuse. Zwischen den einzelnen Elektroden sind oft zusätzliche, mit der Masse verbundene Abschirmgitter angebracht. Die Elektroden werden über möglichst kurze, typischerweise nicht abgeschirmte Kabel mit den Ladungsverstärkern verbunden, die sich entweder im Gehäuse des Detektors oder in einem angeschlossenen Gehäuse befinden. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Unipolare Verstärker werten das Signal zwischen der Elektrode und der mit der Masse verbundenen Abschirmung aus. Differenzielle Verstärker werten die Differenz zwischen zwei Elektroden aus. Zwangsläufig befinden sich im elektrischen Feld zwischen den Elektroden,

den zuführenden Leitungen und der Abschirmung Dielektrika, die zur Positionierung der Elektroden dienen.

Abhängig von dem verwendeten Ladungsverstärker kann zwischen den Elektroden und der Abschirmung eine Biasspannung auftreten, die typischerweise weniger als 2 V beträgt. Es ist daher davon auszugehen, dass im Feld der Elektroden keine großen Feldstärken auftreten. Der dominierende Leitungsmechanismus in den verwendeten Materialien ist deshalb die ohmsche Leitung über Störstellen [12, 13]. Ein weiterer Verlustmechanismus ergibt sich durch die dielektrischen Verluste der Materialien. Beide Mechanismen tragen zum Rauschen des Detektors bei [14, 15]. Ein Detektor mit einer Elektrode kann durch das Ersatzschaltbild nach Abbildung 2.3 dargestellt werden.

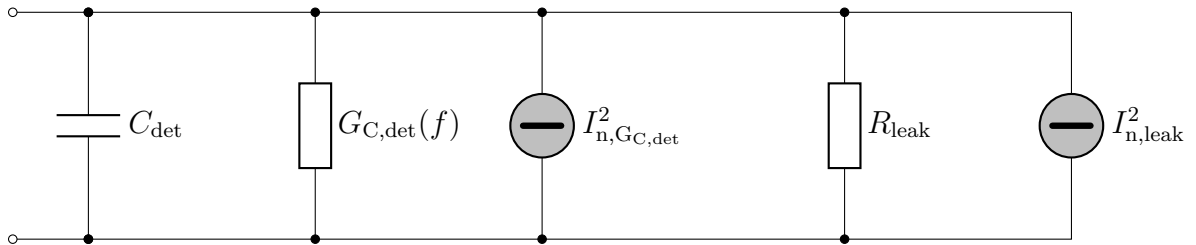


Abbildung 2.3: Ersatzschaltbild eines kapazitiven Detektors. Die Rauschströme der dielektrischen Verluste und des ohmschen Leckwiderstands werden durch die entsprechenden Ersatzstromquellen abgebildet.

Das thermische Rauschen eines Widerstands wird durch

$$S_{I,n,R}(f) = 4kT \frac{1}{R(f)} \quad (2.7)$$

beschrieben [16]. Daraus folgt für den Widerstand des Leckstroms direkt:

$$S_{I,n,R,leak}(f) = 4kT \frac{1}{R_{leak}} \quad (2.8)$$

Für die theoretische Betrachtung des dielektrischen Verlustfaktors $\tan \delta$ wird in erster Näherung angenommen, dass dieser in einem beschränkten Frequenzbereich über der Frequenz konstant ist. Für den äquivalenten frequenzabhängigen Leitwert der dielektrischen Verluste folgt nach [17]:

$$G_{C,det} = 2\pi f C_{det} \tan \delta_{det} \quad (2.9)$$

Thermisches Rauschen tritt unabhängig vom Verlustmechanismus und der Frequenzabhängigkeit des Wirkwiderstands nach (2.7) auf [16].

Daraus folgt für die PSD des Rauschstroms der dielektrischen Verluste:

$$S_{I,n,G,C,\text{det}}(f) = 4kT \cdot 2\pi f C_{\text{det}} \tan \delta_{\text{det}} \quad (2.10)$$

Das heißt, die PSD des Rauschstroms der dielektrischen Verluste steigt proportional mit der Frequenz an. Zudem besteht eine lineare Abhängigkeit von der Detektorkapazität und dem dielektrischen Verlustfaktor. Der ohmsche Verlustwiderstand weist keine Frequenzabhängigkeit auf und verursacht eine frequenzunabhängige spektrale Leistungsdichte. Um zu berechnen, wie sich die Rauschströme des Detektors auf die ENC-PSD auswirken, wird das vereinfachte Ersatzschaltbild eines Ladungsverstärkers mit idealem unipolaren Verstärker nach Abbildung 2.4 betrachtet [18]. Die Rauschquellen des Detektors werden hier zusammengefasst dargestellt als: $S_{I,n,\text{det}} = S_{I,n,G,C,\text{det}} + S_{I,n,R,\text{leak}}$ und $G_{\text{det}} = G_{C,\text{det}} + \frac{1}{R_{\text{leak}}}$.

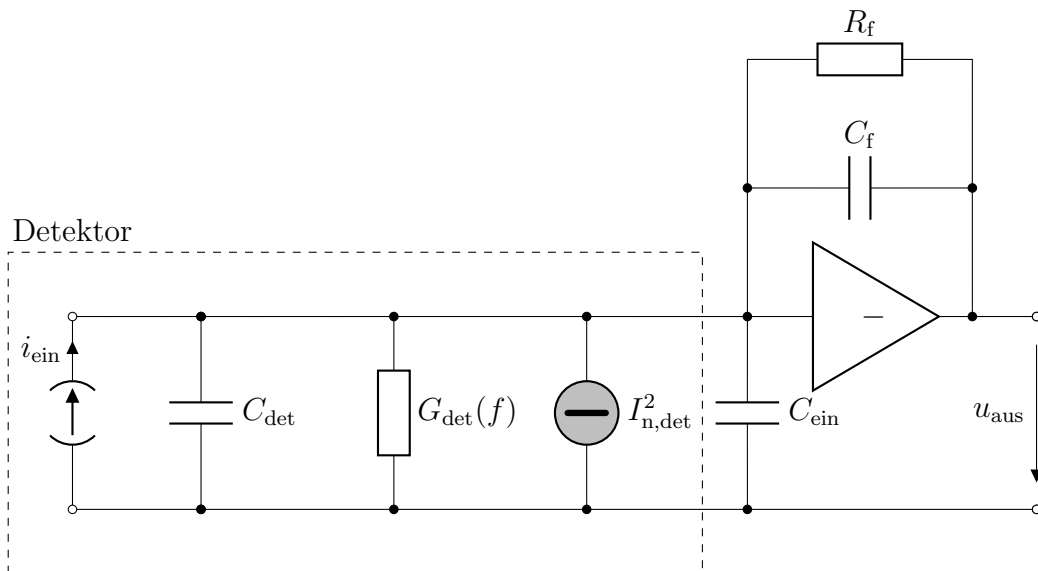


Abbildung 2.4: Kleinsignal-Ersatzschaltbild eines Ladungsverstärkers mit Detektor.

In diesem Fall beträgt die Eingangsspannung des unipolaren Verstärkers null Volt. D.h. es fließt kein Strom in C_{det} und den Leitwert des Detektors. Typischerweise wird der Verstärker in einem Frequenzbereich betrieben, in dem dieser ein integrierendes Verhalten zeigt. Dann kann der Rückkoppelwiderstand R_f für die Berechnung der Übertragungsfunktion vernachlässigt werden. Für den Zusammenhang zwischen einem Eingangsstrom I_{ein} und der Ausgangsspannung U_{aus} ergibt sich:

$$U_{\text{aus}} = -\frac{1}{j2\pi f C_f} \cdot I_{\text{ein}} \quad (2.11)$$

Über die Integration des Stroms wird die Eingangsladung ermittelt und es gilt für den relevanten Frequenzbereich $|f| > 0$ Hz:

$$q_{\text{ein}}(t) = \int_{-\infty}^t i_{\text{ein}}(t) dt \quad \circ \text{---} \bullet \quad Q_{\text{ein}} = \frac{I_{\text{ein}}}{j 2\pi f} \quad (2.12)$$

Das Zeichen $\circ \text{---} \bullet$ wird hier zur Darstellung der Fouriertransformation verwendet. Es folgt für die Ladungsverstärkung nach (2.5) und die ENC-PSD:

$$A_q = -\frac{1}{C_f} \quad (2.13)$$

$$S_{\text{ENC,det}}(f) = \left| \frac{1}{j 2\pi f} \right|^2 \cdot S_{\text{I,n,det}}(f) = 4kT \left(\frac{C_{\text{det}} \tan \delta_{\text{det}}}{2\pi f} + \frac{1}{(2\pi f)^2 R_{\text{leak}}} \right) \quad (2.14)$$

Gleichung (2.14) zeigt, dass sich für die dielektrischen Verluste ein $1/f$ -Verlauf der ENC-PSD ergibt. Für die Widerstandsverluste ergibt sich ein Verlauf proportional zu $1/f^2$. D.h. Widerstandsverluste wirken sich insbesondere bei der Detektion langsamer Partikel auf das Rauschen aus. Die $1/f$ -zu- $1/f^2$ -Eckfrequenz ist gegeben durch:

$$f_{\text{eck2}} = \frac{1}{R_{\text{leak}} C_{\text{det}} \tan \delta_{\text{det}} \cdot 2\pi} \quad (2.15)$$

Für die beispielhaften Werte $C_{\text{det}} = 5$ pF, $R_{\text{leak}} = 1$ T Ω und $\tan \delta_{\text{det}} = 10^{-4}$ ergibt sich $f_{\text{eck2}} = 318$ Hz.

Es ist zu berücksichtigen, dass sich dieser Wert nur auf das Rauschen des Detektors bezieht und durch Rauschbeiträge des Verstärkers stark verändert werden kann. Einen kritischen Faktor in Bezug auf den Detektor stellt die Abhängigkeit der Leckströme und der dielektrischen Verluste von äußeren Einflussgrößen dar.

Es zeigt sich z. B. bei PTFE ein Anstieg der Leckströme um mehrere Größenordnungen durch die Erhitzung des Materials von Raumtemperatur auf $T = 400$ K [19]. Auch die dielektrischen Verluste hängen stark von der Temperatur und Bestrahlung ab [20].

Zusätzlich können sich Alterungseffekte durch UV-Strahlung auf das Rauschverhalten auswirken [12]. Durch die Bestrahlung mit Elektronen im Weltraum treten ebenfalls Aufladeeffekte auf [21], die sich auf das Rauschen des Detektors auswirken können. Es ist deshalb entscheidend das Verhalten der im Detektor eingesetzten Materialien auch in Bezug auf Alterungseffekte und die am Einsatzort herrschenden Bedingungen zu untersuchen.

Ein $1/f$ -Rauschen des Leckstroms [22] konnte in den Messungen im Rahmen der Arbeit aufgrund des geringen Leckstroms nicht beobachtet werden. Eine Beachtung ist deshalb für den Detektor nicht erforderlich. Ob und welchen Einfluss das Rauschverhalten des Detektors

auf das System hat, hängt maßgeblich von dem Rauschverhalten des Verstärkers ab, das im Folgenden betrachtet wird.

2.2.2 Rauschquellen im Ladungsverstärker

Als Ladungsverstärker wird in dieser Arbeit der Teil des Systems definiert, der an einem Übergabepunkt zwischen Detektor und Verstärker beginnt und die Ausgangsspannung für das Rückkoppelnetzwerk und weitere Verstärkerstufen bereitstellt. Auch das Rückkoppelnetzwerk ist Teil dieser Definition des Ladungsverstärkers.

Die Leitungen zwischen Detektor und Ladungsverstärker werden als Teil des Detektors in C_{det} berücksichtigt, oder als parasitärer Anteil der Eingangskapazität C_{ein} des Verstärkers betrachtet.

In der folgenden Betrachtung wird von einem optimal ausgelegten System ausgegangen. D. h. das Rauschen der nachfolgenden Verstärkerstufen sowie der Versorgungsspannungen ist derart optimiert, dass es in der Betrachtung vernachlässigt werden kann.

Inbesondere das Rauschen der Versorgungsspannung von unipolaren Verstärkern kann leicht das Rauschen des Verstärkers dominieren, durch eine entsprechende Filterung der Versorgungsspannung ist es theoretisch aber immer möglich, dieses Rauschen zu unterdrücken. Unter den genannten Bedingungen wird das Rauschen des Verstärkers durch das Rauschen der Eingangstransistoren des Ladungsverstärkers dominiert [10]. Eine weitere Rauschquelle, die nicht beliebig optimiert werden kann, ist das Rauschen des Rückkoppelnetzwerks.

Alle Rauschquellen des Verstärkers können durch zwei zusammengefasste unkorrelierte eingangsbezogene Rauschquellen abgebildet werden [23]. Diese sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Der Einfluss von $I_{\text{n,ein}}^2$ auf die ENC-PSD folgt aus (2.14):

$$S_{\text{ENC}_{\text{I,n,ein}}} = \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot S_{\text{I,n,ein}} \quad (2.16)$$

Mithilfe der Übertragungsfunktion des idealen Ladungsverstärkers nach Abbildung 2.5 folgt für den Einfluss der eingangsbezogenen Rauschspannung auf die ENC-PSD:

$$S_{\text{ENC}_{\text{U,n,ein}}} = S_{\text{U,n,ein}} (C_{\text{ein}} + C_{\text{det}} + C_{\text{f}})^2 \quad (2.17)$$

Über die Zusammenhänge (2.17) und (2.16) wird im folgenden Abschnitt ein Bezug zwischen den auftretenden Rauschquellen und den Auswirkungen dieser auf die ENC-PSD des Systems hergestellt.

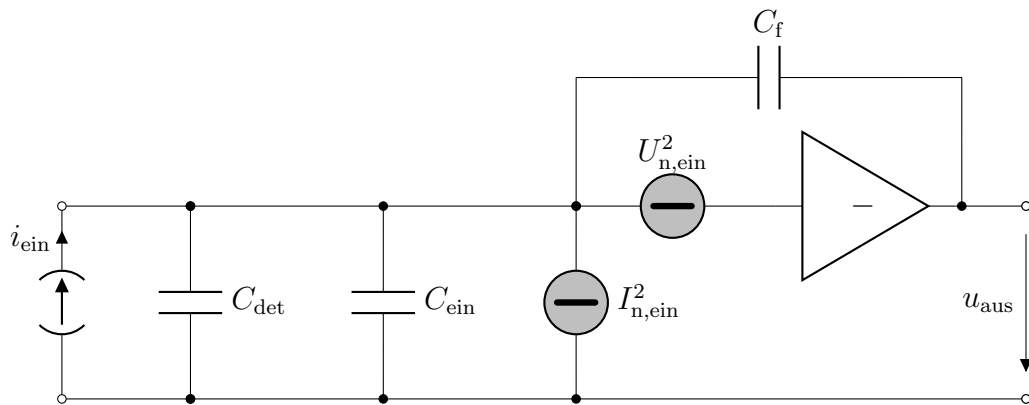


Abbildung 2.5: Ersatzschaltbild eines idealen Ladungsverstärkers mit Detektor und eingangsbezogenen Rauschquellen.

2.2.2.1 Rauschen des Rückkoppelnetzwerks

Das Rückkoppelnetzwerk des Ladungsverstärkers legt die Ladungsverstärkung entsprechend (2.5) fest. Während ideale Ladungsverstärker eine rein kapazitive Rückkoppelung aufweisen, ist für reale Verstärker zusätzlich ein resistiver Rückkoppelpfad zur Einstellung des Arbeitspunkts des Eingangstransistors notwendig. Sowohl die Widerstandsverluste, als auch die dielektrischen Verluste der Kapazität tragen zum Rauschen des Rückkoppelnetzwerks bei.

In integrierten Ladungsverstärkern wird der resistive Anteil des Rückkoppelnetzwerks typischerweise durch Pseudowiderstände, bestehend aus einem oder mehreren Transistoren, die im Unterschwellenbereich betrieben werden, realisiert [24, 25]. Die Implementierung mit Pseudowiderständen ermöglicht das Erreichen von Widerstandswerten im Teraohm-Bereich bei gleichzeitig sehr geringem Flächenverbrauch [26].

Es existieren verschiedene Verschaltungen der Transistoren für die Realisierung von Pseudowiderständen. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete Konfiguration ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

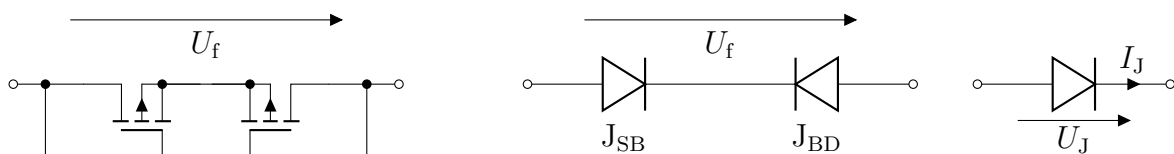


Abbildung 2.6: Schaltbild eines Pseudowiderstands [27], Ersatzschaltbild für $0 \text{ V} \leq U_f < 100 \text{ mV}$ und Schaltbild einer einzelnen Diode.

In diesem Fall wird der Strom im für das Rauschverhalten entscheidenden Bereich mit kleinen Drain-Source-Spannungen durch den Strom der Bulk-Drain- oder Bulk-Source-Diode dominiert [27]. Das Rauschen kann entsprechend durch das Rauschverhalten von Dioden beschrieben werden.

Vereinfacht ergibt sich bei kleinen Strömen für den Strom durch die Diode I_J nach Abbildung 2.6 unter Annahme eines Emissionskoeffizienten von $m = 1$ [28]:

$$I_J = I_{J0} (e^{U_J/U_T} - 1) \quad (2.18)$$

Die Temperaturspannung U_T ist hier definiert durch $U_T = kT/q$ mit der Elementarladung q . Es folgt für die spektrale Rauschleistungsdichte des Schrotrauschens [28]:

$$S_{n,I,J} = 2q(I_J + 2I_{J0}) \quad (2.19)$$

Für den Kleinsignal-Widerstand im Arbeitspunkt folgt:

$$r_j = \frac{U_T}{I_{J0}} e^{-\frac{U_J}{U_T}} \quad (2.20)$$

Im Fall der Schaltung des Pseudowiderstands nach Abbildung 2.6 folgt, dass für $U_f > 0$ V die Diode J_{SB} in Durchlassrichtung betrieben wird, und J_{BD} in Sperrrichtung betrieben wird. Daraus folgt der Zusammenhang:

$$e^{\frac{U_{J,SB}}{U_T}} = \frac{2}{1 + e^{-\frac{U_f}{U_T}}} \quad (2.21)$$

In Abhängigkeit von U_f ergibt sich mit (2.18) und (2.19) für die spektralen Rauschleistungsdichten der Dioden:

$$S_{n,J,SB} = 2qI_{J0} \left(1 + \frac{2}{1 + e^{-\frac{U_f}{U_T}}} \right) \quad (2.22)$$

$$S_{n,J,BD} = 2qI_{J0} \left(3 - \frac{2}{1 + e^{-\frac{U_f}{U_T}}} \right) \quad (2.23)$$

Für den Grenzfall $U_f = 0$ V resultiert für beide Dioden:

$$S_{n,J,SB}|_{U_f=0V} = S_{n,J,BD}|_{U_f=0V} = 4kT \frac{1}{r_j|_{U_J=0V}} \quad (2.24)$$

Dies entspricht dem erwarteten Ergebnis [29] des thermischen Rauschens eines Widerstands nach (2.7). Aufgrund der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Leckströme des Detektors ergibt sich über dem Pseudowiderstand $U_f > 0$ V.

In diesem Fall folgt für das Kleinsignal-Norton-Äquivalent des Pseudowiderstands:

$$r_{\text{pseudo,eq}} = \frac{U_T}{I_{J0}} \cdot \frac{1}{2} \left(e^{\frac{1}{2} \frac{U_f}{U_T}} + e^{-\frac{1}{2} \frac{U_f}{U_T}} \right)^2 \quad (2.25)$$

$$S_{n,I,\text{pseudo,eq}} = 2q I_{J0} \quad (2.26)$$

Es zeigt sich, dass das Rauschverhalten des Pseudowiderstands durch den Sperrsättigungsstrom der Dioden festgelegt wird. Für die Berechnung des Offsets aufgrund von Detektor-Leckströmen ist der statische Widerstand des Pseudowiderstands entscheidend. Dieser beträgt:

$$R_{\text{pseudo}} = \frac{U_f}{I_{J0}} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{U_f}{U_T}}}{1 - e^{-\frac{U_f}{U_T}}} \quad (2.27)$$

In Abbildung 2.7 wird das Rauschen eines Pseudowiderstands und eines ohmschen Widerstand mit gleichem statischen Widerstand verglichen. Der statische Widerstand und das Verhältnis der Rauschleistungen hängt von der Spannung ab, die über dem Widerstand abfällt. Erst für eine Spannung $U_f \approx 4U_T$ liegt das Rauschen des Pseudowiderstands um 3 dB über dem Rauschen des ohmschen Widerstands. Für kleine U_f kann das Rauschen des Pseudowiderstands daher näherungsweise durch einen äquivalenten ohmschen Widerstand modelliert werden.

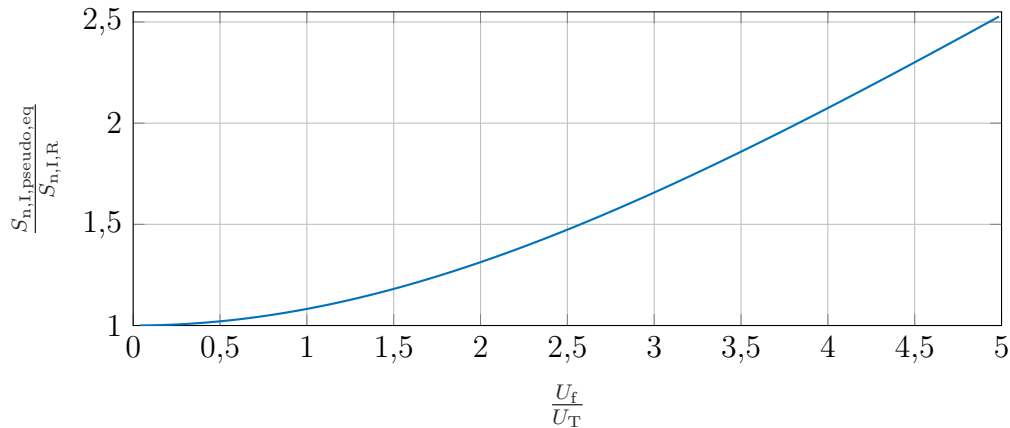


Abbildung 2.7: Verhältnis zwischen der spektralen Rauschleistungsdichte eines Pseudowiderstands nach Abbildung 2.6 und der spektralen Rauschleistungsdichte eines ohmschen Widerstands mit gleichem Widerstandswert in Abhängigkeit von der Spannung, die über dem Widerstand abfällt.

Für die Auslegung des Pseudowiderstands sind die am Eingang des Verstärkers auftretenden Leckströme maßgebend. Der Sperrsättigungsstrom der Dioden ist so zu wählen, dass der

Spannungsabfall über dem Pseudowiderstand den Anforderungen entspricht und die spektrale Rauschleistungsdichte einen möglichst geringen Wert aufweist.

Es ist zu berücksichtigen, dass die hier angegebenen Formeln unter der Prämisse gelten, dass die Diodenströme die Ströme des Pseudowiderstands dominieren. Für größere Werte von U_f dominiert der Drainstrom der MOSFETs das Verhalten des Pseudowiderstands und der Widerstandswert sinkt deutlich [27]. Dies ist insofern hilfreich, da die Einschwingzeit der Schaltung dadurch sinkt. Gleichzeitig ist eine eingeschränkte Funktion auch bei erhöhten Leckströmen gegeben.

Eine Alternative zur Implementierung des resistiven Rückkoppelpfades über einen Pseudowiderstand stellt die Implementierung über einen einzelnen MOSFET im Unterschwellenbereich entsprechend Abbildung 2.8 dar [3, 30]. Der primäre Vorteil dieser Ausführung ist, dass über die Gatespannung aktiv Einfluss auf das Verhalten des Rückkoppeltransistors genommen werden kann.

Es ist so möglich den Rückkoppelpfad periodisch von einem hochohmigen Zustand in einen niederohmigen Rücksetzungszustand umzuschalten [31]. Bei dieser Betriebsart wird der Rückkoppelwiderstand im hochohmigen Zustand so gewählt, dass auftretende Leckströme nicht vollständig durch einen eingeschwungenen Zustand kompensiert werden können.

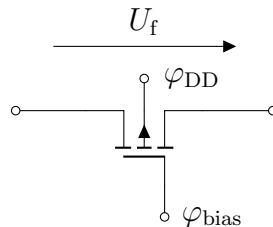


Abbildung 2.8: Beschaltung eines MOSFETs im Unterschwellenbereich zur Realisierung des resistiven Rückkoppelpfades.

Der Verstärker verlässt dadurch nach einer bestimmten Zeit, im Falle dieser Arbeit handelt es sich um ca. 10 Sekunden, den Arbeitspunkt. Durch die dann erfolgende Rücksetzphase wird über einen niederohmigen Rückkoppelpfad der Arbeitspunkt wieder eingestellt. Zusätzliche Leckströme im Detektor können durch erhöhte Rücksetzfrequenzen bedingt kompensiert werden. Entscheidend für das Rauschverhalten ist der Zustand während der Detektion, d. h. der hochohmige Zustand des Rückkoppelpfades.

Abhängig vom Arbeitspunkt dominiert in diesem Bereich entweder der Strom der Drain-Bulk-Diode oder der Drain-Source-Strom das Rauschverhalten des Transistors. Die Drain-Bulk-Diode wird in Sperrrichtung betrieben mit $U_{J,DB} \ll -U_T$.

Es folgt näherungsweise nach (2.18) und (2.19):

$$I_{J,DB} \approx I_{JDB0} \quad (2.28)$$

$$S_{n,I,JDB} \approx 2 q I_{JDB0} \quad (2.29)$$

Durch die entsprechende Dimensionierung der MOSFETs ergeben sich für den Sperrsättigungsstrom Werte im Bereich von $I_{JDB0}(T = 300 \text{ K}) < 1 \text{ aA}$ bis $I_{JDB0}(T = 350 \text{ K}) \approx 2,5 \text{ fA}$. Der Rauschstrom der Drain-Bulk-Diode tritt zwischen dem Bezugspotential und dem Eingang des Verstärkers auf. Es folgt nach (2.16):

$$S_{\text{ENC}_{I_{JDB}}} = \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot 2 q I_{JDB0} \quad (2.30)$$

Das Rauschverhalten des Drainstroms im Unterschwellenbereich wird durch das Schrotrauschen der Diffusionsströme im MOSFET dominiert [29]. Für eine konstante Gate-Source-Spannung folgt für die spektrale Rauschleistungsdichte im Unterschwellenbereich und den zugehörigen Drainstrom [29]:

$$I_{D,\text{unts}} = I_{\text{sat},\text{unts}} \left(1 - e^{-\frac{U_{DS}}{U_T}} \right) \quad (2.31)$$

$$S_{I,n,D,\text{unts}} = 2 q I_{\text{sat},\text{unts}} \left(1 + e^{-\frac{U_{DS}}{U_T}} \right) \quad (2.32)$$

Mit dem von der Gate-Source-Spannung abhängigen Sättigungsstrom für $U_{BS} = 0 \text{ V}$ [32]:

$$I_{\text{sat},\text{unts}} = \frac{W}{L} I_{\text{tech}} e^{\frac{U_{GS} - U_{Th}}{\lambda \cdot U_T}} \quad (2.33)$$

Mit der Schwellenspannung des MOSFETs U_{Th} , dem technologieabhängigen Strom I_{tech} und $\lambda = \frac{C'_{J,\text{sub}} + C'_{\text{ox}}}{C'_{\text{ox}}}$ mit dem Kapazitätsbelag der Raumladungszone zwischen Kanal und Substrat $C'_{J,\text{sub}}$ und dem Kapazitätsbelag des Gateoxids C'_{ox} [32].

Für den Vergleich mit dem Rauschen eines äquivalenten ohmschen Widerstand ergibt sich erneut der Verlauf nach Abbildung 2.7 mit $U_f = U_{DS}$. D. h. auch in diesem Fall kann das Rauschverhalten des Rückkoppelpfades für kleine U_{DS} näherungsweise durch das Verhalten eines ohmschen Widerstands mit gleichem statischen Widerstand nachgebildet werden.

Ein Unterschied im Vergleich mit dem Pseudowiderstand besteht in der Abhängigkeit der spektralen Rauschleistungsdichte von der Drain-Source-Spannung. Nach (2.32) sinkt bei einem MOSFET im Unterschwellenbereich die Rauschleistungsdichte des Stroms mit steigender Drain-Source-Spannung.

Für den vereinfachten Fall des Ladungsverstärkers mit unbegrenzter Verstärkung nach Abbildung 2.5 verhält sich der Rauschstrom des Rückkoppelpfades äquivalent zu einem in den Eingang des Verstärkers fließenden Rauschstrom. Unter zusätzlicher Beachtung des Rauschens der dielektrischen Verluste der Rückkoppelkapazität durch Anwendung von (2.10) beträgt der Beitrag des Rückkoppelpfades zur ENC-PSD nach (2.16):

$$S_{\text{ENC,I,f}} = \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot (4kT 2\pi f C_f \tan \delta_f + S_{\text{I,n,f,res}}) \quad (2.34)$$

Mit $S_{\text{I,n,f,res}} = S_{\text{n,I,pseudo,eq}}$ nach (2.26) im Falle der Verwendung eines Pseudowiderstands oder $S_{\text{I,n,f,res}} = S_{\text{I,n,D,unts}} + S_{\text{n,I,JDB}}$ nach (2.29) und (2.32).

In Bezug auf das Rauschen des Detektors zeigt sich für den Rückkoppelpfad erneut ein $1/f^2$ -Verhalten für den resistiven Pfad und ein $1/f$ -Verhalten für den kapazitiven Pfad der Rückkopplung. Bedingt durch den Zusammenhang $C_f \ll C_{\text{det}}$ dominiert unter Annahme ähnlicher Verlustfaktoren C_{det} den durch dielektrische Verluste verursachten Rauschanteil. Wird der resistive Rückkoppelpfad durch einen umschaltbaren Transistor im Unterschwellenbereich realisiert, kann der Strom durch den Transistor im hochohmigen Zustand theoretisch kleiner gewählt werden als der Leckstrom des Detektors.

In diesem Fall dominiert das Rauschen der Detektorleckströme den $1/f^2$ -Anteil des Rauschens. Im Fall der Realisierung des resistiven Rückkoppelpfades durch einen Pseudowiderstand entscheidet das Verhältnis aus dem zulässigen statischen Spannungsabfall über dem Rückkoppellement U_f und dem statischen Spannungsabfall über dem Detektor U_{det} über das Verhältnis der Rauschleistungen.

Für einen kleinen statischen Spannungsabfall über dem Rückkoppellement ist ein größerer I_{J0} nach (2.26) zu wählen. Für ohmsche Widerstände gilt, dass für $\frac{U_f}{U_{\text{det}}} < 1$ das Rauschen des Rückkoppelpfades den $1/f^2$ -Anteil des Rauschens dominiert. Für Pseudowiderstände ist zusätzlich Abbildung 2.7 zu berücksichtigen.

2.2.2.2 Rauschen des Eingangstransistors

Bei allen im Rahmen der Arbeit betrachteten Eingangstransistoren der Ladungsverstärker handelt es sich um Metall-Oxid-Halbleiter-Transistoren (MOSFET). In diesen sind im Fall von Ladungsverstärkern vier potentiell relevante Rauschquellen zu untersuchen: Das thermische Rauschen des Kanals, das $1/f$ -Rauschen durch Störstellen im Bereich der Grenzschicht zwischen Gateoxid und Kanal, das Rauschen durch dielektrische Verluste des Gateoxids und der parasitären Kapazitäten und thermisches Rauschen durch Leckströme im Gateoxid.

Das thermische Rauschen des MOSFETs folgt aus dem Rauschen des Leitwerts des Kanals [23] entsprechend (2.7). Im Sättigungsbereich sind zwei Segmente im Kanal zu unterscheiden.

Im abgeschnürten Teil des Kanals tritt Geschwindigkeitssättigung auf. Dieser Teil des Kanals verhält sich wie eine gesteuerte Stromquelle. Es kann deshalb angenommen werden, dass dieses Segment nicht zum Rauschen des MOSFETs beiträgt [33, 34]. Über dem anderen Teil des Kanals fällt die Spannung $U_{\text{DS,sat}} = U_{\text{GS}} - U_{\text{Th}}$ ab. Der Kanal weist in diesem Bereich eine über der Länge inhomogene Ladungsdichte und damit einen variablen Leitfähigkeit auf, die ein Rauschverhalten entsprechend eines ohmschen Widerstands zeigt [33].

Auf eine ausführliche Herleitung wird an dieser Stelle verzichtet, es folgt für das thermische Rauschen des MOSFET-Kanals mit der Transkonduktanz des MOSFETs g_m und dem Gamma-Faktor des weißen Rauschens $2/3 < \gamma_n < 3/2$ [23, 35]:

$$S_{\text{ID}} = 4kT g_m \gamma_n \quad (2.35)$$

Für niedrige Frequenzen kann das Rauschen vereinfacht auf den Eingang bezogen werden [23]:

$$S_{\text{U,n,ein,ID}} = 4kT \frac{1}{g_m} \gamma_n \quad (2.36)$$

Mit (2.17) und [23] folgt:

$$S_{\text{ENC,n,ID}} = 4kT \gamma_n \frac{L}{W \mu C'_{\text{ox}} (U_{\text{GS}} - U_{\text{Th}})} (C_{\text{ein}} + C_{\text{det}} + C_f)^2 \quad (2.37)$$

Es ist zu beachten, dass die Eingangskapazität des Verstärkers C_{ein} ebenfalls durch die Parameter des Eingangstransistors beeinflusst wird. Wird nur das thermische Rauschen des MOSFETs berücksichtigt, zeigt sich, dass ein Transistor mit möglichst geringer Gatelänge bei großem Drainstrom zu wählen ist, um den Rauschbeitrag des MOSFETs zu minimieren. Da auch andere Rauschquellen durch die Auslegung des MOSFETs beeinflusst werden, ist eine Optimierung alleine bezüglich des thermischen Rauschens des Kanals im vorliegenden Szenario jedoch nicht zielführend.

Die zweite typischerweise in MOSFETs beobachtete Rauschquelle stellt das 1/f-Rauschen dar. 1/f-Rauschen zeichnet sich durch eine spektrale Rauschleistungsdichte aus, die sich entsprechend $S_{1/f} \sim \frac{1}{f^\kappa}$ mit $\kappa \approx 1$ verhält. Schwankungen in der Beweglichkeit ($\Delta\mu$ -Rauschen) [36] oder Schwankungen in der Anzahl der Ladungsträger durch Haftstellen an der Grenzschicht zwischen Kanal und Gate-Dielektrikum (ΔN -Rauschen) [37] wurden in diversen Veröffentlichungen als mögliche Hauptursachen des 1/f-Rauschens in MOSFETs kontrovers diskutiert [35, 38].

Die Beobachtung, dass das 1/f-Rauschen in bestimmten Transistoren durch das periodische Umschalten des Arbeitspunkts reduziert werden kann [39], sowie die Beobachtung, dass in

Transistoren mit kleiner Gatefläche verzerrte $1/f$ -Rauschspektren auftreten [34], können nur durch ΔN -Rauschen plausibel erklärt werden und sind ein starkes Indiz für den Einfluss der Haftstellen auf das $1/f$ -Rauschen des MOSFETs [34, 38].

Gleichzeitig kann in bestimmten MOSFETs ein $1/f$ -Rauschen mit überlagertem Telegraphenrauschen beobachtet werden [40], wobei das Telegraphenrauschen auf Haftstellen zurückgeführt wird, dann aber eine Zurückführung des $1/f$ -Rauschens ebenfalls auf Haftstellen als nicht plausibel erscheint und deswegen $\Delta \mu$ -Rauschen zugeschrieben wird [35].

Vandamme und Hooge argumentieren deshalb, dass in MOSFETs zwei unabhängige $1/f$ -Rauschmechanismen auftreten, die abhängig von der Dichte der Haftstellen das $1/f$ -Rauschen dominieren [35]. In Transistoren, die ein sehr niedriges $1/f$ -Rauschen zeigen, sei $\Delta \mu$ -Rauschen für das beobachtete $1/f$ -Rauschen verantwortlich, in Transistoren, die eine hohe $1/f$ -Rauschleistung zeigen, wird das dominante Rauschen auf ΔN -Rauschen zurückgeführt [35].

Insbesondere Transistoren mit nitridiertem Gateoxid oder High-k-Dielektrikum zeigen typischerweise hohe Haftstellendichten und ΔN -Rauschen, während strahlungsharte MOSFETs typischerweise niedrige Haftstellendichten und $\Delta \mu$ -Rauschen zeigen [35].

Der exakte physikalische Ursprung des $1/f$ -Rauschens ist im Rahmen der Arbeit nicht von entscheidender Bedeutung, sofern das Rauschen der Transistoren ausreichend präzise durch ein empirisches Modell beschrieben werden kann. Zu beachten ist aber, wo im MOSFET das $1/f$ -Rauschen generiert wird.

Sowohl $\Delta \mu$ -Rauschen als auch ΔN -Rauschen treten im Kanal bzw. an der Grenzschicht zwischen Kanal und Gateoxid auf. Beide potenziellen Rauschquellen sind daher unabhängig von der Impedanz der Gate-Source-Spannung. Eine weitere mögliche Erklärung für die Beobachtung von $1/f$ -Rauschen mit überlagertem Telegraphenrauschen in [40] ist, dass das $1/f$ -Rauschen nicht auf $\Delta \mu$ -Rauschen zurückzuführen ist, sondern auf Rauschen durch dielektrische Verluste im Gateoxid.

Van der Ziel hat in [41] das Rauschen der dielektrischen Verluste als den begrenzenden Faktor des $1/f$ -Rauschens im MOSFET beschrieben. Die in rauscharmen PMOS-Transistoren beobachtete Abhängigkeit zwischen der eingangsbezogenen Rauschspannungsdichte des $1/f$ -Rauschens und der effektiven Gatespannung [34, 35] entspricht jedoch nicht dem Zusammenhang, der sich entsprechend der theoretischen Modellierung des $1/f$ -Rauschens durch dielektrische Verluste im Gateoxid ergeben würde.

Die Beobachtung von Lorentzspektren im Leistungsdichtespektrum des $1/f$ -Rauschens in kleinen Transistoren in der Technologie mit dem besten im Rahmen der Arbeit verfügbaren $1/f$ -Rauschverhalten zeigt, dass in größeren Transistoren dieser Technologie das Rauschen höchstwahrscheinlich primär auf ΔN -Rauschen zurückgeführt werden kann [34].

Für die vereinfachte theoretische Modellierung des $1/f$ -Rauschens wird die PSD des auf die Eingangsspannung bezogenen Rauschens über den $1/f$ -Rauschparameter α_n nach [42]

beschrieben. Der Parameter α_n stellt eine empirische Konstante dar [35], die ursprünglich unter zusätzlicher Berücksichtigung der effektiven Beweglichkeit aus dem Hooge-Parameter α_H folgte [43].

Der Grund für die Verwendung der Konstante α_n für die Modellierung des 1/f-Rauschen in dieser Arbeit ist, dass sich, unter Annahme eines konstanten Wertes für α_n , eine Abhängigkeit des 1/f-Rauschens von der effektiven Gatespannung ergibt, die der typischerweise in PMOS-Transistoren beobachteten Abhängigkeit entspricht [34, 35, 44]. Da als Eingangstransistoren in den meisten Fällen PMOS-Transistoren eingesetzt werden, ermöglicht dies eine einfache Modellierung eines repräsentativen Falls für die theoretische Analyse des Rauschverhaltens. Es ist zu beachten, dass im Grenzbereich zur schwachen Inversion keine Abhängigkeit zwischen der effektiven Gatespannung und dem 1/f-Rauschen mehr beobachtet wird [10, 34]. Die Berücksichtigung dieser Abhängigkeit erfolgt nur im Rahmen der numerischen Optimierung der Auslegung der Transistoren.

Es folgt für die eingangsbezogene Rauschspannung im Sättigungsbereich mit der Elementarladung q [42]:

$$S_{U,n,\text{ein},1/f} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_n q (U_{GS} - U_{Th})}{W L C'_{ox} f} \quad (2.38)$$

Der Wert von α_n liegt abhängig von der Technologie im Bereich $10^{-7} < \alpha_n < 10^{-4}$ [42]. Unter Verwendung von (2.17) folgt:

$$S_{ENC_{U,n,\text{ein},1/f}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_n q (U_{GS} - U_{Th})}{W L C'_{ox} f} (C_{\text{ein}} + C_{\text{det}} + C_f)^2 \quad (2.39)$$

Als weitere Rauschquellen im Eingangstransistor sind die Verluste des Gateoxid und der parasitären Elementen zu betrachten. Es können vier Rauschquellen auftreten:

- Schrotrauschen durch direkte Tunnelströme im Gateoxid [34]
- 1/f-Rauschanteile im Tunnelstrom des Gateoxids [34]
- Thermisches Rauschen durch dielektrische Verluste im Gateoxid und in den parasitären Kapazitäten
- Thermisches Rauschen des Gate-Anschlusswiderstands

Für das Rauschen des Gate-Anschlusswiderstands R_G folgt vereinfacht für einen Ladungsverstärker mit unbegrenzter Verstärkung:

$$S_{ENC,R_G} \approx C_{\text{det}}^2 \cdot 4 k T R_G \quad (2.40)$$

Für die im Rahmen der Arbeit betrachteten Ladungsverstärker und Technologien ist es möglich, durch entsprechende Aufteilung des Gates den Gate-Anschlusswiderstand R_G so auszulegen, dass dessen Rauschleistung durch die thermische Rauschleistung des Kanals dominiert wird. Es erfolgt daher keine weitere Betrachtung dieser Rauschquelle.

Deutlich problematischer für Ladungsverstärker sind Tunnelströme, die insbesondere in Technologien unterhalb des 180-nm-Knotens relevant werden [34]. Die Rauschquellen im Gateoxid können durch einen äquivalenten Rauschstrom zwischen dem Eingang des Verstärkers und dem Bezugspotenzial modelliert werden. Befindet sich der Eingangstransistor im Sättigungsbereich, hängt die Potenzialdifferenz über dem Gateoxid von der Position entlang der Länge des Kanals ab.

Dies kann dazu führen, dass insbesondere im Drain-Gate-Überlappbereich der Gatestrom das Vorzeichen wechselt. Für die Berechnung des Schrotrauschens ist das Integral des Betrags der Stromdichte über der Fläche des Gateoxids maßgeblich. Vereinfacht kann die Modellierung über die Berücksichtigung der mittleren Stromdichten in drei Bereichen erfolgen [45]: Dem Drain-Gate-Überlappbereich, dem Bereich des eigentlichen Kanals und dem Source-Gate-Überlappbereich. Es folgt mit der gezeichneten Gatelänge $L_{\text{gez}} = L + 2 \cdot \Delta L$, der Gate zu Drain/Source Überlapplänge ΔL und den Stromdichten der jeweiligen Segmente $J_{G,\text{Kanal}}$, $J_{G,S,O}$ und $J_{G,D,O}$ [45]:

$$\begin{aligned}
S_{I,n,G} = & W L \left(2q |J_{G,\text{Kanal}}| + \frac{K_{fl,sn}}{f^{\kappa_{sn}}} \cdot J_{G,\text{Kanal}}^2 \right) \\
& + W \Delta L \left(2q |J_{G,S,O}| + \frac{K_{fl,sn}}{f^{\kappa_{sn}}} \cdot J_{G,S,O}^2 \right) \\
& + W \Delta L \left(2q |J_{G,D,O}| + \frac{K_{fl,sn}}{f^{\kappa_{sn}}} \cdot J_{G,D,O}^2 \right)
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Das 1/f-Rauschen des Tunnelstroms wird durch die empirischen Konstanten $K_{fl,sn}$ und $\kappa_{sn} \approx 1$ beschrieben. Die Beschreibung des 1/f-Rauschens folgt dabei dem Modell des 1/f-Rauschens in Widerständen [46]. Für die ENC-PSD folgt:

$$S_{ENC,I,G} = \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot S_{I,n,G} \tag{2.42}$$

Es zeigt sich ein $1/f^2$ -Verlauf für den Beitrag des Schrotrauschens des Gateoxids und ein $1/f^3$ -Verlauf für den Anteil des 1/f-Rauschens des Gate-Leckstroms. Um den Einfluss des Rauschens des Gate-Leckstroms auf das Rauschen des Systems abzuschätzen, kann die $1/f^2$ -zu- $1/f$ -Eckfrequenz nach (2.15) zwischen dem 1/f-Rauschen der dielektrischen Verluste des Detektors und dem Schrotrauschen des Gesamt-Gatestroms $I_G = W \Delta L (|J_{G,S,O}| + |J_{G,D,O}|) + W L |J_{G,\text{Kanal}}|$ betrachtet werden.

Es folgt:

$$f_{\text{eck2}, I_G, \tan \delta_{\text{det}}} = \frac{I_G q}{4k T C_{\text{det}} \tan \delta_{\text{det}} \pi} \quad (2.43)$$

Für eine beispielhafte Abschätzung mit $C_{\text{det}} = 5 \text{ pF}$, $\tan \delta_{\text{det}} = 10^{-4}$, $C_{\text{ein}} = C_{\text{det}}$ ergibt sich mit der 130-nm-Technologie nach [45] $I_G \approx 30 \text{ pA}$ und daraus folgend $f_{\text{eck2}, I_G, \tan \delta_{\text{det}}} \approx 20 \text{ kHz}$. Auch wenn dieser Wert nur eine Überschlagsrechnung darstellt, wird ersichtlich, dass bereits in älteren Technologien Leckströme das Rauschen bei niedrigen Frequenzen erheblich beeinflussen können.

Für einen beispielhaften Halbleiter-Partikeldetektor zeigt sich bei der Betrachtung einer 90-nm-Technologie, dass für Impulsformungszeiten von mehr als 100 ns das Rauschen durch Rauschen des Gateoxids dominiert wird [45].

Zwar ermöglicht der Einsatz von High-K-Dielektrika eine deutliche Reduzierung der Gate-Leckströme um ca. vier Größenordnungen bei der gleichen effektiven Oxiddicke [47]. Transistoren mit High-K-Dielektrikum zeichnen sich jedoch durch ein schlechteres 1/f-Rauschverhalten im Vergleich zu Transistoren mit SiO_2 -Gateoxiden aus. Typische Werte für den Hooge-Parameter von High-K-Dielektrika bewegen sich in dem Bereich $10^{-5} < \alpha_H < 10^{-3}$, abhängig von der Stärke der Siliziumdioxid-Zwischenschicht [48, 49].

Die Betrachtungen in dieser Arbeit beschränken sich deshalb auf Transistoren mit SiO_2 -basierten Gateoxiden, die bei entsprechender Oxiddicke die Anforderungen bezüglich des zulässigen Gate-Schrotrauschens erfüllen.

Als weitere Rauschquelle sind die dielektrischen Verluste des Gateoxids und der parasitären Kapazitäten zu betrachten. Auch in diesem Fall kann das Rauschverhalten durch einen Rauschstrom zwischen dem Bezugspotenzial und dem Eingang des Verstärkers dargestellt werden. Analog zu (2.14) folgt:

$$S_{\text{ENC}, C, G} = \frac{4kT}{2\pi f} (C_{\text{GS}} \tan \delta_{\text{C}_{\text{GS}}} + C_{\text{p}, G} \tan \delta_{\text{C}_{\text{p}, G}}) \quad (2.44)$$

Dabei bezeichnet $C_{\text{p}, G}$ alle neben der Gate-Source-Kapazität auftretenden Kapazitäten, die am Gateanschluss des Transistors auftreten, d. h. $C_{\text{p}, G} \approx C_{\text{GD}}$. Exakte Daten zu dem dielektrischen Verlustfaktor des Gateoxids stehen in typischen Halbleiterprozessen nicht zur Verfügung. Im Fall der Verwendung von reinem Silizium-Dioxid wird ein Bereich von $10^{-5} \leq \tan \delta \leq 10^{-4}$ genannt [41]. In High-K-Dielektrika können Verlustfaktoren im Bereich von $\tan \delta \approx 10^{-2}$ auftreten [50].

2.2.2.3 Rauschen der Schutzschaltung vor elektrostatischen Entladungen

In bestimmten Anwendungen ist es erforderlich, dass der Eingang des Ladungsverstärkers durch eine Schutzschaltung vor elektrostatischen Entladungen (ESD) geschützt wird. In diesem Fall trägt auch diese Schaltung signifikant zum Rauschen bei. Es zeigt sich, dass die klassische ESD-Schutzschaltung nach Abbildung 2.9 für Ladungsverstärker das beste Rauschverhalten zeigt [51].

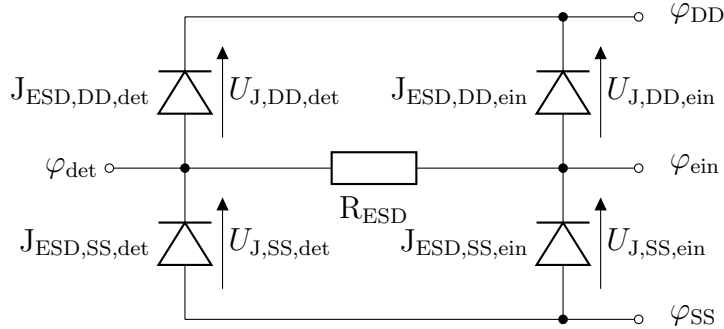


Abbildung 2.9: Schaltbild der betrachteten ESD-Schutzschaltung.

In dieser Schaltung sind drei die ENC-PSD beeinflussende Faktoren zu berücksichtigen:

- Die Kapazitäten der Dioden als parasitäre Kapazitäten am Eingang des Verstärkers.
- Das Schrotrauschen der Dioden.
- Das thermische Rauschen von R_{ESD} .

Für den Einfluss des thermischen Rauschen des Widerstands R_{ESD} folgt für einen Verstärker mit unbegrenzter Verstärkung:

$$S_{\text{ENC,RG}} = C_{\text{det,erw}}^2 \cdot 4kT R_{\text{ESD}} \quad (2.45)$$

Die Kapazität $C_{\text{det,erw}}$ wird als erweiterte Detektorkapazität definiert, die neben der Detektorkapazität auch parasitäre Kapazitäten auf der Detektorseite der ESD-Schutzschaltung enthält. Es ist zu berücksichtigen, dass R_{ESD} potenziell Einfluss auf die Ladungsverstärkung hat. Diese beträgt unter Berücksichtigung der ESD-Schutzschaltung:

$$A_{\text{Q,ESD}} = -\frac{1}{C_f \cdot (1 + j\omega R_{\text{ESD}} C_{\text{det,erw}})} \quad (2.46)$$

Der zusätzliche Term $j\omega R_{\text{ESD}} C_{\text{det,erw}}$ ist primär dann für das Verhalten des Verstärkers relevant, wenn Systeme mit hoher oberer Grenzfrequenz und großer Detektorkapazität betrachtet werden. Wird angenommen, dass $R_{\text{ESD}} = 200 \Omega$ und $C_{\text{det}} = 10 \text{ pF}$ beträgt, dann

folgt für $2\pi f_{3\text{dB}} R_{\text{ESD}} C_{\text{det,erw}} \stackrel{!}{=} 1$, dass $f_{3\text{dB}} = 80 \text{ MHz}$ ist. D.h. erst für $f_{3\text{dB}} = 80 \text{ MHz}$ weicht die Ladungsverstärkung um 3 dB vom idealen Wert ab.

Frequenzen in diesem Bereich treten nur im Zusammenhang mit sehr schnellen Staubpartikeln auf, sodass in vielen Fällen die Ladungsverstärkung auch im Fall der Berücksichtigung einer ESD-Schutzschaltung durch den idealen Wert angenähert werden kann.

Als zweite Rauschquelle der ESD-Schutzschaltung wird das Schrotrauschen der Dioden betrachtet. Wird ein typisches Szenario angenommen, dann gilt $\varphi_{\text{ein}} \approx \frac{1}{2}(\varphi_{\text{DD}} + \varphi_{\text{SS}})$ und $(\varphi_{\text{DD}} - \varphi_{\text{SS}}) \gg U_{\text{T}}$. Daraus folgt für die ESD-Schutzdioden, dass $U_{\text{J}} \ll -U_{\text{T}}$ und es kann angenommen werden, dass der Strom durch die Dioden näherungsweise dem Sperrsättigungsstrom entspricht. Daraus folgt für das Gesamtrauschen der zwei sich auf der Detektorseite der Schutzschaltung befindlichen Dioden:

$$S_{\text{ENC,J,ESD,det,ges}} \approx \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot 2q (I_{\text{J,ESD,SS,det,0}} + I_{\text{J,ESD,DD,det,0}}) \quad (2.47)$$

Mit dem Sperrsättigungsstrom der Dioden $I_{\text{J,ESD,0}}$. Für die Dioden auf der Verstärkerseite der ESD-Schutzschaltung ergibt sich aufgrund des Widerstandes R_{ESD} erneut eine modifizierte ENC-PSD mit:

$$S_{\text{ENC,J,ESD,ein,ges}} \approx \frac{1}{(2\pi f)^2} |1 + j 2\pi f R_{\text{ESD}} C_{\text{det,erw}}|^2 \cdot 2q (I_{\text{J,ESD,SS,ein,0}} + I_{\text{J,ESD,DD,ein,0}}) \quad (2.48)$$

Äquivalent zu (2.46) gilt, dass der Term $j 2\pi f R_{\text{ESD}} C_{\text{det,erw}}$ meist vernachlässigt werden kann.

Im Vergleich zu den Dioden des Rückkoppelpfads weisen die Dioden der ESD-Schutzschaltung eine erheblich größere Fläche auf. Für eine beispielhafte ESD-Schutzschaltung in einer 350-nm-Technologie, die vom Hersteller zur Verfügung gestellt wird, ergibt die simulative Ermittlung die in Tabelle 2.1 dargestellten Ströme.

Tabelle 2.1: Ströme einer beispielhaften ESD-Schutzschaltung.

Temperatur	$I_{\text{J,ESD,SS,det,0}}$	$I_{\text{J,ESD,DD,det,0}}$	$I_{\text{J,ESD,SS,ein,0}}$	$I_{\text{J,ESD,DD,ein,0}}$
300 K	800 aA	500 aA	9 aA	8 aA
350 K	500 fA	300 fA	6 fA	3 aA

D.h. die resultierenden Ströme sind verglichen mit dem Beispiel zu Gleichung (2.43) um ca. zwei Größenordnungen kleiner. Insbesondere bei niedrigen Temperaturen sollte der Einfluss der Ströme auf das Rauschverhalten des Systems begrenzt sein.

Zuletzt trägt auch die Kapazität der ESD-Dioden als parasitäre Kapazität entsprechend Gleichung (2.17) zur ENC-PSD der Schaltung bei. Für die genannte Beispielschaltung beträgt die parasitäre Kapazität der Dioden auf der Detektorseite im Arbeitspunkt $C_{J,\text{det}} = 920 \text{ fF}$ und auf der Eingangsseite des Verstärkers $C_{J,\text{ein}} = 13 \text{ fF}$. Diese zusätzliche parasitäre Kapazität ist insbesondere dann relevant, wenn Systeme mit einer Detektorkapazität $C_{\text{det}} < 5 \text{ pF}$ betrachtet werden.

2.2.3 Zusammengefasste Betrachtung des Rauschens

Im Folgenden werden die zuvor betrachteten Rauschquellen zusammengefasst und in Bezug auf ihre Relevanz für das Gesamt-Rauschverhalten diskutiert. Es wird dafür ein Beispielsystem betrachtet, das als Rückkoppelwiderstand einen Pseudowiderstand einsetzt.

Die Rauschquellen können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die eine Gruppe besteht aus Rauschquellen, die unabhängig von anderen Systemparametern optimiert werden können. Der zweiten Gruppe werden Rauschquellen zugeordnet, zwischen denen Abhängigkeiten zu anderen Rauschquellen bestehen.

Unabhängige Rauschquellen sind:

- Rauschen des ohmschen Isolationswiderstands des Detektors nach (2.14):

$$S_{\text{ENC},R_{\text{leak}}}(f) = 4kT \frac{1}{(2\pi f)^2 R_{\text{leak}}} \quad (2.49)$$

Wobei mit R_{leak} alle ohmschen Leckströme am Eingang des Verstärkers beschrieben werden.

- Rauschen der dielektrischen Verluste des Systems:

$$S_{\text{ENC},C}(f) = 4kT \frac{C_{\text{GS}} \tan \delta_{C_{\text{GS}}} + C_{\text{p,G}} \tan \delta_{C_{\text{p,G}}} + C_{\text{f}} \tan \delta_{C_{\text{f}}}}{2\pi f} + 4kT \frac{C_{\text{p,ein}} \tan \delta_{C_{\text{p,ein}}} + C_{\text{p,det}} \tan \delta_{C_{\text{p,det}}} + C_{\text{det}} \tan \delta_{C_{\text{det}}}}{2\pi f} \quad (2.50)$$

- Rauschen des Gleichstrom-Rückkoppelpfades:

$$S_{\text{ENC},I_{\text{f}}} = \frac{2q}{(2\pi f)^2} \cdot I_{\text{f},\text{J0}} \quad (2.51)$$

Gegenseitige Abhängigkeiten ergeben sich für das thermische Rauschen des Kanals, das 1/f-Rauschen des MOSFETs, das Rauschen des Gate-Leckstroms und das Rauschen der

dielektrischen Verluste der Gatekapazität, die jeweils von der Länge und Weite des MOSFETs abhängen.

Mit $C_{GS} + C_{p,G} = W C'_{ox} (2/3 L + 2\Delta L)$ [23] und $C_{ind} = C_{det} + C_f + C_{p,ein} + C_{p,det}$ folgt für das thermische Rauschen des MOSFETs nach (2.37):

$$S_{ENC,ID} = \frac{4kT\gamma_n \cdot L}{W\mu C'_{ox}(U_{GS} - U_{Th})} \left(C_{ind} + W C'_{ox} \left(\frac{2}{3} L + 2\Delta L \right) \right)^2 \quad (2.52)$$

Für das 1/f-Rauschen des MOSFETs nach (2.39) ergibt sich:

$$S_{ENC,1/f} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_n q (U_{GS} - U_{Th})}{W L C'_{ox} f} \left(C_{ind} + W C'_{ox} \left(\frac{2}{3} L + 2\Delta L \right) \right)^2 \quad (2.53)$$

Für das Rauschen des Gate-Leckstroms unter Vernachlässigung des 1/f-Anteils folgt nach (2.41):

$$S_{ENC,IG} \approx \frac{2q}{(2\pi f)^2} \cdot (W L |J_{G,Kanal}| + W \Delta L |J_{G,S,0}| + W \Delta L |J_{G,D,0}|) \quad (2.54)$$

Für die Gesamt-ENC-PSD des betrachteten Beispielsystems folgt:

$$S_{ENC,ges} = S_{ENC,R_{leak}} + S_{ENC,C} + S_{ENC,I_f} + S_{ENC,ID} + S_{ENC,1/f} + S_{ENC,IG} \quad (2.55)$$

Wird zusätzlich eine Filterfunktion angenommen, kann die optimale Konfiguration für (W, L, U_{GS}) durch Lösung des mehrdimensionalen Optimierungsproblems ermittelt werden. Qualitativ kann das thermische Rauschen des Verstärkers nach (2.52) optimiert werden, indem einem möglichst kurze Gatelänge gewählt wird. Auch durch eine hohe effektive Gate-Source-Spannung $U_{eff} = U_{GS} - U_{Th}$ kann das thermische Rauschen reduziert werden.

Auf der anderen Seite folgt für eine hohe U_{eff} eine erhöhte 1/f-Rauschleistung. Der Frequenzbereich des betrachteten Signals ist daher entscheidend für die Festlegung des Verhältnisses der Rauschleistungen. Wird alleine die 1/f-Rauschleistung betrachtet, folgt für die Dimensionierung des Transistors, bei der die 1/f-Rauschleistung minimal wird:

$$C_{GS,opt} + C_{p,G,opt} = C_{ind} \quad (2.56)$$

Dieses Ergebnis entspricht dem klassischen Ergebnis der optimalen Anpassung eines Ladungsverstärkers an einen Detektor [8]. Der Hintergrund dieses Ergebnisses ist, dass angenommen wird, dass die 1/f-Rauschleistung nicht von der effektiven Gate-Source-Spannung abhängt [52]. In diesem Fall kann die thermische Rauschleistung durch entsprechende Wahl des Drainstroms

so weit reduziert werden, dass das 1/f-Rauschen das Verhalten des Verstärkers dominiert und für die Auslegung des Transistors maßgeblich ist [52].

Bei alleiniger Betrachtung des thermischen Rauschens hängt die optimale Kapazität des Eingangstransistors von dem Arbeitspunkt des Transistors ab und beträgt für den Fall der starken Inversion $C_{GS,opt} + C_{G,para,opt} = \frac{1}{3}C_{ind}$ [8]. Wird zusätzlich der Fall der Geschwindigkeitssättigung und der Übergangsbereich zur schwachen Inversion berücksichtigt, liegt die optimale Eingangskapazität des Transistors zwischen näherungsweise null und C_{ind} [8].

Durch die zugleich bestehende Abhängigkeit der 1/f-Rauschleistung von der effektiven Gate-Source-Spannung nach (2.53) erfolgt die Ermittlung der optimalen Transistordimensionierung numerisch in Kapitel 3.2 unter gleichzeitiger Berücksichtigung des Signalverlaufs.

Um einen Eindruck für die Relevanz verschiedener Rauschquellen zu erhalten, wird im Folgenden ein beispielhaftes System betrachtet. Es gelten die Parameter nach Tabelle 2.2:

Tabelle 2.2: Parameter des betrachteten Systems.

C'_{ox}	μ_{eff}	α_H	γ	T	$I_{f,J0}$
$4,54 \cdot 10^{-3} \frac{F}{m^2}$	$126 \frac{cm^2}{Vs}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	0,84	300 K	5 fA
$C_{GS} + C_{p,G}$	W	L	I_D	U_{eff}	
8,9 pF	4,8 mm	600 nm	1,2 mA	46 mV	
C_{det}	$C_{p,ein}$	$C_{p,det}$	C_f	R_{leak}	
10 pF	100 fF	400 fF	100 fF	30 TΩ	
$\tan \delta_{det}$	$\tan \delta_{p,ein}$	$\tan \delta_{p,det}$	$\tan \delta_f$	$\tan \delta_G$	
10^{-4}	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-5}$	

Die resultierenden spektralen Leistungsdichten der verschiedenen Rauschquellen sind in Abbildung 2.10 dargestellt. In Bezug auf die Gesamt-Rauschleistung sind drei Bereiche zu identifizieren. Im Frequenzbereich bis ca. 10 Hz dominiert Schrotrauschen des resistiven Rückkoppelpfades die spektrale Rauschleistungsdichte. Der angenommene Werte für den Sperrsättigungsstrom $I_{f,J0} = 5$ fA ist als der Wert eines optimistischen Szenarios zu bezeichnen, das entsprechend ausgewählte Werkstoffe voraussetzt.

Um den Einfluss höherer Leckströme zu verdeutliche, ist dem Graph zusätzlich das Spektrum eines Gate-Leckstroms mit dem Wert $I_G = 10$ pA zu entnehmen. Es zeigt sich, dass in diesem Fall die spektrale Leistungsdichte bis zu einer Frequenz von ca. 10 kHz durch das Rauschen des Gate-Leckstroms dominiert würde. Einen ähnlichen Effekt hätte die Verwendung von Materialien mit niedrigem spezifischen Widerstand im Bereich des Eingangs des Verstärkers oder der Elektrode.

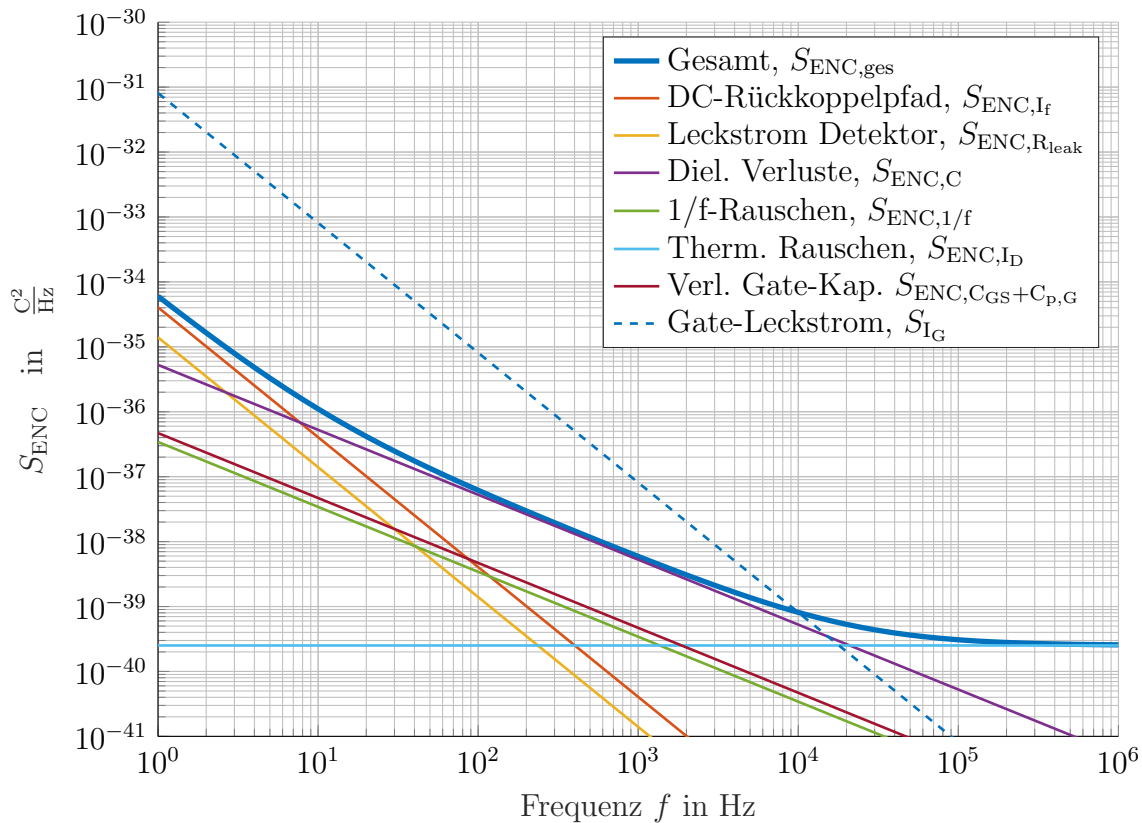


Abbildung 2.10: Darstellung der ENC-PSD verschiedener Rauschquellen des Detektorsystems nach Tabelle 2.2.

Für die Analyse von Signalen im Bereich bis 10 kHz, die bei der Detektion langsamer Staubpartikel auftreten, ist daher die Auswahl geeigneter Materialien von großer Bedeutung. Im gegebenen Beispielszenario wird der Frequenzbereich von 10 Hz bis 10 kHz durch das Rauschen der dielektrischen Verluste der Kapazitäten des Systems dominiert. Die Rauschleistung der dielektrischen Verluste liegt um ca. 10 dB über der Rauschleistung des 1/f-Rauschens des Kanals. Es zeigt sich, dass neben dem spezifischen Widerstand auch die dielektrischen Eigenschaften der verwendeten Werkstoffe von entscheidender Bedeutung sind. Bereits ein ungeeignetes Gehäusematerial für die integrierte Schaltung kann die Rauscheigenschaften des Systems signifikant degradieren [53].

Im Frequenzbereich ab ca. 10 kHz wird das Rauschspektrum durch thermisches Rauschen des Kanals dominiert. Im gegebenen Fall könnte das Rauschen in diesem Bereich weiter reduziert werden, indem der Drainstrom, beziehungsweise die effektive Gatespannung erhöht wird. Insbesondere in Verstärkern, die primär für die Erkennung schneller Partikel mit Frequenzen im Megahertz-Bereich ausgelegt sind, führt diese Abwägung zu höheren effektiven Gate-Spannungen und daraus folgend zu höheren 1/f-Rauschleistungen.

Weitere hier nicht betrachtete Rauschquellen, spezifischer $1/f$ -Rauschanteile der Leckströme des Systems, zeigten im Rahmen der Messungen keinen relevanten Einfluss auf das Rauschverhalten und werden daher nicht weiter berücksichtigt.

2.3 Grundsätzliche Betrachtung des Detektors

Ein weiterer Faktor, der die Sensitivität des Detektorsystems beeinflusst, ist die Auslegung des Detektors. Das Grundprinzip der auf Influenz basierenden Evaluation geladener Staubpartikel wurde in den 60er-Jahren entwickelt [54]. Siegfried Auer zeigte in den 70er-Jahren die ersten influenzladungsbasierten Detektoren, die zusätzlich eine Messung der Trajektorie der Staubpartikel ermöglichen [55]. Im weiteren Verlauf wurden verschiedene Detektorformen entwickelt [5,6,55–58], die sich in Bezug auf Signalform und Eigenschaften stark unterscheiden. Grundsätzlich sind für die Betrachtung der Empfindlichkeit der Systeme zwei für alle Detektoren zunächst unabhängige Faktoren zu berücksichtigen:

- Die Kapazität der Elektrode des Detektors beeinflusst nach (2.17) die ENC-PSD verschiedener Rauschquellen des Detektorsystems.
- Die Form und Anordnung der Elektroden und Abschirmgitter beeinflussen die spektrale Leistungsdichte des Ladungssignals.

Sollen zusätzlich Staubpartikeleigenschaften, wie der Einfallswinkel oder Einfallsort ermittelt werden, ist zusätzlich zu berücksichtigen, wie stark sich das auftretende Signal in Abhängigkeit von der jeweiligen Eigenschaft ändert.

In der Literatur erfolgt meist keine systematische Auslegung des Detektors. Eine beschränkte Ausnahme stellt das Staubteleskop nach [59] dar. Für dieses erfolgte eine vereinfachte Untersuchung der Auswirkungen auf die influenzierte Ladung, wenn verschiedene geometrische Maße des Detektors geändert werden. Auch die Kapazität der Elektroden wird in dieser Veröffentlichung betrachtet. Eine genaue Analyse unter Berücksichtigung der spektralen Rauschleistungsdichte des Verstärkers und der sich ändernden Signalformen erfolgt jedoch nicht.

Ein Grund für die eingeschränkte Optimierung des Detektors sind die gegenseitigen Abhängigkeiten zwischen der Auslegung des Detektors und der jeweils notwendigen Anpassung des Verstärkers und des Filtersystems an den geänderten Detektor. Im Folgenden soll deshalb zunächst eine vereinfachte qualitative Betrachtung des Detektors erfolgen. Eine systematische Optimierung erfolgt in Kapitel 3.2. Es können zwei Detektortypen unterschieden werden. Beim ersten Typ wird die Elektrode vom Staubpartikel durchflogen [6,55,56], beim zweiten Typ fliegt der Partikel in der Nähe der Elektrode vorbei [5,57,58].

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Betrachtung von Detektoren des ersten Typs, die erneut in zwei Subgruppen unterteilt werden können.

Der erste Subtyp wird als Rohrdetektor bezeichnet und weist eine zylindermantelförmige Elektrode auf, die von den Staubpartikeln durchflogen wird [7, 54]. Der zweite Subtyp weist ein oder mehrere Gitter auf, die nacheinander durchflogen werden [6, 55, 56].

2.3.1 Rohrdetektor

Eine schematische Darstellung des Rohrdetektors ist in Abbildung 2.11 gegeben. Dieser Detektor ermöglicht nur die Bestimmung des Auftrittszeitpunkts, der Geschwindigkeit und der Ladung eines Staubpartikels. Vereinfacht wird davon ausgegangen, dass die innere Elektrode zentriert im Aufbau platziert wird.

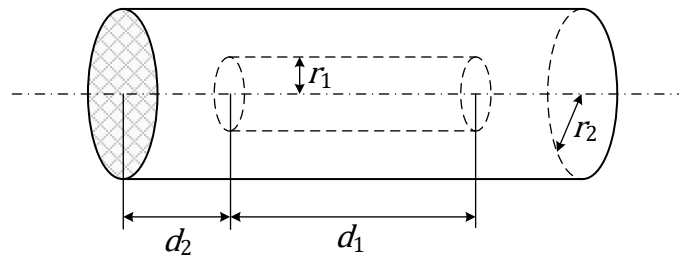


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines Rohrdetektors. Die innere Elektrode wird mit dem Ladungsverstärker verbunden. Staubpartikel durchfliegen den Detektor entlang der Symmetrieachse.

Dem Detektor können folgende Eigenschaften in Bezug auf die sensitive Apertur zugewiesen werden:

- Die sensitive Fläche des Detektors ergibt sich aus der inneren Querschnittsfläche der Elektrode $\Lambda_{\text{sens}} \sim r_1^2$.
- Der maximale Öffnungswinkel ergibt sich in Abhängigkeit des Durchmessers der Elektrode und der Länge der Elektrode
- Die Transparenz der Apertur ergibt sich aus der Transparenz der Abschirmung der Elektrode.

Wird eine konstante sensitive Fläche vorausgesetzt, können folgende qualitative Aussagen über die Kapazität und damit das fundamentale Rauschverhalten des Detektors getätigt werden:

- Mit steigendem Abstand zwischen Elektrode und Abschirmung d_2 sinkt der Kapazitätsanteil zwischen der Elektrode und dem Gitter mit ca. $C_{\text{det,Gitter}} \sim \frac{1}{d_2}$.
- Mit steigendem Radius der äußeren Abschirmung sinkt der Kapazitätsanteil zwischen der äußeren Abschirmung und der Elektrode vereinfacht mit $C_{\text{det,Schirm}} \sim \frac{1}{\ln r_2}$ [60].
- Vereinfacht zeigt sich eine lineare Zunahme der Kapazität zwischen der äußeren Abschirmung und der Elektrode $C_{\text{det,Schirm}}$ mit der Länge der inneren Elektrode d_1 .

Daraus folgt, dass durch die Vergrößerung des Abstands zwischen der Abschirmung und der Elektrode die Kapazität des Detektors im begrenzten Maß reduziert werden kann unter Inkaufnahme eines größeren Bauvolumens. Gleichzeitig führt dieses Vorgehen zu Änderungen im Anstiegsverhalten des Ladungssignals.

Eine längere Elektrode resultiert in einer größeren Kapazität, gleichzeitig folgt daraus eine Verschiebung der Energie des Ladungssignals zu niedrigeren Frequenzen. Die Betrachtung im Zeitbereich zeigt das Auftreten eines potentiell einfacher zu detektierenden, längeren Signals am Ausgang des Verstärkers. D. h. sowohl Änderungen an der Abschirmung, als auch an der Elektrode beeinflussen gleichzeitig das Rauschverhalten und das Signal des Detektors, sodass eine gezielte qualitative Optimierung nicht möglich ist.

In Bezug auf die Länge der Elektrode sind zwei weitere Faktoren zu berücksichtigen: Einerseits steigt mit der Länge der Elektrode die Zeit, die ein Staubpartikel für den Flug durch den Detektor benötigt und die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Signale mehrerer Partikel überlagern. Andererseits besteht eine weitere mögliche Realisierung des Detektors darin, dass mehrere Elektroden hintereinander angeordnet werden, die entweder an den gleichen, oder an mehrere Ladungsverstärker angeschlossen werden [55]. Auch diese Konfigurationen sind in Bezug auf die Parameterextraktion mit einem Detektor mit nur einer längeren Elektrode zu vergleichen.

2.3.2 Gitterdetektor

Der Gitterdetektor kann als modifizierter Rohrdetektor betrachtet werden, der viele sehr kurze parallel angeordnete Rohr-Abschnitte aufweist, die mit einem gemeinsamen Ladungsverstärker verbunden sind. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.12 gegeben. Vereinfacht wird davon ausgegangen, dass das Gitter der Elektrode zentriert im Aufbau platziert ist.

Ein Vorteil dieses Detektortyps ist, dass durch eine schräge Anordnung der Elektroden in Bezug auf die Abschirmgitter und die Verwendung mehrerer Elektroden eine Bestimmung der Einfallposition des Staubpartikels möglich ist [55].

Die Stärke der Gitterelektrode, äquivalent zu d_1 des Rohrdetektors, ist typischerweise stark beschränkt, um den Öffnungswinkel des Detektors nicht zu stark einzuschränken.

Als auszulegende Parameter sind die Abstände der Elektroden zu den Abschirmungen d_2 , $r_2 - r_1$ und die Parameter des Gitters zu betrachten. Die Parameter der Gitterelektrode sind z.B. die Größe der Maschen des Gitters und der Durchmesser der Gitterstäbe. Auch in diesem Fall sind die Abhängigkeiten zwischen der Detektorkapazität und der Signalform zu komplex, um eine intuitive Optimierung durchzuführen.

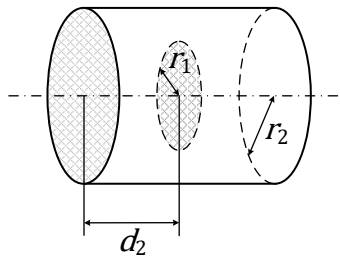


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines einfachen Gitterdetektors. Die innere Elektrode wird mit dem Ladungsverstärker verbunden. Staubpartikel durchfliegen den Detektor entlang der Symmetrieachse.

2.3.3 Vorbeiflug-Detektoren

Zuletzt soll kurz auf die Funktion von Vorbeiflug-Detektoren eingegangen werden. Es handelt sich dabei typischerweise um Gitterdetektoren, bei denen jeder Stab eines eindimensionalen Gitters mit einem getrennten Ladungsverstärker verbunden ist [59]. Dies ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung der Einfallposition des Staubpartikels und die Realisierung niedriger Detektorkapazitäten [3].

Nachteilig wirkt sich aus, dass sich die durch den Staubpartikel influenzierte Ladung zu jedem Zeitpunkt auf mehrere Elektroden verteilt. Einen weiteren Nachteil stellt der komplexere Aufbau und die Anzahl der auszuwertenden Signale dieser Detektoren dar, der durch die Verwendung einer integrierten Auswerteelektronik jedoch stark reduziert werden kann [3]. Es erfolgt keine weitere Analyse dieser Detektorform, da diese nicht den im Rahmen der Arbeit betrachteten Systemanforderungen entspricht.

3 Modellierung und Optimierung des Detektorsystems

In diesem Kapitel wird zunächst die Modellierung des Detektorsystems, bestehend aus Detektor, Ladungsverstärker, Filtersystem und Parameterschätzer ausgeführt. Anschließend erfolgt die Betrachtung spezifischer beispielhaft parametrierter Systeme, die mithilfe des Modells optimiert werden.

Es ist das Ziel dieses Kapitels, ein Verständnis für die Auslegung der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Optimierungskonflikte zu entwickeln, um die systematische Entwicklung von angepassten Ladungsverstärkern und Detektoren zu ermöglichen.

3.1 Modellierung des Detektorsystems

Das Modell des Detektorsystems besteht aus separaten Nachbildungen der Komponenten des Systems, die über Optimierungsschleifen verkoppelt sind. Als Beispiel kann hier der Zusammenhang zwischen der Detektorkapazität und dem Entwurf des Ladungsverstärkers betrachtet werden. Ändert sich die Kapazität des Detektors, so ist der Ladungsverstärker an diese geänderte Kapazität anzupassen, um ein optimales Rauschverhalten sicherzustellen.

Es wird im Folgenden zuerst die getrennte Modellierung der Systemkomponenten in MATLAB und Cadence Virtuoso betrachtet. Abschließend wird auf implementierte Optimierungsroutinen eingegangen.

3.1.1 Detektor

Anhand des Detektormodells wird die Detektorkapazität und der Verlauf des influenzierten Ladungssignals der Elektrode ermittelt. Um die Rechenzeit zu reduzieren, wird der Detektor vereinfacht als zylindersymmetrische Struktur betrachtet. Daraus folgt, dass Partikel den Detektor nur entlang der Symmetrieachse durchfliegen können und keine direkte Analyse von Detektoren möglich ist, die den Ort des Partikeleinfalls ermitteln können.

Diese Einschränkung ist in sofern zu rechtfertigen, als dass im Rahmen der Arbeit primär der Auftrittszeitpunkt und die Geschwindigkeit der Partikel betrachtet werden. Vereinfachte

qualitative Aussagen über den Entwurf von Detektoren zur Einfallspaltenbestimmung können aber auch anhand der hier erfolgenden Untersuchungen abgeleitet werden.

Um das betrachtete Feldproblem weiter zu vereinfachen, werden zusätzlich alle dielektrischen Halterungen im Feld der Elektrode vernachlässigt. Das betrachtete System besteht dann nur aus der Elektrode und der entsprechenden Abschirmung. Dies führt zu einer geringfügigen Unterschätzung der Detektorkapazität, deren Inkaufnahme dadurch gerechtfertigt ist, dass in diesem Abschnitt die fundamentale Bewertung der Abmessungen und Anordnung der Elektrode im Vordergrund steht. Der Entwurf der Abstandshalter stellt ein eigenständiges Problem dar, das nur geringe Auswirkungen auf die Optimierung der Elektroden hat.

Das Berechnen der Signalformen und Detektorkapazität kann in folgende Schritte unterteilt werden:

1. Definition der Geometrie, Zuweisung der Randbedingungen.
2. Lösung des elektrostatischen Feldproblems.
3. Berechnung der Teilkapazitäten zwischen den Komponenten des Detektors und dem Partikel über die Energie des Feldes [61].
4. Berechnung der influenzierten Ladung aus dem Verhältnis der Teilkapazitäten des Staubpartikels.

Die Voraussetzung eines zylindersymmetrischen Detektors ermöglicht die Berechnung des elektrischen Feldes über die Lösung eines zweidimensionalen Feldproblems mithilfe der *Partial Differential Equation Toolbox* in Matlab. Es wird ein quasistationäres elektrisches Feld vorausgesetzt. Da keine Raumladungen vorhanden sind, ist die Poisson-Gleichung in der Form

$$\Delta\varphi = 0 \tag{3.1}$$

zu lösen [61]. Für Zylinderkoordinaten (r, ξ, z) folgt [62]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \tag{3.2}$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie folgt $\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0$. Die resultierende partielle Differenzialgleichung (PDE) hängt nur von r und z ab, die ein zweidimensionales kartesisches Koordinatensystem (r, z) bilden.

Es folgt:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{r} \nabla (r \cdot \nabla \varphi) = 0 \quad (3.4)$$

$$-\nabla (r \cdot \nabla \varphi) = 0 \quad (3.5)$$

Die Form nach (3.5) ermöglicht die direkte Lösung der PDE mithilfe des PDE-Lösers in Matlab. Die Umformung kann beispielsweise mithilfe von Computer-Algebra-Systemen ermittelt werden [63].

Die Festlegung des konkret zu lösenden Feldproblems erfolgt durch die Definition der Geometrie und Zuweisung der Randbedingungen zu den geometrischen Flächen. Den leitfähigen Komponenten des Detektors und dem Partikel werden über Dirichlet-Randbedingungen ein konstantes Potential zugewiesen [61]. Aufgrund der Zylindersymmetrie folgt für die Symmetrieachse die Neumann-Randbedingung [61] $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$. Für die Eintrittsöffnung des Detektors wird ebenfalls vereinfacht $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$ angenommen.

Dies entspricht der Annahme einer Spiegelung der Detektorstruktur an der Fläche der seitlichen Abschirmung und reduziert die Genauigkeit der Lösung insofern, als dass auch eine Spiegelung des Partikels erfolgt. Eine signifikante Auswirkung auf die berechnete Lösung zeigt sich jedoch nicht, da die seitlichen Abschirmgitter äußere Felder weitestgehend unterdrücken, sodass auf eine genauere Modellierung der Umgebung verzichtet werden kann.

Ein beispielhaftes Ergebnis der numerischen Berechnung des Potentials nach (3.5) kann Abbildung 3.1 entnommen werden.

Der Verlauf der influenzierten Ladung über der Partikelposition kann über das Verhältnis der Teilkapazitäten zwischen dem Partikel, der Abschirmung und der Detektorelektrode ermittelt werden. Die Berechnung der Kapazitäten erfolgt über die Energie des elektrischen Feldes. Für die Energie des elektrischen Feldes gilt für $E_\xi = 0$ und $\vec{E} = -\text{grad } \varphi = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}, 0, \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)$ [61, 62]:

$$W_E = \frac{1}{2} \int_V \varepsilon \vec{E}^2 dV = \frac{1}{2} \iiint r \cdot \varepsilon \vec{E}^2 dr dz d\xi = \frac{1}{2} \iiint r \cdot \varepsilon (E_r^2 + E_z^2) dr dz d\xi \quad (3.6)$$

$$= \frac{1}{2} \iint 2\pi r \cdot \varepsilon (E_r^2 + E_z^2) dr dz \quad (3.7)$$

Die in einer Kapazität gespeicherte Energie ist gegeben durch [60]:

$$W_{E,C} = \frac{1}{2} C U^2 \quad (3.8)$$

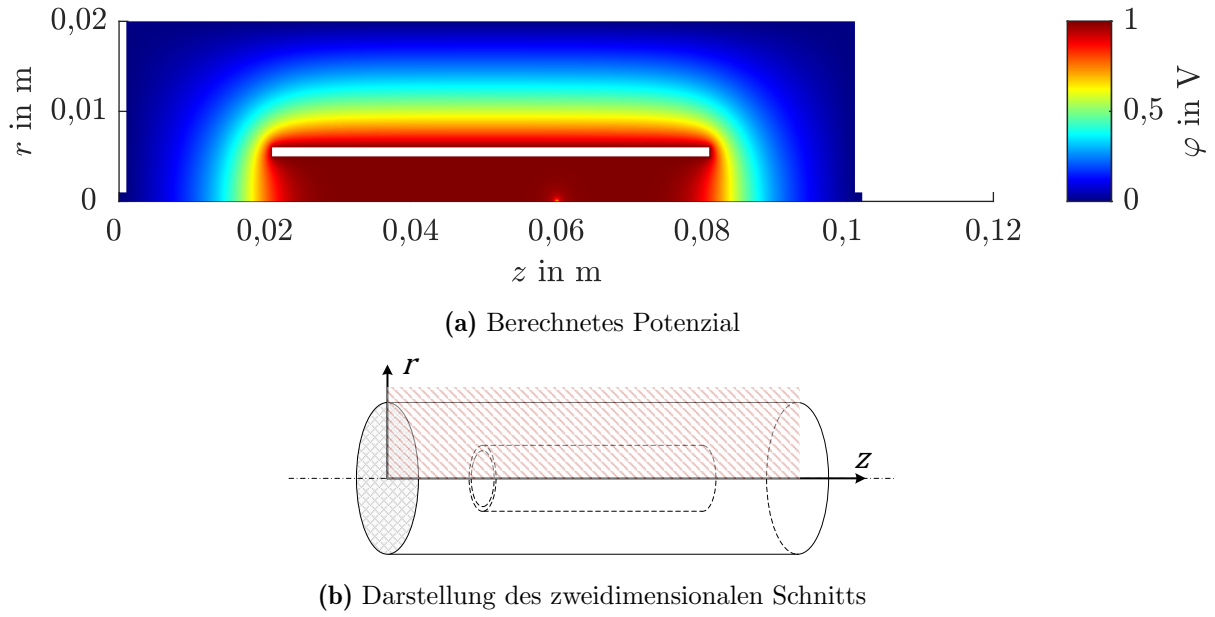


Abbildung 3.1: Beispielhafte Darstellung des Potentials des zylindersymmetrischen Detektors.

Zur Berechnung der Teilkapazitäten werden drei Feldberechnungen durchgeführt. In jeder der Berechnungen wird entweder an die Detektorelektrode, an die Abschirmung oder an den Partikel ein Potential von $\varphi_{\text{test}} = 1 \text{ V}$ angelegt. Die jeweils anderen beiden Elemente weisen ein Potential von $\varphi_{\text{GND}} = 0 \text{ V}$ auf. Für jeden der drei Fälle ergibt sich eine Kapazität zwischen dem Element mit $\varphi_{\text{test}} = 1 \text{ V}$ und den restlichen Komponenten mit (3.7) und (3.8) nach:

$$C_{\text{ges}} = \frac{1}{\varphi_{\text{test}}^2} \iint_A 2\pi r \cdot \varepsilon (E_r^2 + E_z^2) dr dz \quad (3.9)$$

Durch das Lösen des sich ergebenden linearen Gleichungssystems können die Teilkapazitäten zwischen den Komponenten ermittelt werden. Das Verhältnis zwischen der Spiegelladung der Detektorelektrode und der Ladung des Partikels ist über das Verhältnis der Teilkapazitäten wie folgt definiert:

$$q_{\text{norm,det}} = \left| \frac{Q_{\text{det}}}{Q_{\text{part}}} \right| \approx \frac{C_{\text{det,part}}}{C_{\text{det,part}} + C_{\text{sch,part}}} \quad (3.10)$$

Dabei stellt $C_{\text{sch,part}}$ die Teilkapazität zwischen dem Partikel und der Abschirmung dar. $C_{\text{det,part}}$ ist definiert als die Teilkapazität zwischen dem Partikel und der Detektorelektrode. Um die Rechenzeit zu begrenzen, wird für die Berechnung des Feldes ein möglichst grobes Netz verwendet. Dies hat zu Folge, dass für den Partikel ein größerer Durchmesser von ca. $200 \mu\text{m}$ anzunehmen ist. Aufgrund der ausschließlichen Betrachtung der Kapazitätsverhältnisse

des Partikels hat diese Vereinfachung keinen großen Einfluss auf das Ergebnis, wenn die Bedingung erfüllt ist, dass die Detektorstrukturen deutlich größer sind als der Partikel. Durch die Berechnung des Kapazitätsverhältnisses (3.10) für unterschiedliche Partikelpositionen entlang der z -Achse kann der Verlauf der influenzierten Ladung für den Durchflug eines Partikels durch den Detektor berechnet werden. Das entsprechende Ergebnis für den Detektor nach Abbildung 3.1 ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Aufgrund der Annahme eines quasistationären Systems kann aus dem Verlauf der Ladung in Abhängigkeit von der Position direkt der Verlauf des Ladungssignals im Zeitbereich ermittelt werden.

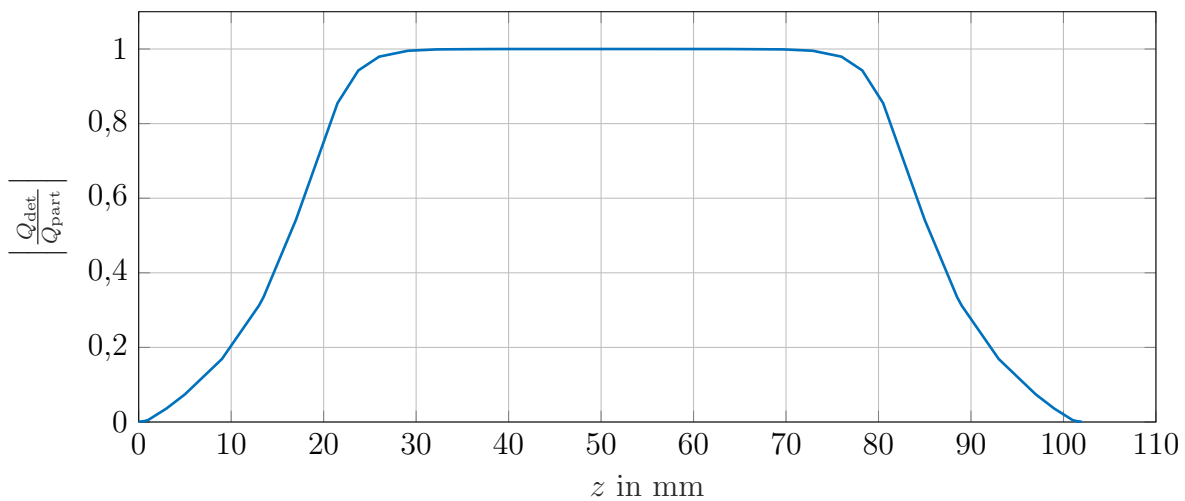


Abbildung 3.2: Verlauf der influenzierten Ladung in Abhängigkeit von der Partikelposition für einen Detektor mit der Dimensionierung nach Abbildung 3.1.

3.1.2 Verstärker

Das Modell des Verstärkers berücksichtigt die folgenden Charakteristika:

- Das Rauschverhalten des Eingangstransistors
- Das Frequenzverhalten des Rückkoppelpfades

Nicht berücksichtigt wird das Rauschen der weiteren Bauelemente des Verstärkers, sowie die Frage, ob mit der vorgegebenen Transistordimensionierung ein Verstärker mit der notwendigen Bandbreite realisiert werden kann. Diese Vereinfachungen sind notwendig, da Informationen über die Bandbreite des Verstärkers und dessen Gesamtrauschverhalten erst nach dem Entwurf eines konkreten Verstärkers vorliegen. Die hier betrachtete Optimierung des Systems soll allerdings als Vorbereitung des Verstärkerentwurfs dienen, sodass noch keine weiteren Informationen über den Verstärker zu Verfügung stehen.

Für die Modellierung des Verstärkerhaltens wird das Zeitbereichssignal des Detektors in den Frequenzbereich transformiert. Die normierte Spiegelladung in Abhängigkeit von der Position ist gegeben durch $q_{\text{norm,det}}(z_n)$. Das Ladungsverhältnis wird nur für diskrete Werte von $z_n \in \{\Delta l \cdot n | n \in \{0; 1 \dots \Psi_{\text{ab}} - 1\}\}$ an Ψ_{ab} Stellen mit $\Delta l = \frac{2d_2 + d_1 + 2d_{\text{Gitter}}}{\Psi_{\text{ab}}}$ bestimmt. Das Signal $q_{\text{norm,det}}(z_n)$ stellt deshalb ein positionsdiskretes Signal dar, das über Substitution mithilfe der Partikelgeschwindigkeit V_{part} und dem Abtastintervall $T_a = \frac{\Delta l}{V_{\text{part}}}$ in ein zeitabhängiges zeitdiskretes Signal überführt wird:

$$q_{\text{norm,det}}(t_n) = q_{\text{norm,det}}(z_n = t_n \cdot V_{\text{part}}) \quad \text{mit} \quad t_n \in \{T_a \cdot n | n \in \{0; 1; 2 \dots \Psi_{\text{ab}} - 1\}\} \quad (3.11)$$

Die Größe Ψ_{ab} stellt hier die Anzahl der Abtastwerte dar. Die Abbildung in den Frequenzbereich der zeitverschobenen Funktion erfolgt mithilfe der Fouriertransformation über die Approximation des Fourierintegrals durch eine Riemannsumme [64].

$$Q_{\text{norm,det}}(f) \approx T_a \sum_{n=0}^{\Psi_{\text{ab}}-1} q_{\text{norm,det}}(t_n) e^{-j2\pi f(t_n - \frac{T_a \Psi_{\text{ab}}}{2})} \quad (3.12)$$

Das Signal im Frequenzbereich wird anschließend auf die Frequenzanteile im ersten Nyquist-Band beschränkt. Mit der Sprungfunktion $\sigma(t)$ [65] ergibt sich:

$$Q_{\text{norm,det,N}}(f) = \left(\sigma\left(f + \frac{1}{2T_a}\right) - \sigma\left(f - \frac{1}{2T_a}\right) \right) Q_{\text{norm,det}}(f) \quad (3.13)$$

In den meisten Fällen wird in dieser Arbeit $\Psi_{\text{ab}} = 32$ gewählt. Dies entspricht der Berücksichtigung von Frequenzanteilen bis $f_N = \frac{\Psi_{\text{ab}}}{2} \frac{1}{T_P} = 16 \frac{1}{T_P}$ mit der Impulsdauer $T_P = \Psi_{\text{ab}} \cdot T_a$. Im nächsten Schritt wird die Übertragungsfunktion des Verstärkers auf das Ladungssignal im Frequenzbereich angewendet. Es wird der vereinfachte Schaltplan mit einem idealen Operationsverstärker und $R_f || C_f$ -Rückkoppelung entsprechend Abbildung 2.4 vorausgesetzt. Mit (2.12) folgt:

$$F_{\text{Aq}}(j2\pi f) = \frac{U_{\text{norm,aus}}}{Q_{\text{norm,det,N}}} = -\frac{j2\pi f R_f}{1 + j2\pi f C_f R_f} \quad (3.14)$$

In Abbildung 3.3 ist beispielhaft die Rücktransformation des Signals $Q_{\text{norm,det,N}}$ nach (3.13) und der Betrag von $U_{\text{norm,aus}} \cdot C_f$ nach (3.14) für das Ladungssignal nach Abbildung 3.2 dargestellt. Es werden die folgenden Zahlenwerte angenommen: $V_{\text{part}} = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $R_f = 10 \text{ T}\Omega$, $C_f = 100 \text{ fF}$. Es zeigt sich, dass für die gegebenen Zahlenwerte das Signal nicht erkennbar verändert wird. Dies folgt einerseits aus der Wahl der Abtastfrequenz und andererseits aus der 3dB-Grenzfrequenz des Rückkoppelpfades des Ladungsverstärkers mit in diesem Fall

$f_{3\text{dB}} = \frac{1}{2\pi R_f C_f} = 0,16 \text{ Hz}$. Dies verdeutlicht, dass die Wahl von R_f primär durch das Rauschverhalten des Widerstands motiviert wird.

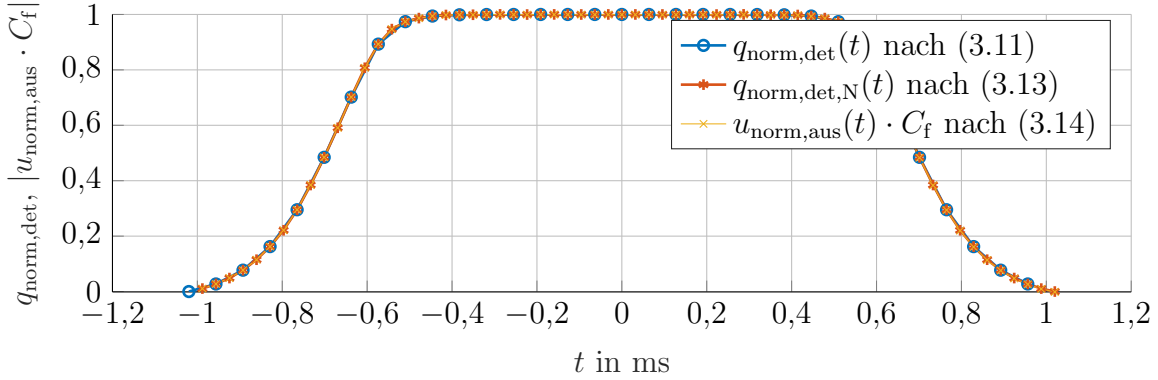


Abbildung 3.3: Verlauf der normierten influenzierten Ladung als Funktion der Zeit sowie der Verlauf der skalierten Ausgangsspannung des Verstärkers.

Neben dem Übertragungsverhalten des Verstärkers ist das Rauschverhalten zu modellieren. Die Extraktion der Rauschparameter erfolgt durch eine Kosimulation in Cadence Spectre. Dies ermöglicht die Verwendung beliebiger Transistormodelle, die das arbeitspunktabhängige Rauschverhalten abbilden können. Für die Simulation des Transistors wird der Arbeitspunkt über die Parameter W , L , I_D und U_{DS} vorgegeben. In diesem Fall kann das Rauschen des Eingangstransistors durch ein einfaches Modell der eingangsbezogenen Rauschspannung nachgebildet werden:

$$S_{U,\text{ein},\text{FET}} = \frac{K_{\text{fl}}}{f} + S_{U,\text{th}} \quad (3.15)$$

Als weitere Parameter werden g_m , C_{GS} , $C_{p,G} = C_{GD}$ extrahiert. Neben dem Rauschen des Transistors ist das Rauschen der Kapazitäten und das Rauschen des Rückkoppelwiderstands zu berücksichtigen. Dabei wird vereinfacht vorausgesetzt, dass der Pseudowiderstand des Rückkoppelpfades so ausgelegt wird, dass dieser nur einen geringen stationären Spannungsabfall von $U_f \approx U_T$ aufweist und entsprechend Abbildung 2.7 durch einen Widerstand beschrieben werden kann. Der Widerstand des Detektors wird vernachlässigt.

Für die weitere Betrachtung des Filtersystems werden alle Rauschquellen auf den Ausgang des Verstärkers bezogen. Es wird weiterhin das Ersatzschaltbild nach Abbildung 2.4 zugrunde gelegt. Für das ausgangsbezogene Rauschen durch R_f folgt:

$$S_{U,\text{aus},R_f} = \frac{4kT R_f}{1 + (2\pi f)^2 C_f^2 R_f^2} \quad (3.16)$$

Für das Rauschen der dielektrischen Verluste der Kapazitäten folgt:

$$S_{U,\text{aus},\tan\delta_x} = \frac{4kT(2\pi f)C_x \tan\delta_x R_f^2}{1 + (2\pi f)^2 C_f^2 R_f^2} \quad (3.17)$$

mit $x \in K = \{\text{GS}; \text{p,G}; \text{det}; \text{f}; \text{p,ein}; \text{p,det}\}$ entsprechend (2.50). Die Kapazitäten C_{GS} und $C_{\text{p,G}}$ des Transistors werden mithilfe der Simulation in Cadence Spectre extrahiert. Die Kapazität des Detektors C_{det} wird als eine der Teilkapazitäten mithilfe der Feldsimulation des Detektors ermittelt. Der Wert der Rückkoppelkapazität C_f wird fest vorgegeben. Die parasitären Kapazitäten $C_{\text{p,ein}}$ und $C_{\text{p,det}}$ sind anhand des geplanten Platinentwurfs und Anschlusses des Detektors an den Ladungsverstärker abzuschätzen.

Über die dielektrischen Verluste der Kapazitäten stehen nur wenige Informationen zur Verfügung. Dies betrifft sowohl den Transistor als auch den Detektor. Hier sind entsprechende Schätzungen vorzunehmen. Auch das Rauschen des Eingangstransistors wird auf den Ausgang des Verstärkers bezogen:

$$S_{U,\text{aus},\text{FET}} = S_{U,\text{ein},\text{FET}} \frac{(C_{\text{GS}} + C_{\text{p,G}} + C_f + C_{\text{det}} + C_{\text{p,ein}} + C_{\text{p,det}})^2 R_f^2 (2\pi f)^2 + 1}{1 + C_f^2 R_f^2 (2\pi f)^2} \quad (3.18)$$

Es resultiert für das gesamte am Ausgang des Verstärkers beobachtete Rauschen:

$$S_{U,\text{aus},\text{ges}} = S_{U,\text{aus},R_f} + \sum_{x \in K} S_{U,\text{aus},\tan\delta_x} + S_{U,\text{aus},\text{FET}} \quad (3.19)$$

Mit (3.19) und (3.14) liegt sowohl das Ladungssignal als auch die spektrale Rauschleistungsdichte des Systems bezogen auf die Ausgangsspannung des Verstärkers vor. Dies ermöglicht im nächsten Schritt die weitere Verarbeitung mithilfe des Filtersystems.

3.1.3 Filtersystem

Das eingesetzte Filtersystem hat einen entscheidenden Einfluss auf die Sensitivität des Gesamtsystems [2]. Gleichzeitig unterscheiden sich unterschiedliche Filtersysteme signifikant in Bezug auf ihre Komplexität und den Rechenaufwand [66]. Die Entwicklung eines konkreten Filtersystems ist nicht Ziel dieser Arbeit. Filter, die in bestehenden Systemen eingesetzt werden, reichen von einfachen Bandpassfiltern [3] zu deutlich komplexeren analogen Filtersystemen mit spezifisch optimierter Impulsantwort [11] bis zu digitalen Filtersystemen [67]. Im Rahmen dieser Arbeit steht die Optimierung des Detektors und des Ladungsverstärkers im Vordergrund. Die Ergebnisse sollten deshalb möglichst nicht durch das Verhalten des Filtersystems beeinflusst werden. Es wird deshalb ein Filtersystem vorausgesetzt, das optimale Filtereigenschaften besitzt. Dies ist unter der Annahme gerechtfertigt, dass reale Filtersysteme

versuchen werden, das ideale Filtersystem möglichst gut zu approximieren. Es kann nicht sichergestellt werden, dass die so ermittelten Detektor- und Verstärkerparameter auch im Fall der Verwendung primitiver Filtersysteme optimal sind.

Allgemein betrachtet stellt das Filtersystem mit dem nachfolgenden Entscheider ein System zur Parameterschätzung [68] dar, das die folgenden Eigenschaften aufweist:

- Die Staubpartikel können Geschwindigkeiten aufweisen, die sich über mehrere Größenordnungen erstrecken. Beispielhaft kann von einem System ausgegangen werden, das Partikel in einem Geschwindigkeitsbereich zwischen $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ beobachten soll.
- Es kann keine Aussage über den Abstand der Staubpartikel getroffen werden. Theoretisch könnten sich mehrere Partikel im Detektor überlagern.
- Ziel des System ist es, die Staubpartikel zu erkennen und den Auftrittszeitpunkt sowie in diesem Fall optional die Geschwindigkeit zu ermitteln.
- Informationen über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der beobachteten Zeiten zwischen den Partikeln und den Geschwindigkeiten der Partikel liegen nicht vor.

Eine geschlossene analytische Beschreibung dieses Problems liegt außerhalb der Möglichkeiten dieser Arbeit. Als eine erste Vereinfachung wird deshalb vorausgesetzt, dass in einem definierten Zeitraum der Detektor entweder nur von einem Partikel vollständig oder von keinem Partikel durchflogen wird.

Es können dann zwei separate Probleme betrachtet werden:

- Das Problem der Detektion: Wurde in dem betrachteten Zeitraum der Detektor von einem Partikel durchflogen?
- Das Problem der Parameterextraktion: Welche Eigenschaften weist der beobachtete Partikel auf?

Während das Detektionsproblem relativ einfach direkt mit statistischen Methoden betrachtet werden kann, fällt die entsprechende Analyse des Extraktionsproblems ungleich schwerer. Es wird zuerst das Detektionsproblem betrachtet:

Sowohl die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Auftrittszeitpunkts, als auch diejenige der aus der Geschwindigkeit des Partikels abgeleiteten Dauer des Impulses stellen kontinuierliche Verteilungen dar. Eine optimale Filterung durch die Verwendung einer diskreten Anzahl von Filtern ist deshalb nicht möglich.

Eine Verfahren zur Behandlung der Fragestellung stellt die Methode der maximalen Mutmaßlichkeit [69] dar. Einfacher ist es für die hier betrachtete Optimierung des Detektors und

des Verstärkers, die Anzahl der möglichen Partikelgeschwindigkeiten auf eine begrenzte Zahl zu reduzieren.

Werden nur Partikel mit einer festgelegten Geschwindigkeit betrachtet und wird für das Rauschen des Eingangssignals angenommen, dass dieses als stationäres weißes Rauschen vorliegt, dann stellt ein Korrelationsfilter (*Engl. matched filter*) den bestmöglichen Filter dar [70]. Da das Rauschen des Systems zunächst nicht weiß ist, ist das Signal des Verstärkers zuerst durch ein Whitening-Filter zu dekorrelieren [70]. Das zweiseitige Rauschspektrum des Rauschens am Ausgang des Verstärkers, $B_{U,\text{aus,ges}}(f)$, folgt aus (3.19) [70]:

$$B_{U,\text{aus,ges}}(f) = \frac{1}{2} S_{U,\text{aus,ges}}(|f|) \quad (3.20)$$

Der Whitening-Filter weist dann die folgende Übertragungsfunktion auf [70]:

$$F_{\text{wh}}(f) = \frac{\sqrt{K_{\text{wh}}}}{\sqrt{B_{U,\text{aus,ges}}(f)}} \quad (3.21)$$

Der Skalierungsfaktor K_{wh} kann beliebig gewählt werden. Das Signal hinter dem Whitening-Filter mit $Q_{\text{norm,det,N}}$ nach (3.13) und F_{Aq} nach (3.14) ist gegeben durch:

$$U_{\text{dk}}(f) = F_{\text{wh}}(f) \cdot F_{\text{Aq}}(f) \cdot Q_{\text{norm,det,N}}(f) \quad (3.22)$$

Der Korrelationsfilter bildet im Zeitbereich den Verlauf des gespiegelten Signals hinter dem Whitening-Filter nach [70]. Im Frequenzbereich ergibt sich für die Übertragungsfunktion F_{mf} mit der beliebigen Konstante K_{mf} [70]:

$$F_{\text{mf}}(f) = K_{\text{mf}} \cdot F_{\text{wh}}^*(f) \cdot F_{\text{Aq}}^*(f) \cdot Q_{\text{norm,det,N}}^*(f) \quad (3.23)$$

Für die Kombination aus Whitening-Filter und Korrelationsfilter folgt [70]:

$$F_{\text{ges}} = F_{\text{wh}}(f) \cdot F_{\text{mf}}(f) = \frac{K_{\text{wh}} \cdot K_{\text{mf}}}{B_{U,\text{aus,ges}}(f)} F_{\text{Aq}}^*(f) \cdot Q_{\text{norm,det,N}}^*(f) \quad (3.24)$$

In Abbildung 3.4 ist beispielhaft der Verlauf des Impulses nach Abbildung 3.3 nach der Anwendung des Whitening-Filters und nach der zusätzlichen Anwendung des Korrelationsfilters dargestellt. Aufgrund des Hochpassverhaltens des Whitening-Filters hängt der Einfluss desselben von der Geschwindigkeit des Partikels ab. Dies führt dazu, dass mit zunehmender Geschwindigkeit die Verzerrung des Impulses durch den Whitening-Filter abnimmt.

In Bezug auf die physikalische Realisierbarkeit im Kontext von Echtzeitsystemen ist zu berücksichtigen, dass abhängig von der zulässigen Verzögerung des Ausgangssignals die

Impulsantwort des Filtersystems abzuschneiden ist und daher der optimale Korrelationsfilter nicht verwendet werden kann.

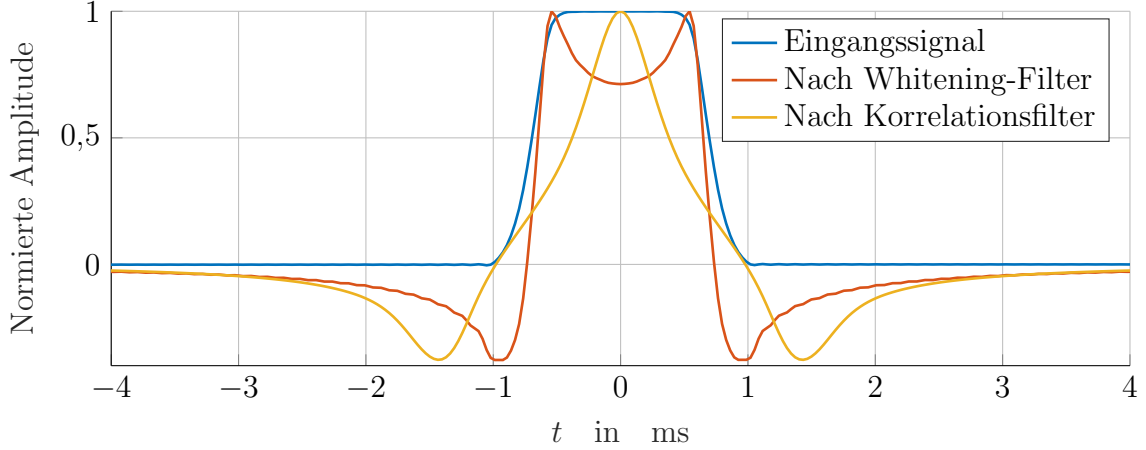


Abbildung 3.4: Verlauf der normierten, gefilterten Signale als Funktion der Zeit für die Bedingungen nach Abbildung 3.3.

Ein mögliches System, das mithilfe der gezeigten Filter Staubpartikel mit einer festgelegten Geschwindigkeit erkennt, besteht aus einem Schwellwert-Entscheider, der den Maximalwert des Ausgangssignals des Korrelationsfilters auswertet [70]: Überschreitet das Ausgangssignal des Filters in einem gegebenen Intervall zu einem Zeitpunkt den Schwellwert des Entscheiders, dann wird ein Partikel detektiert.

Die Sensitivität des Systems folgt in diesem Fall aus dem maximalen Signal-Rausch-Verhältnis am Ausgang des Filters [70]. In Abbildung 3.4 tritt dieses zum Zeitpunkt $t = 0$ s auf. Es gilt für das maximale Signal-Rausch-Verhältnis ρ , unter der Annahme, dass der Eingangsimpuls zentriert um $t = 0$ s ist [70]:

$$\rho = \frac{u_{\text{aus,mf}}^2(t = 0)}{U_{\text{aus,mf,n,eff}}^2} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} U_{\text{dk}}(f) \cdot F_{\text{mf}}(f) \, df \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{U,aus,ges}}(f) \cdot |F_{\text{dk}}(f) F_{\text{mf}}(f)|^2 \, df} \quad (3.25)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |U_{\text{dk}}(f)|^2 \, df}{B_{\text{n,dk}}} \quad (3.26)$$

$$= \frac{W_{\text{E,sig,dk}}}{B_{\text{n,dk}}} \quad (3.27)$$

In dem Ausdruck stellt $B_{\text{n,dk}} = \frac{B_{\text{U,aus,ges}}(f)}{F_{\text{dk}}^2(f)} = \text{const.}$ die zweiseitige spektrale Rauschleistungsdichte dar, $u_{\text{aus,mf}}(t)$ ist das Ausgangssignal des Korrelationsfilters und $W_{\text{E,sig,dk}}$ ist die Energie des Impulses hinter dem Whitening-Filter.

Aus (3.27) folgt, dass für die Detektion des Partikels die Energie des Impulses und die konstante spektrale Rauschleistungsdichte nach dem Whitening-Filter entscheidend sind.

Um die Implikationen dieses Ergebnisses für den Entwurf des Detektors zu verstehen, wird ein stark vereinfachtes Detektorsystem abgeschätzt, das einen konstanten Wert für d_2 nach Abbildung 2.11 aufweist. Zusätzlich wird angenommen, dass nur weißes Rauschen auftritt.

Dann folgt mit dem Elektrodenlänge d_1 ungefähr $B_{n,dk} \sim C_{\text{det}} \sim d_1$ und $W_{E,\text{sig}} \sim d_1$. Daraus folgt, dass unter diesen Annahmen ρ keine Abhängigkeit von d_1 aufweist und alle möglichen Elektrodenlängen ein ähnliches Verhalten in Bezug auf die Detektion zeigen.

Für sehr kurze Elektrodenlängen ist aufgrund der Randkapazitäten die Näherung $C_{\text{det}} \sim d_1$ nicht mehr zulässig. Es kann daher aus dieser Betrachtung zunächst primär abgeleitet werden, dass die Elektrode eine gewisse Länge nicht unterschreiten sollte. Zugleich ist zu beachten, dass in dieser Abschätzung die Leistungsaufnahme des Verstärkers nicht berücksichtigt wird. Typischerweise steigt die Leistungsaufnahme des optimalen Ladungsverstärkers mit der Detektorkapazität an.

Des Weiteren zeigt sich, dass für einen gegebenen Detektor langsamere Partikel aufgrund des Zusammenhangs $W_{E,\text{sig}} \sim T_{\text{part}} \sim \frac{1}{v_{\text{part}}}$ zunächst einfacher zu detektieren sind als schnelle Partikel. In Bezug auf dieses Ergebnis ist zu beachten, dass in der aktuellen Abschätzung das $1/f$ -Rauschen vernachlässigt wird, das sich auf langsame Partikel verstärkt negativ auswirkt. Die genauere Analyse erfolgt mithilfe der Simulation, die das Verhalten des Filtersystems basierend auf (3.25) abbildet.

Neben der Erkennung eines Partikels weist die Schätzung der Partikeleigenschaften eine hohe Relevanz für die Auslegung des Systems auf. Stellvertretend für verschiedene Eigenschaften, die geschätzt werden könnten, wird im Folgenden das Problem der Schätzung des Auftretenszeitpunkts betrachtet.

Der Auftretenszeitpunkt wird als Parameter ausgewählt, da dieser, unter der Verwendung mehrerer Detektoren, die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und des daraus abgeleiteten Orts des Partikels ermöglicht. Gleichzeitig stellt die Berechnung des Auftretenszeitpunkts ein Problem dar, das auch im Zusammenhang mit Radarsystemen auftritt und deshalb in der Literatur entsprechende Aufmerksamkeit findet.

Ein System, das die Bestimmung des Auftretenszeitpunkts ermöglicht, basiert erneut auf der Auswertung des Maximums des Ausgangssignals des Korrelationsfilters [70]. Der Zeitpunkt des maximalen Ausgangswert des Korrelationsfilters stellt den zeitverschobenen Zeitpunkt dar, zu dem das Eingangssignal mit der maximalen Mutmaßlichkeit aufgetreten ist.

Aus der Betrachtung von Abbildung 3.4 folgt intuitiv, dass für eine möglichst genaue Bestimmung des Auftretenszeitpunkts der Ausgangsimpuls im Bereich des Maximums möglichst

schmal sein sollte [70]. Gleichzeitig sollte das maximale Signal-Rausch-Verhältnis (3.27) so groß wie möglich sein.

Wird erneut ein vereinfachtes System betrachtet, in dem nur weißes Rauschen auftritt, kann eine qualitative Aussage über die anzustrebende Impulsform getätigt werden. Es wird angenommen, dass $W_{E,\text{sig}} = \text{const.}$, sodass (3.27) konstant ist. Dann erzeugt jene Impulsform einen möglichst schmalen Ausgangsimpuls, die bei gegebener Energie eine möglichst große Bandbreite [70] bzw. kurze Impulsdauer [71] aufweist. Ist die maximal mögliche Amplitude zusätzlich festgelegt, dann stellt ein idealer Rechteckimpuls die Impulsform dar, die bei gegebener Energie die kürzeste Impulsdauer aufweist.

Forderungen für den Detektor können aus diesem theoretischen Ergebnis zunächst nicht abgeleitet werden, da mit der Flankensteilheit des Ladungsimpulses auch die Kapazität des Detektors und damit die spektrale Rauschleistungsdichte ansteigen. Es wird deshalb im Folgenden der Einfluss des Verlaufs des Ladungssignals auf die Varianz der geschätzten Auftrittszeit σ_τ^2 quantitativ abgeschätzt.

Für Signale, die nichtlinear von dem zu schätzenden Parameter abhängen, ist es im Allgemeinen nicht möglich die Varianz des geschätzten Parameters genau zu berechnen [72]. Eine Möglichkeit, die Varianz abzuschätzen, stellt die Berechnung der unteren Schranke der Varianz mithilfe der Cramer-Rao-Ungleichung dar [73], die nur für unendliche Signal-Rausch-Verhältnisse einen Grenzwert darstellt [72, 74]. Es folgt nach [72] mit der zeitlichen Ableitung des Ausgangssignals des Whitening-Filters $u'_{\text{aus,dk}}(t)$:

$$\sigma_\tau^2 \geq \frac{B_{\text{n,dk}}}{\int |u'_{\text{aus,dk}}(t)|^2 dt} \quad (3.28)$$

Wird hinter dem Whitening-Filter ein trapezförmiger Verlauf des Ladungssignals mit der Anstiegszeit T_r und einer Amplitude $\hat{U}_{\text{aus,dk}}$ vorausgesetzt, dann folgt:

$$\sigma_\tau^2 \geq \frac{B_{\text{n,dk}} \cdot T_r}{2 \cdot \hat{U}_{\text{aus,dk}}^2} \quad (3.29)$$

Die Betrachtung eines trapezförmigen Verlaufs entspricht hierbei den folgenden zwei Annahmen: Einerseits wird vorausgesetzt, dass im System nur weißes Rauschen auftritt, sodass keine Verzerrung des Impulses durch den Whitening-Filter erfolgt. Andererseits wird angenommen, dass ein näherungsweise trapezförmiger Ladungsimpuls nach Abbildung 3.4 vorliegt, der entsprechend vereinfacht werden kann.

Es zeigt sich, dass die Schranke der Varianz linear mit der spektralen Leistungsdichte des Rauschens und mit der Anstiegszeit zunimmt. Die Anstiegszeit des Ladungssignals wird in erster Näherung durch den Abstand d_2 des Detektors nach Abbildung 2.11 festgelegt.

Es gilt $T_r \sim d_2$. Für die spektrale Rauschleistungsdichte folgt für kurze Elektroden näherungsweise:

$$B_{n,dk} \sim C_{\text{det}} \sim \frac{1}{d_2} \quad (3.30)$$

Für die Varianz ergibt sich:

$$\sigma_\tau^2 \sim \frac{1}{2\hat{U}_{\text{aus,dk}}^2} \quad (3.31)$$

Demnach zeigt auch die Varianz der Auftrittszeit im Rahmen der Zulässigkeit der getroffenen Annahmen keine Abhängigkeit von der Auslegung des Detektors, da der Einfluss der mit steigender Anstiegszeit sinkenden Rauschleistung durch den Nachteil der längeren Anstiegszeit für die Ermittlung des Auftrittszeitpunkts ausgeglichen wird.

Wird der Einfluss der Partikelgeschwindigkeit auf die Varianz des Auftrittszeitpunkt betrachtet, dann folgt, dass $T_r \sim \frac{1}{V_{\text{part}}}$. Mit (3.29) ergibt sich:

$$\sigma_\tau^2 \sim \frac{1}{V_{\text{part}}} \quad (3.32)$$

D. h. die Schätzung des Auftrittszeitpunkt ist für schnellere Partikel präziser.

Es ist zu beachten, dass das Ergebnis nach (3.28) nur eine Schranke darstellt, die hohe Signal-Rausch-Verhältnisse voraussetzt [74], die im betrachteten System im Allgemeinen nicht gegeben sind.

Einen alternativen Weg zur Berechnung einer unteren Schranke, der abhängig von der Anstiegszeit bei niedrigen Signal-Rausch-Verhältnissen höhere Werte für die mindestens zu erwartende Varianz σ_τ liefert, zeigt Terent'yev [71], der für die Methode der maximalen Mutmaßlichkeit σ_τ^2 für einen idealen Rechteckimpuls berechnet.

Die untere Schranke ergibt sich in diesem Fall durch die endliche Anstiegszeit der vom Detektor erzeugten Impulse, die in jedem Fall zu einer höheren Varianz σ_τ^2 führt als jene, die sich für einen idealen Rechteckimpuls gleicher Energie ergibt [71]. Für die Varianz des Auftrittszeitpunkt folgt in diesem Fall [71]:

$$\sigma_\tau^2 \geq 6,5 \frac{T_{\text{eq}}^2 B_{n,dk}^2}{W_{\text{E,sig}}^2} = 6,5 \frac{B_{n,dk}^2}{\hat{U}_{\text{aus,dk}}^4} \quad (3.33)$$

Es wird hier die Impulsdauer T_{eq} definiert. Diese beschreibt die Dauer eines rechteckförmigen Impulses mit der gleichen Amplitude und Energie, die der reale Impuls aufweist. Daraus folgt, dass für einen näherungsweise rechteckförmigen Impuls unter Annahme weißen Rauschens

alleine die spektrale Rauschleistungsdichte und die Amplitude des Impulses für σ_τ^2 relevant sind. Die Dauer des Impulses hat keinen Einfluss auf die Varianz.

Wird erneut das vereinfachte Detektorsystem betrachtet, dessen Detektor in Bezug auf die Länge der Elektrode d_1 dimensioniert werden soll, dann folgt $B_{n,dk} \sim C_{det} \sim d_1$ und für die Schranke der Varianz nach Terent'yev gilt:

$$\sigma_\tau^2 \sim d_1^2 \quad (3.34)$$

D. h. während für die einfache Erkennung des Partikels die Länge der Elektrode keinen Einfluss auf ρ und damit auf die Erkennbarkeit des Partikels zeigt, steigt die Varianz des Auftrittszeitpunkts mit der Elektrodenlänge stark an. Es kann daher vereinfacht abgeschätzt werden, dass die Länge der Elektrode d_1 , in Bezug auf die Optimierung der Varianz des Erkennungszeitpunkts, unter der Annahme weißen Rauschens, möglichst kurz sein sollte. Vorausgesetzt wird dabei, dass sich dieses nicht negativ auf die Amplitude des Signals auswirkt.

Es ist festzustellen, dass die untere Schranke nach Terent'yev entsprechend (3.33) quadratisch von $\frac{B_{n,dk}}{\bar{U}_{aus,dk}^2}$ abhängt, während das Ergebnis nach Woodward (3.29) eine lineare Abhängigkeit zeigt. Daraus folgt, dass das Ergebnis nach Woodward die erreichbare Varianz des Fehlers bei niedrigen Signal-Rausch-Verhältnissen deutlich unterschätzt [75].

Dies ist in sofern problematisch, als dass das betrachtete System insbesondere auf das Verhalten bei niedrigen Signal-Rausch-Verhältnissen hin optimiert werden sollte, die in der Praxis regelmäßig auftreten [2]. Sollte in diesem Fall die Varianz σ_τ eine quadratische Abhängigkeit von $B_{n,dk}$ zeigen, wäre das Ergebnis nach (3.31) für niedrige Signal-Rausch-Verhältnisse nicht gültig.

Es existieren verschiedene weitere Verfahren zur Berechnung engerer Schranken der Varianz [72, 74, 76]. Der primäre Nachteil dieser Verfahren ist der erhöhte Aufwand für die Berechnung dieser Schranken, der eine intuitive Auswertung verhindert. Im Rahmen der Arbeit soll für die weiteren Berechnungen die verbesserte untere Schranke nach Ziv und Zakai (ZZS) [76–78] betrachtet werden.

Die Berechnung dieser Schranke basiert auf der Auswertung der Fehlerwahrscheinlichkeit eines binären Übertragungssystems [78]. Eine detaillierte Herleitung kann [76] entnommen werden. Die folgende Kurzbeschreibung folgt nach [78]: Um die ZZS zu berechnen, wird ein System betrachtet, das zwei unterschiedliche potentiell empfangene Signale unterscheiden soll. Diese sind gegeben durch:

$$s_1(t) = s_{aus,dk}(t - \tau) \quad (3.35)$$

$$s_2(t) = s_{aus,dk}(t - (\tau + z_v)) \quad (3.36)$$

Wobei $s_{\text{aus,dk}}(t)$ das Ausgangssignal des Whitening-Filters ohne Rauschanteile darstellt und τ im Bereich $\tau \in [0, T_{\text{auftr}}]$ liegt, sodass $s_1(t)$ und $s_2(t)$ vollständig im Bereich $t \in [0, T_{\text{obs}}]$ liegen. D.h. die zwei Signale unterscheiden sich durch die zusätzliche Verzögerung um z_v des Signals $s_2(t)$. Ein optimaler Empfänger, der entscheiden soll, welches der Signale empfangen wurde, besteht aus einem Korrelationsfilter mit der Funktion $g(t) = s_{\text{aus,dk}}(t-\tau) - s_{\text{aus,dk}}(t - (\tau + z_v))$ und einer Abtastschaltung, die den Ausgang des Korrelationsfilters zum Zeitpunkt $t = T_{\text{obs}}$ auswertet.

Die minimale Fehlerwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der zusätzlichen Verschiebung z_v beträgt in diesem Fall [78]:

$$P_{\min}(z_v) = \Phi \left(\sqrt{\frac{W_{\text{E,sig}}}{2 B_{\text{n,dk}}} (1 - \psi(z_v))} \right) \quad (3.37)$$

mit [76]:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} e^{-\Theta^2/2} d\Theta \quad (3.38)$$

$$\psi(z_v) = \frac{1}{W_{\text{E,sig}}} \int_{-\infty}^{\infty} s_{\text{aus,dk}}(t) \cdot s_{\text{aus,dk}}(t - z_v) dt \quad (3.39)$$

$$= \frac{1}{W_{\text{E,sig}}} \int_{-\infty}^{\infty} V_{\text{aus,dk}}^2(f) e^{j2\pi f z_v} df \quad (3.40)$$

Hier stellt $V_{\text{aus,dk}}(f)$ die Fouriertransformierte von $s_{\text{aus,dk}}(t)$ dar. In Bezug auf die Implementierung ist zu beachten, dass $\Phi(x) = \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\frac{x}{\sqrt{2}} \right)$ mit der komplementären Fehlerfunktion $\text{erfc}(x)$ entsprechend der Definition in Matlab ist. Dann folgt für die verbesserte untere Schranke der Varianz nach Ziv und Zakai [76]:

$$\sigma_{\tau}^2 \geq \frac{1}{T_{\text{auftr}}} \int_0^{T_{\text{auftr}}} z_v \cdot (T_{\text{auftr}} - z_v) P_{\min}(z_v) dz_v \quad (3.41)$$

Es ist zu beachten, dass auch in diesem Fall vorausgesetzt wird, dass der Verlauf des Korrelationsfilters genau dem Verlauf des Signals entspricht. Dies ist nur dann der Fall, wenn die Geschwindigkeit des zu erkennenden Partikels vorher bekannt ist. Zudem ist für die ZZS ein Zeitraum zu spezifizieren, in dem der Partikel auftritt. In Abbildung 3.5 wird der Einfluss des betrachteten Zeitraums auf die ZZS beispielhaft gezeigt.

Mit zunehmendem betrachteten Auftrittsbereich steigt die Varianz für niedrige Signal-Rausch-Verhältnisse an. Ursache ist, dass auch bei mittleren Signal-Rausch-Verhältnissen noch eine geringe, aber endliche Wahrscheinlichkeit besteht, dass der Impuls zu einem grundsätzlich falschen Zeitpunkt detektiert wird. Einerseits steigt diese Wahrscheinlichkeit

mit dem betrachteten Zeitraum, andererseits steigt mit dem betrachteten Zeitraum auch die Auswirkung einer solchen Fehldetektion auf die Varianz.

Für $\rho \rightarrow 0$ kann ab einem bestimmten Punkt keine Aussage mehr über den korrekten Auftrittszeitpunkt des Partikels gemacht werden. In diesem Fall ergibt sich die Varianz σ_τ^2 alleine aus dem Intervall T_{auftr} , d.h. die Varianz ist dadurch begrenzt, dass definiert wurde, dass $\tau \in [0, T_{\text{auftr}}]$. Dann folgt $\lim_{\rho \rightarrow 0} \sigma_\tau^2 = \frac{T_{\text{auftr}}^2}{12}$ [78].

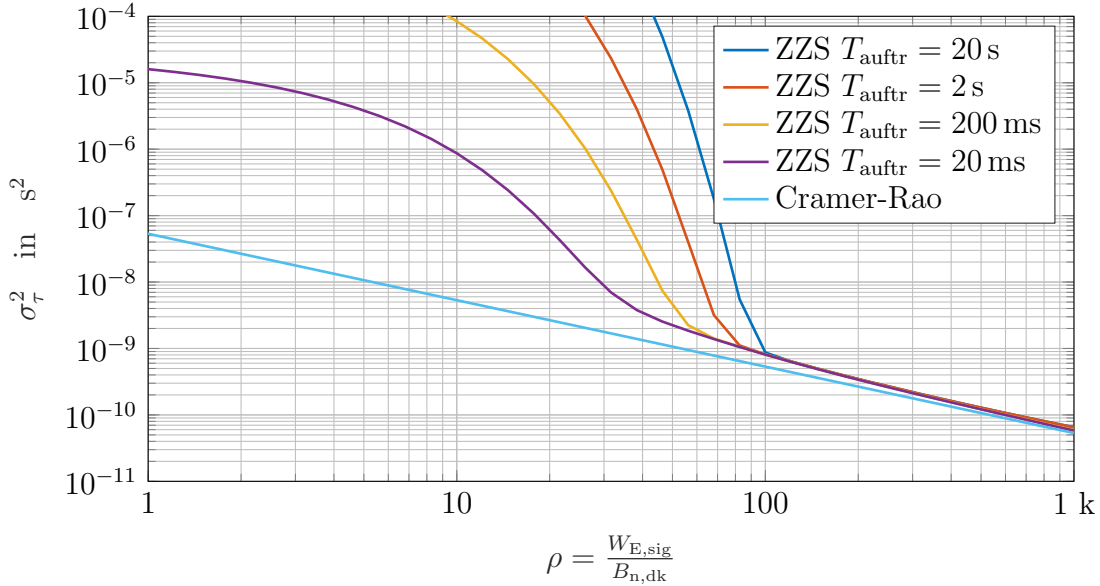


Abbildung 3.5: Schranken der Varianz für einen trapezförmigen Impuls mit Anstiegszeit $T_r = 0,1$ ms und Dauer des flachen Bereichs $T_{\text{fla}} = 1$ ms für unterschiedliche Auftrittszeiträume T_{auftr} .

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass der Auftrittszeitpunkt des Impulses durch die Detektion des Partikels bereits grob begrenzt ist. Es wird deshalb angenommen, dass $T_{\text{auftr}} = 20$ ms. In Abbildung 3.6 erfolgt für diesen Fall ein Vergleich verschiedener Schranken für σ_τ^2 in Abhängigkeit von $\frac{W_{E,\text{sig}}}{B_{n,\text{dk}}}$ für einen trapezförmigen Impuls mit der angegebenen Anstiegszeit T_r und einer Dauer des konstanten Bereichs $T_{\text{fla}} = 1$ ms.

Zuerst wird der Bereich $\rho < 30$ betrachtet. Dort zeigen alle Anstiegszeiten einen ähnlichen Verlauf der ZZS, wobei die Varianz mit sinkendem Signal-Rausch-Verhältnis stark ansteigt. Daraus folgt, dass in diesem Bereich die Wahrscheinlichkeit ansteigt, dass der Verzögerung τ ein beliebiger Wert im gegebenen Intervall zugeordnet wird. Da hier die Varianz σ_τ zu groß wird, ist dieser Bereich beim Betrieb des Systems nicht relevant. Aus dieser Bedingung folgt auch ein Nachteil der Schranken nach Cramer-Rao und Terent'yev, die diesen Anstieg der Varianz nicht abbilden.

Im Bereich $\rho > 30$ nähert sich die ZZS der Cramer-Rao-Schranke an. Entsprechend (3.29) steigt mit T_r die Varianz σ_τ^2 an. Es ist zu beobachten, dass für $T_r = 0,01$ ms die Varianz σ_τ^2 mit

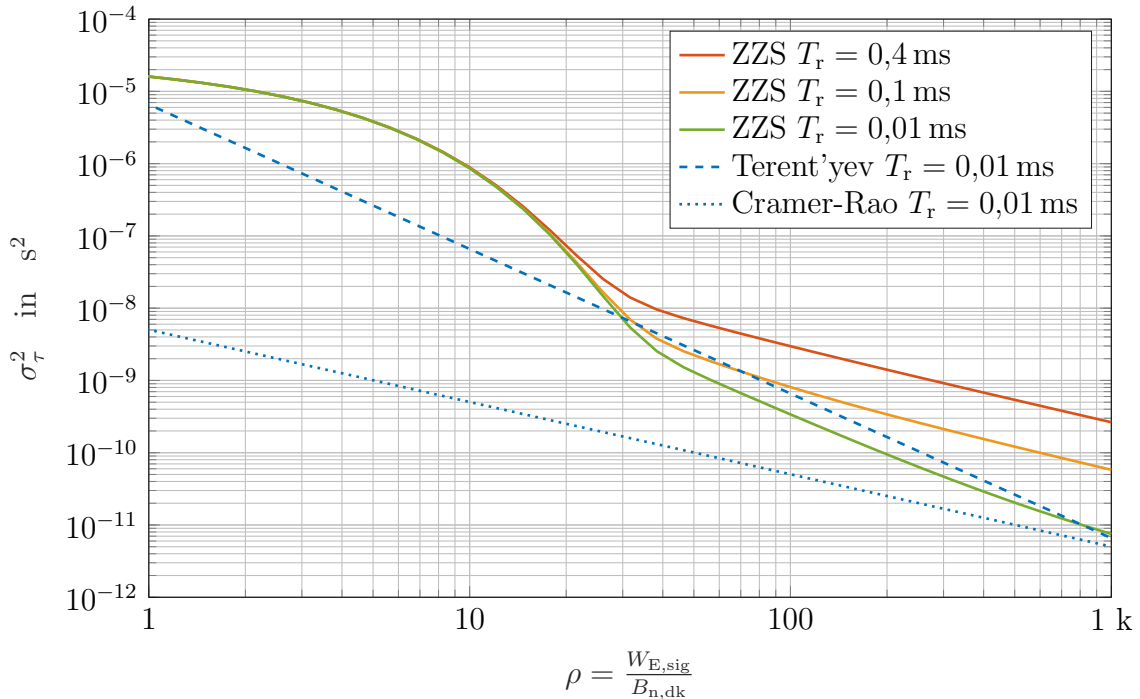


Abbildung 3.6: Vergleich verschiedener Schranken für σ_τ^2 in Abhängigkeit von $\frac{W_{E,\text{sig}}}{B_{n,\text{dk}}}$.

sinkendem ρ deutlich stärker ansteigt, als dies für $T_r = 0,4$ ms und $T_r = 0,1$ ms der Fall ist. Daraus folgt, dass bei alleiniger Betrachtung der Cramer-Rao-Schranke der positive Einfluss einer kürzeren Anstiegszeit im entscheidenden Grenzbereich $\rho \approx 30$ deutlich überschätzt wird.

Interessant ist, dass die Schranke nach Terent'yev im Bereich $\rho > 30$ über der ZZS liegt. Nach Zehavi [74] wird in [79] von Ibragimov und Khas'minskii gezeigt, dass das Verfahren der maximalen Mutmaßlichkeit, das Terent'yev zugrunde legt, nicht asymptotisch optimal für die Erkennung des Auftrittszeitpunkts diskontinuierlicher Signale ist [74].

Die ZZS basiert auf der Fehlerwahrscheinlichkeit eines optimalen Empfängers und nicht auf dem Verfahren der maximalen Mutmaßlichkeit. Zudem zeigen Ibragimov und Khas'minskii [79], dass die ZZS nicht eng anliegend ist [74]. Im Zusammenhang mit dem hier vorliegenden Problem ist primär die Abbildung der richtigen Abhängigkeit der Schranke von der Impulsform relevant, weshalb die ZZS als am besten geeignet erscheint.

Ein letzter Aspekt, der im Zusammenhang mit der Parameterschätzung zu berücksichtigen ist, ergibt sich aus der Anforderung, dass in realistischen Systemen mehrere Parameter gleichzeitig zu schätzen sind. Die bisherig getätigten Aussagen beziehen sich auf ein idealisiertes System, bei dem die Geschwindigkeit des erwarteten Partikels zuvor genau bekannt ist.

In realistischen Systemen ist weder die Geschwindigkeit noch der Auftrittszeitpunkt des Partikels vorher bekannt. Daraus folgt, dass zur Filterung des Signals nicht der optimale Korrelationsfilter verwendet werden kann, da die Dauer des Impulses zuvor nicht bekannt ist. Auch die Amplitude des Impulses ist zuvor nicht bekannt.

Eine Möglichkeit, dieses Problem zu behandeln, stellt die Annahme eines idealen Schätzers für die übrigen unbekannt Parameter dar [78]. Das heißt, es wird bei der Berechnung der Schranke der Varianz angenommen, dass die weiteren Parameter zuvor perfekt, mit ihrem korrekten Wert, geschätzt werden. Da jedes reale System die weiteren Parameter schlechter schätzen wird als das hypothetische ideale System, behält die so ermittelte untere Schranke der Varianz des Auftrittszeitpunkts ihre Gültigkeit, liegt aber weiter von der real erreichbaren Varianz entfernt [78].

Um die Auswirkungen dieser Annahme zu evaluieren, kann die ZZS mit einem numerisch geschätzten Wert der Varianz der mehrdimensionalen Parameterschätzung verglichen werden. Da das Verfahren der maximalen Mutmaßlichkeit bei unbekannter Impulslänge nicht durch eine begrenzte Anzahl an Korrelationsfiltern abgebildet werden kann, erfolgt die numerische Berechnung der geschätzten Varianz direkt über die Auswertung der Mutmaßlichkeit. Das Signal am Ausgang des Verstärkers ist gegeben durch [66]:

$$u_{\text{aus,amp}}(t) = s(t - \tau, T_P) + n(t) \quad 0 \leq t \leq T_{\text{obs}} \quad (3.42)$$

Mit dem idealen Verlauf $s(t - \tau, T_P)$ eines Signals mit der Verzögerung τ und der Dauer T_P und dem Rauschanteil $n(t)$, wobei $s(t - \tau)$ vollständig in $0 \leq t \leq T_{\text{obs}}$ liegt.

Da keine Informationen a priori über die Wahrscheinlichkeitsverteilung des erwarteten Auftrittszeitpunkts oder der Impulsdauer zur Verfügung stehen, kann der folgende Algorithmus verwendet werden, um die Parameter zu schätzen [66, 70, 80]: Es werden die Parameter als Schätzwert $\tilde{\tau}, \tilde{T}_P$ akzeptiert, für die gilt:

$$\left[\tilde{\tau}, \tilde{T}_P \right] = \arg \max_{\tau, T_P} \left(2 \int_0^{T_{\text{obs}}} u_{\text{aus,amp}}(t) s(t - \tau, T_P) dt - \int_0^{T_{\text{obs}}} s^2(t - \tau, T_P) dt \right) \quad (3.43)$$

Für die Schätzung der sich ergebenden Varianz des Auftrittszeitpunkts wird (3.43) für $N_{\text{it}} = 100$ Rauschprägungen im Zeitbereich für τ und T_P ausgewertet. Aus den ermittelten Schätzwerten $\tilde{\tau}_i, \tilde{T}_{P,i}$ wird die geschätzte Varianz berechnet nach [62]:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{N_{\text{it}}} \sum_{n=1}^{N_{\text{it}}} \tilde{\tau}(n) \quad \tilde{\sigma}_{\tau}^2 = \frac{1}{N_{\text{it}} - 1} \sum_{n=1}^{N_{\text{it}}} (\tilde{\tau}(n) - \bar{\tau})^2 \quad (3.44)$$

In Abbildung 3.7 wird die ZZS für Trapezimpulse mit unterschiedlichen Anstiegszeiten mit den geschätzten Werten der Varianz des Auftrittszeitpunkts im Zeitbereich (ZB) verglichen. Für die Berechnung der ZZS wird vorausgesetzt, dass die Impulsdauer $T_P = 2 \cdot T_r + T_{\text{fla}}$ mit $T_{\text{fla}} = 1$ ms bekannt ist. Für die geschätzte Varianz wird angenommen, dass sowohl der Auftrittszeitpunkt, als auch die Impulsdauer zu schätzen sind.

Um die Rechenzeit zu begrenzen, wird der Zeitraum T_{auftr} für die geschätzte Varianz stark begrenzt, sodass ein Vergleich nur in dem Bereich von ρ möglich ist, in dem T_{auftr} keinen Einfluss auf die ZZS hat. Aufgrund der begrenzten Anzahl an Rauschausprägungen und der Bandbegrenzung des Impulses durch die Abtastung wird die Genauigkeit der geschätzten Varianz entsprechend (3.43) eingeschränkt.

Für $T_r = 0,4$ ms zeigt sich, dass die ZZS sehr nah an der geschätzten Varianz liegt. Für den Fall $T_r = 0,01$ ms zeigt sich eine größere Abweichung. Es sind diesbezüglich zwei Punkte zu beachten: Zunächst ist die ZZS für $\rho \rightarrow \infty$ nicht eng anliegend [74]. Durch die kurze Anstiegszeit weist der Impuls zudem eine große Bandbreite auf, die insbesondere auf kleine Varianzen Einfluss hat.

Im entscheidenden Bereich $30 < \rho \leq 100$ zeigt sich eine ausreichende Übereinstimmung zwischen der geschätzten Varianz und der ZZS, sodass die Verwendung der ZZS, unter der Annahme einer perfekten Schätzung der weiteren Parameter, für die Optimierung des Systems als geeignet erscheint.

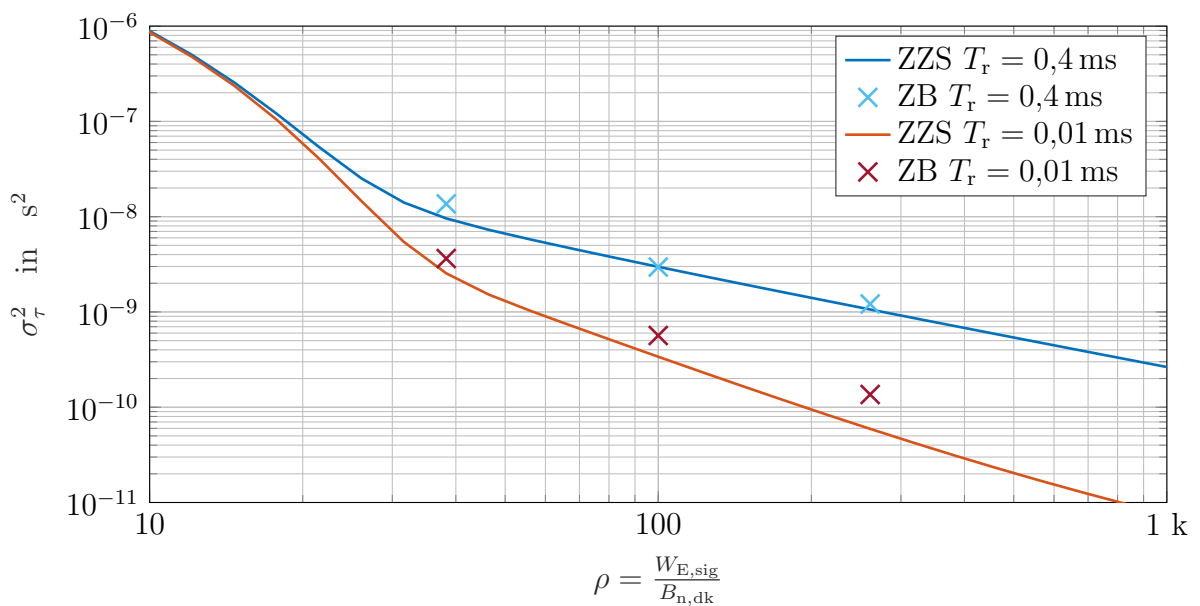


Abbildung 3.7: Vergleich zwischen der ZZS und der mithilfe von Berechnungen im Zeitbereich (ZB) geschätzten Varianz des Auftrittszeitpunkts.

Es ist zu berücksichtigen, dass die direkte Berechnung des Logarithmus der Mutmaßlichkeit nach (3.43) nicht echtzeitfähig ist. Typische reale Systeme verwenden deshalb eine begrenzte Anzahl an Filtern für diskrete Impulslängen [2, 67, 70]. D.h. in (3.43) wird der kontinuierliche Parameter T_P durch eine diskrete Menge $T_P \in \{T_1, \dots, T_N\}$ ersetzt. Daraus folgt, dass die Detektion des Maximums der Ausgänge der Filter zwar weiterhin zur Identifikation des korrekten Filters genutzt werden kann, die Schätzung des Auftrittszeitpunkts anhand des maximalen Ausgangswerts ist im allgemeinen aber nicht mehr möglich.

Dies kann intuitiv durch die Betrachtung der Faltung zweier unterschiedlich langer Rechteckimpulse abstrahiert werden: Die Faltung ergibt einen Trapezimpuls im Zeitbereich. Es tritt im mittleren Segment des Trapezes ein Bereich auf, der einen konstanten Wert aufweist und damit für die Festlegung des Auftrittszeitpunkts nicht geeignet ist.

Es ist daher ein anderer nichtlinearer Schätzalgorithmus zu verwenden, der im Rahmen der Arbeit nicht näher betrachtet wird. Ein mögliches Verfahren besteht in der Verwendung modifizierter Korrelationsfilter [67], die dann aber keine optimalen Filter mehr darstellen. Der Abstand der Varianzen der geschätzten Parameter von der ZZS folgt unter diesen Bedingungen durch eine Abwägung in Bezug auf die einzusetzende Rechenleistung.

Zusammengefasst kann in Bezug auf das Filter- und Detektionssystem Folgendes festgehalten werden:

- Voraussetzung für die Anwendung des Korrelationsfilters ist die vorherige Anwendung eines Whitening-Filters.
- Für die Detektion des Impulses ist das Verhältnis zwischen dem maximalen Ausgangswerts und der effektiven Rauschspannung hinter dem Korrelationsfilters nach (3.27) entscheidend.
- Für die Charakterisierung der Varianz des Auftrittszeitpunkts, die mit einem optimalen Schätzsystem erreicht wird, kann die verbesserte Schranke der Varianz nach Ziv und Zakai [76] verwendet werden, die nicht unter allen Bedingungen ein Infimum darstellt [74].

3.2 Optimierung des Systems

Das im Abschnitt 3.1 entwickelte Modell ermöglicht es, eine realitätsnahe Konfiguration aus Detektor, Verstärker und idealem Filtersystem in Bezug auf entscheidende Bewertungskriterien zu vergleichen. Neben den Metriken der Erkennbarkeit der Partikel und der Varianz des Auftrittszeitpunkts stellen der Bauraum des Detektors und der Energieverbrauch des Verstärkers weitere Kriterien dar, die zu berücksichtigen sind.

Primäres Ziel des Vergleiches ist es, ein Verständnis dafür zu entwickeln, wie der Eingangstransistor des Ladungsverstärkers auszulegen ist und welche Dimensionierung des Detektors optimal ist. Die beschränkte Optimierung des Systems erfolgt in zwei Schritten:

- Festlegung der Wertebereiche der zu optimierenden Parameter und Parametrierung des Detektors, wobei eine Abmessung oder ein Verhältnis der Abmessungen des Detektors als variabel definiert wird. Zusätzlich wird ein Vektor mit betrachteten Partikelgeschwindigkeiten festgelegt und das Optimierungsziel bestimmt. Stellt die Minimierung der Varianz des Auftrittszeitpunkts das Optimierungsziel dar, wird zusätzlich eine Partikelladung festgelegt, die gewährleistet, dass $\rho \approx 100$.
- Optimierung des Eingangstransistors: Für die verschiedenen zuvor festgelegten Detektoranordnungen wird jeweils die optimale Dimensionierung des Eingangstransistors des Ladungsverstärkers numerisch ermittelt.

Die Optimierung erfolgt für zwei getrennte Geschwindigkeitsbereiche. Der untere Geschwindigkeitsbereich betrachtet Partikel mit Geschwindigkeiten ab ca. $15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Für die Optimierung werden Partikelgeschwindigkeiten von $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ berücksichtigt. In diesem Bereich zeigen Voruntersuchungen, dass unter den verfügbaren Halbleitertechnologien der PMOS-Transistor einer 350-nm-Technologie typischerweise das beste Rauschverhalten zeigt [81]. Für den oberen Geschwindigkeitsbereich bis $300 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ wird eine 130-nm-Technologie eingesetzt.

3.2.1 Optimierung für den unteren Geschwindigkeitsbereich

Für die Optimierung im unteren Geschwindigkeitsbereich werden die Parameter nach Tabelle 3.1 angenommen. Eine Skizze der Schnittdarstellung des zylindersymmetrischen Detektors kann Abbildung 3.8 entnommen werden.

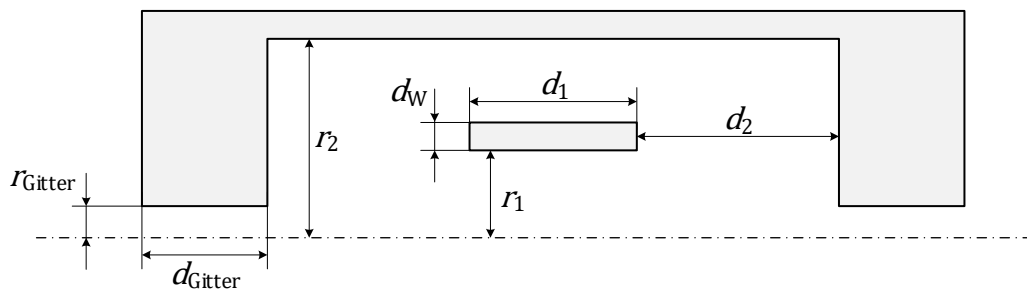


Abbildung 3.8: Schnittdarstellung entsprechend Abbildung 3.1b des modellierten zylindersymmetrischen Detektors.

Als Eintrittsöffnung in den Detektor wird ein 10 mm langes Rohr mit einem Radius der Eintrittsöffnung von 1 mm modelliert. Dieses soll näherungsweise das Verhalten eines Abschirmgitters am Eingang und Ausgang des Detektors nachbilden. Es wird für dieses Rohr eine Länge von 10 mm verwendet, um sicherzustellen, dass der berechnete Ladungsimpuls $q_{\text{norm,det}}$ beim ersten und letzten Abtastzeitpunkt den Wert null aufweist. Das Verhalten des Eingangstransistors wird mithilfe des HiSim2-Modells [82] nachgebildet.

Tabelle 3.1: Parameter des betrachteten Optimierungsproblems.

Eigenschaft	Symbol	Wert
Innerer Radius der inneren Elektrode	r_1	5 mm
Innerer Radius der äußeren Abschirmung	r_2	20 mm
Wandstärke der Elektrode	d_W	1 mm
Radius der Eintrittsöffnung des Detektors	r_{Gitter}	1 mm
Länge der Eintrittsöffnung	d_{Gitter}	10 mm
Länge des Partikels	d_{part}	100 μm
Radius des Partikels	r_{part}	50 μm
Temperatur	T	300 K
Dielektrischer Verlustfaktor	$\tan \delta$	10^{-6}
Rückkoppelkapazität	C_f	100 fF
Parasitäre Kapazität	C_{para}	500 fF
Rückkoppelwiderstand	R_f	15 T Ω
Minimal betrachtete Kanallänge des MOSFETs	L_{min}	380 nm
Drain-Source-Spannung des Eingangstransistors	U_{DS}	800 mV

Als Ausgangsbasis wird ein Detektor mit einer festen äußeren Länge $l_{\text{ges}} = d_1 + 2 \cdot d_2 = 100$ mm betrachtet. Es werden unterschiedliche Längen d_1 der zentrierten inneren Elektrode untersucht. In Abbildung 3.9 wird die Varianz entsprechend der ZZS und die optimierte effektive äquivalente Rauschladung für verschiedene innere Elektrodenlängen für die Partikelgeschwindigkeit $V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und die Partikelladung $Q_{\text{part}} = 250 e^-$ gezeigt.

Die effektive äquivalente Rauschladung bezieht sich auf das maximale Signal-Rausch-Verhältnis des Impulses hinter dem Korrelationsfilter unter Annahme einer normierten Partikelladung. D.h. es besteht der Zusammenhang:

$$\rho = \frac{Q_{\text{part}}^2}{ENC_{\text{eff}}^2} \quad (3.45)$$

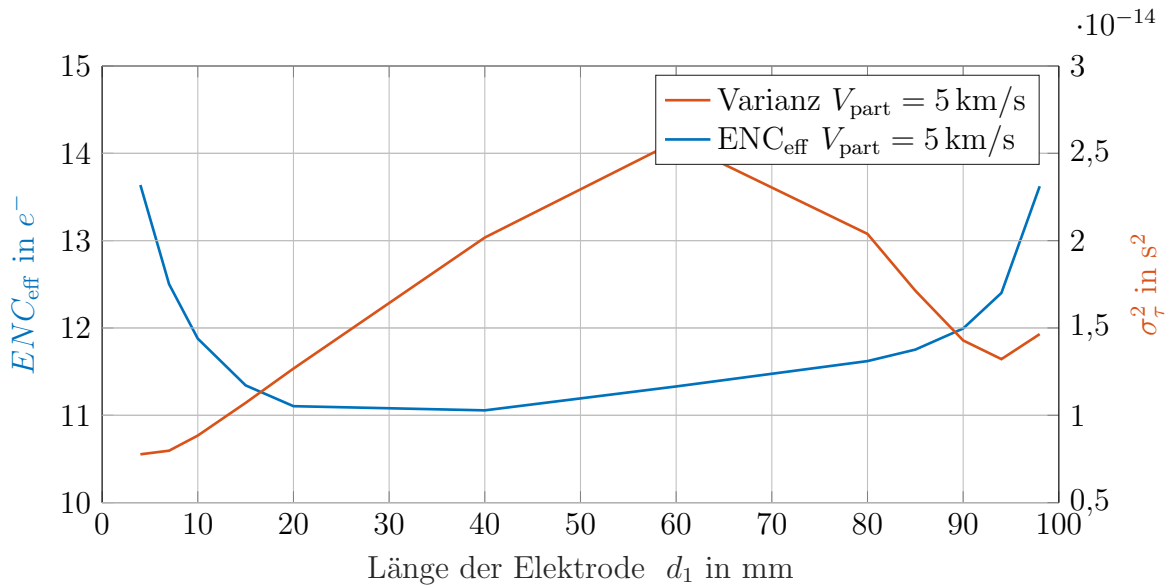


Abbildung 3.9: Varianz des Auftrittszeitpunkts und effektive äquivalente Rauschladung für ein System, das bezüglich der Rauschladung optimiert ist.

Im Vergleich zur klassischen Definition der ENC berücksichtigt die effektive ENC zusätzlich das Verhältnis zwischen der Partikelladung und der maximal im Detektor influenzierten Ladung. Wird beispielsweise maximal die Hälfte der Partikelladung im Detektor influenziert, hat dies einen negativen Einfluss auf die effektive ENC.

In Abbildung 3.9 wird für jede Elektrodenlänge die optimale Verstärker- und Filterkonfiguration so bestimmt, dass sich ein minimaler Wert für ENC_{eff} einstellt. Es zeigt sich, dass für kurze und lange Elektrodenlängen der Wert von ENC_{eff} ansteigt. Der Grund ist, dass bei sehr langen Elektrodenlängen der Abstand zwischen der Elektrode und der Abschirmung sehr gering ist, sodass die Detektorkapazität, dargestellt in Abbildung 3.10 (a), und daraus folgend das Rauschen des Verstärkers stark ansteigen, ohne dass die Signalenergie signifikant zunimmt.

Bei sehr geringen Elektrodenlängen stellt die Elektrode einen Ring dar, in dem zu keinem Zeitpunkt die vollständige Partikelladung influenziert wird. Dies führt bei ähnlicher Detektorkapazität und konstanter parasitärer Kapazität zu einer Reduzierung der Signalenergie.

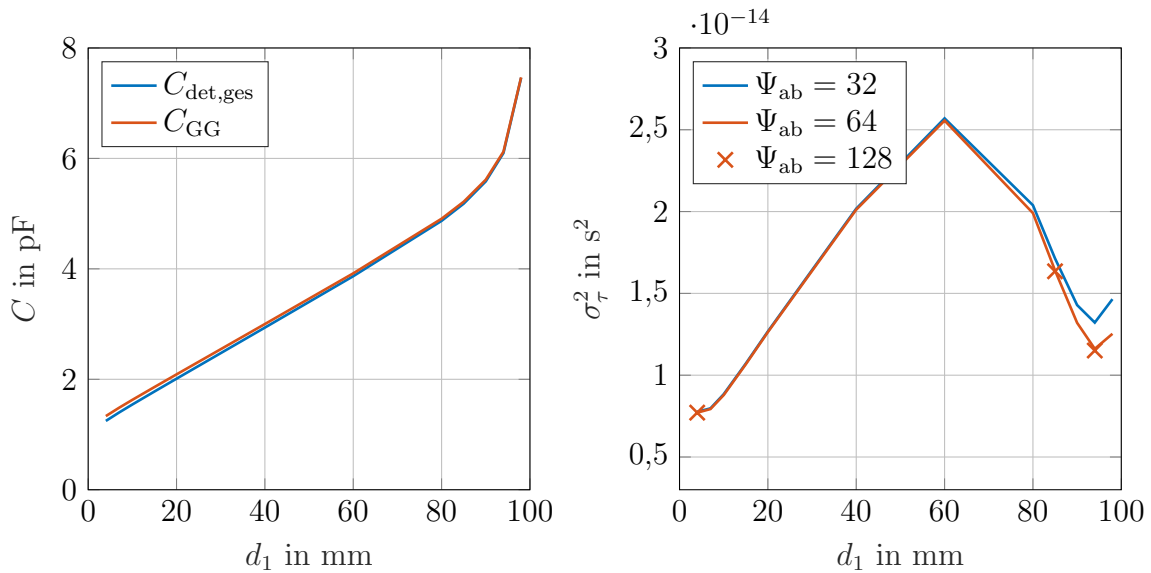
In Bezug auf die Varianz σ_τ^2 ist das Gegenteil zu beobachten. Mit zunehmender Elektrodenlänge sinkt diese. Aus (3.28) folgt, dass eine hohe Flankensteilheit entscheidend ist für einen niedrigen Wert von σ_τ^2 . Durch den kurzen Abstand zwischen der Elektrode und der Abschirmung bei großen Elektrodenlängen steigt in diesem Fall die Flankensteilheit an, sodass sich trotz des Anstieg des Rauschens ein positiver Effekt ergibt. Auch für sehr kurze Elektroden tritt im Moment des Durchflugs ein Signal mit relativ steilen Flanken auf, wobei

aufgrund der geringeren Kapazität gleichzeitig weniger Rauschen auftritt, sodass insgesamt die Varianz des Auftrittszeitpunkts abnimmt.

Um die Rechenzeit zu reduzieren, wird für die Optimierung die Riemann-Summe der Fouriertransformation des Ladungsimpuls mit $\Psi_{ab} = 32$ Stützstellen berechnet. Daraus folgt für die Nyquist-Frequenz $f_N = \frac{1}{2} \frac{\Psi_{ab} V_{part}}{2 d_{Gitter} + l_{ges}} = 784$ kHz.

In Abbildung 3.10 (b) wird der Einfluss der begrenzten Abtastrate auf die ZZS von σ_τ^2 untersucht. Eine Verdoppelung der Abtastrate führt für große Elektrodenlängen zu einer Reduzierung der Varianz. Auf die effektive ENC hat eine Verdoppelung von Ψ_{ab} keinen signifikanten Einfluss. Der Vergleich von $\Psi_{ab} = 64$ und $\Psi_{ab} = 128$ zeigt nur eine sehr geringe weitere Verbesserung. Da für die Optimierung der Bereich $d_1 < 60$ mm entscheidend ist, erscheint $\Psi_{ab} = 32$ als ausreichend.

In Abbildung 3.10 (a) ist die Kapazität des Eingangstransistors und des Detektors als Funktion der Elektrodenlänge dargestellt. Im vorliegenden Fall, wie auch in allen anderen im Zusammenhang mit dem unteren Geschwindigkeitsbereich und der 350-nm-Technologie untersuchten Fällen, zeigt die klassische Anpassungsbedingung $C_{GG} = C_{det,ges} + C_f$ mit $C_{GG} = C_{GS} + C_{GD}$ und $C_{det,ges} = C_{det} + C_{para}$ ein näherungsweise optimales Verhalten, wenn die Leistungsaufnahme nicht beschränkt wird.



(a) Gatekapazität des optimalen Eingangstransistors und Detektorkapazität.

(b) Varianz σ_τ^2 für unterschiedliche Abtaststraten.

Abbildung 3.10: Eigenschaften des Systems nach Abbildung 3.9 in Abhängigkeit von der Elektrodenlänge d_1 .

Der Abbildung 3.11 ist die optimale Transistorweite und Stromdichte zu entnehmen. Für die Geschwindigkeit $V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ist hier stets die minimal betrachtete Gatelänge $L = 380 \text{ nm}$ optimal. Es ist davon auszugehen, dass die Berücksichtigung der minimal möglichen Gatelänge des Prozess $L_{\text{min}} = 350 \text{ nm}$ in der Simulation nochmals zu einem marginal besseren Rauschverhalten führen würde. Aufgrund von Abweichungen zwischen dem modellierten und gemessenen Rauschverhalten bei minimaler Gatelänge und der daraus folgenden mangelhaften Aussagekraft der Ergebnisse bei dieser Dimensionierung, erfolgt keine Betrachtung dieser potentiellen Auslegung.

In Bezug auf den Drainstrom zeigt sich, dass die Stromdichte mit zunehmender Elektrodenlänge abnimmt. Aufgrund der mit der Elektrodenlänge stärker steigenden Transistorweite weist das System mit der kürzesten Elektrodenlänge die geringste Leistungsaufnahme auf.

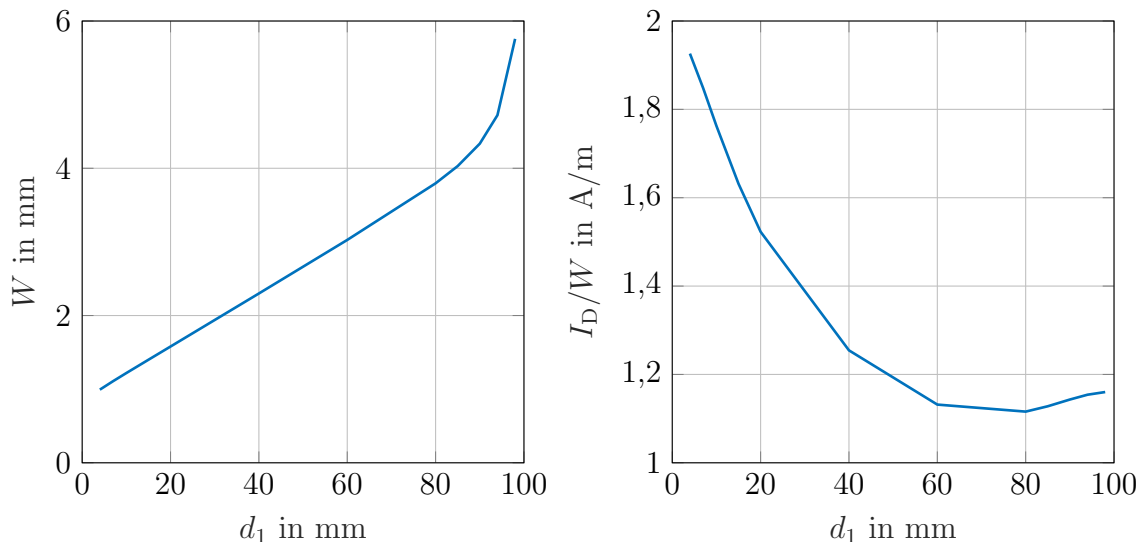


Abbildung 3.11: Optimale Transistorweite W und optimale Drainstromdichte I_D/W des Eingangstransistors für das System nach Abbildung 3.9.

Für die vorgegebenen Rahmenbedingungen und $l_{\text{ges}} = 100 \text{ mm}$, $V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ wäre bei zu minimierender Leistungsaufnahme und gleichzeitig zu optimierender ENC_{eff} eine Elektrodenlänge von ca. 20 mm zu wählen. Die optimale Gateweite beträgt dann $W_{\text{opt}} = 1,58 \text{ mm}$. In Abbildung 3.12 ist die effektive ENC als Funktion der Stromdichte des Eingangstransistors und der Partikelgeschwindigkeit dargestellt. Für die Darstellung werden die optimalen Transistordimensionen für $V_{\text{part}} = 5000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $d_1 = 20 \text{ mm}$ verwendet. Mit zunehmender Stromdichte sinkt die effektive ENC bei hohen Geschwindigkeiten, gleichzeitig steigt der effektive ENC-Wert bei niedrigen Geschwindigkeiten an.

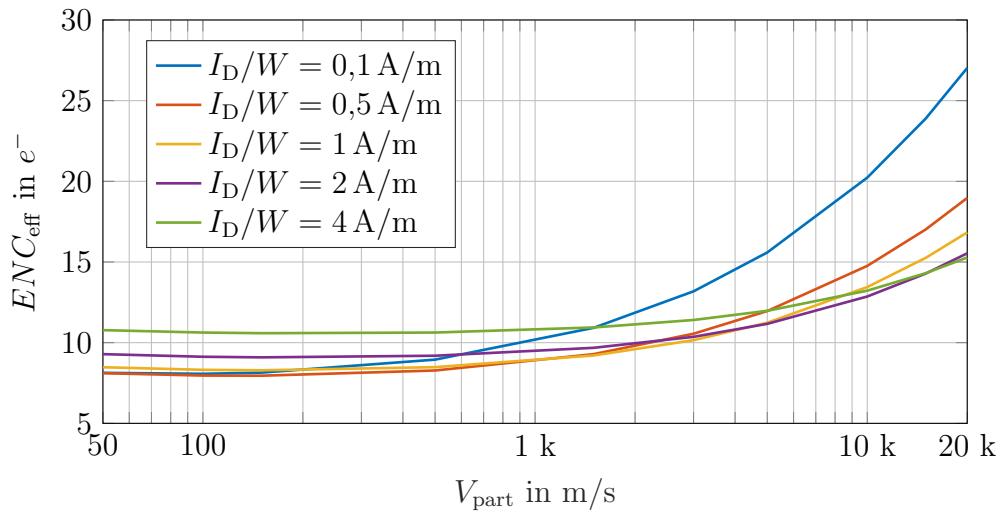


Abbildung 3.12: Effektive ENC in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für $d_1 = 20$ mm und $l_{\text{ges}} = 100$ mm.

Für Stromdichten $I_D/W > 1$ A/m ergeben sich nur bei hohen Geschwindigkeiten minimale Verbesserungen. Auch für die in Abbildung 3.13 gezeigte Schranke der Varianz des Auftrittszeitpunkts zeigt sich für $I_D/W > 1$ A/m nur noch eine geringe Änderung, sodass im vorliegenden Fall ein System mit $I_D/W \approx 1$ A/m einen guten Kompromiss darstellt.

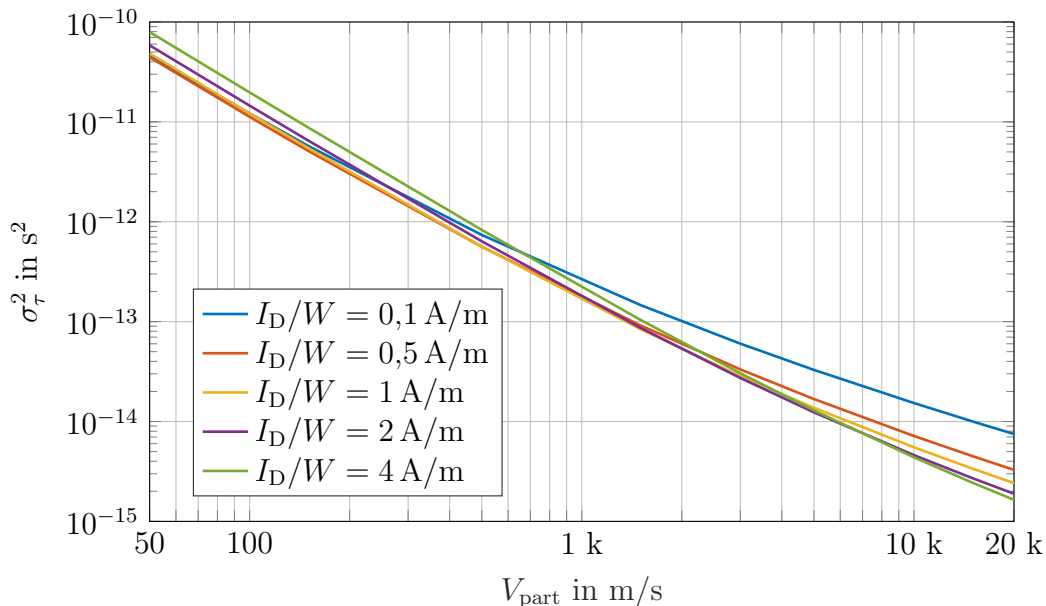


Abbildung 3.13: Varianz des Partikelauftretszeitpunkts in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für $d_1 = 20$ mm und $l_{\text{ges}} = 100$ mm.

Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung des Systems ergibt sich durch die Änderung der Detektorlänge l_{ges} . Die Berechnungen mit dem Modell zeigen, dass eine Reduzierung der

Detektorlänge zu einem Anstieg der effektiven ENC führt. Gleichzeitig sinkt die Varianz σ_τ^2 , bevor diese für sehr kurze Detektoren $l_{\text{ges}} < 12 \text{ mm}$ wieder ansteigt. Ein kürzerer Detektor besitzt verschiedene Vorteile: Einerseits wird der benötigte Bauraum reduziert, die Wahrscheinlichkeit der Überlagerung von Partikeln sinkt und die Signalanteile werden zu höheren Frequenzen verschoben, sodass niederfrequente Störungen und Rauschquellen weniger Einfluss auf das System haben.

Nachteilig ist, dass der geringe Abstand zwischen Abschirmung und Elektrode den Einfluss mechanischer Schwingungen zwischen diesen beiden Elementen auf das Signal des Systems verstärkt.

Betrachtet wird im Folgenden ein Detektor mit $l_{\text{ges}} = 12,5 \text{ mm}$. Beispielhaft werden in Abbildung 3.14 die Ladungsverläufe des kurzen Detektors mit unterschiedlichen Elektrodenlängen mit dem Ladungsverlauf des langen Detektors verglichen.

Es zeigt sich, dass die geringeren Detektorabmessungen dazu führen, dass es keinen Punkt mehr gibt, in dem die gesamte Ladung des Partikels als Ladung der Elektrode auftritt. Dies stellt einen der Gründe für den Anstieg der effektiven ENC für kurze Detektoren dar.

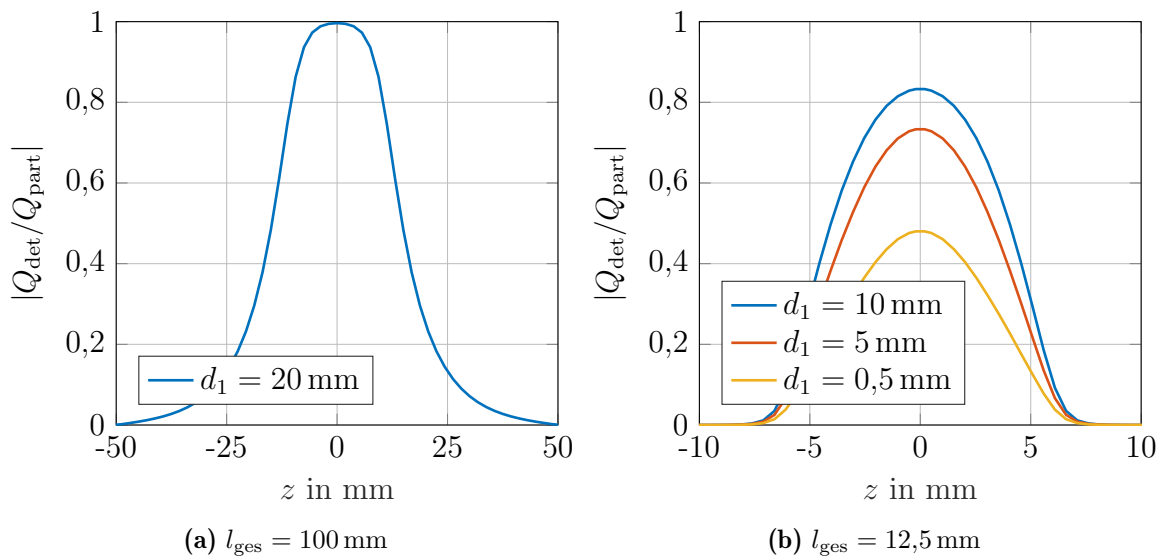


Abbildung 3.14: Verlauf des Ladungsimpulses im Detektor.

In Abbildung 3.15 sind die Ergebnisse der Optimierung für eine Partikelgeschwindigkeit von $V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ angegeben. Das System wird dabei entweder in Bezug auf eine minimale effektive ENC optimiert (ENC opt.), oder in Bezug auf die Minimierung der Varianz σ_τ^2 (σ_τ^2 opt.).

Es zeigt sich in beiden Fällen ein sehr ähnliches Ergebnis. Zusätzlich sind durch Kreuze einzelne Werte für $\Psi_{\text{ab}} = 128$ und eine optimale effektive ENC dargestellt. Es ergibt sich keine relevante Abweichung von dem Standardfall $\Psi_{\text{ab}} = 32$.

Für den kurzen Detektor tritt der Punkt der minimalen effektiven ENC und der Punkt der minimalen Varianz σ_τ^2 bei der gleichen Elektrodenlänge $d_{1,\text{opt}} \approx 6$ mm auf. Im Vergleich zu den Ergebnissen des langen Detektors nach Abbildung 3.9 steigt die effektive ENC um ca. 70 % an. Im Gegenzug fällt σ_τ^2 auf ca. 40 % des minimalen Werts des langen Detektors. Daraus folgt, dass die Entscheidung über die Dimensionierung des Detektors in diesem Fall eine Abwägungsentscheidung ist, wobei die Relevanz der einzelnen Detektoreigenschaften das Abwägungsergebnis bestimmt.

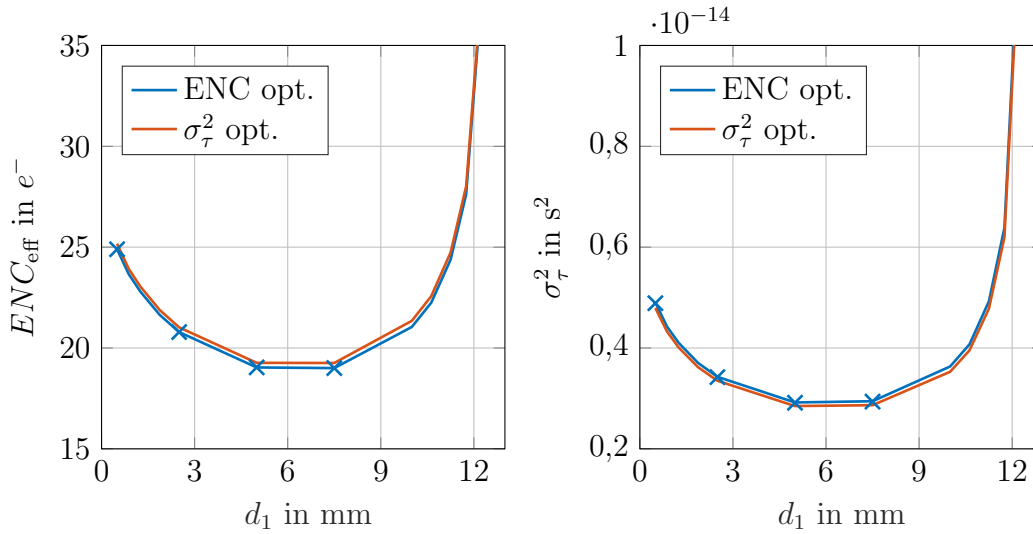


Abbildung 3.15: Varianz σ_τ^2 und effektive ENC des Systems mit Detektorlänge $l_{\text{ges}} = 12,5$ mm für $V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Der Eingangstransistor wird entweder für eine optimale effektive ENC oder für eine optimale Varianz ausgelegt.

In Abbildung 3.16 wird die Kapazität in Abhängigkeit von der Elektrodenlänge dargestellt. Im Vergleich zu dem System mit $d_1 = 100$ mm ist die Kapazität bei optimaler Elektrodenlänge mit $C_{\text{det,opt}} \approx 2$ pF in beiden Fällen sehr ähnlich.

In Tabelle 3.2 wird die optimale Stromdichte und Gatelänge des Eingangstransistors für unterschiedliche Partikelgeschwindigkeiten gezeigt.

Auch im Fall des kurzen Detektors ist für schnelle Partikel die minimale Gatelänge optimal, wobei der minimal zulässige Wert auf 380 nm begrenzt ist.

Nur bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten ist eine größere Gatelänge optimal, da hier primär das 1/f-Rauschen entscheidend für das Systemverhalten ist. Die Auswirkung der höheren Gatelänge zeigt sich in Abbildung 3.16 durch eine geringere Gateweite für den Fall $V_{\text{part}} = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Der Hauptunterschied zwischen den unterschiedlichen Optimierungsfällen besteht in der optimalen Stromdichte. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.2.2.2 steigt die Rauschleistungsdichte des 1/f-Rauschens mit der Stromdichte an.

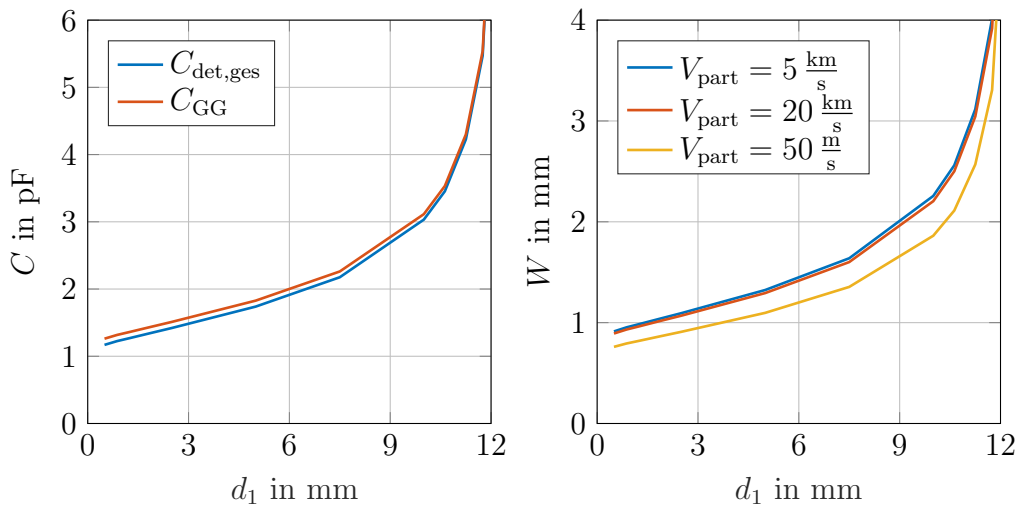


Abbildung 3.16: Kapazität und optimale Gateweite des Systems, optimiert für unterschiedliche Partikelgeschwindigkeiten.

Tabelle 3.2: Optimale Systemparameter in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für $d_1 = 5$ mm.

Eigenschaft	$V_{\text{part}} = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$V_{\text{part}} = 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	$V_{\text{part}} = 20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$
Stromdichte I_D/W	0,25 A/m	3,3 A/m	6,9 A/m
Gatelänge L	590 nm	380 nm	380 nm

Bei abnehmender Partikelgeschwindigkeit werden die Signalanteile zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben. In der Konsequenz steigt der Einfluss des $1/f$ -Rauschens im Verhältnis zum Einfluss des thermischen Rauschens an, sodass eine niedrigere Stromdichte und das daraus folgende höhere thermische Rauschen vorteilhaft sind.

Da sich für die optimale Stromdichte ein nahezu konstanter Wert über der Elektrodenlänge ergibt, ist nach Abbildung 3.16 erneut die Wahl einer kurzen Elektrodenlänge zur Minimierung der Leistungsaufnahme des Systems zu bevorzugen.

In Abbildung 3.17 und Abbildung 3.18 wird die äquivalente ENC und ZZS der Varianz des Auftrettszeitpunkts in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit gezeigt. Als Grundlage wird ein System mit einer Elektrodenlänge von $d_1 = 5$ mm angenommen.

Die Weite und Länge des Transistors entsprechen in den Fällen, die durch eine Stromdichte charakterisiert werden, den optimalen Abmessungen für den Fall der ENC-Optimierung für $V_{\text{part}} = 5000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, d.h. es gilt $W = 1,3$ mm und $L = 380$ nm. Zusätzlich ist der Fall der Optimierung der Dimensionierung und des Arbeitspunkts des Transistors für $V_{\text{part}} = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ eingezeichnet und als Referenz das Verhalten des Detektors mit $l_{\text{ges}} = 100$ mm und $d_1 = 20$ mm.

Es ist den Grafiken zu entnehmen, dass der Einfluss der Stromdichte auf den effektiven Wert der ENC und den Wert von σ_τ^2 bei niedrigen Partikelgeschwindigkeiten gering ist. Selbst eine größere Gatelänge, gegeben durch den Fall $V_{\text{part}} = 50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, verbessert die effektive ENC nur minimal.

Bei höheren Partikelgeschwindigkeiten zeigt sich ein größerer Unterschied. Spezifisch führt eine niedrige Stromdichte in diesem Bereich zu einer stark erhöhten ENC, was bei der Betrachtung von σ_τ^2 zu einem starken Anstieg führt. Da keine genauen Gewichtungsfaktoren der Partikelgeschwindigkeiten für die Optimierung vorliegen, kann keine „optimale“ Stromdichte definiert werden. Wird angenommen, dass Partikel jeder Geschwindigkeit gleich gut zu detektieren sein sollen, so ist eine hohe Stromdichte zu wählen.

Gleichzeitig ist die Leistungsaufnahme des Systems zu berücksichtigen. Da bereits die Verdoppelung der Stromdichte von $I_D/W = 2 \text{ A/m}$ auf $I_D/W = 4 \text{ A/m}$ nur zu einer maximalen Verbesserung der effektiven ENC von ca. 10 % führt, scheint die Wahl einer Stromdichte im Bereich von $I_D/W = 1 \text{ A/m}$ bis $I_D/W = 2 \text{ A/m}$ einen akzeptablen Kompromiss darzustellen.

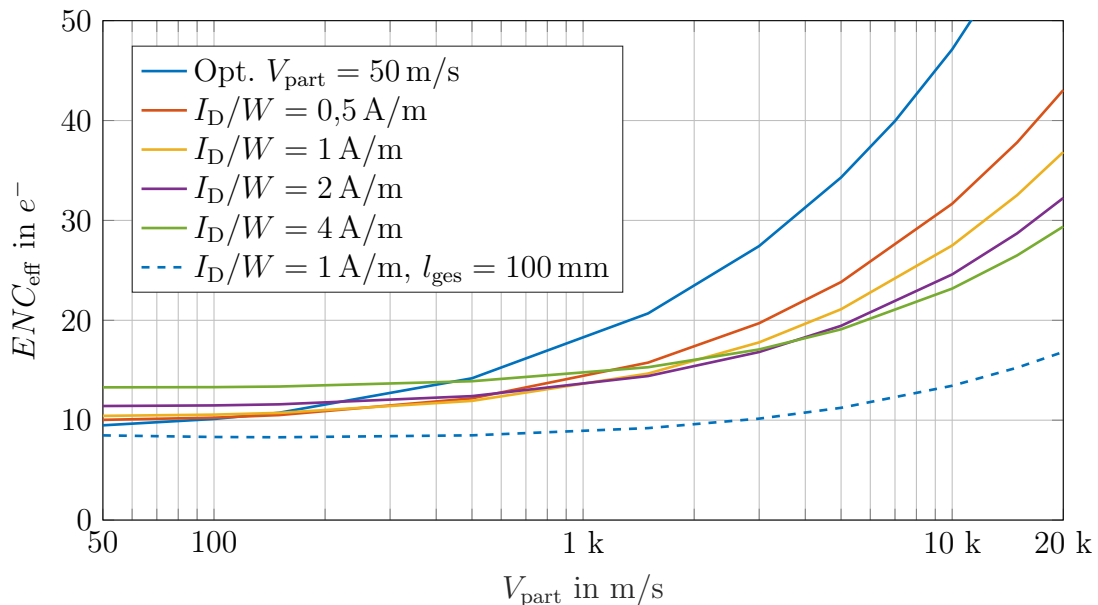


Abbildung 3.17: Effektive ENC in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für $d_1 = 5 \text{ mm}$, $l_{\text{ges}} = 12,5 \text{ mm}$ und für unterschiedliche Arbeitspunkte des Transistors. Als Vergleichsfall ist ein Verlauf nach Abbildung 3.13 angegeben.

Im Vergleich zu dem Referenzfall des langen Detektors mit $l_{\text{ges}} = 100 \text{ mm}$ zeigt der kurze Detektor bei ähnlicher Leistungsaufnahme eine größere ENC, während die Varianz des kurzen Detektors σ_τ^2 teilweise nur ca. 20% des Werts des langen Detektors beträgt. Dies verdeutlicht, dass eines der beiden Hauptcharakteristika des Systems auf Kosten des jeweils anderen deutlich verbessert werden kann.

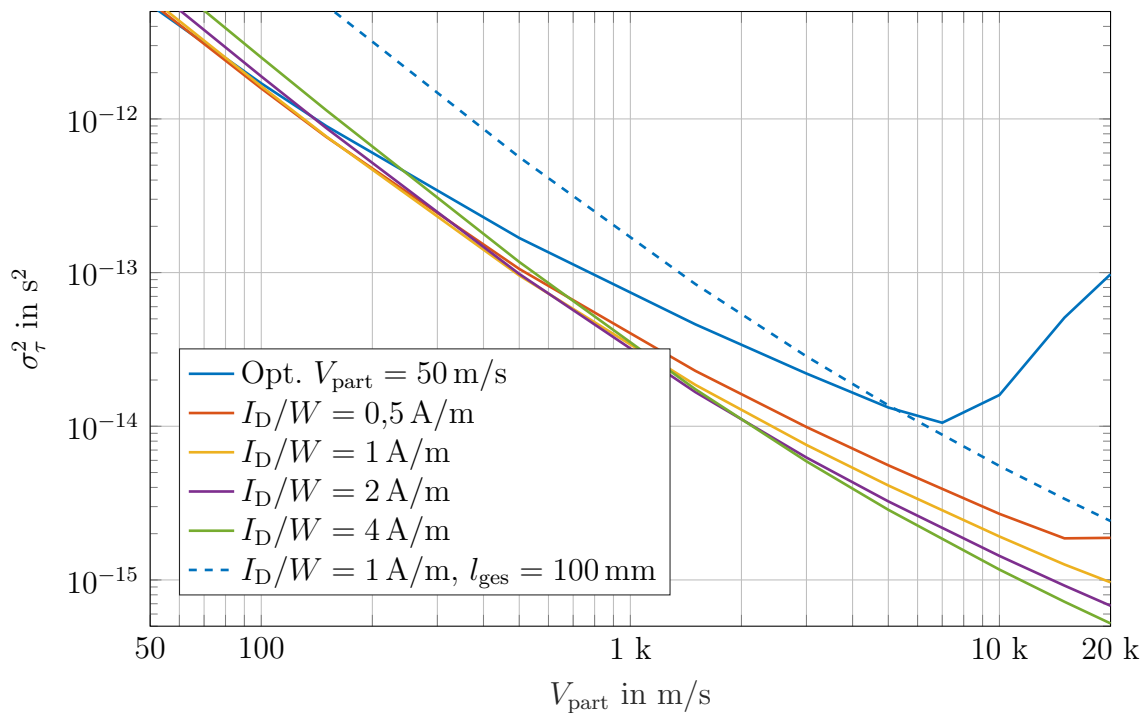


Abbildung 3.18: Varianz des Auftretszeitpunkts in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für $d_1 = 5$ mm, $l_{\text{ges}} = 12,5$ mm und für unterschiedliche Arbeitspunkte des Transistors. Als Vergleichsfall ist ein Verlauf nach Abbildung 3.13 angegeben.

In Abbildung 3.19 wird die Verteilung der Leistung über der Frequenz für die minimale und maximale Partikelgeschwindigkeit für den kurzen und langen Detektor und $I_D/W = 1$ A/m hinter dem Whitening-Filter im Frequenzbereich gezeigt. Es ist zu beobachten, dass bei sehr niedrigen Frequenzen aufgrund des $1/f$ -Rauschens nur wenig Signalleistung auftritt.

Für schnelle Partikel verteilt sich die Leistung über einen größeren absoluten Frequenzbereich, sodass die maximal auftretende spektrale Leistungsdichte deutlich geringer ist. Für den Fall des langen Detektors beträgt die untere 3-dB-Grenzfrequenz ca. 170 Hz, die obere 3-dB-Grenzfrequenz beträgt 260 kHz. Für den kurzen Detektor ergeben sich äquivalent 620 Hz und 1,1 MHz.

Es ist zu beachten, dass insbesondere für die Schätzung des Auftretszeitpunkts auch Signalanteile bei höheren Frequenzen relevant sind. Dies kann insofern berücksichtigt werden, als dass die Verstärkung eines realen Verstärkers zunächst nur mit 20 dB/Dekade abfällt. Dieser Abfall ist geringer als der in Abbildung 3.19 beobachteten Abfall. D.h. der notwendige Abfall der Übertragungsfunktion des Korrelationsfilters kann teilweise durch den Abfall der Übertragungsfunktion des Verstärkers realisiert werden.

Wichtig ist, dass die eingangsbezogene Rauschleistung des Systems in diesem Frequenzbereich konstant bleibt. Dies ist dann nicht der Fall, wenn aufgrund einer zu kleinen Verstärkung der

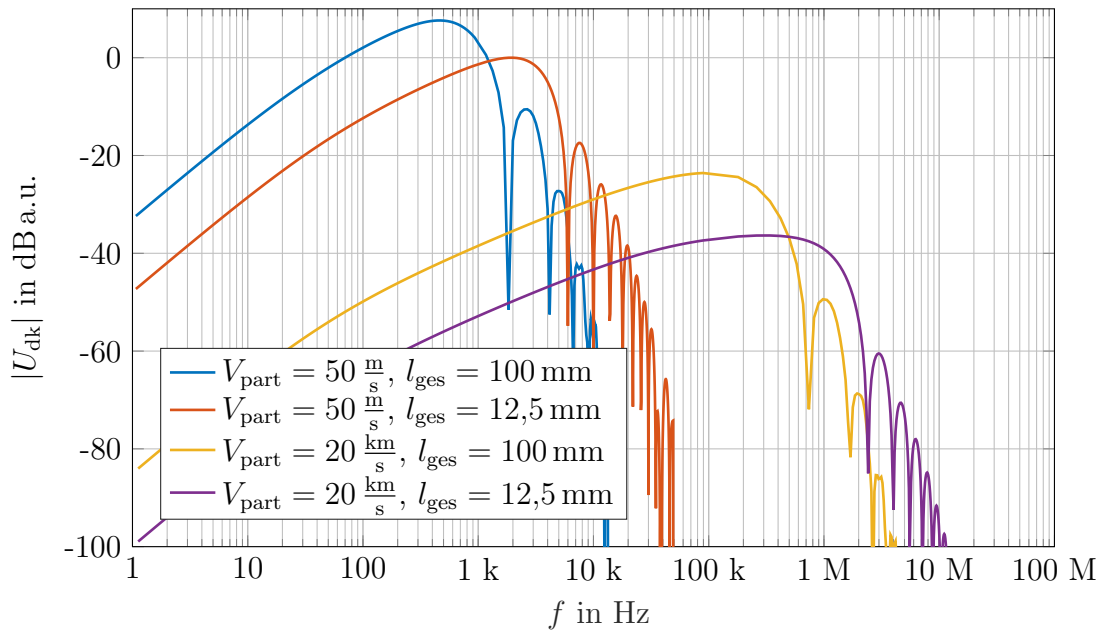


Abbildung 3.19: Verteilung der Signalleistung über der Frequenz für verschiedene Partikelgeschwindigkeiten hinter dem Whitening-Filter für $I_D/W = 1 \text{ A/m}$.

Eingangsstufe Rauschquellen der Folgestufen das Rauschverhalten dominieren. In diesem Fall ist für den Verstärker der Eingangsstufe eine Bandbreite zu wählen, die über der klassischen 3-dB-Grenzfrequenz des Signals hinter dem Whitening-Filter liegt.

Zuletzt soll der Einfluss der dielektrischen Verluste des Detektors auf das System betrachtet werden. In Abbildung 3.20 wird die effektive Rauschladung über der Geschwindigkeit für $I_D/W = 1 \text{ A/m}$ dargestellt. Es wird sowohl der lange, als auch der kurze Detektor betrachtet.

Beträgt der Verlustfaktor $\tan \delta = 10^{-6}$, dann wird das niederfrequente Rauschen durch das $1/f$ -Rauschen des Transistors dominiert. Eine Anhebung der Verluste auf $\tan \delta = 10^{-4}$ führt nach Abbildung 3.21 bereits zu einer Verdoppelung der ENC-PSD im $1/f$ -Bereich. Für die effektive ENC nach Abbildung 3.20 folgt ein Anstieg um ca. 35% für langsame Partikel. Dies trifft sowohl auf den langen, als auch auf den kurzen Detektor zu.

Der Grund für das ähnliche Verhalten ist, dass für beide Detektoren der Frequenzbereich langsamer Partikel für $I_D/W = 1 \text{ A/m}$ vollständig im Bereich des $1/f$ -Rauschens liegt, wie dem Vergleich von Abbildung 3.21 und Abbildung 3.19 zu entnehmen ist.

Wird ein dielektrischer Verlustfaktor von $\tan \delta = 10^{-3}$ angenommen, dominiert das dielektrische Rauschen für $I_D/W = 1 \text{ A/m}$ den gesamten Frequenzbereich des langen Detektors. Es resultiert nach Abbildung 3.20 ein starker Anstieg der effektiven ENC über dem gesamten Geschwindigkeitsbereich.

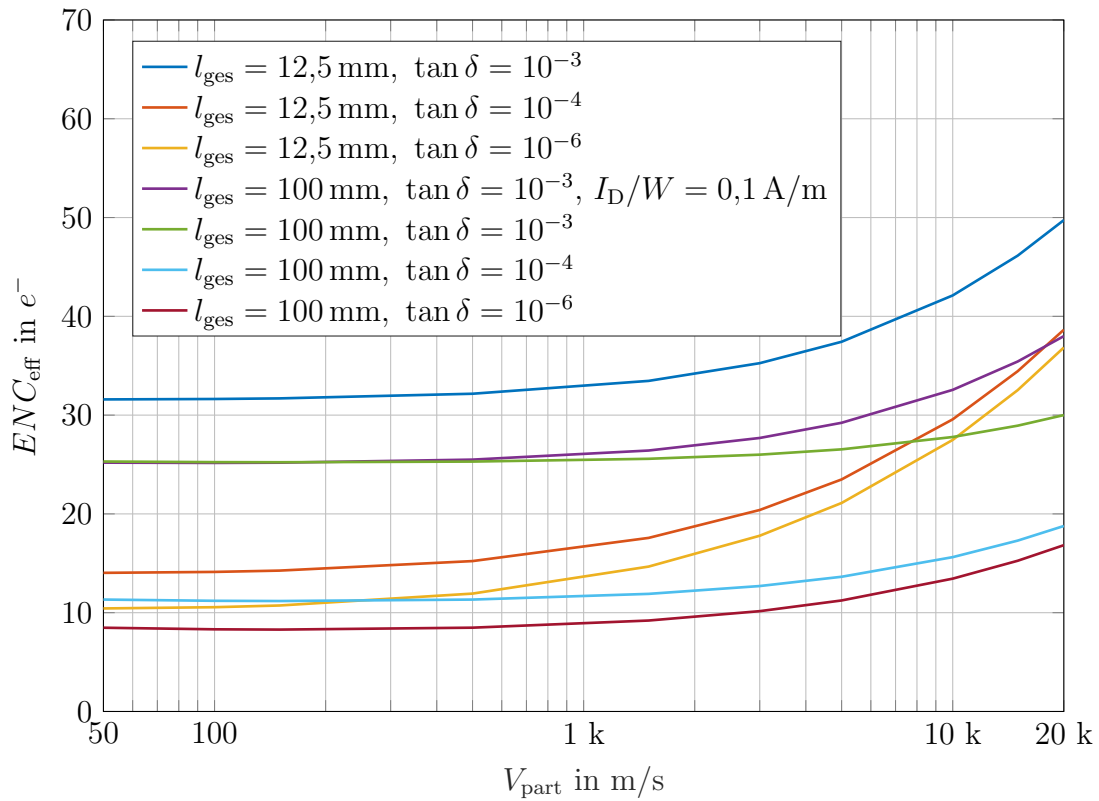


Abbildung 3.20: Effektive ENC in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit für unterschiedliche dielektrische Verlustfaktoren und $I_D/W = 1 \text{ A/m}$. Der Verlustfaktor bezieht sich auf die Kapazität des Detektors und die angenommene parasitäre Kapazität.

Weist ein System hohe dielektrische Verluste auf, hat dies Einfluss auf die Optimierung des Transistors. In diesem Fall kann das thermische Rauschen des Transistors reduziert werden, indem das $1/f$ -Rauschen erhöht wird, ohne dass dies signifikante Auswirkungen auf das niederfrequente Rauschen hat. Eine Reduzierung des thermischen Rauschens ist beispielsweise durch die Auswahl einer Technologie mit kürzerer Gatelänge möglich. Auch eine geringere Transistorkapazität kann in Bezug auf das thermische Rauschen vorteilhaft sein [8].

Wird auch das thermische Rauschen des Verstärkers durch das Rauschen der dielektrischen Verluste dominiert, kann die Leistungsaufnahme reduziert werden, ohne dass dies aufgrund des erhöhten thermischen Rauschens einen negativen Einfluss auf die effektive ENC hat. Beispielhaft ist in Abbildung 3.20 der Fall $l_{\text{ges}} = 100 \text{ mm}$, $\tan \delta = 10^{-3}$, $I_D/W = 0,1 \text{ A/m}$ verzeichnet. Erst für $V_{\text{part}} > 1 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ zeigt sich in diesem Fall ein erkennbarer Nachteil in der effektiven ENC im Vergleich zum Fall $I_D/W = 1 \text{ A/m}$.

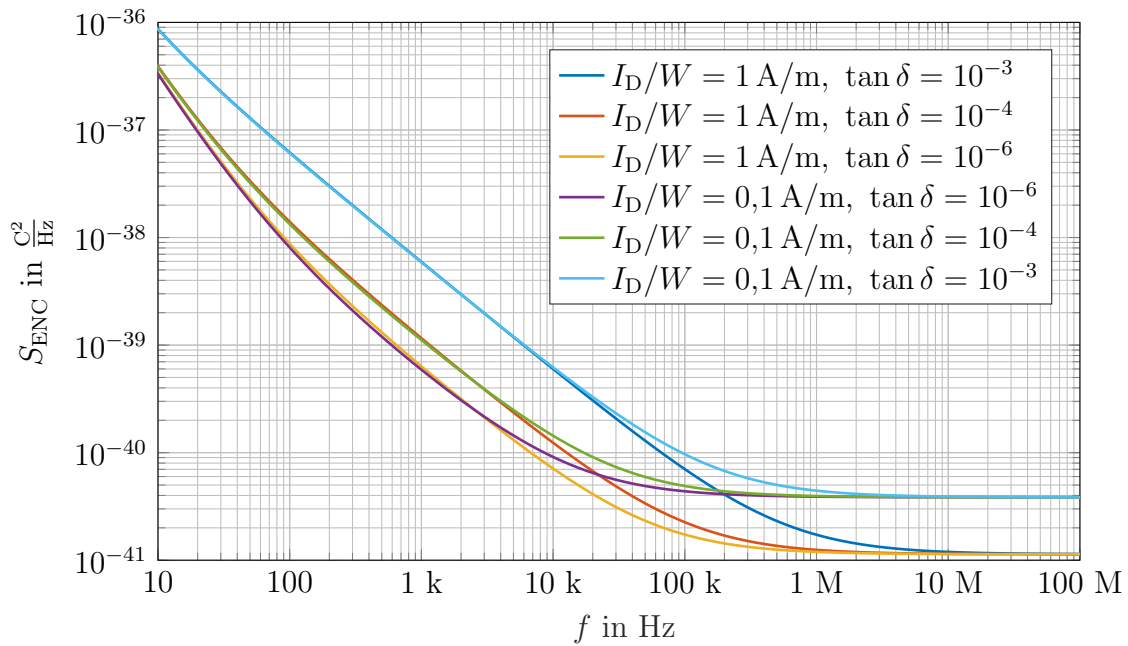


Abbildung 3.21: Verteilung der spektralen Rauschleistungsdichte für den betrachteten Fall des Detektors mit $l_{ges} = 100 \text{ mm}$ unter Annahme unterschiedlicher Stromdichten.

3.2.2 Optimierung für den oberen Geschwindigkeitsbereich

Im oberen Geschwindigkeitsbereich werden Staubpartikel bis zu einer maximalen Geschwindigkeit von $V_{part} = 300 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ berücksichtigt. Der Verstärker soll mithilfe einer 130-nm-Technologie entwickelt werden. In Tabelle 3.3 werden die optimierten effektiven ENC-Werte für den Detektor mit $l_{ges} = 12,5 \text{ mm}$ und Elektrodenlänge $d_1 = 5 \text{ mm}$ gezeigt.

Tabelle 3.3: Parameter der optimierten Transistoren für $V_{part} = 300 \frac{\text{km}}{\text{s}}$

Technologie	Typ	I_D/W	W	L	ENC_{opt}	$\sigma_{\tau, ENC_{opt}}^2$
350 nm	PMOS	25 A/m	1,27 mm	380 nm	$77,7 e^-$	$1,04 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2$
130 nm	pmoslvt25	7,1 A/m	1,25 mm	300 nm	$64,2 e^-$	$6,39 \cdot 10^{-19} \text{ s}^2$
130 nm	pmoslvt	6,3 A/m	1,56 mm	150 nm	$73,4 e^-$	$6,75 \cdot 10^{-19} \text{ s}^2$
130 nm	pmoshvt	5,8 A/m	1,43 mm	150 nm	$80,4 e^-$	$8,32 \cdot 10^{-19} \text{ s}^2$
130 nm	pmos25	8,3 A/m	1,17 mm	300 nm	$82,9 e^-$	$1,06 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2$

Weitere angenommene Parameter für diese Untersuchung sind $U_{DS} = 800 \text{ mV}$ und $Q_{part} = 1000 e^-$. Für die 130-nm-Technologie wird $C_f = 250 \text{ fF}$ angenommen, für den Vergleichswert der 350-nm-Technologie wird weiterhin mit $C_f = 100 \text{ fF}$ gerechnet. Die Abkürzung „pmoslvt25“ bezeichnet einen PMOS-Transistor mit niedriger Schwellenspannung, 5 nm

Gate-Oxid-Dicke und einer nominellen Betriebsspannung von 2,5 V. Mit „pmos25“ wird der äquivalente Transistortyp mit regulärer Schwellenspannung bezeichnet. Die Typen „pmoslv“ und „pmoshvt“ stellen die regulären Transistoren der Technologie dar, die eine niedrige, respektive hohe Schwellenspannung aufweisen.

In allen betrachteten Fällen zeigt sich eine ähnliche effektive ENC, wobei der maximal auftretende Wert um 29 % über dem minimalen Wert liegt. Der Vergleich zwischen der 350-nm-Technologie und der 130-nm-Technologie zeigt, dass die 130-nm-Technologie beispielsweise für den „pmoshvt“ bei ähnlicher Eingangskapazität und gleichem Drainstrom eine um ca. den Faktor 15 höhere 1/f-Rauschleistungsdichte zeigt als die 350-nm-Technologie.

Während ein Teil dieses Unterschiedes auf die Eigenschaften des Gate-Oxids und dessen Grenzfläche zum Kanal zurückzuführen ist, könnten zusätzlich unterschiedlich konservative Modellierungen des 1/f-Rauschens einen Teil der Abweichungen verursachen.

Dieser Nachteil der 130-nm-Technologie kompensiert größtenteils den Vorteil des niedrigeren thermischen Rauschens, sodass, unter Verwendung einer Stromdichte von $I_D/W = 25 \text{ A/m}$, die 350-nm-Technologie selbst bei der höchsten betrachteten Partikelgeschwindigkeit eine effektive ENC erreicht, die mit derjenigen der 130-nm-Technologie vergleichbar ist.

Wird im Vergleich zu Tabelle 3.3 der lange Detektor betrachtet, dessen Signal die Leistung auf niedrigere Frequenzanteile konzentriert, ergibt sich ein Verhalten, das mit demjenigen des langsamen Geschwindigkeitsbereichs vergleichbar ist. Der Wert der optimalen effektiven ENC nimmt in etwa die Hälfte des vorherigen Werts an und beträgt beispielsweise für den „pmos25“ dann $ENC_{\text{opt}} = 44 e^-$. Die Varianz σ_r^2 steigt um ca. den Faktor 3 an.

D.h. obwohl das thermische Rauschen für $V_{\text{part}} = 300 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ von erhöhter Relevanz ist, ergibt sich keine wesentliche Änderung des beobachteten Verhaltens im Vergleich zu dem Verhalten bei niedrigeren Partikelgeschwindigkeiten.

In Abbildung 3.22 ist die effektive ENC als Funktion der Partikelgeschwindigkeit dargestellt. Für die Dimensionierung der Transistoren werden jeweils die Werte nach Tabelle 3.3 zugrunde gelegt.

Es zeigt sich, dass in allen Fällen die effektive ENC mit der Geschwindigkeit stark ansteigt. Die Ursache für dieses Verhalten ist, dass die Dauer und daraus folgend die Energie des Ladungsimpulses mit der Geschwindigkeit abnimmt, während im Bereich des thermischen Rauschens die spektrale Rauschleistungsdichte konstant bleibt.

Interessant ist auch, dass für den Fall des pmos25-Transistors die effektive ENC für niedrige Geschwindigkeiten wieder ansteigt. Die Ursache ist in diesem Fall das Verhalten des 1/f-Rauschens, das bei diesem Transistor mit $S_{1/f} \sim \frac{1}{f^{1,15}}$ modelliert ist. Daraus folgt ein stärkerer Anstieg der spektralen Rauschleistungsdichte bei abnehmender Frequenz als für den typischen Fall $S_{1/f} \sim \frac{1}{f}$.

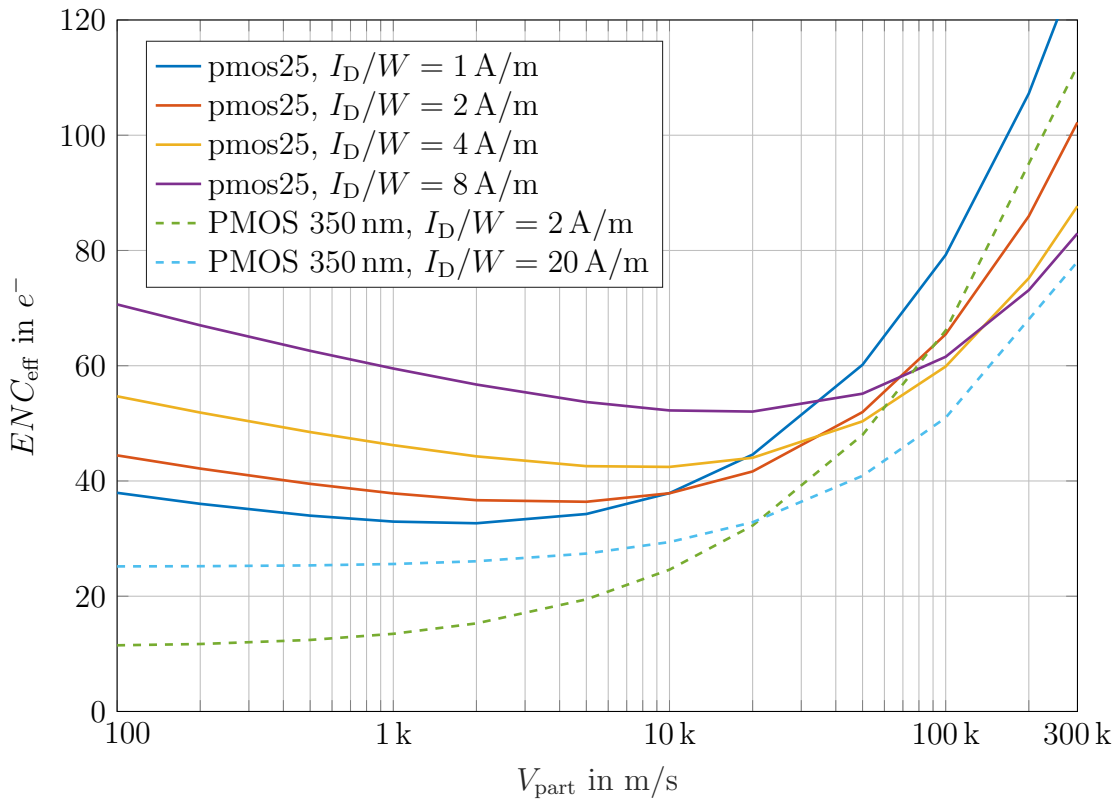


Abbildung 3.22: Effektive ENC in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit, der Technologie und der Stromdichte für den kurzen Detektor mit $l_{\text{ges}} = 12,5 \text{ mm}$ und $d_1 = 5 \text{ mm}$.

Der Vergleich zwischen dem PMOS-Transistor der 350-nm-Technologie und dem pmos25-Transistor zeigt, dass bei einer entsprechend hohen Stromdichte der Transistor der 350-nm-Technologie bei allen Geschwindigkeiten das beste Rauschverhalten zeigt. Wird die Leistungsaufnahme durch die Festlegung einer niedrigeren Stromdichte beschränkt, zeigt der pmos25-Transistor bei hohen Geschwindigkeiten ein etwas besseres Rauschverhalten.

Entscheidend für die Festlegung des Arbeitspunkt und Auswahl des Transistors ist daher erneut die Priorisierung bestimmter Geschwindigkeitsbereiche. Da im hier betrachteten Fall der Bereich hoher Geschwindigkeiten im Vordergrund steht, ist die Wahl der 130-nm-Technologie gerechtfertigt.

In Bezug auf die Stromdichte unter Berücksichtigung der Leistungsaufnahme scheint für den pmos25-Transistor ein Wert zwischen $I_D/W = 2 \text{ A/m}$ und $I_D/W = 4 \text{ A/m}$ einen guten Kompromiss darzustellen. Eine weitere Erhöhung auf einen Wert von $I_D/W = 8 \text{ A/m}$, der in der Nähe des Optimums liegt, zeigt nach Abbildung 3.22 nur bei sehr hohen Partikelgeschwindigkeiten eine geringfügige Verbesserung.

Um das Verhalten der Transistoren der 130-nm-Technologie unter Annahme einer ähnlichen Leistungsaufnahme zu vergleichen, ist in Abbildung 3.23 das Verhalten der Transistoren mit der Dimensionierung nach Tabelle 3.3 für einen Drainstrom von $I_D = 2,34 \text{ mA}$ dargestellt. Dies entspricht dem Fall $I_D/W = 2 \text{ A/m}$ für den pmos25-Transistor. Allgemein zeigt in diesem Vergleich der pmoslvt25-Transistor bei allen Geschwindigkeiten das beste Rauschverhalten. Der pmoslvt-Transistor zeigt bei niedrigen Geschwindigkeiten die höchste äquivalente ENC, während bei hohen Geschwindigkeiten der effektive ENC-Wert des pmos25-Transistors geringfügig über dem Wert des pmoslvt-Transistor liegt.

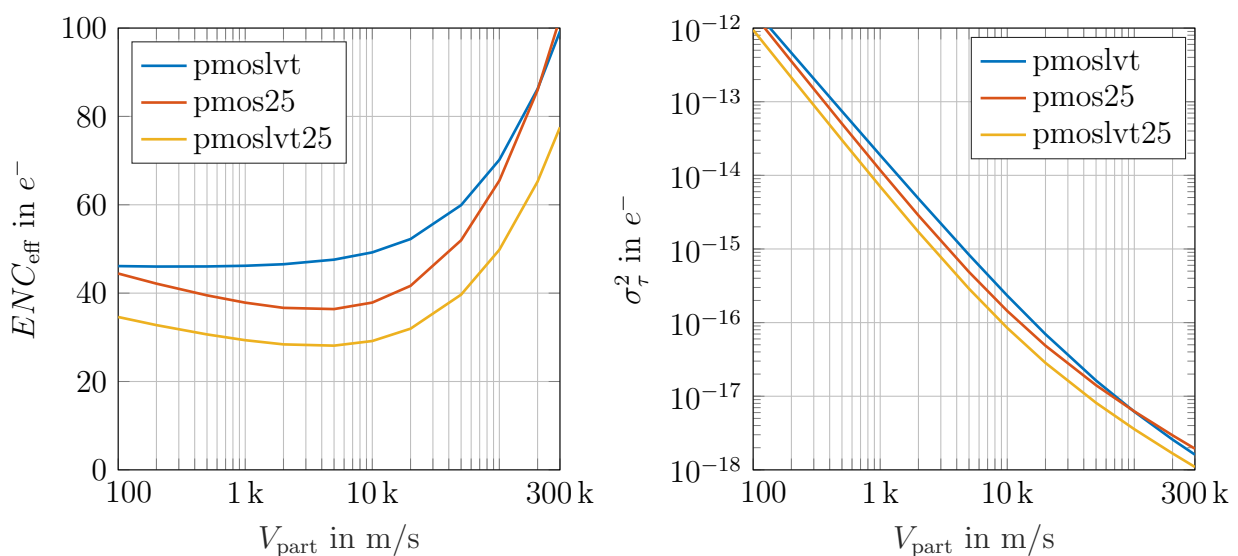


Abbildung 3.23: Effektive ENC und Schranke der Varianz σ_τ^2 für die Transistordimensionierungen nach Tabelle 3.3 unter Voraussetzung eines Drainstroms $I_D = 2,34 \text{ mA}$.

Daraus wird ersichtlich, dass die Verwendung des Transistors mit der geringsten Gate-Oxid-Dicke bereits ohne Berücksichtigung der Rauschquellen im Gate-Oxid nicht optimal ist.

In Bezug auf die Schranke der Varianz des Auftretszeitpunkts nach Abbildung 3.23 sind die Beobachtungen äquivalent. Auch hier zeigt der pmoslvt-Transistor bei niedrigen Geschwindigkeiten die höchste Varianz, während der pmoslvt25-Transistor bei allen Geschwindigkeiten die kleinste Varianz zeigt.

Da der pmos25-Transistor aufgrund seiner höheren Schwellenspannung einen einfacheren Schaltungsentwurf erlaubt, wird im Rahmen der Arbeit dieser für den späteren Verstärkerentwurf verwendet. In der Konsequenz wird eine um ca. 30% erhöhte ENC in Kauf genommen.

Um den notwendigen Frequenzbereich für die Erkennung schneller Partikel unter Verwendung kurzer Detektoren zu bestimmen, wird in Abbildung 3.24 die spektrale Leistungsdichte eines Partikels mit $V_{\text{part}} = 100 \text{ m/s}$ und $V_{\text{part}} = 300 \text{ km/s}$ hinter dem Whitening-Filter gezeigt. Es ist der Abbildung zu entnehmen, dass die Signalenergie primär im Bereich zwischen 1 kHz und 20 MHz auftritt. Es gilt erneut, dass auch Frequenzanteile über der 3-dB-Grenzfrequenz für die Varianz des Auftrettszeitpunkts von Bedeutung sind, weshalb die obere 3-dB-Grenzfrequenz des Verstärkers gegebenenfalls höher gewählt werden sollte.

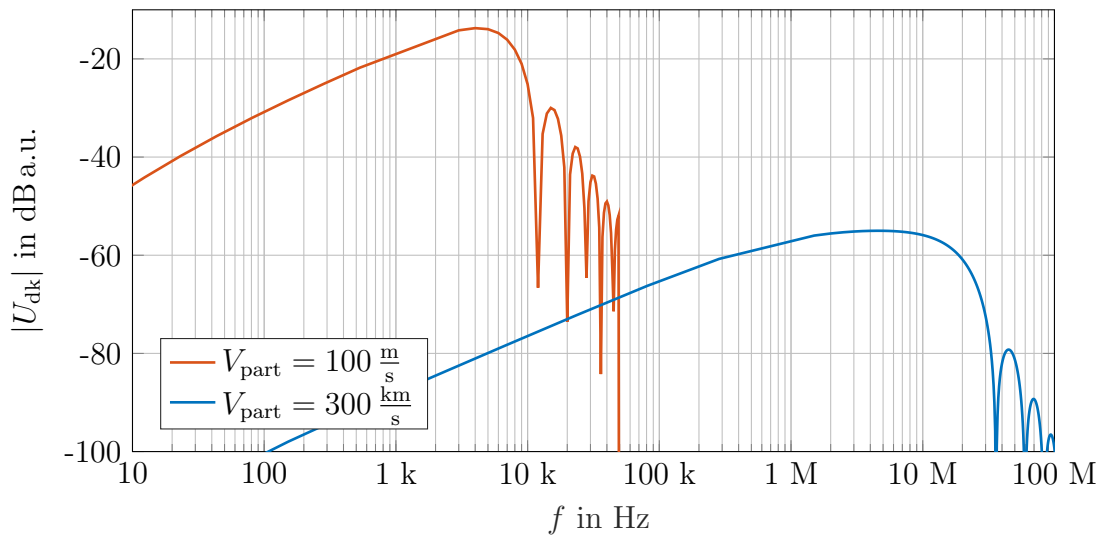


Abbildung 3.24: Verteilung der Signalleistung über der Frequenz für verschiedene Partikelgeschwindigkeiten hinter dem Whitening-Filter für den pmos25-Transistor nach Tabelle 3.3 mit $I_D/W = 2 \text{ A/m}$ und den Detektor mit $l_{\text{ges}} = 12,5 \text{ mm}$.

Detektoren mit großer Apertur

Die bisher betrachteten Detektoren sind geeignet für Anwendungen, bei denen sich die Partikel entlang einer zuvor definierten Flugbahn bewegen. Dies ist typischerweise in Laboraufbauten der Fall. In realen Experimenten treten die Partikel über einer Fläche verteilt auf und weisen unterschiedliche Einfallswinkel auf. Deswegen soll in diesem Abschnitt das Verhalten eines Detektors untersucht werden, der an den Entwurf nach [1] angelehnt ist, aber auch auf [6] bezogen werden kann.

Aufgrund der Einschränkungen des Detektormodells werden die auftretenden Gitter als geschlossene Flächen modelliert, die zentriert eine Öffnung mit der Größe der angenommenen Maschengröße aufweisen. Es werden die Maße nach Tabelle 3.4 angenommen. Eine schematische Darstellung des Detektors kann Abbildung 3.8 entnommen werden.

Es wird weiterhin der pmos25-Transistor der 130-nm-Technologie verwendet. Die resultierende Elektrode, im realen System bestehend aus zwei parallel angeordneten kurzgeschlossenen

Tabelle 3.4: Parameter des betrachteten Optimierungsproblems.

Eigenschaft	Symbol	Wert
Innerer Radius der inneren Elektrode	r_1	1,25 mm
Innerer Radius der äußeren Abschirmung	r_2	100 mm
Wandstärke der Elektrode	d_W	78,75 mm
Radius der Eintrittsöffnung des Detektors	r_{Gitter}	1 mm
Länge der Elektrode	d_1	5 mm
Länge der Eintrittsöffnung	d_{Gitter}	10 mm
Rückkoppelkapazität	C_f	250 fF
Rückkoppelwiderstand	R_f	1 T Ω

Gittern, hat aufgrund der vereinfachten Nachbildung die Form einer Scheibe mit einem Durchmesser von 160 mm und einer Dicke von 5 mm. Aufgrund des großen Durchmessers ist davon auszugehen, dass der jetzt betrachtete Detektor eine erheblich größere Kapazität aufweist als die bisher untersuchten Detektoren. Als variable Größe wird der Abstand zwischen der Elektrode und den Abschirmgittern betrachtet, da dieser den größten Einfluss auf den Signalverlauf, die Kapazität und das Bauvolumen des Detektors hat.

In Abbildung 3.25 wird der optimale Wert der effektiven ENC in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen dem äußeren Abschirmgitter und der Elektrode für $V_{\text{part}} = 300 \text{ km/s}$ angegeben. Es zeigt sich, dass bei kleinen Abständen sehr hohe Werte für die effektive ENC auftreten. Ursache für dieses Ergebnis ist die hohe Detektorkapazität, die Abbildung 3.26 zu entnehmen ist. Der hohe Wert der effektiven ENC bei kleinen Abständen führt zusätzlich dazu, dass der Auftrittszeitpunkt der Partikel mit den in Abbildung 3.25 vorgegebenen Ladungen nicht mehr richtig bestimmt werden kann, was zu einem Anstieg der Schranke von σ_T^2 mit abnehmendem Abstand führt.

Als Vergleich sind zusätzlich Werte für die Schranke der Varianz angegeben, die auftreten, wenn der Transistor so optimiert wird, dass die Schranke der Varianz einen minimalen Wert annimmt. Es zeigt sich in diesem Fall kein signifikanter Abstand zu der Varianz, die sich ergibt, wenn der Transistor in Bezug auf die effektive ENC optimiert wird. Daraus folgt, dass auch in diesem Fall die Impulsenergie entscheidend ist, sowohl für den Werte der ENC, als auch für den Wert der Varianz.

In Bezug auf eine mögliche Auslegung zeigen die Daten, dass abhängig von der minimal zu detektierenden Ladung der Abstand zwischen der Elektrode und der Abschirmung mindestens 10 mm betragen sollte.

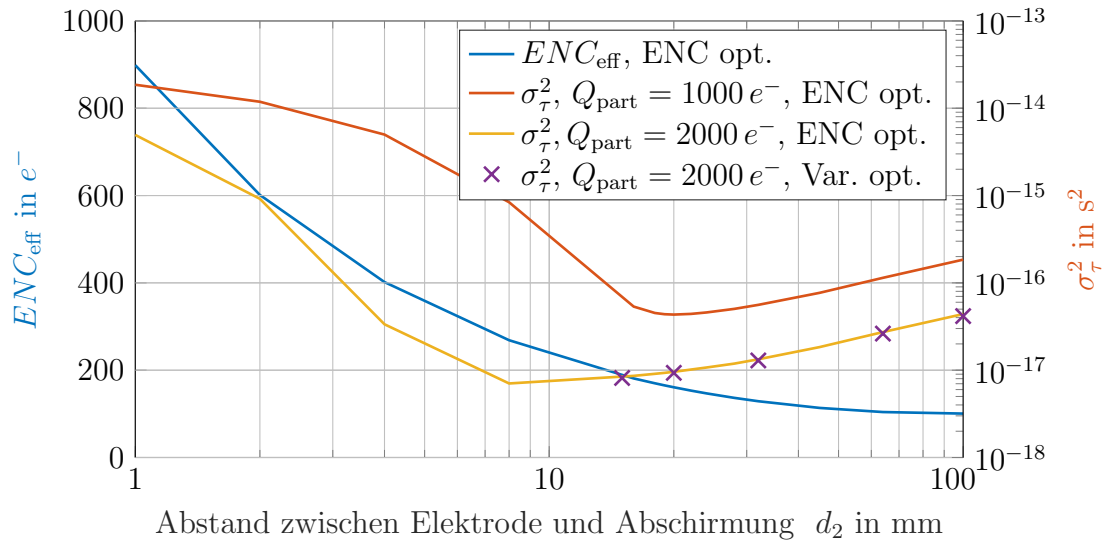


Abbildung 3.25: Optimierter Wert der effektiven ENC und der zugehörigen Schranke der Varianz für unterschiedliche Abstände zwischen der Abschirmung und der Elektrode. Zusätzlich wird der optimale Wert der Varianz gezeigt. Es gilt $V_{\text{part}} = 300 \text{ km/s}$.

Durch eine weitere Steigerung des Abstands auf 100 mm kann die effektive ENC nochmals halbiert werden. Da mit dem Abstand d_2 nach Abbildung 3.26 neben der optimalen Transistorweite, die sich proportional zur Detektorkapazität verhält, auch die optimale Stromdichte im Transistor abfällt, ermöglicht ein größerer Abstand d_2 gleichzeitig eine deutliche Reduzierung der Leistungsaufnahme des Verstärkers.

Ein geringer Abstand d_2 scheint deshalb nur dann vorteilhaft zu sein, wenn spezifische Werte für die Varianz des Auftretszeitpunkts des Partikels erreicht werden müssen, oder der Bau- raum entsprechend beschränkt ist. In jedem Fall tritt eine deutlich größere Detektorkapazität auf, die beim Entwurf des Verstärkers berücksichtigt werden muss.

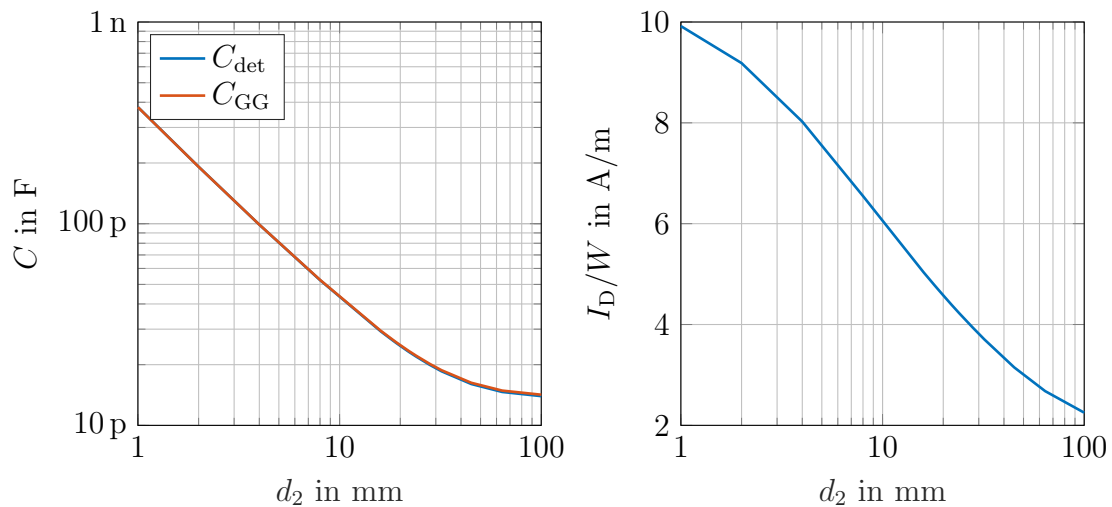


Abbildung 3.26: Kapazität des Detektors und Eingangskapazität des Transistors sowie dessen optimale Stromdichte in Abhängigkeit von d_2 .

3.3 Zusammenfassung der Systemoptimierung

Die Ergebnisse der Systembetrachtung können wie folgt zusammengefasst werden:

Verstärker

- In allen betrachteten Fällen erweist sich $C_{\text{GG}} = C_{\text{det}} + C_f$ als die optimale Dimensionierung für den Transistor. Daraus folgt, dass die Minimierung des $1/f$ -Rauschens in allen Fällen von höherer Relevanz ist, als eine entsprechende Optimierung des Verhaltens in Bezug auf das thermische Rauschen, für das eine kleinere Eingangskapazität optimal wäre [81].
- In typischen Fällen zeigt die Dimensionierung des Transistors mit der minimal möglichen Gatelänge das beste Rauschverhalten. Eine Ausnahme stellt die Betrachtung für sehr langsame Partikel dar, für die größere Gatelängen optimal sind.
- Die Skalierung der Halbleitertechnologie führt im vorliegenden Beispiel nur zu sehr eingeschränkten Vorteilen.
- Oft besteht zwischen dem Drainstrom des Transistors und der effektiven ENC nur eine schwache Abhängigkeit, sodass eine Reduzierung des Drainstroms zur Optimierung der Leistungsaufnahme möglich ist.
- Es besteht in Bezug auf die Drainstromdichte typischerweise ein Zielkonflikt hinsichtlich der Optimierung der effektiven ENC für langsame Partikel und der Optimierung

der effektiven ENC für schnelle Partikel, wobei eine höhere Drainstromdichte die Empfindlichkeit für schnelle Partikel verbessert.

Detektor

- Zeigt eine Elektrode aufgrund ihrer Länge in einem Zeitabschnitt des Ladungsimpulses eine konstante maximale Amplitude, hat die Länge dieses Zeitabschnitts keinen signifikanten Einfluss auf die effektive ENC, erhöht aber mit zunehmender Dauer gleichzeitig die Leistungsaufnahme des optimalen Verstärkers.
- Soll die Varianz des Auftrittszeitpunkts eines Partikels reduziert werden, ist typischerweise die Flankensteilheit des Ladungsimpulses zu erhöhen. Dies ist möglich, indem der Abstand zwischen der Abschirmung und der Elektrode entlang der Flugbahn reduziert wird. Da die Reduzierung dieses Abstandes zu einer erhöhten Detektorkapazität führt, folgt aus der Reduzierung der Varianz des Auftrittszeitpunkts auf diesem Weg meist eine Reduzierung der Sensitivität des Detektors.
- Im Umkehrschluss kann die effektive ENC eines Systems deutlich verbessert werden, indem der Abstand zwischen der Elektrode und der Abschirmung vergrößert wird. Ein Vorteil dieser Maßnahme ist, dass die Komplexität des Systems, z.B. im Vergleich zur Verwendung mehrerer hintereinander angeordneter Detektoren nicht erhöht wird. Gleichzeitig verschiebt sich das Leistungsdichtespektrum des Ladungsimpulses im Frequenzbereich zu niedrigeren Frequenzen. Nachteilig ist der erhöhte Bauraumbedarf und die erhöhte Wahrscheinlichkeit der Überlagerung von Partikeln im Detektor.
- Es ist immer möglich, die Apertur des Systems bei einer näherungsweise gleichen effektiven ENC zu vergrößern, indem mehrere Detektoren nebeneinander angeordnet werden.

4 Verstärkerentwurf

Der Entwurf des Ladungsverstärkers erfolgt um den zuvor ausgelegten Eingangstransistor. Für klassische Verstärker folgt in diesem Fall, dass das Rauschverhalten des Verstärkers in keinem Fall besser sein kann als das Rauschverhalten des Eingangstransistors. Konkret folgt, dass sich die ENC-PSD des Verstärkers aus der Summe der ENC-PSD des Eingangstransistors und der ENC-PSD der restlichen Komponenten des Verstärkers ergibt.

Primäres Entwurfsziel ist deshalb die Minimierung der Rauschbeiträge aller Komponenten des Verstärkers, abgesehen vom Rauschbeitrag des Eingangstransistors. Zugleich sind Anforderungen in Bezug auf die Leistungsaufnahme zu berücksichtigen.

Neben den bisher betrachteten intrinsischen Rauschquellen treten in realen Systemen zusätzliche externe Störquellen auf, die das Signal-Rausch-Verhältnis dominieren können. Es wird deshalb in Folgenden der Entwurf eines differentiellen Ladungsverstärkers gezeigt, der den Geschwindigkeitsbereich der detektierbaren Staubpartikel zu niedrigen Geschwindigkeiten hin deutlich erweitert und durch den differentiellen Aufbau in der Lage ist, auftretende Gleichtaktstörungen zu unterdrücken.

Im zweiten Teil des Kapitels wird ein Ladungsverstärker vorgestellt, der den Geschwindigkeitsbereich hin zu schnelleren Partikeln erweitert und gleichzeitig eine Anpassung an verschiedene Detektorkapazitäten ermöglicht.

Zuletzt werden Verfahren betrachtet, die potenzielle eine Reduzierung der ENC-PSD in Bezug auf den klassischen Ladungsverstärker ermöglichen. Es zeigt sich, dass diese Verfahren in der Praxis keine relevante Verbesserung des Rauschverhaltens ermöglichen.

4.1 Differenzieller Ladungsverstärker

Typische Ladungsverstärker werden unipolar, d.h. mit einem einzelnen Eingangstransistor, ausgeführt [3, 4, 8]. Es existieren aber auch differenzielle Ausführungen [83]. Ursache für verbreitete Verwendung unipolarer Verstärker ist, dass eine differenzielle Eingangsstufe zwei Eingangstransistoren aufweist und demzufolge eine erhöhte ENC-PSD zeigt. Trotzdem kann ein differenzieller Ladungsverstärker unter spezifischen Bedingungen vorteilhaft sein.

Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn niederfrequente Störungen mit Gleichtaktanteilen im System auftreten.

Der in diesem Abschnitt vorgestellte Verstärker ist spezifisch für die Detektion von Signalen ab einer Frequenz von 7 Hz entworfen und ist für differenzielle Detektoren ausgelegt, die es ermöglichen, den zuvor genannten Nachteil einer erhöhten ENC-PSD unter Inkaufnahme einer erhöhten Leistungsaufnahme und Detektorgröße auszugleichen.

Es wird zunächst der Zusammenhang zwischen der Theorie des bisher gezeigten unipolaren Ladungsverstärkers und dem differenziellen Ladungsverstärker hergestellt. Danach wird auf den Entwurf des Verstärkers eingegangen.

4.1.1 Theorie des differenziellen Ladungsverstärkers

Das Verhalten eines differenziellen Ladungsverstärkers kann aus der Theorie des unipolaren Verstärkers abgeleitet werden. Es wird dazu ein System betrachtet, das aus zwei hintereinander angeordneten Rohrdetektoren besteht, deren Elektroden jeweils mit einem Eingang des Verstärkers verbunden sind. Eine schematische Darstellung des Konzepts ist in Abbildung 4.1 gegeben.

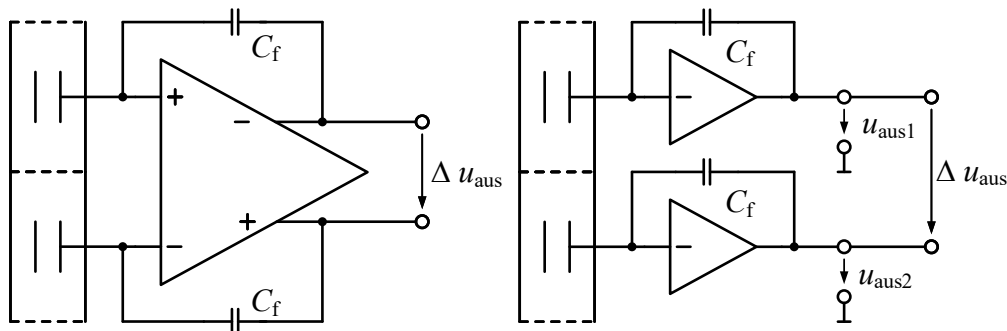


Abbildung 4.1: Darstellung eines differenziellen Verstärkers, der an zwei nebeneinander angeordnete unipolare Rohrdetektoren angeschlossen ist und vereinfachte Anordnung mit zwei unipolaren Verstärkern mit gleichem Verhalten.

Fliegt ein Partikel zunächst durch den ersten Detektor, wird in der Elektrode des Detektors eine entsprechende Ladung influenziert. In der Elektrode des zweiten Detektors wird keine Ladung influenziert. Es liegt dementsprechend kein symmetrisches differenzielles Signal am Eingang des Verstärkers vor. Wird angenommen, dass der Verstärker keine Gleichtaktunterdrückung aufweist, dann folgt, analog zum unipolaren Verstärker für einen idealen Ladungsverstärker:

$$\Delta u_{\text{aus}} = A_q \cdot q_{\text{ein}}(t) = -\frac{1}{C_f} q_{\text{ein}}(t) \quad (4.1)$$

Wobei eine Änderung der Spannung nur an dem Ausgang erfolgt, an dessen Eingang die Ladung angelegt wird. Wird zusätzlich angenommen, dass der Verstärker eine ideale Gleichtaktunterdrückung besitzt, folgt die gleiche differenzielle Ausgangsspannung, die sich dann aber auf beide Ausgänge symmetrisch aufteilt.

In der Konsequenz folgt, dass auch in der neutralen Elektrode des zweiten Detektors über C_f eine Ladung influenziert wird. Auf das Verhalten der differenziellen Ausgangsspannung hat dies zunächst keinen Einfluss. Es ist daher möglich, den differenziellen Ladungsverstärker vereinfacht als ein System aus zwei unipolaren Ladungsverstärkern zu beschreiben, wobei nur die Differenz der Ausgangsspannungen betrachtet wird.

Unter diesen Bedingungen zeigt der differenzielle Verstärker, bezogen auf einen Partikel mit der Ladung Q_{part} und eine Rückkoppelkapazität C_f , die gleiche differenzielle Ausgangsspannung ΔU_{aus} , die ein unipolarer Verstärker als auf Masse bezogene Ausgangsspannung U_{aus1} bzw. U_{aus2} zeigt. Durchfliegt der Partikel nacheinander beide Detektoren, ergeben sich zwei separate Ausgangsimpulse in direkter Folge.

Da das Rauschen der beiden Verstärker unkorreliert ist, folgt für die spektrale Rauschleistungsdichte der Spannung ΔU_{aus} :

$$S_{\Delta U_{\text{aus,diff}}} = 2 \cdot S_{U_{\text{aus,uni}}} \quad (4.2)$$

Wird zunächst vereinfacht angenommen, dass weißes Rauschen vorliegt, ist die Betrachtung in der folgenden Weise möglich: Die zwei aufeinander folgenden Impulse überlagern sich im Zeitbereich nicht. Die Energie des differenziellen Gesamtimpulses entspricht dann genau dem doppelten der Energie des unipolaren Impulses. Wird erneut die Methode der maximalen Mutmaßlichkeit zugrunde gelegt, folgt für das maximale Signal-Rausch-Verhältnis mit (4.2):

$$\rho_{\text{diff}} = \frac{E_{\text{sig,diff}}}{B_{\text{dk,diff}}} = \frac{2 \cdot E_{\text{sig,uni}}}{2 \cdot B_{\text{dk,uni}}} = \frac{E_{\text{sig,uni}}}{B_{\text{dk,uni}}} \quad (4.3)$$

D.h. das für die Wahrscheinlichkeit der Detektion entscheidende maximale Signal-Rausch-Verhältnis ändert sich im Vergleich zum unipolaren System nicht. Das gleiche folgt auch für die Cramer-Rao-Schranke nach (3.28). In diesem Fall ermöglicht der vereinfacht betrachtete differenzielle Verstärker das Erreichen der gleichen Detektionswahrscheinlichkeit und Parametervarianz, die auch mit dem unipolaren Verstärker erreicht werden kann. Nachteilig ist, dass der differenzielle Aufbau einerseits die doppelte Detektorlänge besitzt und andererseits unter alleiniger Betrachtung der Eingangstransistoren die doppelte Leistung aufnimmt.

Bei zusätzlicher Berücksichtigung des 1/f-Rauschens ist die zuvor getätigte vereinfachte Betrachtung nicht mehr zulässig. Durch das Zusammensetzen des differenziellen Impulses

aus zwei unipolaren Impulsen verändert sich das Spektrum des resultierenden Impulses. Liegt $1/f$ -Rauschen oder anderes korreliertes Rauschen vor, erfolgt durch den Whitening-Filter eine frequenzabhängige Filterung des neuen Signals. In der Konsequenz weist der mit dem Whitening-Filter gefilterte differenzielle Impuls nicht mehr die doppelte Energie des Whitening-gefilterten unipolaren Impulses auf, auch wenn dies vor den Whitening-Filter der Fall ist.

Intuitiv verständlich ist das für den Bereich $f \rightarrow 0$. Während der unipolare Impuls in diesem Frequenzbereich Leistungsanteile besitzt, ist dies beim differenziellen Impuls nicht der Fall. Das Herausfiltern dieser Frequenzanteile durch den Whitening-Filter führt deshalb für den unipolaren Impuls zu Energieverlusten, für den differenziellen Impuls jedoch nicht.

Die Auswirkungen des Whitening-Filters auf das Verhältnis des maximalen Signal-Rausch-Verhältnisses für einen beispielhaften Trapezimpuls sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Die Abbildung zeigt den Zusammenhang zwischen dem maximalen Signal-Rausch-Verhältnis des differenziellen Systems ρ_{diff} und dem maximalen Signal-Rausch-Verhältnis des unipolaren Systems für einen Trapezimpuls mit einer Dauer des konstanten Bereichs $T_{\text{fla}} = 1$ ms und der Anstiegszeit T_r im unipolaren Fall.

Für die spektrale Rauschleistungsdichte wird weißes und $1/f$ -Rauschen mit der gegebenen Eckfrequenz f_c vorausgesetzt. Abhängig von f_c und der Anstiegszeit T_r zeigt sich ein unterschiedlich großer Zugewinn durch die Verwendung des differenziellen Aufbaus im Verhältnis zum unipolaren Aufbau im Vergleich zur Betrachtung für weißes Rauschen.

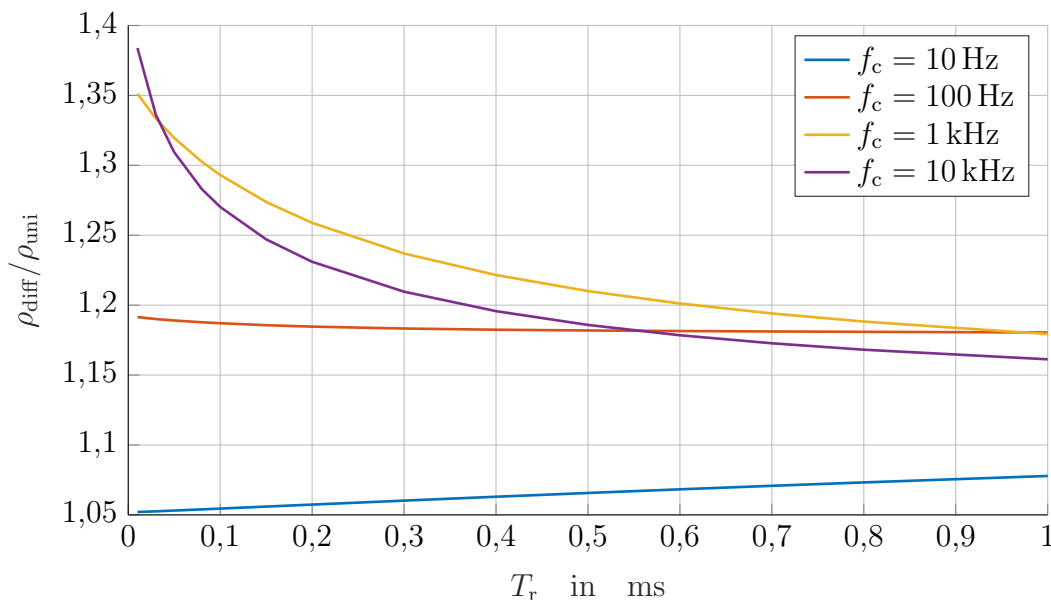


Abbildung 4.2: Zusammenhang zwischen dem maximalen Signal-Rausch-Verhältnis des differenziellen Systems ρ_{diff} und dem maximalen Signal-Rausch-Verhältnis des unipolaren Systems.

Entscheidend ist, wie die Leistung im Spektralbereich durch den differenziellen Aufbau verschoben wird. Der größte Vorteil für den differenziellen Aufbau ergibt sich für realistische 1/f-Eckfrequenzen im Bereich von ca. 1 kHz bei kurzen Anstiegszeiten. Für niedrigere 1/f-Eckfrequenzen, bzw. bei abnehmender Impulsdauer befindet sich auch im unipolaren Fall ein größerer Anteil der Signalenergie in einem Frequenzbereich, in dem das Rauschen eine konstante spektrale Rauschleistungsdichte zeigt, sodass der Vorteil des differenziellen Aufbaus sinkt.

In Bezug auf die Schätzung des Auftrittszeitpunkts des Partikels kann erneut die Cramer-Rao-Schranke betrachtet werden. Das Verhältnis der Varianz $\frac{\sigma_{\tau,\text{diff}}^2}{\sigma_{\tau,\text{uni}}^2}$ für einen beispielhaften Trapez-Impuls ist in Abbildung 4.3 gegeben.

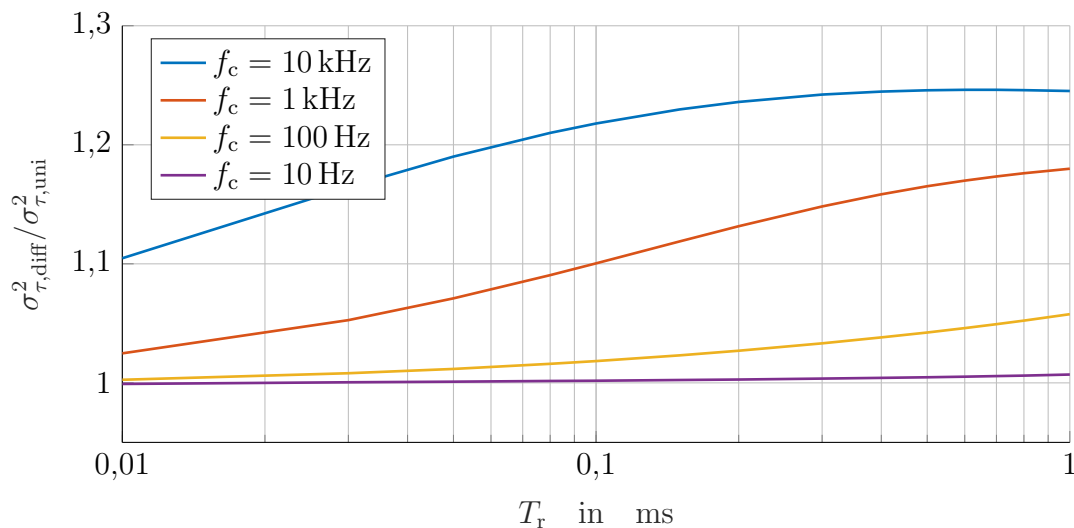


Abbildung 4.3: Verhältnis zwischen der Varianz des Auftretszeitpunkts beim differenziellen Aufbau und dem unipolaren Aufbau entsprechend der Cramer-Rao-Schranke für einen Trapezimpuls mit der Dauer des konstanten Bereichs $T_{\text{fla}} = 1$ ms, der Anstiegszeit T_r und der 1/f-Eckfrequenz f_c .

Im Falle der Betrachtung der Varianz zeigt der differenzielle Aufbau in allen betrachteten Fällen eine höhere Varianz des Auftretszeitpunkts als der unipolare Aufbau. Dies erscheint zunächst kontraintuitiv, da der differenzielle Ausgangsimpuls entsprechend Abbildung 4.2 bezogen auf die Rauschleistungsdichte hinter dem Whitening-Filter eine größere Impulsenergie besitzt.

Um dies weiter zu untersuchen wird die Differenz der normierten partiellen Energie der beiden Signale betrachtet. Mit der spektralen Rauschleistungsdichte hinter dem Whitening-Filter $B_{\text{dk,diff}}$ für den differenziellen Verstärker und $B_{\text{dk,uni}}$ für den unipolaren Verstärker und den jeweiligen Ausgangssignalen des Whitening-Filters $U_{\text{diff,dk}}$ für den differenziellen Verstärker

und $U_{\text{uni,dk}}$ für den unipolaren Verstärker ergibt sich:

$$\nu(f_u) = \frac{\frac{1}{B_{\text{dk,diff}}} \int_{f_u}^{\infty} |U_{\text{diff,dk}}(f)|^2 df - \frac{1}{B_{\text{dk,uni}}} \int_{f_u}^{\infty} |U_{\text{uni,dk}}(f)|^2 df}{\frac{1}{B_{\text{dk,uni}}} \int_0^{\infty} |U_{\text{uni,dk}}(f)|^2 df} \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.4 ist (4.4) für einen beispielhaften Impuls dargestellt. Es zeigt sich, dass im Frequenzbereich von ca. 1 kHz bis ca. 10 kHz der unipolare Impuls, bezogen auf die spektrale Rauschleistungsdichte, eine höhere spektrale Leistungsdichte besitzt.

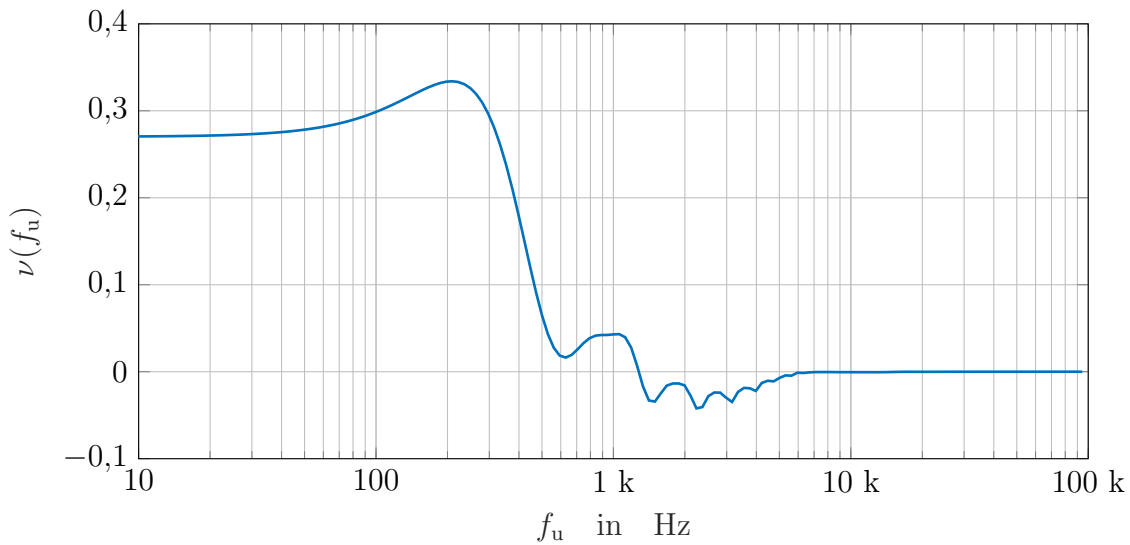


Abbildung 4.4: Normierte Differenz der auf die spektrale Rauschleistungsdichte bezogene Impulsenergie im Frequenzbereich von $f = f_u$ bis $f \rightarrow \infty$ für einen Trapezimpuls mit $T_r = 0,1$ ms, $T_{\text{fla}} = 1$ ms und $f_c = 10$ kHz.

Im Gegenzug weist der differenzielle Impuls im Frequenzbereich von ca. 200 Hz bis ca. 1 kHz eine deutlich höhere spektrale Leistungsdichte auf, die zur besseren Detektion des differenziellen Impulses führt. Für die Cramer-Rao-Schranke kann der Zusammenhang [65, 71]

$$\sigma_{\tau}^2 \geq \frac{B_{\text{dk}}}{\int_{-\infty}^{\infty} |U_{\text{dk}}(f) \cdot j 2 \pi f|^2 df} \quad (4.5)$$

hergeleitet werden. Durch die Multiplikation des Spektrums des Ausgangssignals U_{dk} mit der Frequenz folgt, dass Signalanteile bei hohen Frequenzen einen erhöhten Einfluss auf die Varianz nach der Cramer-Rao-Schranke haben. Daraus folgt zusammen mit der Beobachtung nach Abbildung 4.4 die größere Varianz des geschätzten Auftrettszeitpunkts nach Abbildung 4.3.

Zusammengefasst ermöglicht der gezeigte differenzielle Aufbau, unter Inkaufnahme der doppelten Detektorlänge und der doppelten Leistungsaufnahme eine verbesserte Detektion der Partikel, wobei nach Abbildung 4.2 eine um ca. 10% reduzierte ENC hinter dem Korrelationsfilter zu erwarten ist. Die Varianz des geschätzten Auftrittszeitpunkts steigt, wobei im gezeigten Fall nicht mit einem Anstieg der Standardabweichung um mehr als 12% zu rechnen ist.

Im Kontext von Ladungsverstärkern können diese Abweichungen als geringfügig betrachtet werden, sodass näherungsweise das Verhalten des betrachteten differenziellen Systems mit dem des äquivalenten unipolaren Systems gleichgesetzt werden kann. Eine Möglichkeit den Anstieg der Varianz zu reduzieren, besteht in der Einfügung eines Abstands zwischen den Detektoren, wobei der Nachteil einer weiteren Verlängerung des Detektors in Kauf zu nehmen ist.

Es soll noch kurz abgeschätzt werden, wie sich der differenzielle Aufbau im Vergleich zu einem Aufbau mit zwei unipolaren Detektoren verhält. In diesem Fall ist das Detektorvolumen und die Leistungsaufnahme der Verstärker näherungsweise gleich, der Rechenaufwand des Filter- und Detektionssystems verdoppelt sich jedoch.

In Bezug auf die Varianz der Parameterschätzung ist eine relativ einfache Abschätzung möglich: Das Rauschen der Verstärker kann als unkorreliert betrachtet werden. Wird ein Parameter getrennt zweimal geschätzt, kann der Mittelwert beider Schätzungen als Resultat verwendet werden. In diesem Fall folgt für Varianz des Gesamtsystems [84]:

$$\sigma_{\text{ges}}^2 = \frac{1}{2} \sigma_{\text{einzel}}^2 \quad (4.6)$$

D.h. die Varianz der Parameter kann unter Umständen halbiert werden. Dies gilt, wenn Abhängigkeiten zwischen den Messwerten vernachlässigt werden. Beispielsweise kann zweimal die Dauer des Durchflugs oder die Amplitude gemessen werden. In diesem Fall gilt (4.6).

Theoretisch ist ein multidimensionales System zu betrachten, das mehrere Eingangskanäle aufweist und mehrere Parameter gleichzeitig schätzt. So sind Informationen über die Partikelgeschwindigkeit sowohl in der Impulsdauer, als auch im Impulsabstand enthalten. Ohne diese weiter zu betrachten, ist festzustellen, dass ein System mit mehreren getrennten Detektoren in Bezug auf die Parameterschätzung einen deutlichen Vorteil gegenüber einem differenziellen System zeigt.

Die Abschätzung der Änderung der Detektionseigenschaften eines Systems mit zwei getrennten Filtersystemen hängt von verschiedenen Parametern ab, insbesondere ist das Rauschen hinter dem Korrelationsfilter nicht unkorreliert. Um eine möglichst kurze Betrachtung zu ermöglichen, wird stark vereinfacht ein System betrachtet, das im Frequenzbereich hinter

dem Korrelationsfilter ideal bandbegrenzt weißes Rauschen zeigt. D.h. der Ladungsimpuls ist durch ein Sinc-Impuls gegeben, der in weißem Rauschen auftritt.

Dieses Signal werde im Zeitbereich exakt so abgetastet, dass die notwendige Nyquist-Frequenz erreicht wird. Zusätzlich wird angenommen, dass die Abtastung mit einer solchen Zeitverschiebung erfolgt, dass der Sinc-Impuls nur einen Abtastwert um den Wert $b_P \sim \sqrt{W_{E,P}}$, $b_P > 0$ hinter dem Korrelationsfilter ändert. Die Standardabweichung der, aufgrund der spezifischen Annahmen, unkorrelierten¹ Abtastwerte des Rauschens sei σ_{ENC} . Es wird angenommen, dass in einer Sequenz von Ψ_{seq} Abtastwerten nur entweder ein Ladungsimpuls auftritt oder keiner.

Es wird zuerst der einzelne Detektor betrachtet: Die Wahrscheinlichkeit, dass in der Sequenz ein Partikel detektiert wird, obwohl keiner vorhanden ist (Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion [85]), ist gegeben durch $P_{fd,seq}$. Daraus folgt, dass die Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion für einen einzelnen Abtastwert

$$P_{fd,e} = 1 - (1 - P_{fd,seq})^{1/\Psi_{seq}} \quad (4.7)$$

betragen muss. Wird ein Schwellenwertentscheider mit der Schwelle $\gamma_{tr,einzel}$ verwendet, ist $P_{fd,e}$ für gaußverteiltes Rauschen mit der Varianz $\sigma_{ENC}^2 = 1$ und $\Phi(x)$ nach (3.38) gegeben durch [85]:

$$P_{fd,e} = \Phi\left(\frac{\gamma_{tr}}{\sigma_{ENC}}\right) \quad (4.8)$$

Wird für eine Betrachtung mit Zahlenwerten $P_{fd,seq} = 10^{-5}$ und $\Psi_{seq} = 10^5$ festgelegt, ergibt sich $\gamma_{tr,einzel} = 6,36 \sigma_{ENC}$.

Ein einfaches System, das aus zwei Detektoren mit Filtersystem besteht, akzeptiert die Hypothese $\mathcal{H}_{1,ges}$: Impuls vorhanden, wenn eines der Subsysteme einen Impuls meldet. Es gilt für die Gesamtwahrscheinlichkeit der falschen Detektion:

$$P_{fd,seq,ges} = 1 - (1 - P_{fd,seg,sub})^2 \quad (4.9)$$

Dabei stellt $P_{fd,seg,sub}$ die Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion im Subsystem dar. Für diese Untersuchung soll die Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion, entsprechend dem Neyman-Pearson-Kriterium [70] konstant bleiben. Es folgt $P_{fd,seq,ges} = 10^{-5}$ und daraus $P_{fd,seg,sub} = 5,0 \cdot 10^{-6}$. Mit (4.8) und (4.7) folgt für den Schwellenwert des Subsystems $\gamma_{tr,sub} = 6,47 \sigma_{ENC}$.

¹Beispielsweise würde durch Überabtastung korreliertes Rauschen auftreten.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel detektiert wird, ist für ein Einzelsystem gegeben durch:

$$P_{\text{detek,einzel}} = \Phi\left(\frac{\gamma_{\text{tr}} - b_{\text{P}}}{\sigma_{\text{ENC}}}\right) \quad (4.10)$$

Mit $P_{\text{detek,sub}} = P_{\text{detek,einzel}}$ nach (4.10) unter Verwendung des entsprechenden Schwellenwerts $\gamma_{\text{tr,sub}} = 6,47 \sigma_{\text{ENC}}$ gilt für das Gesamtsystem:

$$P_{\text{detek,ges}} = 1 - (1 - P_{\text{detek,sub}})^2 \quad (4.11)$$

Wird ein Partikel mit $b_{\text{P}} = 7 \sigma_{\text{ENC}}$ angenommen, beträgt $P_{\text{detek,einzel}}(\gamma_{\text{tr,einzel}} = 6,36 \sigma_{\text{ENC}}) = 0,74$ und $P_{\text{detek,ges}}(\gamma_{\text{tr,sub}} = 6,47 \sigma_{\text{ENC}}) = 0,91$.

D.h. das System mit zwei Detektoren ermöglicht in diesem Fall eine um ca. 23% verbesserte Erkennungswahrscheinlichkeit des Partikels bei gleicher Fehlerwahrscheinlichkeit im Vergleich zu einem einzelnen Detektor.

Um abzuschätzen, wie sich diese Ergebnis auf die äquivalente Rauschladung des Systems überträgt, kann für das Einzelsystem eine neue äquivalente Standardabweichung $\sigma_{\text{eq,ENC}}$ berechnet werden, die bei gleicher Fehlerwahrscheinlichkeit, mit einem einzelnen Detektor, die Erkennungswahrscheinlichkeit des Systems mit zwei Detektoren ermöglicht:

$$\sigma_{\text{eq,ENC}} = \frac{-b_{\text{P}} \cdot \sigma_{\text{ENC}}}{\Phi^{-1}(P_{\text{detek,ges}}) \sigma_{\text{ENC}} - \gamma_{\text{tr,einzel}}} \quad (4.12)$$

Hier stellt Φ^{-1} die Umkehrfunktion von (3.38) dar [85]. Für das gegebene Beispiel folgt:

$$\sigma_{\text{eq,ENC}} = 0,91 \sigma_{\text{ENC}} \quad (4.13)$$

Daraus folgt, dass in diesem spezifischen Fall das System mit zwei Detektoren das gleiche Verhalten zeigt wie ein System mit einem Detektor und einer um ca. 10% reduzierten Rauschleistung. In Abbildung 4.5 wird das Verhältnis zwischen der Varianz des äquivalenten Einzeldetektors $\sigma_{\text{eq,ENC}}$ und der Varianz der Detektoren σ_{ENC} des Systems mit zwei Detektoren für verschiedene auf die Varianz bezogene Impulsamplituden $\frac{b_{\text{P}}}{\sigma_{\text{ENC}}}$ gezeigt. Zusätzlich ist die Wahrscheinlichkeit der Detektion $P_{\text{detekt,ges}}$ angegeben.

Mit zunehmender Amplitude des Signalimpulses steigt der Vorteil des Systems mit zwei Detektoren an. Es ist zu beachten, dass im gezeigten Fall für $\frac{b_{\text{P}}}{\sigma_{\text{ENC}}} > 8$ die Detektionswahrscheinlichkeit für beide betrachtete Systeme ungefähr $P_{\text{detek}} \approx 1$ beträgt.

D.h. auch wenn sich in diesem Bereich bei der Betrachtung von $\sigma_{\text{eq,ENC}}$ scheinbar einen höheren Empfindlichkeitsgewinn durch die Verwendung mehrerer Detektoren ergibt, ist dieser

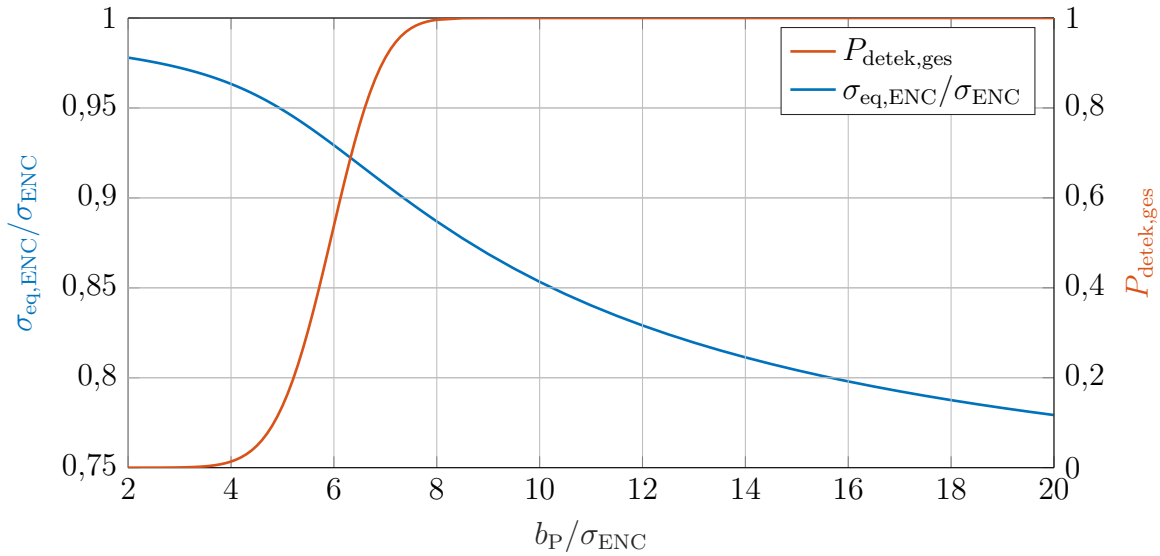


Abbildung 4.5: Verhältnis zwischen der äquivalenten Varianz eines Systems mit einem Detektor $\sigma_{eq,ENC}$ und der Varianz der Subsysteme σ_{ENC} eines Systems mit zwei Detektoren unter der Annahme einer identischen Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion und gleicher Wahrscheinlichkeit der Detektion. Zusätzlich wird die Wahrscheinlichkeit der Detektion gezeigt.

in der Praxis kaum relevant, da in diesem Bereich der absolute Zugewinn der Detektionswahrscheinlichkeit durch die Verwendung mehrerer Detektoren extrem klein ist.

Im entscheidenden Bereich zwischen $b_P = 4\sigma_{ENC}$ und $b_P = 8\sigma_{ENC}$ beträgt der Vorteil in der äquivalenten Varianz im Durchschnitt weniger als 10%. Dieser Vorteil wird in den wenigsten Fällen den zusätzlichen Aufwand, der durch den doppelten Aufbau entsteht, rechtfertigen können.

Da die Fähigkeit eines Systems, einen Impuls zu detektieren, zunächst nur von $\rho = \frac{W_{E,sig}}{B_{dk}}$ abhängt [70], sollten auch andere, physikalisch realisierbare, Impulsformen zu einem vergleichbaren Ergebnis nach Abbildung 4.5 führen. Andere Annahmen bezüglich der Wahrscheinlichkeit der falschen Detektion führen zu einer Verschiebung der Kurven in Abbildung 4.5 entlang der x-Achse.

Es ist zu beachten, dass die Validität des Ergebnisses durch die Tatsache eingeschränkt wird, dass das angenommene System mit zwei Detektoren nicht das optimale Detektionssystem mit zwei Detektoren darstellt.

Beispielsweise wird die Plausibilität der zeitlichen Abfolge der Impulse nicht berücksichtigt, auch der Informationsgehalt der vereinfachten Annahme, dass maximal ein Partikel auftreten darf, wird nicht vollständig berücksichtigt.

Da die Annahme eines einzelnen Partikels ohnehin eine Vereinfachung darstellt, die auf reale Systeme nicht zutrifft, wird eine Berücksichtigung dieser Bedingung im gegebenen Kontext als nicht zielführend erachtet und ein ähnliches Verhalten entsprechend dem des suboptimalen Systems im Weiteren vorausgesetzt.

In Bezug auf den Vergleich eines einzelnen unipolares Detektorsystems, eines Systems mit differenziellem Aufbau und eines Systems bestehend aus zwei getrennten, hintereinander angeordneten Detektoren ist zusammengefasst festzuhalten:

- Liegt nur weißes Rauschen vor, zeigt das unipolare System und das differenzielle System das gleiche Detektions- und Schätzverhalten, wobei das differenzielle System die doppelte Leistung aufnimmt und einen doppelt so langen Detektor benötigt.
- Liegt zusätzlich $1/f$ -Rauschen vor, weist der differenzielle Aufbau aufgrund der abweichenden Verteilung der spektralen Leistungsverteilung eine höhere Sensitivität in Bezug auf die Detektion auf, aber eine größere Varianz bei der Parameterschätzung. Die Unterschiede der charakterisierenden Parameter liegen bei weniger als 30 %.
- Das System mit zwei getrennten Detektoren ermöglicht vereinfacht eine Halbierung der Varianz der Parameter. In Bezug auf die Detektion ergibt sich nur eine geringe Verbesserung der äquivalenten Rauschladung.

Nur im Falle der Parameterschätzung unter der Verwendung zweier getrennter Detektoren ergibt sich eine signifikante Verbesserung des Systemverhaltens in Bezug auf das intrinsische Rauschverhalten.

In den anderen Fällen sind die realisierbaren Verbesserungen klein, sodass die Verwendung des einfachen unipolaren Systems unter Berücksichtigung der Leistungsaufnahme und des technischen Aufwands theoretisch oft die beste Lösung darstellt.

In der Praxis werden teilweise stark vereinfachte Filtersysteme eingesetzt, bei denen die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit erst durch die Verwendung mehrere Detektoren möglich wird. Auch treten in realen Systemen externe Störeinkopplungen auf, die durch einen differenziellen Aufbau teilweise unterdrückt werden können. In diesen Fällen sind die genannten differenziellen Systeme oder Systeme mit mehreren Detektoren gegenüber dem einzelnen unipolaren Detektor zu bevorzugen.

Ob eine Situation vorliegt, in der ein differenzieller Aufbau vorteilhaft ist, hängt von den spezifischen im Detektorsystem extern auftretenden Störungen ab. Diese können sich in Bezug auf die spektrale Leistungsverteilung, die Phasenverschiebung zwischen den Detektoren und eventuelle deterministische Anteile stark unterscheiden, weshalb eine allgemeine theoretische Untersuchung nicht möglich ist.

4.1.2 Schaltungsentwurf

Ergibt die Evaluation der Umgebung des Detektors, dass ein differenzieller Aufbau vorteilhaft ist, besteht der erste Schritt in der Auswahl eines geeigneten Halbleiterprozesses. Untersuchungen haben gezeigt, dass unter den im Rahmen der Arbeit verfügbaren Halbleitertechnologien eine 350-nm-Technologie für Verstärker für langsame Partikel, d.h. im Frequenzbereich bis ca. 1 MHz, das beste Rauschverhalten zeigt [81]. Die Größe und der Arbeitspunkt des Eingangstransistors werden über das Vorgehen nach Abschnitt 3.2 ermittelt.

Es ist zu beachten, dass entsprechend der Ergebnisse aus Abschnitt 4.1.1 für die Auslegung nach Abschnitt 3.2 der vollständige differenzielle Aufbau für die Optimierung des Transistors berücksichtigt werden sollte. Da die beobachteten Abweichungen zwischen einem unipolaren und differenziellen Aufbau in typischen Arbeitsbereichen maximal ca. 1,14 dB betragen, wird davon ausgegangen, dass die Ergebnisse der Optimierung des unipolaren Systems auch zur Auslegung des differenziellen Systems verwendet werden können.

Die Entwicklung des Verstärkers erfolgt anhand der Anforderungen der Eingangstransistoren. Die gesamte Verstärkerkette vor dem Analog-Digital-Umsetzer, bzw. in der Laborumgebung dem Eingang des Oszilloskops, besteht aus der Eingangsstufe mit Gleichtaktregelung, dem nachfolgenden Pufferverstärker und weiteren Operationsverstärkern, die das Signal weiter verstärken und filtern. Die Eingangsstufe und der erste Pufferverstärker werden monolithisch integriert und sind Gegenstand der folgenden Betrachtung.

4.1.2.1 Eingangsstufe

Die Eingangsstufe stellt den eigentlichen Ladungsverstärker mit kapazitiver Rückkoppelung dar. Die externe Beschaltung ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Massebezogene parasitäre Kapazitätsanteile seien in $C_{\text{det,g}}$ enthalten. Differenzielle Kapazitätsanteile werden durch $C_{\text{p,diff}}$ berücksichtigt. Zusätzlich verzeichnet ist ein asymmetrischer Teststrom, mit dem eine Eingangsladung nachgebildet werden kann, die den im Abschnitt 4.1.1 geschilderten Bedingungen entspricht.

Der Verstärkerentwurf auf Transistorebene muss diverse Spezifikationen in Bezug auf die Bandbreite, die Verstärkung, die Linearität und Stabilität erfüllen. Unter der Annahme, dass diese Bedingungen allesamt erfüllt sind, ist das primäre Entwurfsziel die Minimierung der Rauschbeiträge der Bauelemente zum Gesamtrauschen des Systems bei gleichzeitig möglichst geringer Leistungsaufnahme. Aufgrund der Vielzahl der Parameter und Entwurfsoptionen ist jeder mögliche Entwurf stets nur als ein Versuch der Annäherung an das Optimum zu verstehen, der bezüglich seiner Entwurfsentscheidungen nur teilweise motiviert werden kann. Der Schaltplan der Verstärkerschaltung ohne Gleichtaktregelung entsprechend [86] ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

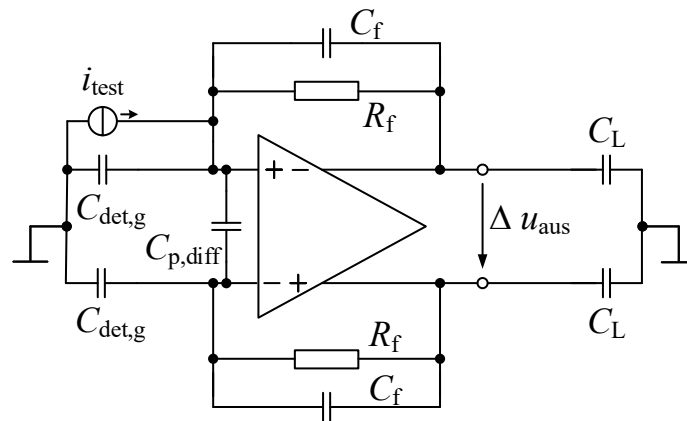


Abbildung 4.6: Äußere Beschaltung der Eingangsstufe des Verstärkersystems.

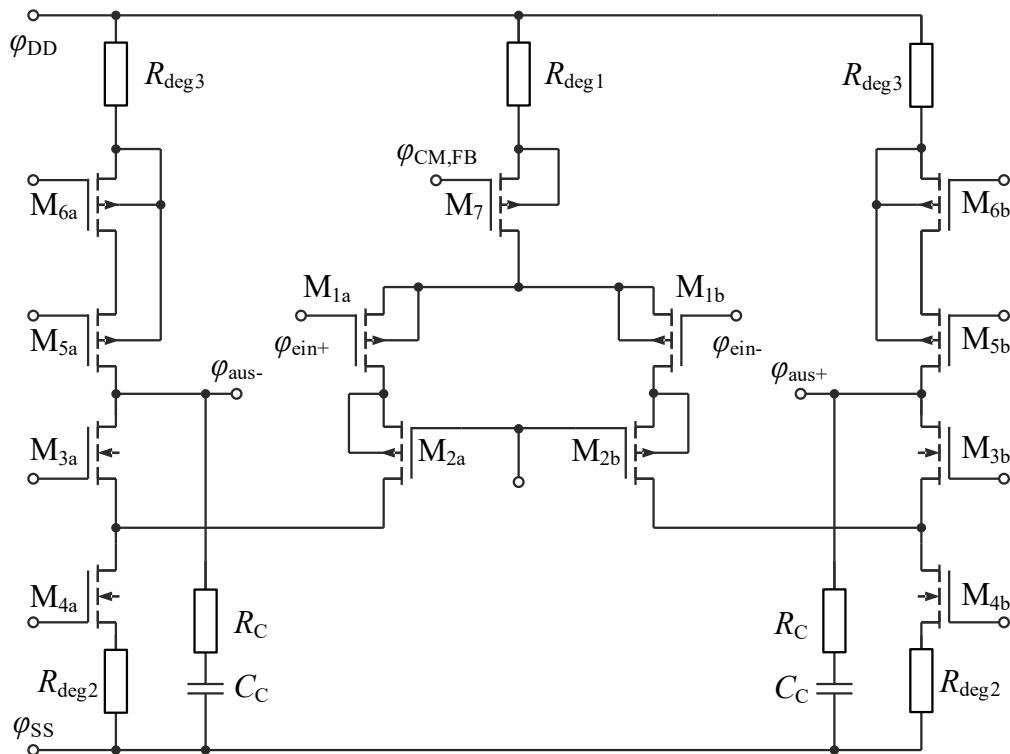


Abbildung 4.7: Schaltplan der Verstärkerstruktur der Eingangsstufe.

Nicht näher beschriftete Eingänge der Transistoren sind entweder mit der Gleichtaktregelung oder Biasspannungen verbunden. Die Grundstruktur des Verstärkers besteht aus einem differentiellen Paar, bestehend aus M_{1a} und M_{1b} mit nachfolgender doppelter Kaskodenstufe, bestehend aus M_{2a} , M_{2b} und M_{3a} , M_{3b} . Eine detaillierte Analyse und Begründung für die Auswahl der vorliegenden Architektur für den Entwurf des Ladungsverstärkers sowie eine Beschreibung des Entwurfsprozesses kann [81] entnommen werden, weshalb auf eine solche

in der vorliegenden Arbeit verzichtet wird. Im Folgenden werden die wichtigsten Aspekte des Verstärkerentwurfs nach [81] zusammengefasst wiedergegeben:

- Der Kaskodenverstärker stellt die typischerweise im Zusammenhang mit Ladungsverstärkern verwendete Schaltungstopologie dar [87]. Im Vergleich zu anderen Verstärkertopologien, beispielsweise klassischen mehrstufigen Verstärkern zeigt die Kaskodentopologie den Vorteil, dass auch bei einer geringen Spannungsverstärkung am Eingangstransistor die Schaltung so entworfen werden kann, dass der Eingangstransistor das Rauschen der Schaltung dominiert [81].
- In Bezug auf das Rauschverhalten zeigt der teleskopische Kaskodenverstärker das geringste zusätzliche Rauschen [81].
- Die gefaltete Kaskodenschaltung nach Abbildung 4.7 besitzt durch die zusätzlich notwendige Stromquelle, bestehend aus M_{4a} , M_{4b} und R_{deg2} eine weitere Rauschquelle im Vergleich zur teleskopischen Kaskodenschaltung. Die gefaltete Kaskodenschaltung wird trotzdem für den Entwurf gewählt, da bei dieser kein Offset zwischen der Gleichtaktspannung am Eingang und Ausgang der ersten Stufe auftritt. Teleskopische Kaskodenschaltungen zeigen hingegen ein solches Offset, das durch eine zusätzliche Stufe kompensiert werden muss.
- Es wird jeweils ein zusätzlicher Kaskodentransistor M_{2a} , M_{2b} eingesetzt, um den Miller-Effekt am Eingangstransistor zu reduzieren [87] und um die niedrige intrinsische Verstärkung der Eingangstransistoren mit geringer Gatelänge zu kompensieren [81].
- Kaskodentransistoren, d.h. die Paare M_{2a} , M_{2b} , M_{3a} , M_{3b} und M_{5a} , M_{5b} sollten so ausgelegt werden, dass sie eine möglichst große intrinsische Verstärkung aufweisen [81].
- Um das Rauschverhalten zu optimieren, sind die Stromquellentransistoren M_{4a} , M_{4b} und M_{6a} , M_{6b} so auszulegen, dass die Transkonduktanz g_m möglichst klein ist. Um einen großen Ausgangswiderstand zu erzielen, sollte g_{DS} ebenfalls möglichst klein sein [81].
- Eine weitere Reduzierung der Rauschbeiträge der Stromquellen ist durch die Verwendung größerer Degenerationswiderstände R_{deg2} und R_{deg3} möglich. In diesem Zusammenhang ist eine Abwägungsentscheidung zwischen der zu akzeptierenden Verlustleistung der Degenerationswiderstände und der zu akzeptierenden zusätzlichen Rauschbeiträge der Stromquellen zu treffen.
- Nach den Eingangstransistoren M_{1a} , M_{1b} tragen die Stromquellen M_{4a} , M_{4b} mit R_{deg2} den zweitgrößten Anteil zum Rauschen des differentiellen Ausgangssignals bei. Grund

ist, dass durch M_{4a} , M_{4b} und R_{deg2} der größte Strom fließt. In der beispielhaften Dimensionierung nach [86] tragen die beiden Widerstände R_{deg2} zusammen 12 % zur Gesamtrauschleistung des Systems bei.

Aufgrund des differentiellen Aufbaus trägt Rauschen der Versorgungsspannungen und Biasspannungen unter Annahme eines idealen symmetrischen Systems zunächst nicht zum Rauschen des differentiellen Ausgangssignals bei [81]. Dies stellt einen Vorteil des differentiellen Ladungsverstärkers dar, da andernfalls im Kontext der Verstärkung niederfrequenter Signale die Verwendung von Tiefpassfiltern an den Biasspannungen und Versorgungsspannungen notwendig ist, die typischerweise mithilfe externer Kapazitäten realisiert werden müssen.

Auf eine exakte Beschreibung der Auslegung der einzelnen Transistoren und Arbeitspunkte derselben wird an dieser Stelle verzichtet, da die wichtigsten Entwicklungsschritte des Entwurfs eines Ladungsverstärkers durch die Auslegung des Eingangstransistors und die Festlegung der Schaltungstopologie gegeben sind. Die Auslegung der weiteren Transistoren kann mit den klassischen Methoden des Schaltungsentwurfs erfolgen.

Weitere Informationen zu dem Verhalten und der Auslegung der verschiedenen Varianten des differentiellen Verstärkers können Abschnitt 5.1 entnommen werden. In Anhang A wird der praktische Betrieb der verschiedenen Varianten des Verstärkers erläutert.

4.1.2.2 Gleichtaktregelung

Der vollständig differentielle Verstärker nach Abbildung 4.7 benötigt zur Festlegung der Gleichtakt-Ausgangsspannung eine Gleichtaktregelung. Im Fall der Eingangsstufe des Verstärkers wird eine Gleichtaktregelung bestehend aus zwei degenerierten differentiellen Paaren verwendet, die den Strom der Fußpunktstromquelle M_7 nach Abbildung 4.7 vorgibt [23]. Der Schaltplan der Gleichtaktregelung ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Das Konzept der Schaltung ist [23] entnommen.

Die Gleichtaktspannung ist durch den Mittelwert von φ_{aus+} und φ_{aus-} gegeben. Die differentiellen Paare M_{9a} und M_{9b} sowie M_{9c} und M_{9d} vergleichen jeweils eine der Ausgangsspannungen des Verstärkers mit den Referenzwert der Gleichtaktspannung $\varphi_{CM,ref}$.

Durch die Summenbildung der Drainströme von M_{9b} und M_{9c} wird ein Strom berechnet, der die Abweichung der Ausgänge des Verstärkers von der Referenz-Gleichtaktspannung repräsentiert. Dieser Strom definiert über den Stromspiegel M_{10a} und M_7 nach Abbildung 4.7 den Fußpunktstrom des differentiellen Paares des Verstärkers, der die Gleichtakt-Ausgangsspannung des Verstärkers bestimmt.

Die Widerstände R_{deg4} der degenerierten differentiellen Paare werde eingesetzt, um den Spannungsbereich von $\varphi_{aus+} - \varphi_{aus-}$ zu vergrößern, in dem die differentiellen Paare ein

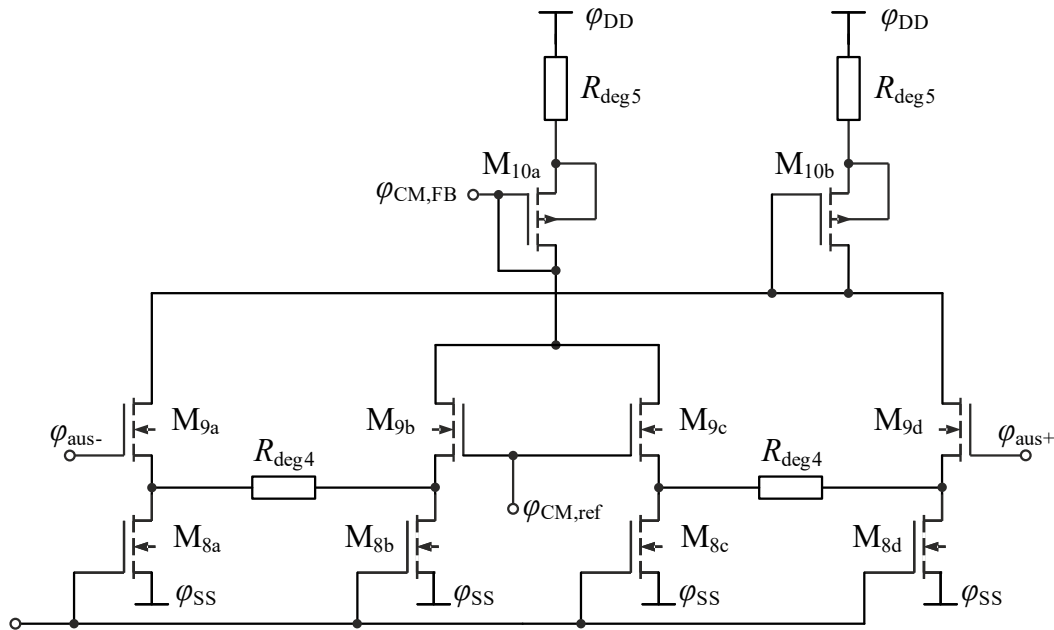


Abbildung 4.8: Schaltplan der Gleichaktregelung der Eingangsstufe [23]. Nicht bezeichnete Potenziale sind mit Biasspannungen verbunden.

näherungsweise lineares Verhalten aufweisen. In Bezug auf die Dimensionierung der Gleichaktregelung zu beachtende Punkte für den vorliegenden Verstärker können [81] entnommen werden.

4.1.2.3 Ausgangstreiber

Die Eingangsstufe des Verstärkers weist einen begrenzten Strom in Ausgangspfad auf und ist daher nur bedingt geeignet, um externe Lasten zu treiben. In der Schaltung wird deshalb als Ausgangstreiber ein Pufferverstärker auf Basis eines vollständig differentiellen Differenzverstärkers nach [88] verwendet. Der Pufferverstärker ist als nicht invertierender Verstärker nach Abbildung 4.9 verschaltet. Der Schaltplan des Verstärkers ist in Abbildung 4.10 gegeben.

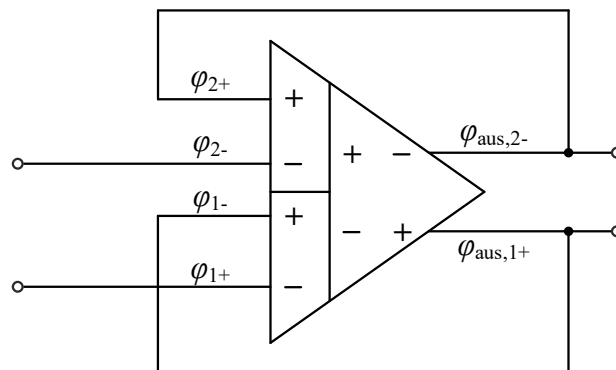


Abbildung 4.9: Äußere Beschaltung des Ausgangstreivers nach [88].

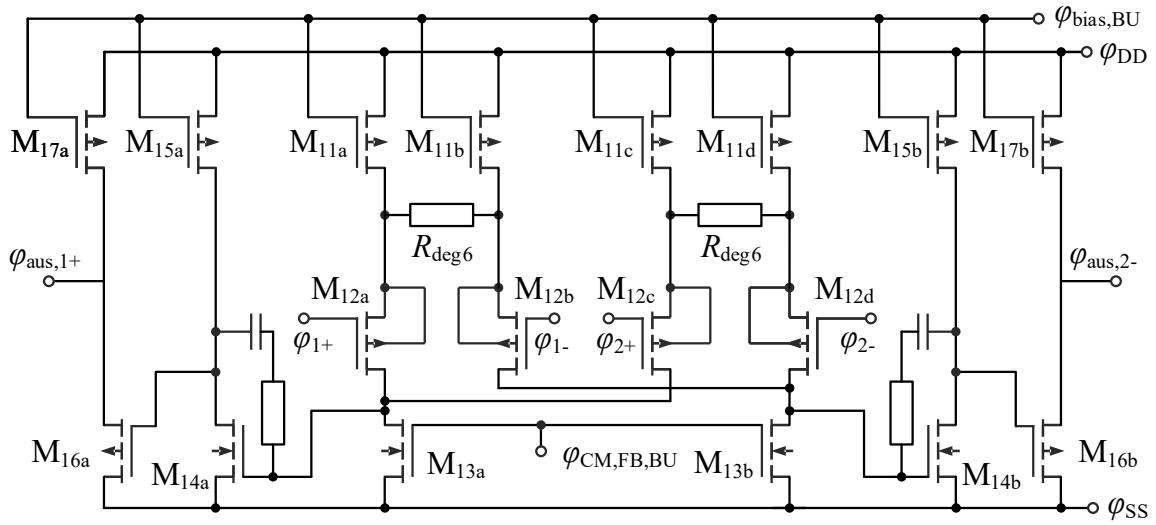


Abbildung 4.10: Schaltplan des Ausgangstreibers. Die Schaltung basiert auf [88].

Die erste Differenzstufe besteht aus den differentiellen Paaren M_{12a} bis M_{12d} . Die zweite Differenzbildung erfolgt über die Summation der Ströme am Drain von M_{13a} und M_{13b} . Von der Eingangsstufe abgesehen, entspricht die Topologie des Verstärkers dem Aufbau eines klassischen dreistufigen Operationsverstärkers mit jeweils einem Transistor M_{14a} , M_{14b} in Sourceschaltung in der zweiten Stufe und jeweils einem Sourcefolger M_{16a} , M_{16b} als Ausgangsstufe [23].

Entscheidende Entwurfskriterien sind im Fall des Ausgangstreibers die Bandbreite des Verstärkers und das Rauschverhalten unter Einhaltung einer begrenzten Leistungsaufnahme. Auf die Implementierung einer Gegentakt-Ausgangsstufe wird verzichtet, da außerhalb der integrierten Schaltung die Verwendung weiterer Operationsverstärker vorgesehen ist, sodass die zu treibende Last begrenzt ist.

Die Gleichtaktregelung des Pufferverstärkers basiert auf [23] und besteht aus einer einfachen Differenzstufe. Die Gleichtaktspannung des Ausgangs wird mittels eines Spannungsteilers ermittelt. Der Schaltplan ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Für alle realisierten differentiellen Verstärker wird der gleiche Pufferverstärker verwendet. Da dieser Verstärker nicht im Fokus der Arbeit steht, erfolgt keine spezifische Optimierung. Die wichtigsten simulierten Parameter unter Annahme typischer Prozesseigenschaften bei $T = 300\text{ K}$ sind in Tabelle 4.1 gegeben.

Tabelle 4.1: Simulierte Parameter des Ausgangstreibers.

U_{DD}	U_{SS}	P_{ges}	f_{3dB}	$S_{n,th}$	f_c	$U_{n,rms}$
1,5 V	-1,8 V	6,1 mW	7,1 MHz	$7,3 \cdot 10^{-16} \frac{V^2}{Hz}$	10 kHz	60 μV

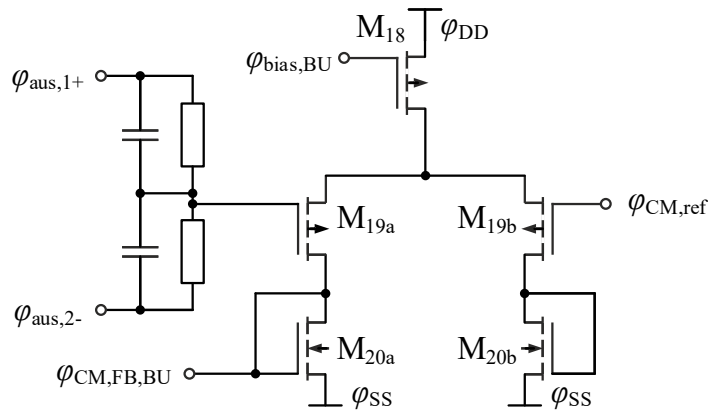


Abbildung 4.11: Schaltplan der Gleichtaktregelung des Ausgangstreivers nach [23].

Aufgrund einer 3 dB-Bandbreite von ca. 7 MHz ist der Verstärker für alle realisierten differentiellen Verstärker geeignet. Der Großteil der aufgenommenen Leistung, 4,8 mW entfällt auf die Ausgangsstufe des Verstärkers, d.h. auf die jeweiligen Transistoren M_{16a} , M_{16b} und M_{17a} , M_{17b} nach Abbildung 4.10.

4.2 Unipolarer Ladungsverstärker

Der unipolare Ladungsverstärker stellt die typische Form der Ausführung eines Ladungsverstärkers dar [8]. Der Grund für die Verwendung dieser Architektur ist auf die Eigenschaften des Ausgangssignals der meisten Ladungsdetektoren zurückzuführen. Typischen Detektoren, die influenzierte Ladungen auswerten, weisen nur eine einzelne Elektrode auf [1] oder erzeugen Signale, die sowohl einen Gleichtaktanteil, als auch einen Gegentaktanteil enthalten [6]. In diesem Fall würde eine differenzielle Auswertung Teile der Signalinformation unterdrücken. Die Verwendung von differentiellen Verstärkern zur Auswertung unipolarer Signale, wobei einer der Eingänge des Verstärkers mit einem Bezugspotenzial verbunden wird, ist für die hier betrachtete Anwendung nicht optimal, da der zusätzliche Eingangstransistor Rauschen zu dem System beiträgt, ohne dass sich in einem idealen System in Bezug auf die Verstärkung Vorteile ergeben.

Im Rahmen der Arbeit wird ein unipolarer Ladungsverstärker entworfen, der für die Erkennung schneller Staubpartikel vorgesehen ist. Die Realisierung erfolgt in einer 130-nm-Technologie. Die Auslegung des Eingangstransistors wird ausführlich in Abschnitt 3.2.2 betrachtet. Zusammengefasst ist das Ergebnis der dortigen Betrachtungen, dass als Eingangstransistor ein PMOS-Transistor mit 5 nm Gateoxid verwendet werden soll, für den gilt $L = 300$ nm und $I_D/W = 2 \dots 4$ A/m. Die Gateweite ist so zu wählen, dass $C_{GG} = C_{det} + C_f$. Um die Leistungsaufnahme zu reduzieren wird in diesem Entwurf $I_D/W \approx 2$ A/m gewählt.

Nach der Festlegung der Dimensionierung des Eingangstransistors besteht die Herausforderung des Schaltungsentwurfs in der Entwicklung einer Verstärkerarchitektur um den vorgegebenen Eingangstransistor, die die Anforderungen in Bezug auf die Entwurfsspezifikationen erfüllt. Entscheidende Spezifikationen sind unter anderem die Bandbreite des Verstärkers, das zusätzlich erzeugte Rauschen und die Leistungsaufnahme des Verstärkers.

Um den Verstärker mit unterschiedlichen Detektoren einsetzen zu können, besteht das zusätzliche Ziel, dass die Kapazität des Eingangstransistors des Verstärkers angepasst werden kann. In dem im Folgenden gezeigten Entwurfsprozess wird die Anpassung der Eingangskapazität durch die Parallelschaltung mehrerer Verstärkergrundzellen erreicht.

Eine Verstärkergrundzelle besteht aus einem vollständigen, in sich abgeschlossenen Verstärker, der durch die Verbindung verschiedener interner Potenziale mit weiteren Grundzellen zu einer Gesamtkonfiguration verschaltet werden kann.

Dieser Ansatz bietet den Vorteil, dass der Entwurf der Verstärkergrundzelle mehrfach genutzt werden kann. Nachteilig ist, dass auch die Ausgangsstufe durch die Parallelschaltung mehrfach auftritt, was zu einer erhöhten Leistungsaufnahme führt. Auch Parameterschwankungen zwischen den einzelnen Verstärkergrundzellen können das Verhalten der Gesamtkonfiguration unter Umständen negativ beeinflussen.

Zur Orientierung zeigt Abbildung 4.12 die äußere Beschaltung des Verstärkers. Der invertierende Verstärker besteht aus der entsprechenden Anzahl an Verstärkergrundzellen, die Rückkoppelung ist von diesen zunächst unabhängig ausgeführt und besteht aus der Rückkoppelkapazität und einem als Pseudowiderstand implementierten Rückkoppelwiderstand. Ein Testsignal kann über die Stromquelle i_{test} in den Verstärker eingespeist werden. Es wird in den nächsten Abschnitten zuerst auf den Entwurf der Verstärkergrundzelle eingegangen, danach wird die Verschaltung der einzelnen Zellen gezeigt.

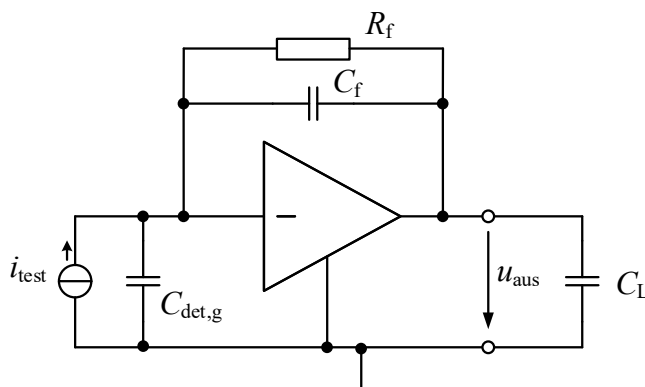


Abbildung 4.12: Vereinfachte äußere Beschaltung des unipolaren Ladungsverstärkers.

4.2.1 Entwurf der Verstärkergrundzelle

Grundlage des Verstärkerentwurfs ist erneut die Architektur des Kaskodenverstärkers, die Begründung für diese Entscheidung ist äquivalent zu derjenigen für den differentiellen Verstärker nach Abschnitt 4.1.2.1. Ein Schaltplan des Verstärkers ist in Abbildung 4.13 gegeben.

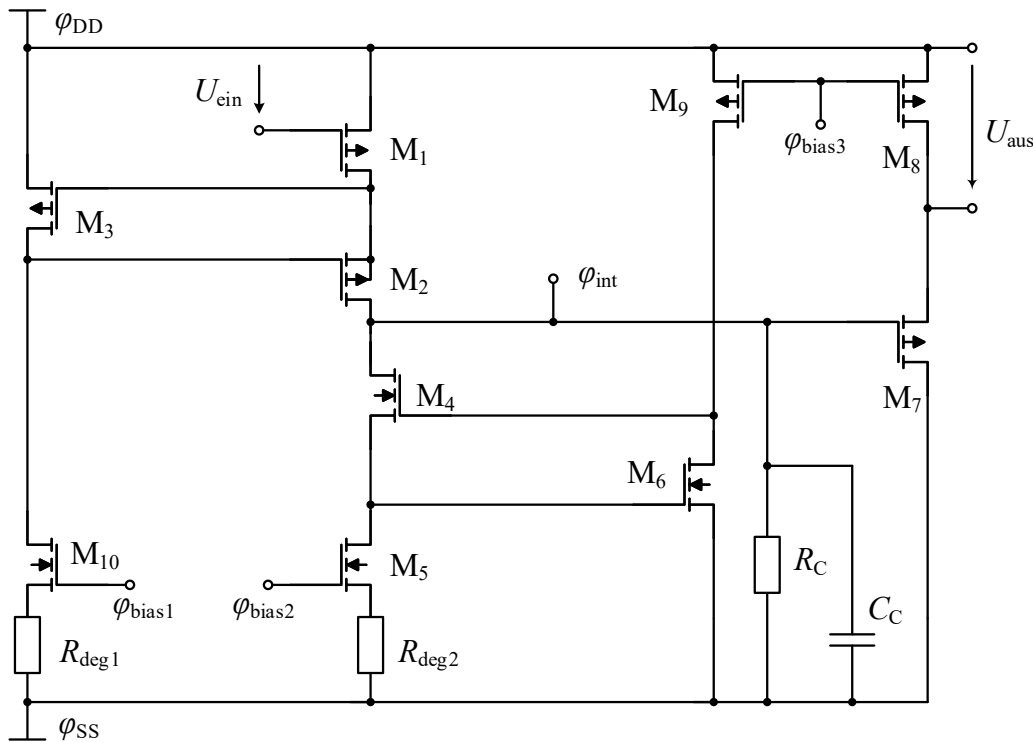


Abbildung 4.13: Schaltplan der Verstärkergrundzelle.

Die Zielspezifikation für den Frequenzbereich des Verstärkers wird teilweise anhand der systematischen Analyse nach Abschnitt 3.2.2 für den kurzen Detektor abgeleitet. Als erforderlich ergibt sich dort der Bereich von 1 kHz bis 20 MHz. Um auch Signalanteile zu erhalten, die über der 3-dB-Grenzfrequenz des Ladungsimpulses im Frequenzbereich liegen und Einfluss auf die Varianz des Auftretzeitpunkts haben, wird der Verstärker optional für einen Frequenzbereich bis $f_{3\text{dB}} = 50$ MHz ausgelegt.

Die Grundarchitektur des Verstärkers besteht aus einer verstärkten Kaskodenschaltung [89] (*engl. Gain Boosted Cascode Amplifier*), gefolgt von einer Sourcefolger-Ausgangsstufe.

Für die Weite des Eingangstransistors M_1 wird $W_{M1} = 1,2$ mm festgelegt, Dies entspricht näherungsweise dem Wert nach Tabelle 3.3 und führt zu einer Gatekapazität von $C_{GG} = 1,9$ pF.

In Bezug auf die Dimensionierung der weiteren Transistoren des Verstärkers steht das Rauschverhalten derselben im Vordergrund. Durch die teleskopische Kaskodenstruktur mit

dem Kaskodentransistor M_2 kann das Rauschen der Stromquellen im Vergleich zur gefalteten Kaskodenstruktur reduziert werden [81]. Um den Ausgangswiderstand der ersten Stufe und die von diesem abhängige Verstärkung zu erhöhen, wird ein verstärkter Kaskodenverstärker nach [89] eingesetzt. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass Änderungen in der Drain-Source-Spannung von M_1 durch den Transistor M_3 verstärkt an M_2 angelegt werden. Unter der Annahme $\frac{g_m}{g_{DS}} \gg 1$ und der Annahme identischer Parameter für M_1 , M_2 , M_3 und M_{10} folgt für den Ausgangswiderstand am Drain von M_2 vereinfacht [81]:

$$R_{GBC} \approx \frac{g_m^2}{2 \cdot g_{DS}^2} \cdot \frac{1}{g_{DS}} \quad (4.14)$$

Daraus folgt, dass der Ausgangswiderstand im Vergleich zur normalen Kaskodenschaltung ca. um die Spannungsverstärkung der Schaltung M_3 / M_{10} erhöht wird [81]. Dies ermöglicht es, trotz einer niedrigen intrinsischen Verstärkung der Transistoren, eine hohe Verstärkung zu realisieren. Nachteilig an der verstärkten Kaskodenschaltung ist, dass M_3 und M_{10} bzw. R_{deg1} zusätzliches Rauschen zu dem System beitragen [81].

Auch die Stromquelle der Kaskodenstufe, bestehend aus M_4 , M_5 und R_{deg2} , wird als verstärkte Kaskodenstromquelle ausgeführt. Die Degenerierung erfolgt, um das Rauschen von M_5 zu reduzieren. Die Simulation unter Annahme typischer Prozessbedingungen ergibt, dass ca. 62% der Rauschleistung im Frequenzbereich von 1 kHz bis 50 MHz durch den Eingangstransistor generiert werden.

Den zweitgrößten Rauschbeitrag leistet R_{deg2} , der ca. 19% der Rauschleistung beiträgt. Der Rauschbeitrag von R_{deg2} könnte weiter reduziert werden, indem der Spannungsabfall über R_{deg2} vergrößert wird. Im vorliegenden Fall beträgt die Versorgungsspannung des Verstärkers $U_{DD} - U_{SS} = 2,5 \text{ V}$. Der Spannungsabfall über R_{deg2} beträgt simuliert 200 mV. Die Daten der Transistoren bei typischen Prozessbedingungen und $T = 300 \text{ K}$ sind in Tabelle 4.2 gegeben. Die Parameter der weiteren Komponenten werden in Tabelle 4.3 gezeigt.

Nicht dargestellt ist die Schaltung für die Erzeugung der Biasspannungen. Diese werden über Stromspiegel aus einem Referenzpfad abgeleitet. Aufgrund des unipolaren Aufbaus wirkt sich das Rauschen der Biasspannungen direkt auf das Rauschen des Verstärkers aus. Es werden deshalb für alle Biasspannungen Tiefpassfilter eingesetzt, die größtenteils externe Filterkapazitäten verwenden. Die Werte der Filterkapazitäten hängen von der verwendeten Verstärkerkonfiguration ab. Beispielhafte Werte können Abschnitt 5.2.1 entnommen werden. Die nominale Stromaufnahme der gesamten Verstärkergrundzelle beträgt in der Simulation $I_{ges} = 4,3 \text{ mA}$.

Tabelle 4.2: Parameter der Transistoren des unipolaren Verstärkers.

Nr.	Typ	W	L	I_D	g_m	Rauschbeitrag
1	pmos25	1,2 mm	300 nm	2,3 mA	28 mS	62 %
2	pmos25	550 μm	280 nm	2,3 mA	21 mS	
3	pmos25	200 μm	600 nm	490 μA	3,7 mS	6,5 %
4	nmoslvt25	130 μm	280 nm	2,2 mA	20 mS	
5	nmoshvt	300 μm	390 nm	2,2 mA	27 mS	4,4 %
6	nmos25	100 μm	360 nm	325 μA	4,7 mS	0,07 %
7	pmos25	600 μm	300 nm	675 μA	10 mS	
8	pmoslvt25	144 μm	600 nm	675 μA	4,3 mS	
9	pmoslvt25	60 μm	600 nm	325 μA	2,0 mS	
10	nmoslvt25	72 μm	600 nm	490 μA	4,6 mS	1,8 %

Tabelle 4.3: Parameter der weiteren Komponenten des Verstärkers.

Komponente	Wert	Rauschbeitrag
R_{deg1}	500 Ω	2,4 %
R_{deg2}	90 Ω	18,9 %
R_C	20 k Ω	
C_C	400 fF	

In Bezug auf die Stabilität der Verstärkergrundzelle sind sowohl die äußere Rückkoppelschleife nach Abbildung 4.12, als auch die internen Rückkoppelschleifen, bestehend aus M_2 und M_3 sowie M_4 und M_6 zu berücksichtigen. Um die Stabilität sicherzustellen, wird die Kompensation nach Tabelle 4.3 eingesetzt. Mit diesen Elementen und $C_f = 250$ fF und $C_{\text{det}} = 2,5$ pF folgt für die Rückkoppelung über C_f in der idealen Simulationsumgebung ein Phasenrand von 60° und für die verstärkten Kaskodenstufen ein minimaler Phasenrand von 40° .

Erste Messungen zeigten, dass die Schaltung anfällig ist für Schwingungen im Gigahertz-Bereich. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist die Induktivität der Bonddrähte. Am Eingang des Verstärkers beeinflusst die Induktivität des Bonddrahts bei hohen Frequenzen den Rückkoppelfaktor des Verstärkers, da die Impedanz der Schaltung aus Bonddraht, Verbindungsleitung zur Detektorelektrode und Kapazität des Detektors Teil des Spannungsteilers ist, der den Rückkoppelfaktor des Verstärkers festlegt.

Zusätzlich zeigt sich, dass auch die Impedanz der externen Filterkapazitäten der Biasspannungen einen negativen Einfluss auf die Stabilität der verstärkten Kaskodenstufen hat. Auch die Induktivität der Versorgungsspannungen des Verstärkers erweist sich als eine potenzielle Ursache der beobachteten Schwingungen.

Um die Stabilität zu verbessern, wird der Verstärker deshalb am Eingang mit einem im Reihe geschalteten verlustbehafteten Ferritfilter betrieben. Zusätzlich wird der Verstärker von den folgenden Verstärkerstufen abgeschirmt. Dies ermöglicht es, einen Zustand zu erreichen, in dem der Verstärker charakterisiert werden kann. Für zukünftige Entwürfe sollte der Anteil der integrierten Pufferkapazitäten erhöht werden und die Stabilität der verstärkten Kaskodenstufen unter Berücksichtigung der Impedanz der Pufferkapazitäten verbessert werden.

In Abbildung 4.14 ist die resultierende simulierte ENC-PSD des Verstärker im Vergleich zur simulierten ENC-PSD des Eingangstransistors dargestellt. Es gilt $C_{\text{det}} = 1,74 \text{ pF}$. Ein überproportionaler Anstieg des Rauschens zeigt sich bei sehr niedrigen Frequenzen. Das zusätzliche Rauschen in diesem Frequenzbereich wird durch die Transistoren des Rückkoppel-Pseudowiderstands verursacht. Diese werden durch pmos25-Transistoren mit $W = 300 \text{ nm}$ und $L = 400 \text{ nm}$ realisiert.

Entsprechend der Ergebnisse der theoretischen Betrachtung nach Abbildung 2.7 und dem Arbeitspunkt des Pseudowiderstands sollte dieser eine um circa den Faktor 20 geringere Rauschleistung aufweisen, als in der Simulation zu beobachten ist. Es ist daher davon auszugehen, dass das Rauschverhalten des Transistors in diesem Arbeitspunkt nicht richtig modelliert ist.

Es ergibt sich daher eine näherungsweise gleichmäßige relative Erhöhung der spektralen Rauschleistung im Verhältnis zum Referenzfall, die durch eine erhöhte Leistungsaufnahme weiter hätte reduziert werden können.

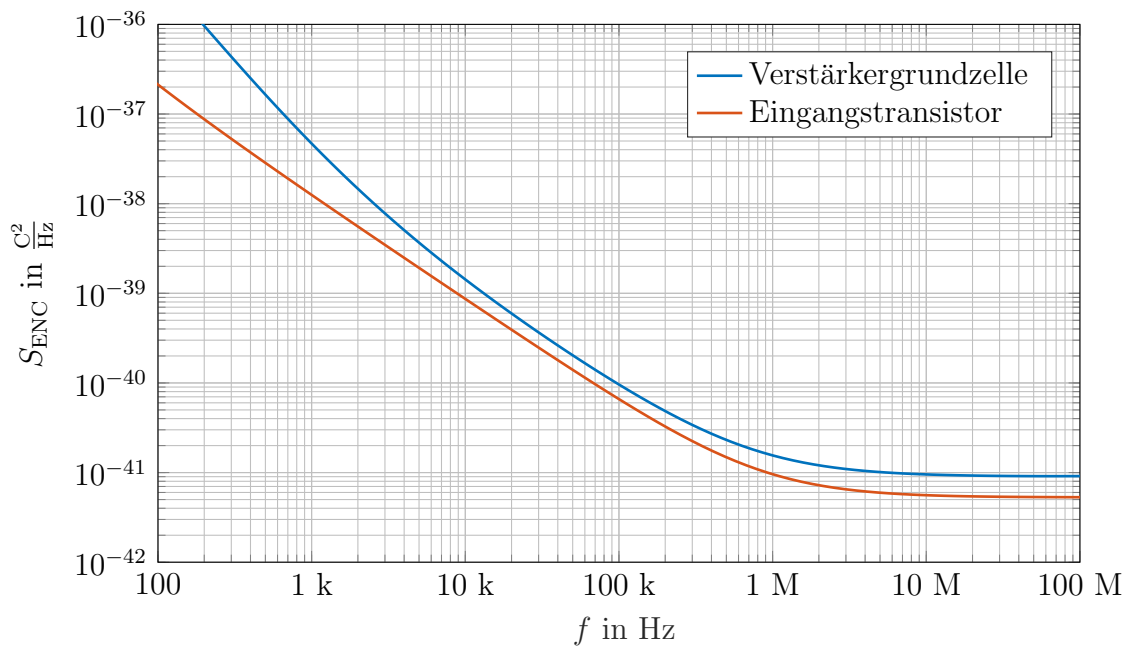


Abbildung 4.14: ENC-PSD des Eingangstransistors entsprechend der Modellierung in Matlab und ENC-PSD entsprechend der Schaltplan-Simulation.

4.2.2 Verschaltung der Grundzellen

Um die Eingangskapazität des Verstärkers an die Kapazität des Detektors anzupassen, werden mehrere Verstärkergrundzellen zusammengeschaltet. Dies ist in Bezug auf das Rauschverhalten vorteilhaft, wenn die Ladung von Detektoren mit großer Apertur und entsprechend größerer Detektorkapazität ausgewertet werden soll. Die Verschaltung erfolgt, indem der Eingang, der Ausgang, die Knoten der Biasspannungen und das Potenzial φ_{int} nach Abbildung 4.13 mit den entsprechenden Anschlüssen der weiteren Grundzellen verbunden werden.

Die Konfiguration erfolgt entweder durch die Verdrahtung mehrerer Zellen auf dem Chip, oder mithilfe externer Bonddrähte. Dieser Ansatz bietet den Vorteil, dass im Vergleich zur Verwendung von aktiven Schaltern, sehr hohe, bzw. sehr niedrige Impedanzen im getrennten respektive verbundenem Zustand der Konfigurationsverbindungen erreicht werden können. Dies ist für den Eingang des Verstärkers von hoher Relevanz, da zusätzliche Kapazitäten, Leckstrompfade und zusätzliche Serienwiderstände einen negativen Einfluss auf das Rauschverhalten des Systems haben.

Ein weiterer Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, dass das Layout der Verstärkergrundzelle für alle Konfigurationen wiederverwendet werden kann. Auch ist es so einfach, eine konstante Stromdichte für den Eingangstransistor zu realisieren.

Würde ein Verstärker derart realisiert, dass nur die Weite des Eingangstransistors angepasst wird, so müssten auch die restlichen Komponenten des Strompfades des Eingangstransistors sowie die Elemente der Kompensation angepasst werden, um den optimalen Arbeitspunkt der Stromquellen in Bezug auf das Rauschverhalten und die Stabilität des Systems zu erhalten.

Um eine konstante Bandbreite für verschiedene Konfigurationen zu erreichen, wird die Rückkoppelkapazität proportional mit der Anzahl der verbundenen Verstärkergrundzellen erhöht. Daraus folgt, dass die Ladungsverstärkung für größere Konfigurationen entsprechend abfällt. Um die parasitäre Kapazität zur Masse am Eingang des Verstärkers zu reduzieren, wird die erforderliche Rückkoppelkapazität zum Teil in Form einer Abschirmung der Eingangsleitung zu den restlichen Elementen der Schaltung realisiert.

Ein signifikanter Nachteil des beschriebenen Ansatzes ist, dass die verschiedenen Segmente, beispielsweise des Eingangstransistors, nicht unmittelbar nebeneinander angeordnet werden können. Die daraus resultierenden ortsabhängigen Parameterschwankungen der Transistoren können dazu führen, dass zwischen den einzelnen Verstärkergrundzellen Abweichungen in der Stromdichte des Eingangstransistors auftreten, die sich negativ auf das Rauschverhalten des Verstärkers auswirken.

Um diesen Effekt zu minimieren, werden 11 Verstärkergrundzellen auf einem Die integriert. Diese sind intern in einer Konfiguration mit 7 Verstärkergrundzellen, einer Konfiguration mit 3 Verstärkergrundzelle und als einzelne Grundzelle verschaltet. So ist es möglich, entweder eine geeignete interne Konfiguration direkt zu verwenden oder mehrere interne Konfigurationen parallel zu schalten, wobei jeweils nur lokale Parameterschwankungen auftreten.

4.3 Reduzierung des Rauschens durch schaltungstechnische Maßnahmen

Die bisher betrachteten Verstärkerarchitekturen werden fundamental in Bezug auf ihr Rauschverhalten durch das Rauschen des Eingangstransistors begrenzt. Im Folgenden wird kurz betrachtet, ob mithilfe bekannter Verfahren der Rauschreduzierung das Rauschverhalten des Eingangstransistors weiter verbessert werden kann.

In [81] wird gezeigt, dass das klassische Zerhacken (*engl. chopping*) des Eingangssignals zur Reduzierung des $1/f$ -Rauschens des Verstärkers für Ladungsverstärker aufgrund der hohen Impedanz des Detektors nicht geeignet ist.

Ein potenzielles weiteres Verfahren, das zur Reduzierung des $1/f$ -Rauschens geeignet ist, ist die periodische Umschaltung des Arbeitspunkts des Eingangstransistors von der Inversion in

die Akkumulation [39, 90]. Eine potenzielle Realisierung für kapazitive Signalquellen wird in [91] gezeigt.

Im Rahmen der Arbeit wurde die Eignung dieses Verfahrens im Zusammenhang mit der Verwendung der 350-nm-Technologie für die Detektion langsamer Staubpartikel evaluiert. Da der Effekt der Reduzierung des $1/f$ -Rauschens durch die periodische Umschaltung des Arbeitspunkts in den verfügbaren Modellen nicht modelliert ist, erfolgt die Charakterisierung mithilfe einer Testschaltung.

Die Vermessung der Testschaltung zeigt, dass in diesem Fall bei einer Umschaltfrequenz von 500 kHz die PSD des $1/f$ -Rauschens des PMOS-Transistors um ca. 1,7 dB zusätzlich reduziert werden kann. Ein ähnlicher Wert (1,4 dB) wird in [92] für NMOS-Transistoren einer 350-nm-Technologie genannt. Aufgrund der geringen Reduzierung des Rauschens für die in dieser Arbeit eingesetzte Technologie wird der Ansatz im Rahmen der Arbeit nicht weiterverfolgt.

Es ist zu beachten, dass in anderen Halbleitertechnologien teilweise eine deutlich stärkere Reduzierung des $1/f$ -Rauschens durch die periodische Umschaltung des Arbeitspunkts beobachtet wird [92]. Diese Technologien wären aber nur unter der Prämisse eines bereits vorher geringen $1/f$ -Rauschens für die Verwendung in Ladungsverstärkern entsprechend der hier betrachteten Anforderungen interessant.

Die notwendigen Untersuchungen verschiedener Halbleiterprozesse in Bezug auf das Verhalten unter zyklstationärer Anregung konnten aufgrund begrenzter Ressourcen nicht durchgeführt werden, sodass keine abschließende Aussage bezüglich der potenziell vorteilhaften Verwendung des Verfahrens im Zusammenhang mit anderen Technologien getroffen werden kann.

5 Charakterisierung implementierter Verstärker

Im Folgenden wird die Charakterisierung verschiedener implementierter Varianten der zuvor betrachteten Entwürfe der Ladungsverstärker gezeigt. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt auf dem differentiellen Ladungsverstärker nach Abschnitt 4.1, der primär für die Detektion von Ladungspartikeln im unteren Geschwindigkeitsbereich von ca. $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis ca. $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ vorgesehen ist.

Werden Detektoren mit langer Anstiegszeit verwendet, können bestimmte Varianten des differentiellen Verstärkers auch für die Detektion schneller Partikel im Bereich bis $V_{\text{part}} = 100 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ eingesetzt werden.

Im zweiten Teil erfolgt die Vermessung des unipolaren Verstärkers nach Abschnitt 4.2, der nur für die Verwendung im oberen Geschwindigkeitsbereich geeignet ist.

Zuletzt werden beispielhaft einige Ergebnisse der Vermessung mit dem Staubbeschleuniger gezeigt.

5.1 Verstärker für den unteren Geschwindigkeitsbereich

Als größte Herausforderung im Zusammenhang mit der Vermessung des Ladungsverstärkers für den unteren Geschwindigkeitsbereich erweist sich die Herstellung von Bedingungen, unter denen das Rauschen des Systems durch das Rauschen des Ladungsverstärkers dominiert wird. Von entscheidender Bedeutung ist in diesem Zusammenhang die Auswahl geeigneter Werkstoffe im Bereich des Feldes des ladungssensitiven Eingangs [15].

Bei der Vermessung in-situ mit Detektor treten neben den elektronischen Rauschquellen weitere mechanischen Rausch- und Störquellen auf, die eine Charakterisierung des Verstärkers weiter erschweren, sodass die Vermessung im Folgenden primär in einer Testumgebung erfolgt, die anstelle des Detektors einen äquivalenten kompakten Kondensator aufweist.

5.1.1 Messumgebung

Der typischerweise eingesetzte Messaufbau ist in Abbildung 5.1 gegeben. Mithilfe eines Funktionsgenerators wird ein Testsignal in den Verstärker eingespeist. In den meisten Fällen wird nur an einem der differentiellen Eingänge, $u_{\text{test},a}$, ein Eingangssignal angeschlossen. Für den anderen Eingang gilt dann $u_{\text{test},b} = 0 \text{ V}$. Dieses Vorgehen wird deshalb gewählt, da im realen Anwendungsszenario auch kein vollständig differentielles Signal auftritt. Eine genauere Erläuterung kann Abschnitt 4.1.1 entnommen werden.

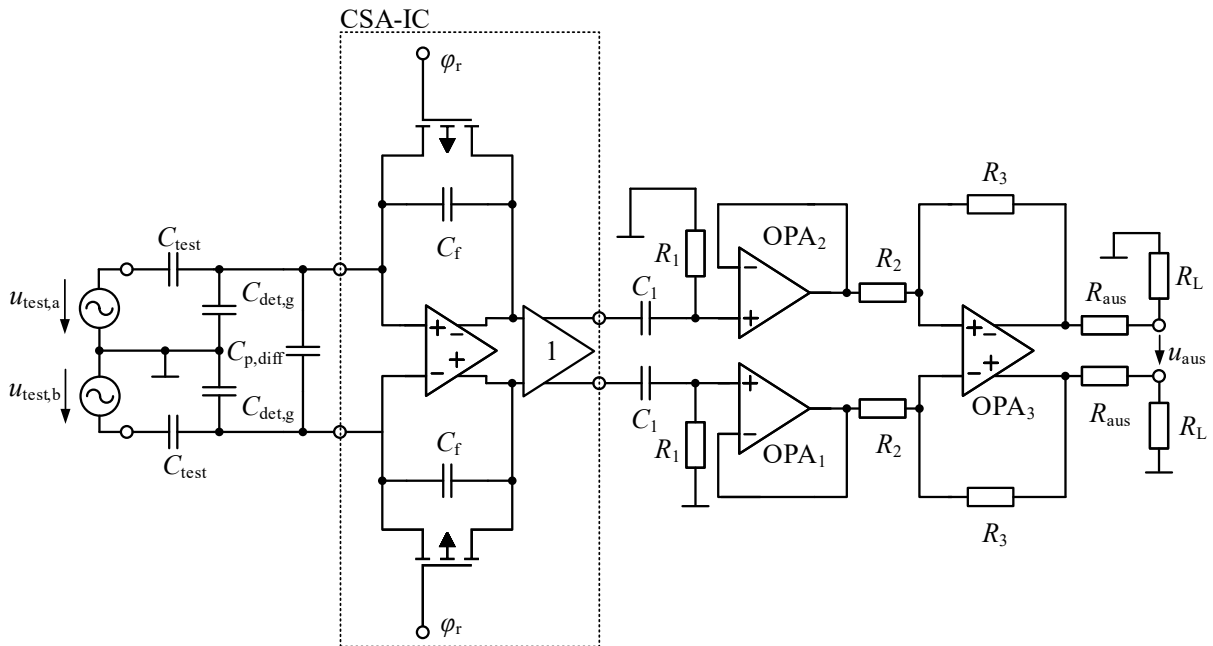


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus.

Für die systematische Vermessung, insbesondere im Zusammenhang mit Testkapazitäten, die zwischen den beiden Eingängen des Detektors platziert sind, werden beide Testeingänge mit gleicher Phase verwendet, sodass sich die differentiell eingespeiste Ladung am Eingang verdoppelt. Die im folgenden angegebenen Ladungsverstärkungen beziehen sich dabei stets auf die insgesamt eingespeiste Ladung. Daraus folgt mit $\hat{U}_{\text{test},b} = 0 \text{ V}$ im Falle der einseitigen Messung:

$$\hat{Q}_{\text{test}} \approx C_{\text{test}} \cdot \left(\hat{U}_{\text{test},a} + \hat{U}_{\text{test},b} \right) \quad (5.1)$$

Das Ladungssignal wird in den Ladungsverstärker-ASIC eingespeist, der in Abbildung 5.1 vereinfacht als direkt rückgekoppelter Verstärker mit Ausgangstreiber dargestellt ist. Der Ladungsverstärker wird periodisch durch einen Rücksetzimpuls mit $\varphi_{r,\text{puls}} = U_{\text{SS}}$ zurückgesetzt. Während der Messung befinden sich die Rücksetz-MOSFETs im Unterschwellenwertbereich mit $\varphi_{r,\text{mess}} = 0 \text{ V}$.

Die Frequenz, mit der eine Rücksetzung des Verstärkers erforderlich ist, hängt entscheidend von den Leckströmen des Detektors bzw. der Testkapazität und der ESD-Schutzschaltung ab. In typischen Szenarien ist es ausreichend, den Verstärker nach ca. 10 Sekunden zurückzusetzen. Um Offsetspannungen zu reduzieren, die primär ebenfalls durch Unterschiede der Leckströme auftreten, wird das Ausgangssignal des Pufferverstärkers mit einem Hochpass gefiltert, bevor es weiter verstärkt wird. Für die Verstärker OPA₁ und OPA₂ wird ein LMP7716 von Texas Instruments eingesetzt. Bei dem OPA₃ handelt es sich um einen THS4551, der ebenfalls von Texas Instruments vertrieben wird. Sind keine abweichenden Werte angegeben, werden in dem Messaufbau die Bauelemente nach Tabelle 5.1 eingesetzt.

Tabelle 5.1: Parameter des Messaufbaus.

R_1	R_2	R_3	R_{aus}	R_L	C_1
150 k Ω	300 Ω	1,5 k Ω	50 Ω	50 Ω	300 nF

Daraus folgt eine untere 3-dB-Grenzfrequenz von $f_{3\text{dB}} = 3,6$ Hz und eine weitere nominale Verstärkung der Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers um den Faktor $A_U = 2,5$. Es ist zu beachten, dass auch der Ladungsverstärker an sich eine untere 3-dB-Grenzfrequenz aufweist, die durch den resistiven Pfad der Rückkoppelung hervorgerufen wird. Diese liegt circa eine Größenordnung unter der 3-dB-Grenzfrequenz des externen Hochpassfilters. Für $C_f = 100$ fF folgt für die Ladungsverstärkung des gesamten Messaufbaus:

$$A_Q = \frac{\hat{U}_{\text{aus}}}{Q_{\text{test}}} = 25 \frac{\text{V}}{\text{pC}} \quad (5.2)$$

Die Widerstände R_L repräsentieren die Abschlusswiderstände des Oszilloskops, das zur Aufzeichnung der Ausgangsspannung eingesetzt wird. Die Messung des Ausgangssignals kann differenziell entsprechend Abbildung 5.1 durchgeführt werden. Alternativ erfolgt teilweise auch die Messung an einem der Ausgänge des differenziellen Verstärkers, da sich gezeigt hat, dass der Gleichtaktanteil des Ausgangssignals von OPA₃ keinen relevanten Einfluss auf das Messergebnis hat. Für die Ladungsverstärkung folgt in diesem Fall $A_{Q,SE} = 1/2 A_Q = 12,5 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ für $C_f = 100$ fF.

Um das Rauschen der Versorgungsspannungen des Verstärkers zu reduzieren, wird die Betriebsspannung der Verstärker des Messaufbaus über lineare Spannungsregler stabilisiert. Eingesetzt werden die Typen TPS7A3001 und LP5907, die beide von Texas Instruments hergestellt werden und sich durch eine geringe Rauschleistung [93, 94] in der Ausgangsspannung auszeichnen. Die zur Vermessung eingesetzten Geräte sind in Tabelle 5.2 verzeichnet.

Tabelle 5.2: Im Messaufbau eingesetzte Geräte.

Einsatzzweck	Hersteller	Bezeichnung
Erzeugung des Testsignals	Keysight	33600A
Messung des Signals	Rohde & Schwarz	RTO 1044
Erzeugung des Rücksetzimpulses	HP	8012A
Messung von Kapazitäten	Boonton Electronics	75 D
Messung von Kapazitäten	HP	4280A
Netzteil	Rohde & Schwarz	NGT 20

Das Ausgangssignal des Systems wird mit einem Echtzeit-Oszilloskop aufgezeichnet und anschließend mit Matlab weiter verarbeitet. Die Erzeugung des Eingangssignals erfolgt mit einem Funktionsgenerator, der ebenfalls über Matlab angesteuert wird. Die Verarbeitung der Messergebnisse mit Matlab ist Gegenstand des folgenden Abschnitts.

5.1.2 Verarbeitung der Messergebnisse

Die Vermessung des Verstärkers mithilfe des Echtzeit-Oszilloskops liefert zunächst ein Signal im Zeitbereich, das nur eingeschränkt Rückschlüsse auf das Rauschverhalten des Systems ermöglicht. Um eine Interpretation des Messergebnisses zu ermöglichen, wird deshalb aus dem Signal im Zeitbereich die spektrale Rauschleistungsdichte der Ausgangsspannung geschätzt. Um Aliasing-Effekte zu minimieren, wird das Signal bereits im Oszilloskop mit einem Tiefpass gefiltert, dessen Grenzfrequenz unter der Nyquist-Frequenz der jeweiligen Abtastrate liegt.

Die Parametrierung der Aufzeichnungsdauer und der Abtastrate des Oszilloskops erfolgt anhand des zu messenden Frequenzbereichs des Spektrums. Die niedrigste auflösbare Frequenz ist gegeben durch $f_{\text{spekt,min}} = \frac{1}{T_{\text{obs}}}$ mit der Aufzeichnungsdauer T_{obs} . Die maximal auflösbare Frequenz ergibt sich aus der Nyquist-Frequenz mit $f_N = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Psi_{\text{sa}}}{T_{\text{obs}}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{T_a}$, wobei Ψ_{sa} die Anzahl der abgespeicherten Punkte pro Aufzeichnungsvorgang und T_a den zeitlichen Abstand der Abtastzeitpunkte darstellt.

Die Schätzung der spektralen Rauschleistungsdichte erfolgt mithilfe des Verfahrens nach Welch [95]. Grundlage dieses Schätzverfahrens ist, dass das aufgezeichnete stationäre Signal $u(t)$ im Zeitbereich in mehrere Segmente $u_p(t)$ mit $p = 1, \dots, M$ geteilt wird, für die jeweils ein Periodogramm berechnet wird. Aus dem Mittelwert der Periodogramme wird dann die geschätzte spektrale Rauschleistungsdichte ermittelt [95].

Im vorliegenden Fall werden die einzelnen Segmente teilweise separat, d.h. mit zeitlichem Abstand, mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Zwischen zwei Segmenten wird der Verstärker in diesem Fall zurückgesetzt. Als Fenster wird ein Rechteckfenster verwendet. Dies stellt sicher, dass sowohl die Rauschleistungsdichte, als auch die Amplitude kohärenter Signale richtig im Spektrum abgebildet wird [96]. Ein Nachteil des Rechteckfensters ist der langsame Abfall der ausgeprägten Nebenkeulen. Eine Möglichkeit den Einfluss der Nebenkeulen zu reduzieren besteht darin, dass eine längere Fensterdauer gewählt wird.

Zur Auswertung des Spektrums wird dieses so skaliert, dass die Abtastwerte im Frequenzbereich die Zahlenwerte der kontinuierlichen spektralen Rauschleistungsdichte bei den jeweiligen Frequenzen approximieren. Mit der diskreten Fouriertransformation [97]:

$$y_{k,p} = \sum_{m=0}^{\Psi_{sa}-1} u_p(t = m \cdot T_a) e^{-j \frac{2\pi m k}{\Psi_{sa}}} \quad k = 0, 1, \dots, \Psi_{sa} - 1 \quad (5.3)$$

folgt [97, 98]:

$$\tilde{S}_{\text{peri}}(f, p) = \frac{2 T_a}{\Psi_{sa}} |y_{k,p}|^2 \Big|_{k=f \cdot T_{\text{obs}}} \quad f = \frac{1}{T_{\text{obs}}}, \frac{2}{T_{\text{obs}}}, \dots, \frac{\Psi_{sa} - 1}{2 T_{\text{obs}}} \quad (5.4)$$

Der Gleichanteil und die Nyquist-Frequenz werden in (5.4) nicht berücksichtigt, da diese gesondert zu skalieren sind [98] und im vorliegenden Anwendungsfall nicht relevant sind. Der Schätzwert der spektralen Rauschleistungsdichte folgt dann durch die Bildung des Mittelwerts der Periodogramme $\tilde{S}_{\text{peri}}(f, p)$ mit $p = 1, \dots, M$, die für M unabhängige Segmente des stationären Signals berechnet werden. Es ergibt sich [97]:

$$\tilde{S}(f) = \frac{1}{M} \sum_{p=1}^M \tilde{S}_{\text{peri}}(f, p) \quad (5.5)$$

Zur Verifikation kann die Standardabweichung des Signals im Zeitbereich mit dem Ergebnis der jeweiligen Berechnung im Frequenzbereich verglichen werden.

Die Vermessung der Übertragungsfunktion des Verstärkers erfolgt ebenfalls mithilfe des Spektrums. Dazu wird an den Eingang des Verstärkers ein Sinus-Signal angelegt. Es werden Frequenzen gewählt, die exakt auf Frequenzen fallen, die im Spektrum vorhanden sind. Entsprechend kann der Effektivwert der Spannung direkt aus dem Spektrum ausgelesen werden. Zur Synchronisierung des Funktionsgenerators mit dem Oszilloskop wird in diesem Fall die 10-MHz-Referenz des Funktionsgenerators verwendet. Die ENC-PSD folgt dann aus

der gemessenen Ladungsverstärkung und dem geschätzten Spektrum mit:

$$\tilde{S}_{\text{ENC}}(f) = \frac{\tilde{S}_{\text{u,aus,SE}}}{A_{\text{Q,SE}}^2} \quad (5.6)$$

Eine Herausforderung im Zusammenhang mit der Vermessung der spektralen Rauschleistungsdichte über einem großen Frequenzbereich besteht darin, dass die Varianz der geschätzten spektralen Leistungsdichte nur langsam mit M abnimmt. Es gilt für den Grenzfall des weißen Rauschens [97]:

$$\frac{E \left\{ \tilde{S}(f) - S(f) \right\}^2}{S^2(f)} = \frac{1}{M} \quad (5.7)$$

Um eine Standardabweichung von 1 % für die geschätzte spektrale Rauschleistungsdichte zu erreichen, wäre in diesem Fall die Aufzeichnung von $M = 10\,000$ Segmenten notwendig. Daraus folgt bei einer typischen Segmentdauer von einer Sekunde eine Messdauer von mehreren Stunden für die Berechnung eines Spektrums.

Um den Zeitaufwand für eine Messung zu reduzieren, kann ausgenutzt werden, dass für die spektrale Rauschleistungsdichte ein glatter Verlauf zu erwarten ist. Voraussetzung für diese Annahme ist, dass eventuelle schmalbandige Störungen nicht signifikant zur Leistung des Signals beitragen.

In diesem Fall kann die spektrale Rauschleistungsdichte (PSD) approximiert werden, indem, bei logarithmischer Darstellung, pro x-Achsen-Abschnitt gleich große Segmente gebildet werden, für die jeweils die mittlere spektrale Leistungsdichte berechnet wird. Diese Leistungsdichte wird dann der Frequenz, die sich bei linearer Betrachtung in der Mitte des Segments befindet, zugeordnet.

Insbesondere bei, bezogen auf den Frequenzbereich des Spektrums, hohen Frequenzen ermöglicht dieses Vorgehen eine genaue Schätzung der PSD bei gleichzeitig stark reduzierter Messdauer. Bei relativ niedrigeren Frequenzen steigt die Varianz der Schätzung aufgrund der geringeren Zahl der Ergebnispunkte der diskreten Fouriertransformation an und erreicht im Grenzfall den Wert nach (5.7).

In Abbildung 5.2 sind beispielhaft mehrere Verläufe für $T_{\text{obs}} = 1\text{ s}$ und $\Psi_{\text{sa}} = 10^7$ gegeben. Im ersten Fall wird (5.6) für $M = 8$ berechnet. Zum Vergleich ist das gleiche Ergebnis für $M = 1000$ gegeben. Es zeigt sich in der Gegenüberstellung zu $M = 8$ eine deutlich reduzierte Varianz. Zuletzt ist erneut ein Ergebnis für $M = 8$ gegeben, das auf dem erwähnten Verfahren zur Mittelung der spektralen Leistungsdichte basiert.

Zu beobachten ist, dass die Varianz des gemittelten Ergebnisses hauptsächlich im unteren Frequenzbereich ansteigt. Die scheinbar niedrigere Amplitude der Störungen für den Fall

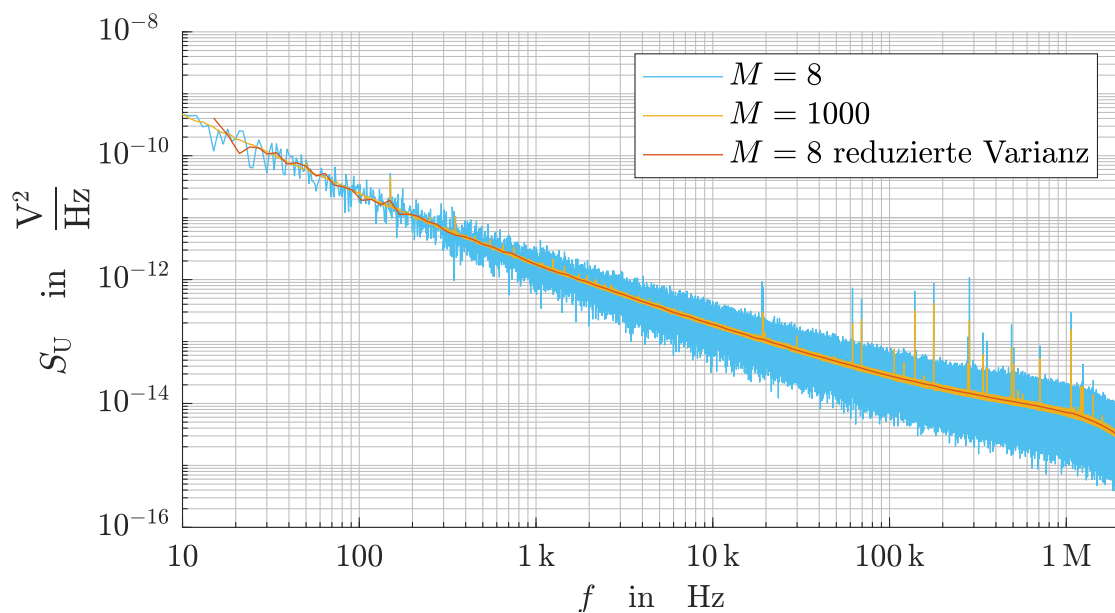


Abbildung 5.2: Geschätzte spektrale Leistungsdichte für unterschiedliche Messzeiten.

$M = 1000$ im Vergleich zum Fall $M = 8$ ist auf Schwankungen in der Frequenz der Störquellen zurückzuführen. Insgesamt ist die Leistung der Störlinien zu klein, um einen signifikanten Einfluss auf das gemittelte Ergebnis zu haben. Im Folgenden wird daher im Regelfall der gemittelte Verlauf als Messergebnis betrachtet.

5.1.3 Vermessung auf Hochfrequenzsubstrat

Im Folgenden werden einige repräsentative Messergebnisse für unterschiedliche Verstärkerbausprägungen und Aufbauverfahren gezeigt.

Zuerst wird ein Verstärker der Variante CSA 1.0 betrachtet. Der Eingang des Ladungsverstärkers wird über ein RO4003C-Substrat [99] der Rogers Corporation geführt. Zusätzlich werden die Testkapazitäten C_{test} im Substrat integriert. In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten Kenngrößen des Aufbaus gegeben. Die Kapazitätsanteile der Bonddrähte können bei der Messung nicht berücksichtigt werden. Um den Einfluss dieser Kapazitäten zu reduzieren, weisen die Eingangspads des Verstärkers einen Abstand von $415 \mu\text{m}$ auf. Interne Kapazitätswerte sind dem extrahierten Layout entnommen.

Das Hauptaugenmerk bei diesem Messergebnis liegt auf dem Vergleich des gemessenen Rauschverhaltens mit dem in der Simulation beobachteten Verhalten. Die Messergebnisse des Rauschens nach Abbildung 5.3 zeigen, dass in dem hier relevanten Frequenzbereich von 10 Hz bis 1 MHz das Rauschverhalten durch $1/f$ -Rauschen dominiert wird, das bei Vernachlässigung der dielektrischen Verluste in der Simulation um ca. eine Größenordnung über dem simulierten $1/f$ -Rauschen liegt.

Tabelle 5.3: Eigenschaften Aufbau 1 / Variante CSA 1.0

Eigenschaft	Parameter	Wert
Weite der Eingangstransistoren	W_{tr}	2 mm
Länge der Eingangstransistoren	L_{tr}	350 nm
Stromdichte Eingangstransistor	I_{D}/W	0,6 A/m
Gatekapazität des Eingangstr. Schaltplan	$C_{\text{GG,m}}$	2,2 pF
Extrahierte parasitäre Gatekapazität	$C_{\text{GG,p}}$	0,2 pF
Rückkoppelkapazität	C_{f}	100 fF
Parasitäre Eingangskapazität auf dem Chip	$C_{\text{det,g,int}}$	527 fF bzw. 543 fF
Parasitäre diff. Eingangskapazität auf dem Chip	$C_{\text{p,diff,int}}$	35 fF
Parasitäre Kapazität auf der Platine	$C_{\text{det,g,ext}}$	415 fF
Testkapazität	C_{test}	508 fF

Im vorliegenden Fall entspricht das beobachtete Rauschverhalten dem Verhalten, das sich in der Simulation ergibt, wenn für die externen Kapazitäten ein Verlustfaktor von $\tan \delta = 10^{-3}$ angenommen wird. Dieser Wert entspricht in etwa den begrenzten verfügbaren Daten über das Substrat. Demnach beträgt der Verlustfaktor bei 1 GHz $\tan \delta = 2,7 \cdot 10^{-3}$ [99].

Daneben zeigt sich bei sehr niedrigen Frequenzen ein zusätzlicher Anstieg der Rauschleistung, der zum Teil auf den Einfluss des ohmschen Widerstands des Substrats zurückzuführen ist. Durch die Trocknung des Aufbaus kann der Widerstand des Substrats weiter erhöht werden. Gleichzeitig sinkt durch die Trocknung auch das $1/f$ -Rauschen im Frequenzbereich um 1 kHz. Die vermutete Ursache ist, dass im Substrat absorbiertes Wasser zum Teil auch für die dielektrischen Verluste in diesem Frequenzbereich verantwortlich ist.

Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass der Aufbautechnik im Zusammenhang mit der Vermessung der Verstärker eine sehr große Bedeutung zukommt. Es ist zu beachten, dass weitere Hochfrequenz-Substrate existieren, die im GHz-Bereich etwas geringere Verlustwinkel aufweisen. Als Beispiel sei RF-35HTC von Korea Taconic mit $\tan \delta|_{f=10 \text{ GHz}} = 7 \cdot 10^{-4}$ [100] erwähnt. Da sich alle bekannten Hochfrequenzsubstrate im Bereich $\tan \delta \approx 10^{-3}$ bewegen, wird auf eine systematische Optimierung des Substrats aufgrund fehlender Messwerte für den relevanten Frequenzbereich verzichtet. Zusätzlich weist RO4003C im Vergleich zu anderen Substraten einen hohen ohmschen Widerstand auf, sodass der Einfluss des thermischen Rauschens des entsprechenden Widerstands des Substrats auf die Messung durch die Wahl dieses Substrats minimiert werden konnte.

Während die Verwendung von Hochfrequenzsubstraten aus der Perspektive der Aufbautechnik im Zusammenhang mit den hier betrachteten Ladungsverstärkern zunächst vorteilhaft

erscheint, da kostengünstige Prozessverfahren und Materialien eingesetzt werden können, so zeigt sich doch, dass die Gefahr besteht, dass die parasitären Verluste des Materials das Rauschen des Verstärkers dominieren. In diesem Fall hat die Optimierung des Verstärkers nur noch einen sehr begrenzten Einfluss auf das Rauschverhalten des Systems.

Im Kontext der Verwendung mit Detektoren kann der Einsatz von Hochfrequenzsubstraten unter dem Umstand eine Option sein, dass nur ein kleiner Teil der am Eingang auftretenden Kapazität als parasitäre Kapazität auf der Platine auftritt. Im vorliegenden Fall würde die parasitäre Kapazität auf der Platine ab einem Anteil von ca. 10% an der Detektorkapazität eine Rauschleistung verursachen, die mit der simulierten $1/f$ -Rauschleistung des Verstärkers vergleichbar ist.

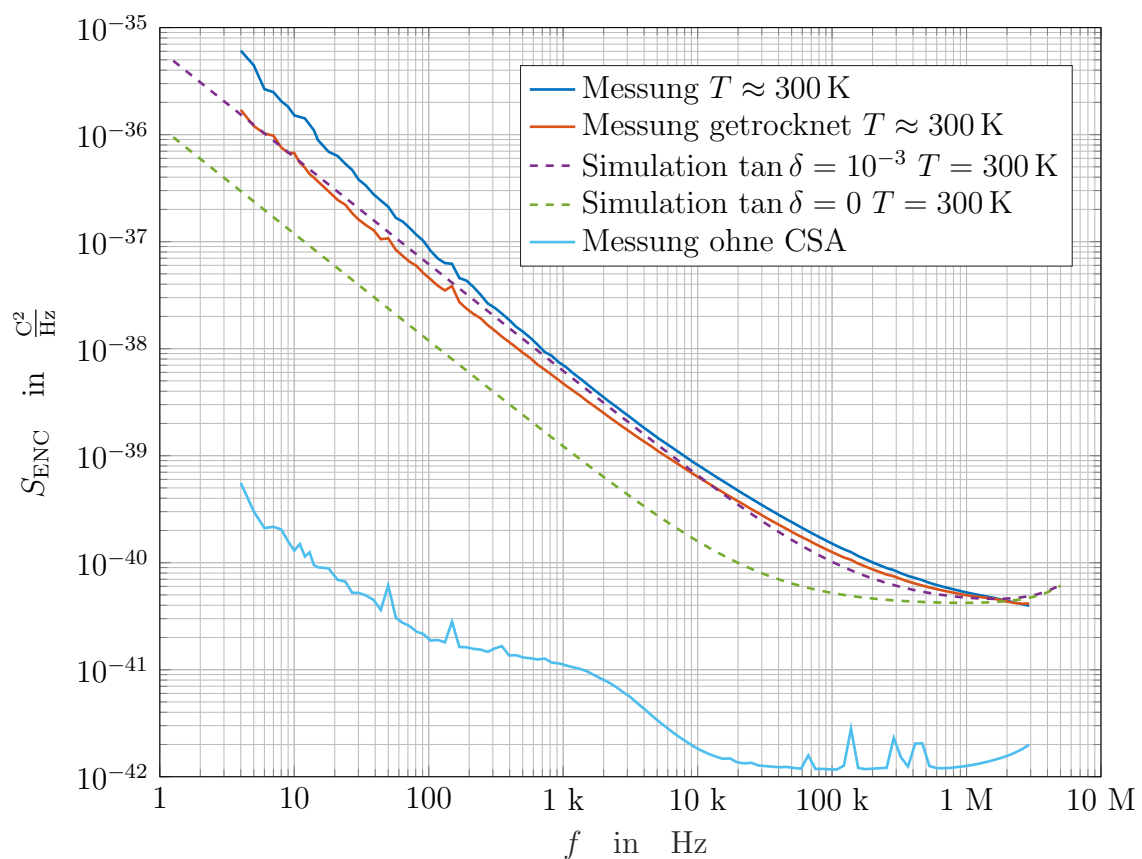


Abbildung 5.3: Gemessene und simulierte ENC-PSD der Verstärkervariante 1.0 auf 4003C-Substrat [99] ohne zusätzliche Detektorkapazität. Simulationsmodell: HiSIM2

5.1.4 Verfahren zur Charakterisierung des Rauschens des Verstärkers

Um zu ermitteln, welche Rauschleistung mit einer optimalen Aufbautechnik erreicht werden könnte, wird im Folgenden ein Verfahren verwendet, das eine indirekte Ermittlung der

Rauschleistung des Verstärkers ermöglicht. Die Grundlage des Verfahrens ist, dass die ENC-PSD des 1/f-Rauschens der Eingangstransistoren anders mit der Eingangskapazität skaliert, als der 1/f-Anteil durch dielektrische Verluste. Entsprechend der vereinfachten Betrachtung nach Abschnitt 2.2.1 folgt für den hier betrachteten differentiellen Fall :

$$S_{\text{ENC},1/f} = S_{\text{U},n,1/f,\text{ein}} (C_{\text{GG}} + C_f + C_{\text{test}} + C_{\text{det,g}} + 2 \cdot C_{\text{p,diff}})^2 + 2 \cdot 4kT \frac{(C_{\text{GG}} + C_f + C_{\text{test}} + C_{\text{det,g}} + 2 \cdot C_{\text{p,diff}}) \cdot \tan \delta_{\text{eff}}}{2\pi f} \quad (5.8)$$

Das heißt, dass die PSD des 1/f-Rauschens des Eingangstransistors mit dem Quadrat der am Eingang wirksamen, massebezogenen Kapazität ansteigt, während die PSD der dielektrischen Verluste nur linear mit der gleichen Kapazität ansteigt. Wird dementsprechend eine möglichst große zusätzliche Kapazität mit dem Eingang des Verstärkers verbunden, reduziert sich der Einfluss der dielektrischen Verluste stark. Es sollte beachtet werden, dass dann keine kapazitive Anpassung mehr vorliegt, d.h. diese Verfahren kann nicht zur Optimierung des Rauschens in realen Anwendungsszenarien verwendet werden.

Um sicherzustellen, dass die gewählte Kapazität groß genug ist, werden unterschiedlich große Kapazitäten eingesetzt. Eine weitere Erhöhung der Kapazität sollte dabei nur noch zu einem quadratischen Anstieg der ENC-PSD führen. Um möglichst kleine Kapazitäten einsetzen zu können, werden verlustarme Kondensatoren mit Dielektrikum aus Siliziumoxynitrid [101] verwendet. Aus S_{ENC} wird als Zwischenwert der Ausdruck

$$S_{\text{U},n,\text{zw}} = \frac{S_{\text{ENC}}}{(C_{\text{GG}} + C_f + C_{\text{test}} + C_{\text{det,g}} + 2 \cdot C_{\text{p,diff}})^2} \quad (5.9)$$

berechnet. Anschließend wird der geschätzte verbleibende Einfluss der dielektrischen Verluste abgezogen, um einen Schätzwert für die eingangsbezogene Rauschspannung des Verstärkers zu erhalten. In Abbildung 5.4 ist eine Schätzung der entsprechenden eingangsbezogenen Rauschspannung des Verstärkers in der Variante CSA 2.0 dargestellt.

Die Schätzung basiert darauf, dass anhand von Rauschmessungen ohne Bonddrähten, ohne zusätzliche Kapazität und mit unterschiedlich großen externen Kapazitäten, die Verlustfaktoren der unterschiedlichen Kapazitäten des Systems geschätzt werden. In Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse dieser Schätzung für eine Frequenz von 100 Hz dargestellt.

Es ist zu beachten, dass die ermittelten Verlustfaktoren mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind. Zusätzlich können Schwankungen in den Schätzwerten durch minimale Verschmutzungen und wärmeinduzierte Degradation durch Trocknungsprozesse nicht ausgeschlossen werden.

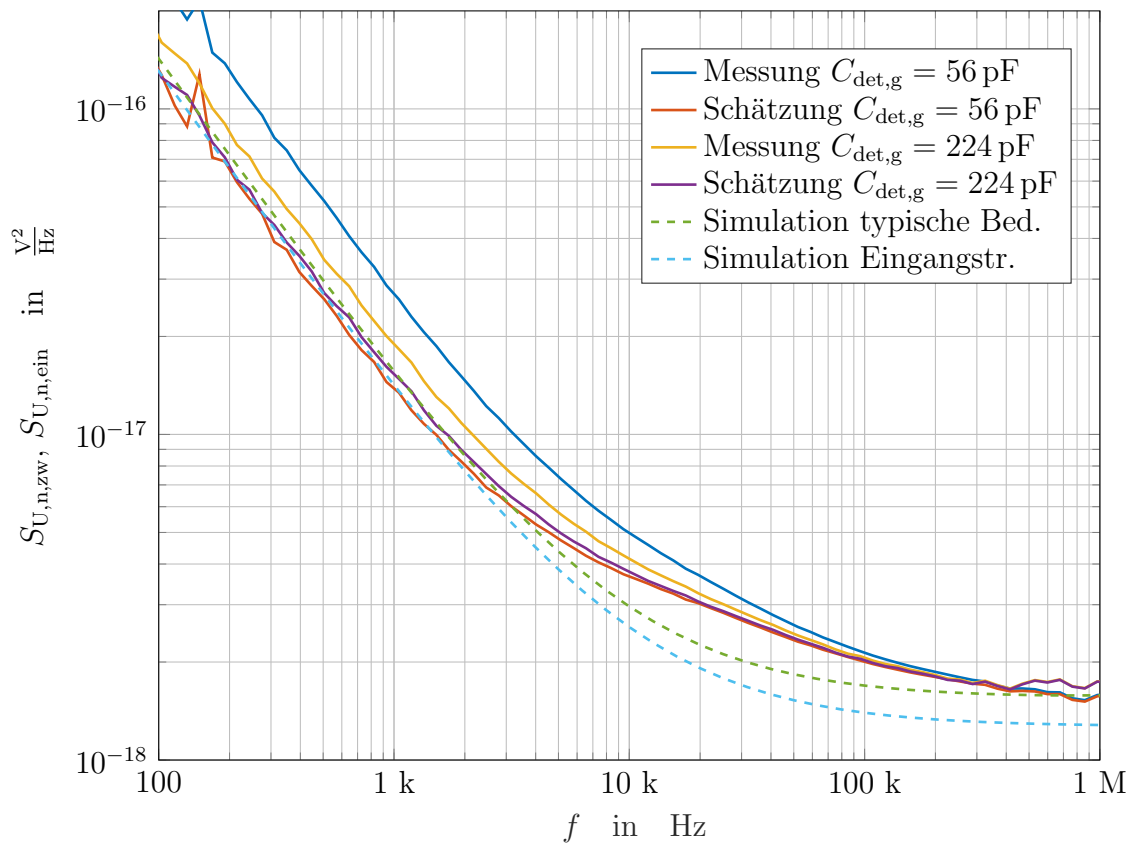


Abbildung 5.4: Abschätzung des Rauschens des Verstärkers der Variante CSA 2.0 mithilfe der Vermessung mit unterschiedlichen Kapazitäten am Eingang des Verstärkers.

Tabelle 5.4: Geschätzte Verlustfaktoren der Kapazitäten des Aufbaus auf Hochfrequenzsubstrat.

Kapazität	$C_{\text{test}}, C_{\text{p,PCB}}$	$C_{\text{f}}, C_{\text{p,IC}}$	C_{GG}	$C_{\text{det,g}}$
$\tan \delta$	$0,7 \cdot 10^{-3} \dots 2,3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-4}$

Alle Werte basieren auf Messungen bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von ca. 6% bei Raumtemperatur. Für den Aufbau mit dem CSA 2.0 gelten die Kapazitätswerte nach Tabelle 5.5, wobei in Gleichung (5.8) die parasitären Kapazitäten auf der Platine $C_{\text{p,PCB}}$ und auf dem Chip $C_{\text{p,IC}}$ in $C_{\text{p,diff}}$ zusammengefasst sind. Der Wert von C_{GG} nach Tabelle 5.5 stammt aus der Simulation unter typischen Bedingungen. Im Rahmen der Messungen zeigt sich, dass $C_{\text{GG,est}} = 7 \text{ pF}$ das beobachtete Rauschverhalten besser erklären kann.

In Abbildung 5.4 zeigt sich für diese Werte, dass bei einer zusätzlichen Kapazität von $C_{\text{det,g}} = 56 \text{ pF}$ die Kapazität weiterhin für einen relevanten Anteil des Rauschens verantwortlich ist.

Tabelle 5.5: Kapazitäten des Aufbaus der Variante CSA 2.0.

C_{test}	$C_{\text{p,PCB}}$	C_{f}	$C_{\text{p,IC}}$	C_{GG}
508 fF	500 fF	100 fF	900 fF	7,9 pF

Wird die Kapazität weiter auf $C_{\text{det,g}} = 224 \text{ pF}$ erhöht, besteht nur noch ein Unterschied von ca. 15% zwischen $S_{U,\text{n,zw}}$ und dem geschätzten Wert von $S_{U,\text{n,ein}}$.

Im Vergleich zur Simulation auf Schaltplanebene mit dem HiSIM2-Modell zeigt sich bei niedrigen Frequenzen eine gute Übereinstimmung. Im mittleren Frequenzbereich zwischen ca. 5 kHz und 300 kHz kann in der Messung eine im Vergleich zur Simulation erhöhte Rauschleistungsdichte beobachtet werden, die mit ca. $1/f^{1/3}$ abfällt.

In Abbildung 5.5 ist das eingangsbezogene Rauschen für einen weiteren Verstärker der Variante 2.0 und für einen Verstärker der Variante 1.0 dargestellt. In allen Fällen wird das $1/f$ -Rauschen gut durch das HiSIM2-Modell des Transistors abgebildet.

Für den Verstärker der Variante 1.0 zeigt sich in der Messung ein etwas erhöhtes thermisches Rauschen, das vermutlich auf Abweichungen im Modell des thermischen Rauschens bei der kurzen Gatelänge der Eingangstransistoren $L_{\text{CSA1.0}} = 350 \text{ nm}$ zurückgeführt werden kann. Unter anderem um eine bessere Übereinstimmung mit dem Transistormodell zu erreichen, wird für den Verstärker der Variante 2.0 $L_{\text{CSA2.0}} = 600 \text{ nm}$ für die Eingangstransistoren verwendet.

Als größte Abweichung zwischen dem Transistormodell und dem beobachteten Verhalten erweist sich die flach abfallende PSD im mittleren Frequenzbereich. Durch den Ausschluss diverser Hypothesen konnte ermittelt werden, dass dieser Rauschanteil das Verhalten einer eingangsbezogenen Rauschspannungsquelle zeigt. Es ist daher davon auszugehen, dass der Rauschanteil im Ladungsverstärker entsteht. Auch induziertes Gate-Rauschen [102] kann deswegen als verantwortliche Rauschquelle ausgeschlossen werden.

Weitere potenzielle Ursachen, wie Artefakte des Oszilloskops oder Nichtlinearitäten des Verstärkers wurden durch die Überlagerung zusätzlichen Rauschens am Eingang überprüft. In Abbildung 5.6 wird das eingangsbezogene Rauschen für $C_{\text{det,g}} = 112 \text{ pF}$ eines Verstärkers der Variante 2.0 betrachtet, der infolge einer elektrostatischen Entladung eine um ca. den Faktor 5 erhöhte $1/f$ -Rauschleistung aufweist.

Von dem erhöhten Rauschen abgesehen, ist die Funktion des Verstärkers weiterhin gegeben. Insbesondere hat sich die Bandbreite der Übertragungsfunktion des Verstärkers nicht geändert. Der Abbildung kann erneut eine spektrale Leistungsdichte entnommen werden, die zwei spezifische Bereiche aufweist. Bei niedrigen Frequenzen tritt ein typischer $1/f$ -Verlauf auf. Bei höheren Frequenzen geht dieser in einen Abfall mit ca. $1/f^{0,65}$ über.

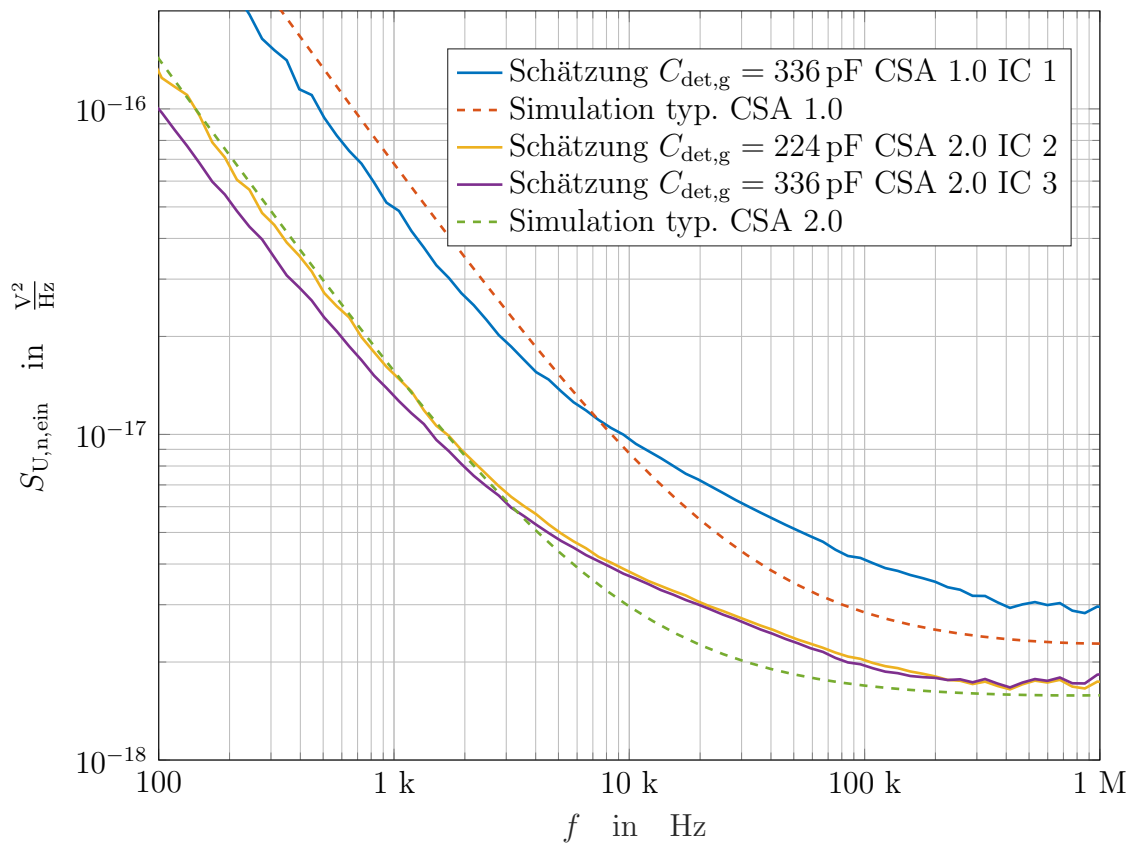


Abbildung 5.5: Abschätzung des Rauschens des Verstärkers für unterschiedliche Verstärker-
ausprägungen.

Zusätzlich nimmt das $1/f$ -Rauschen mit sinkender Temperatur ab, während das $1/f^{0,65}$ -Rauschen über der Temperatur nahezu konstant bleibt.

Das gleiche Temperaturverhalten zeigt sich auch, jedoch mit deutlich schwächer ausgeprägtem flacheren Abfallbereich bei Verstärkern, die nicht durch eine elektrostatische Entladung geschädigt wurden.

Aus dieser Beobachtung wird abgeleitet, dass es sich bei dem flacher abfallenden Rauschanteil wahrscheinlich nicht um gefiltertes thermisches Rauschen handelt. Auch Generation-Rekombination-Rauschen zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit [103].

Eine mögliche Erklärung für das beobachtete Verhalten ist, dass das $1/f$ -Rauschen des Transistors durch zwei unterschiedliche Rauschquellen verursacht wird, die sich überlagern. So zeigt das $1/f$ -Rauschen in klassischen NMOS-Transistoren typischerweise nur eine sehr schwache Temperaturabhängigkeit, während in PMOS-Transistoren typischerweise eine stärkere Abhängigkeit des $1/f$ -Rauschens von der Temperatur auftritt [44].

Entsprechend der Ausführungen in Kapitel 2.2.2.2 könnte es sich bei dem temperaturunabhängigen Anteil um Rauschen durch Fluktuationen in der Anzahl der Ladungsträger handeln, während der temperaturabhängige $1/f$ -Anteil durch Fluktuationen in der Beweglichkeit

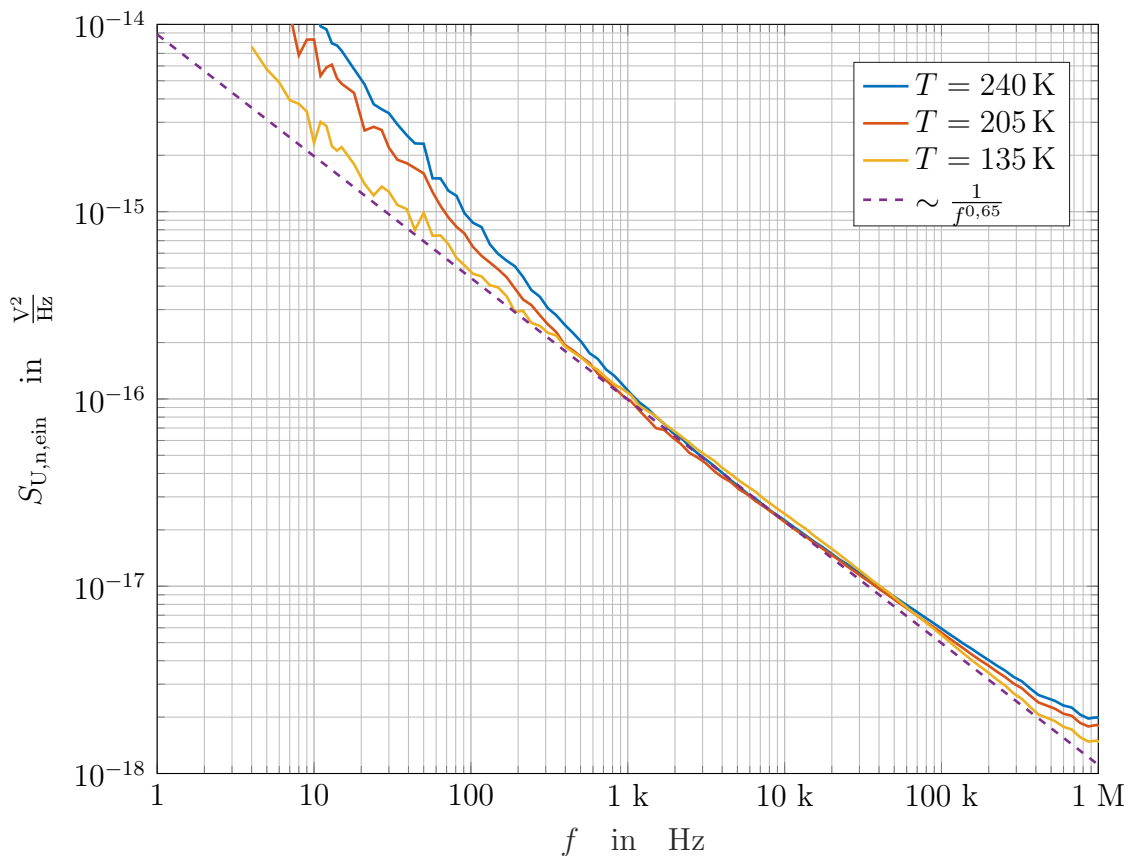


Abbildung 5.6: Eingangsbezogenes Rauschen eines Verstärkers mit erhöhtem niederfrequenten Rauschen.

hervorgerufen werden könnte. Der flachere Abfall ergäbe sich dann durch eine entsprechende Verteilung der Störstellen [44].

Unterstützt wird diese Hypothese durch die Beobachtung, dass das niederfrequente Rauschen eines beispielhaften NMOS-Transistors der gleichen Technologie bei ähnlicher Stromdichte und minimaler Gatelänge proportional zu $1/f^{0.67}$ abzufallen scheint [104].

Eine abschließende Erklärung kann im Rahmen der Arbeit nicht gegeben werden. Unter Berücksichtigung des gesamten Frequenzbereichs kann in Bezug auf die Modellierung des Transistors trotzdem eine akzeptable Übereinstimmung konstatiert werden.

Die Zugrundelegung des Modells des Eingangstransistors für das Rauschverhalten des Ladungsverstärkers im Rahmen der theoretischen Untersuchungen erscheint deshalb als gerechtfertigt. So ergibt sich für die integrierte Rauschleistung des Verstärkers CSA 1.0 nach Abbildung 5.5 im Frequenzbereich von 10 Hz bis 300 kHz eine Wert, der um 23 % über dem Wert der simulierten Rauschleistung des Verstärkers liegt.

Im Vergleich zur simulierten Rauschleistung des Eingangstransistors ergibt sich im gleichen Frequenzbereich eine um ca. 50 % erhöhte Rauschleistung. In Abbildung 5.4 ist neben

dem simulierten Rauschen des Verstärkers der Variante 2.0 auch das simulierte Rauschen verzeichnet, das alleine durch die Eingangstransistoren hervorgerufen wird.

Ein relevanter Unterschied ist hauptsächlich im Bereich des thermischen Rauschens ersichtlich, wobei hier zusätzliche Rauschbeiträge einerseits durch Zuleitungswiderstände am Eingang des Verstärkers und andererseits durch die Degenerierungswiderstände der Stromquellen im Verstärker verursacht werden.

5.1.5 Aufbau auf Dünnschichtsubstrat

Die vorherigen Abschnitte zeigen, dass sich einerseits eine akzeptable Übereinstimmung zwischen dem simulierten und dem gemessenen Rauschverhalten der Transistoren des Verstärkers ergibt, andererseits eine ungeeignete Aufbautechnik zu erheblichen zusätzlichen Rauschbeiträgen führt. Im Folgenden sollen die zusätzlichen Rauschbeiträge genauer betrachtet werden und durch eine potenziell bessere Aufbautechnik weiter reduziert werden.

Unvermeidbar sind die dielektrischen Verluste, die sich direkt in der integrierten Schaltung ergeben. Wird ein Ladungsverstärker betrachtet, an dem an Eingang keine Bonddrähte vorhanden sind, ergeben sich für die integrierte Rauschladung im Frequenzbereich von 10 Hz bis 300 kHz mit den Verlustfaktoren nach Tabelle 5.4 die Werte nach Tabelle 5.6 und Tabelle 5.7.

Tabelle 5.6: Rauschbeiträge als ENC des CSA 1.0 ohne Bonddrähte am Eingang

Messung/Berechnung Ladungsverstärker	$25 e^-$
(Simulation Ladungsverstärker)	$22,6 e^-$
Simulation Ausgangstreiber	$10 e^-$
Verluste der Kapazitäten auf dem Chip	$18 e^-$
Berechnung Gesamt	$32 e^-$
Messung ohne Bonddrähte	$34 e^-$

Für den Fall des CSA 1.0 liegt das Rauschen der Verluste der Kapazitäten in einer ähnlichen Größenordnung wie das Rauschen des Verstärkers. Es ist zu beachten, dass es sich um eine Grenzfall-Betrachtung handelt, da mit zunehmender externer Detektorkapazität die Rauschladung des Ladungsverstärkers ansteigt, während diejenige der Verluste der Kapazitäten und die Rauschladung des Ausgangstreibers konstant bleiben.

Zum Vergleich ist jeweils das Ergebnis der direkten Messung des Verstärkers ohne Bonddrähte geben. Im Vergleich zu dem berechneten Wert zeigt sich jeweils ein etwas höheres Ergebnis. Eine Ursache für dieses Beobachtung ist, dass die dielektrischen Verluste auf dem Chip

Tabelle 5.7: Rauschbeiträge als ENC des CSA 2.0 IC 3 ohne Bonddrähte am Eingang

Messung/Berechnung Ladungsverstärker	$42 e^-$
Simulation Ausgangstreiber	$10 e^-$
Verluste der Kapazitäten auf dem Chip	$26 e^-$
Berechnung Gesamt	$50 e^-$
Messung ohne Bonddrähte	$55 e^-$

mit der Frequenz anzusteigen scheinen. Da die Werte nach Tabelle 5.4 als Abschätzung zu betrachten sind, liegt die beobachtete Abweichung in einem zu erwartenden Rahmen.

Die Rauschbeiträge der Kapazitäten auf dem Chip können nur dadurch optimiert werden, dass der Wert der parasitären Kapazität insgesamt reduziert wird. Im vorliegenden Fall wäre das zum Teil möglich gewesen, wenn auf den Einsatz der vom Design-Kit vorgegebenen Pad-Struktur verzichtet worden wäre.

Für die gegebenen Entwürfe ist eine Änderung der Rauschbeiträge der Kapazitäten auf dem Chip nicht möglich, sodass der wesentliche Einflussfaktor auf das Rauschverhalten des Systems darin besteht, dass die Rauschbeiträge der externen Kapazitäten minimiert werden. Im Rahmen der Arbeit wird dies anhand einer Dünnschicht-Aufbautechnik mit Siliziumdioxid als Trägermaterial untersucht.

Amorphes Siliziumdioxid zeichnet sich durch einen hohen Volumenwiderstand von $\rho_R > 6 \cdot 10^{19} \Omega \text{cm}$ [105] und einen dielektrischen Verlustfaktor von $\tan \delta < 1 \cdot 10^{-6}$ bei entsprechender Qualität im Frequenzbereich von 30 Hz bis 20 kHz bei Raumtemperatur aus [106].

Nachteilig ist, dass der tatsächliche Verlustfaktor stark von den Verunreinigungen des Materials abhängt. Im Rahmen der Arbeit wird flammgeschmolzenes amorphes Siliziumdioxid (*engl. typ. fused quartz*) eingesetzt, das im Verhältnis zu synthetisch hergestelltem amorphem Siliziumdioxid (*engl. typ. fused silica*) stärkere Verunreinigungen mit Metallen mit einem Gewichtsanteil von bis zu 400 ppm, insbesondere mit Aluminium aufweist [107–109].

Es scheint daraus ein Anstieg der Verluste im Frequenzbereich unter ca. 10 kHz zu folgen [110, 111]. Aus den begrenzten, verfügbaren Daten kann abgeleitet werden, dass bei einer Frequenz von 1 kHz der Verlustwinkel für Materialien des genannten Herstellungsprozesses bei Raumtemperatur typischerweise weniger als $\tan \delta = 5 \cdot 10^{-5}$ beträgt, wobei die Verluste mit abnehmender Temperatur bis 240 K zunächst ansteigen und danach bis ca. 80 K abfallen [107, 110]. Es ist daher von einer deutlichen Reduzierung des Einflusses des Substrats auf das Rauschen des Systems auszugehen.

Im Zusammenhang mit der Nutzung von Substraten aus Siliziumdioxid ist zusätzlich zu beachten, dass der Oberflächenwiderstand stark von der relativen Feuchtigkeit der Umgebungsluft abhängt [105]. Die Vermessung muss daher in getrockneter Luft erfolgen, sofern kein Vakuum oder Stickstoff eingesetzt wird. Ein Bild des Aufbaus kann Abbildung 5.7 entnommen werden.

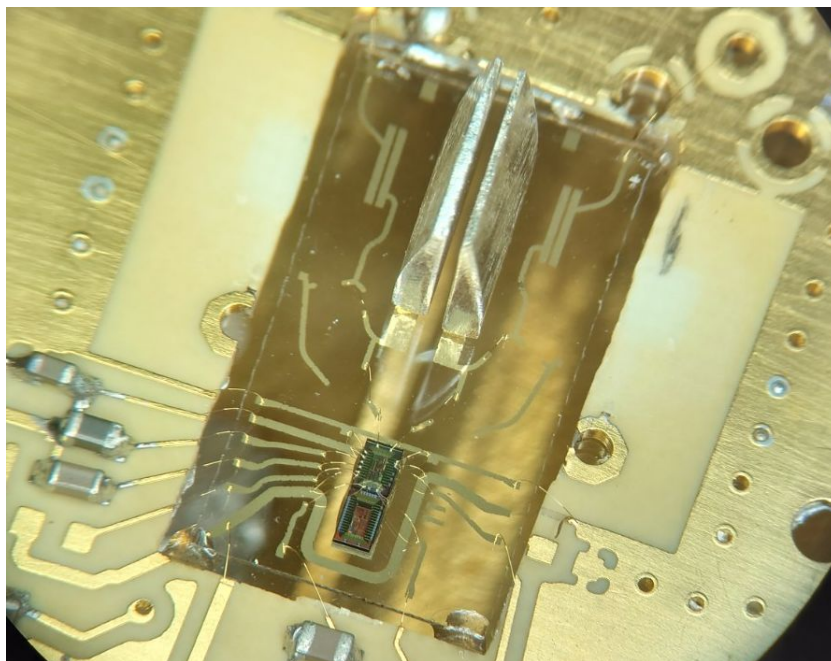


Abbildung 5.7: Bild des Aufbaus in Dünnschichttechnik.

Um den Aufwand zu reduzieren, wird der Dünnschichtaufbau in die vorhandene Platine eingebettet. Als Träger dient eine weitere Schicht aus synthetisch hergestelltem amorphen Siliziumdioxid-Substrat. Die Kapazität $C_{\text{det,g}}$ wird durch die zwei sichtbaren Metallplatten gebildet, die auf das Substrat geklebt sind. Die Testkapazitäten werden durch die parallel verlaufenden Leitungen auf der rechten und linken Seite der Metallplatten gebildet.

Die Kapazitäten des Aufbaus sind in Tabelle 5.8 gegeben. Aufgrund von Einschränkungen bei der Vermessung der Kapazitäten konnte der Wert der parasitären Kapazität $C_{\text{p,TF}}$ nicht exakt ermittelt werden und weist daher eine erhöhte Toleranz auf. Als maximaler Wert ergibt sich $C_{\text{p,TF,max}} = 430 \text{ fF}$. Bezogen auf die Gesamtkapazität am Eingang des Verstärkers ergibt sich daraus eine maximale Abweichung der Gesamtkapazität von ca. 1%, sodass von keinem relevanten Einfluss auf das Gesamtergebnis auszugehen ist.

In Abbildung 5.8 ist die äquivalente eingangsbezogene Rauschspannung des Verstärkers CSA 1.0 für die Vermessung auf dem Dünnschichtsubstrat dargestellt. Zusätzlich erfolgt ein Vergleich mit dem Ergebnis nach Abbildung 5.5.

Tabelle 5.8: Kapazitäten des Aufbaus der Variante CSA 1.0 auf Dünnschichtsubstrat.

C_{test}	$C_{\text{p,TF}}$	$C_{\text{det,g}}$
165 fF	360 fF	2,2 pF

Im Frequenzbereich unter 30 Hz fällt zunächst auf, dass die PSD stark ansteigt. Ursache ist die Sensitivität des Aufbaus mit Metallplatten in Bezug auf eingekoppelte mechanische Schwingungen. Um einen Einfluss der Schwingungen auf Frequenzen über ca. 50 Hz zu vermeiden, erfolgt die Vermessung in einer schallisolierten Messkammer. Zur Vermeidung der Übertragung von Körperschall erfolgt eine mehrfache Entkoppelung des Aufbaus von der Umgebung. Ein ähnliches, allerdings deutlich stärker ausgeprägtes Verhalten zeigt sich auch bei der Verwendung des Verstärkers mit Detektor im Staubbeschleuniger.

In der Abbildung wird die geschätzte eingangsbezogene Rauschspannung für drei Fälle gezeigt: Zunächst ist das Messergebnis für $C_{\text{det,g}} = 2,2 \text{ pF}$ geben. Der zweite Fall beschreibt die PSD, bei der die geschätzten Verluste nach Tabelle 5.4 vom Messergebnis abgezogen sind. Für den dritten Fall wird zusätzlich ein dielektrischer Verlustfaktor $\tan \delta = 4 \cdot 10^{-5}$ für den gesamten Dünnschichtaufbau, d.h. alle Kapazitäten nach Tabelle 5.8 angenommen.

Für diesen Fall ergibt sich im Bereich des 1/f-Rauschens eine Rauschleistungsdichte, die mit der in Abbildung 5.5 dargestellten Schätzung näherungsweise übereinstimmt. Unter diesen Annahmen folgt für den Bereich des 1/f-Rauschens eine Gesamt-Rauschleistung mit den Beiträgen der dielektrischen Verluste, die um circa den Faktor 2 über der Rauschleistungsdichte des Verstärkers liegt. Der Rauschbeitrag des Substrats beträgt dann im Frequenzbereich von 10 Hz bis 300 kHz $ENC_{\text{TF,substr}} = 15,2 e^-$. Die Beiträge zur äquivalente Rauschladung im Frequenzbereich von 40 Hz bis 300 kHz sind in Tabelle 5.9 angegeben.

Tabelle 5.9: Rauschbeiträge als ENC des CSA 1.0 IC 2 auf Dünnschichtsubstrat im Frequenzbereich 40 Hz bis 300 kHz

Simulation Ladungsverstärker	$40 e^-$
Simulation Ausgangstreiber	$10 e^-$
Verluste der Kapazitäten auf dem Chip	$17 e^-$
Verluste Substrat	$14 e^-$
Berechnung Gesamt	$47 e^-$
Messung Gesamt	$55 e^-$

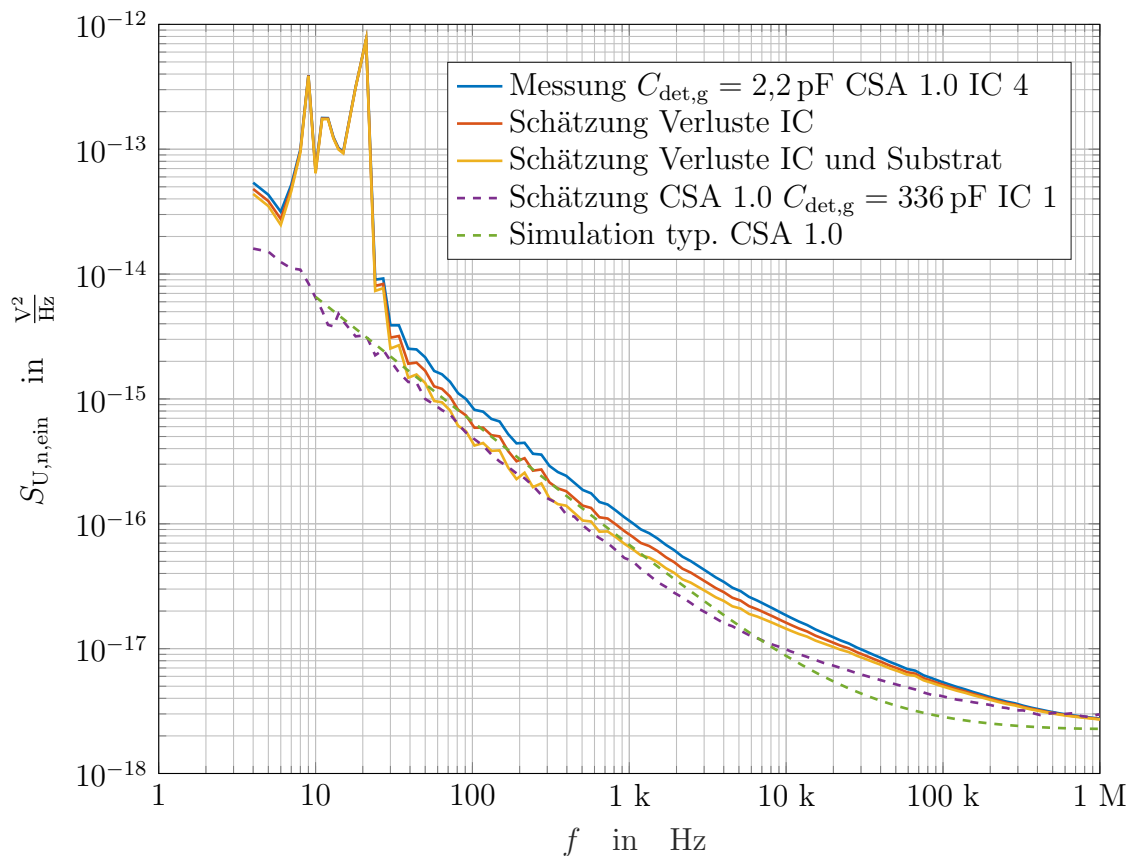


Abbildung 5.8: Äquivalentes eingangsbezogenes Rauschen des Aufbaus auf Dünnschichtsubstrat.

Aufgrund der optimierten Aufbautechnik beträgt der berechnete Beitrag der dielektrischen Verluste zur berechneten Rauschleistung nur 38%. Weitere Abweichungen im Vergleich zwischen der gemessenen gesamten Rauschleistung und der berechneten Rauschleistung treten aufgrund von Abweichungen bei Frequenzen über 1 kHz auf.

Neben der bereits erörterten Abweichung zwischen der beobachteten und simulierten thermischen Rauschleistung fällt in Abbildung 5.8 erneut der Übergangsbereich vom $1/f$ -Rauschen zum thermischen Rauschen auf. Im Vergleich zur Schätzung des eingangsbezogenen Rauschens für $C_{\text{det,g}} = 336 \text{ pF}$, weist der Verlauf der spektralen Leistungsdichte in diesem Bereich für die Schätzung mit $C_{\text{det,g}} = 2,2 \text{ pF}$ höhere Werte auf.

Da ein ähnliches Verhalten für den Aufbau des Verstärkers der Variante 2.0 auf dem Dünnschichtsubstrat beobachtet wird, erscheint es als wahrscheinlich, dass das beobachtete Verhalten auf den geänderten Aufbau zurückzuführen ist. Eine mögliche Ursache könnte ein Anstieg der dielektrischen Verluste im Frequenzbereich über 1 kHz sein. In [106] wird für synthetisches Siliziumdioxid ein Anstieg der Verluste um circa eine Größenordnung zwischen 1 kHz und 10 kHz gemessen.

Auf den im Aufbau verwendeten flammgeschmolzenen Quarz kann diese Beobachtung aufgrund der allgemein deutlich höheren Verlusten allerdings nur begrenzt übertragen werden. Zusätzlich ist diesbezüglich Abbildung 5.9 gegeben. Es wird die ENC-PSD eines Verstärkers der Variante 2.0 mit $C_{\text{det,g}} \approx 8 \text{ pF}$ und eines Verstärkers der Variante 1.0 mit $C_{\text{det,g}} = 2,2 \text{ pF}$ verglichen.

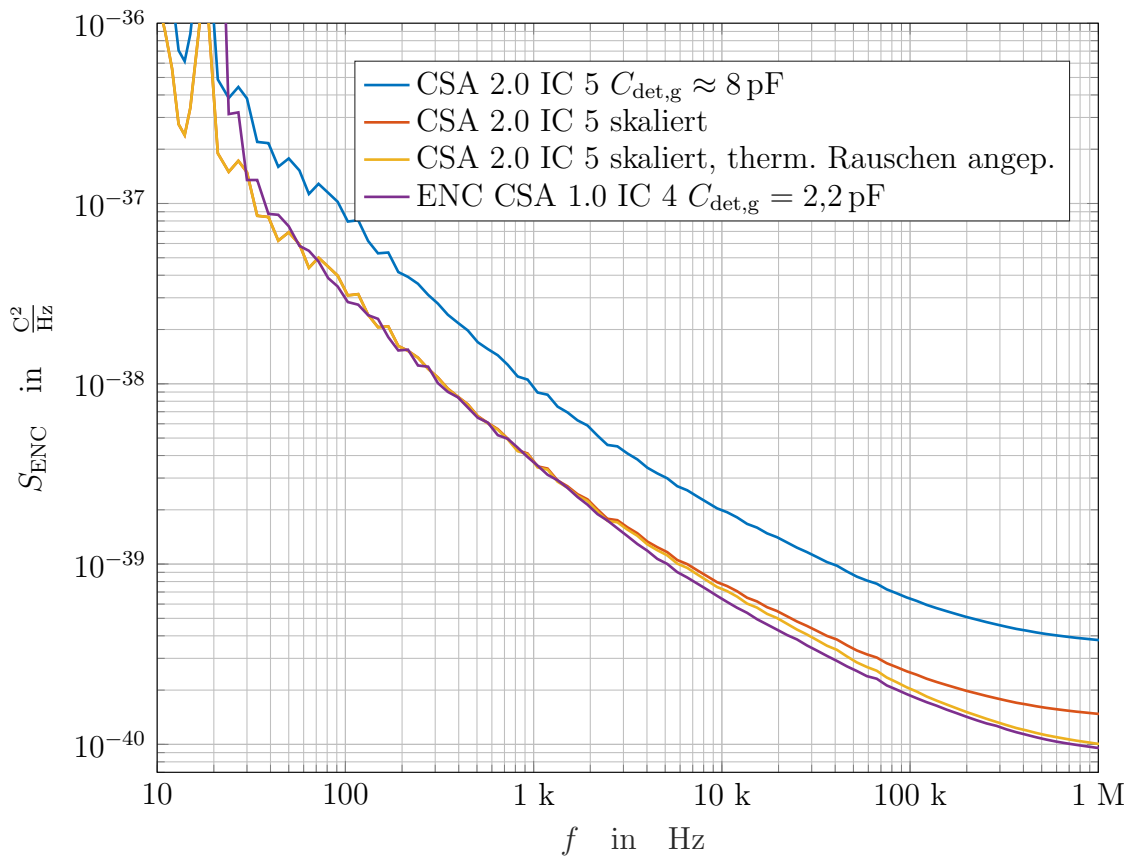


Abbildung 5.9: ENC-PSD der Aufbauten auf Dünnschichtsubstrat.

Unter der Annahme, dass dielektrische Verluste weiterhin hauptverantwortlich für das niederfrequente Rauschverhalten sind, ist zusätzlich eine skalierte ENC-PSD für die Variante 2.0 gegeben, die so angepasst ist, dass die PSD des $1/f$ -Rauschens übereinstimmen. Zusätzlich wird im dritten Verlauf das thermische Rauschen an die PSD der Variante 1.0 angepasst. Resultierend ergibt sich eine sehr geringe Abweichung zwischen der angepassten ENC-PSD der Variante 2.0 und der ENC-PSD der Variante 1.0 im mittleren Frequenzbereich. Insbesondere ist die Abweichung deutlich kleiner als in Abbildung 5.8.

Als Skalierungsfaktor ergibt sich ca. das Verhältnis der Kapazitäten am Eingang des Verstärkers. Dies kann als Indikator interpretiert werden, dass die zusätzlichen Kapazitäten des Aufbaus der Variante 2.0 das zusätzliche Rauschen im mittleren Frequenzbereich in Vergleich

zur Variante 1.0 verursachen. Dies wiederum deutet darauf hin, dass das erhöhte Rauschen im mittleren Frequenzbereich durch einen Anstieg der Verluste verursacht wird.

Es ist zu beachten, dass der Verlauf nach Abbildung 5.5 nicht durch ein Anstieg der dielektrischen Verluste erklärt werden kann, da diese keinen relevanten Einfluss auf die dort gezeigten Verläufe haben.

Trotz der auftretenden Abweichungen zeigt die Dünnschicht-Aufbautechnik, dass es bei einem Betrieb der Ladungsverstärker nahe der kapazitiven Anpassung theoretisch möglich ist, einen Zustand zu erreichen, in dem der Großteil des Rauschens durch den Ladungsverstärker verursacht wird. So ergibt sich im Frequenzbereich von 40 Hz bis 300 kHz für den Ladungsverstärker der Variante 2.0 mit $C_{\text{det,g}} \approx 8 \text{ pF}$ ein gemessener Wert $ENC_{\text{TF,CSA2.0,meas}} \approx 100 e^-$ während aus der Simulation der extrahierten Schaltung $ENC_{\text{CSA2.0,sim}} = 87 e^-$ folgt.

Zusammengefasst kann daher festgestellt werden, dass neben der Optimierung der Aufbautechnik auch die Optimierung des Verstärkers einen wesentlichen Einfluss auf das Rauschverhalten des Systems hat. Einschränkend ist zu erwähnen, dass bei einem der eingesetzten Dünnschichtsubstrate spontane Entladungen beobachtet wurden, die vor einem Einsatz im Detektor weiter zu untersuchen wären.

5.1.6 Ladungsverstärker mit ESD-Schutzschaltung

In den bisher betrachteten Ladungsverstärkern, d.h. in den Verstärkern CSA 1.0 und CSA 2.0 ist am Eingang des Verstärkers keine ESD-Schutzschaltung vorhanden. Alle weiteren Anschlüsse sind mit entsprechender Schutzschaltung ausgeführt. An den Eingängen wird keine Schutzschaltung eingesetzt, da diese durch die Leckströme der Dioden, den Serienwiderstand der Schaltung und die Kapazitäten der Dioden zur Rauschladung des Systems beiträgt.

Ein Nachteil dieser Entwurfsentscheidung ist, dass ein hohes Risiko besteht, dass der Verstärker aufgrund elektrostatischer Entladungen beschädigt wird. Ein Beispiel ist in Abbildung 5.6 gegeben.

Für Anwendungen, in denen ein bedingter Schutz vor elektrostatischen Entladungen von größerer Bedeutung ist als das bestmögliche Rauschverhalten, werden deshalb mehrere Verstärker gezeigt, die an allen Anschlüssen eine ESD-Schutzschaltung aufweisen. Als Schutzschaltung wird an den Eingängen des Ladungsverstärkers die klassische Schaltung nach Abbildung 2.9 eingesetzt. Zusätzlich besitzen die Verstärker ein optimiertes Layout, das die Wahrscheinlichkeit von Latch-Up-Vorgängen reduziert.

Ein weiterer Vorteil dieser Verstärker ist, dass die ESD-Schutzschaltung sicherstellt, dass auch stationäre Ströme, die unter bestimmten Umständen im Weltraum auftreten [4], keine potenziell zerstörende Überspannung am Eingang des Verstärkers verursachen können.

Es ist zu beachten, dass ein funktionaler Betrieb des Verstärkers in diesem Zustand ohne zusätzliche Maßnahmen nicht möglich ist.

In Abbildung 5.10 wird die äquivalente Rauschladungsdichte des Verstärkers der Variante 2.0 mit derjenigen der Variante 3.1 verglichen. Der Eingang des Verstärkers ist jeweils nicht angeschlossen. Die beiden Varianten unterscheiden sich nur durch die bei der Variante 3.1 zusätzlich vorhandenen ESD-Schutzschaltungen.

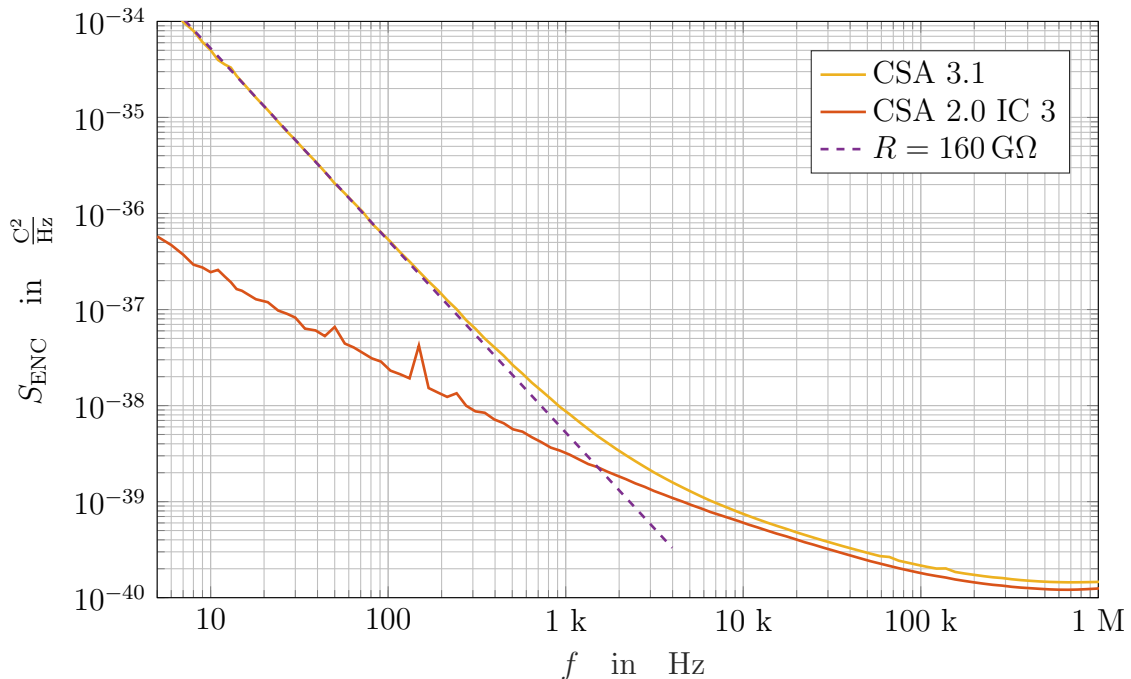


Abbildung 5.10: ENC-PSD des CSA 2.0 und des CSA 3.1 ohne externe Kapazität am Eingang bei Raumtemperatur.

Neben dem geringfügigen Anstieg der Rauschleistung durch die zusätzliche Kapazität der ESD-Schutzdioden ist primär ein Anstieg der Rauschleistung bei niedrigen Frequenzen durch das Schrotrauschen der ESD-Schutzdioden zu beobachten.

Aus dem niederfrequenten Rauschen kann, bei gleichmäßiger Aufteilung auf beide Eingänge des Verstärkers, abgeleitet werden, dass das Rauschen der Schutzschaltung jeweils durch einen $160\text{ G}\Omega$ -Widerstand modelliert werden kann. Umgerechnet in die Summe der Sperrsättigungsströme der ESD-Schutzdioden ergibt sich $I_{J,\text{ESD},0,\text{ges}} = 320\text{ fA}$.

Dieser Wert liegt deutlich über dem in Tabelle 2.1 simulierten Wert von $I_{J0,\text{ESD},\text{ges}}(300\text{ K}) = 1,3\text{ fA}$. Eine Ursache für diese Abweichung könnte sein, dass die Schaltung eine höhere Betriebstemperatur aufweist als angenommen. Auch durch Prozessschwankungen kann es zu großen Abweichungen der Sperrsättigungsströme kommen.

Theoretisch tragen die erhöhten Sperrsättigungsströme zusammen eine Rauschladung von $ENC_{R,ESD} = 143 e^-$ im Frequenzbereich von 10 Hz bis 300 kHz zum Rauschen des Systems bei. Dieser Beitrag liegt deutlich über dem Gesamtrauschen des Verstärkers der Variante 2.0 im gleichen Frequenzbereich nach Tabelle 5.7. Zusätzlich tritt bei Anschluss einer externen Kapazität Rauschen nach Gleichung (2.45) durch den Serienwiderstand der Schutzschaltung auf. Der Wert des Serienwiderstands beträgt hier $R_{ESD} = 50 \Omega$.

Ein einfacher Weg, um das Rauschen der Schutzschaltung zu reduzieren, besteht darin, die starke Temperaturabhängigkeit des Sperrsättigungsstroms der Dioden zu nutzen. In Abbildung 5.11 wird die ENC-PSD des Verstärkers der Variante 3.2 bei Raumtemperatur und bei ca. 170 K jeweils auf Hochfrequenzsubstrat verglichen. Es zeigt sich, dass die Absenkung der Temperatur zu einer Reduzierung der Rauschleistung der Dioden um ca. zwei Größenordnungen führt.

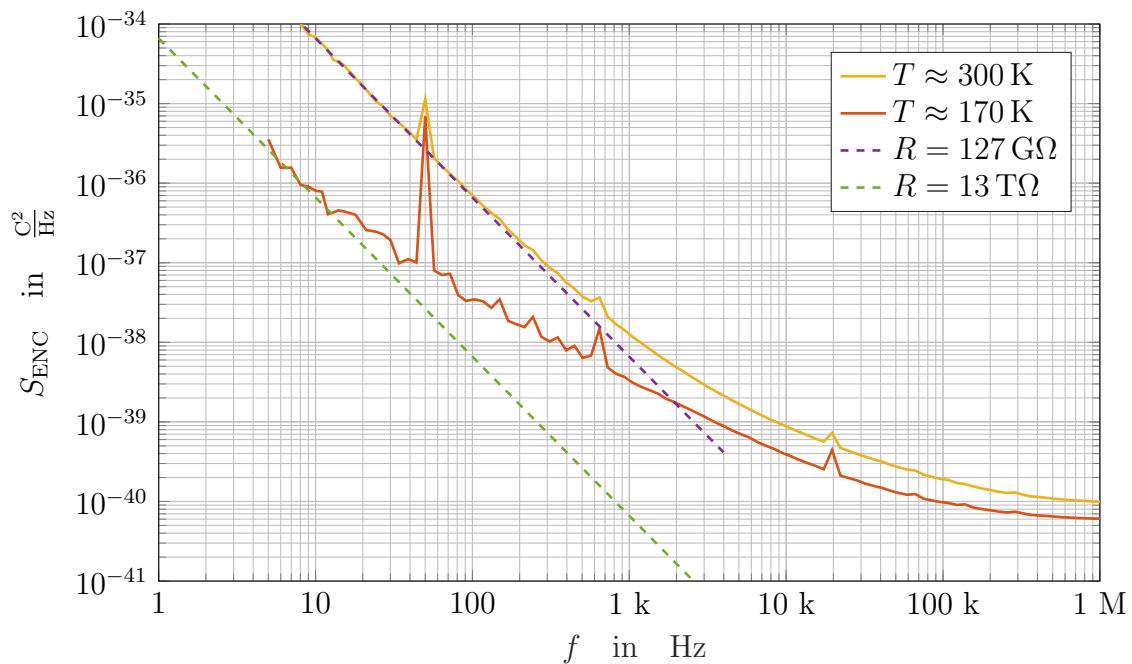


Abbildung 5.11: ENC-PSD des CSA 3.2 auf Hochfrequenzsubstrat ohne zusätzliche Kapazität.

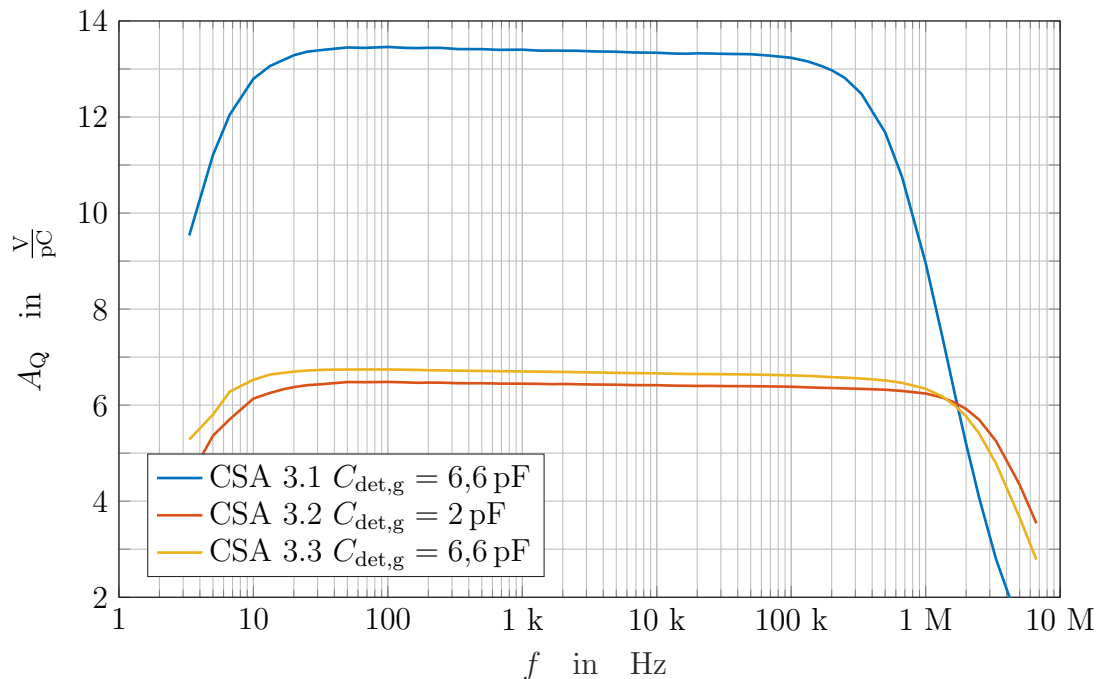
In Tabelle 5.10 sind die wichtigsten Eigenschaften der Ladungsverstärker der Variante 3 gegeben. Es handelt sich bei den Angaben jeweils um die gezeichnete Weite und Länge, sowie die mithilfe der Simulation unter typischen Bedingungen ermittelten Kapazitäten und Stromdichten. Insbesondere CSA 3.2 und CSA 3.3 können auch bei Signalen mit Anteilen bei höheren Frequenzen eingesetzt werden.

In Abbildung 5.12 ist die Ladungsverstärkung der jeweiligen Verstärker für die gegebenen Kapazitätswerte und den Aufbau auf Hochfrequenzsubstrat dargestellt.

Tabelle 5.10: Eigenschaften der Verstärker mit ESD-Schutzschaltung

Eigenschaft	Parameter	CSA 3.1	CSA 3.2	CSA 3.3
Weite der Eingangstransistoren	W_{tr}	4,8 mm	2,4 mm	5,12 mm
Länge der Eingangstransistoren	L_{tr}	600 nm	400 nm	400 nm
Stromdichte Eingangstransistor	I_D/W	0,26 A/m	1,5 A/m	0,71 A/m
Gatekapazität des Eingangstr. Schaltplan	$C_{GG,m}$	7,9 pF	3,3 pF	6,6 pF
Rückkoppelkapazität	C_f	100 fF	200 fF	200 fF
Widerstand ESD-Schaltung	R_{ESD}	50 Ω	50 Ω	0 Ω

Für den Verstärker 3.1 erfolgt die Vermessung mit dem Oszilloskop mit einem internen Tiefpassfilter mit 5 MHz Grenzfrequenz. Für die Verstärker der Variante 3.2 und 3.3 wird eine Grenzfrequenz von 20 MHz für den Tiefpassfilter verwendet. Es ist ein leichter Abfall der Ladungsverstärkung über der Frequenz zu beobachten. Eine Ursache für diesen Effekt ist die Frequenzabhängigkeit der Kapazität der Testkondensatoren C_{test} . Die Messung der Kapazitäten erfolgt bei $f = 1$ MHz, sodass von einer leichten Überschätzung der Ladungsverstärkung bei niedrigen Frequenzen auszugehen ist.

**Abbildung 5.12:** Ladungsverstärkung der jeweiligen Verstärker.

Aufgrund der Parameterschwankungen der internen Rückkoppelkapazitäten und der Abhängigkeit der Bandbreite des Systems von der Kapazität des Detektors, ist es notwendig, für die genaue Bestimmung der Ladung mithilfe eines Detektors jedes aufgebaute Detektor-Verstärkersystem einzeln zu charakterisieren, sodass die hier gegebenen Werte nur als Anhaltspunkte betrachtet werden können.

Beispielhafte Werte für die ENC entsprechend der klassischen Definition sind in Tabelle 5.11 gegeben.

Tabelle 5.11: ENC der Verstärker bei Raumtemperatur auf Hochfrequenzsubstrat

Variante	$C_{\text{det,g}}$	f_u	f_o	ENC
3.1	6,6 pF	10 Hz	300 kHz	$189 e^-$
3.2	2 pF	10 Hz	3 MHz	$217 e^-$
3.3	6,6 pF	10 Hz	3 MHz	$250 e^-$
3.3	6,6 pF	1 kHz	3 MHz	$210 e^-$

Diese Rauschladungen beinhalten neben dem Schrotrauschen der Dioden auch das zusätzliche Rauschen der Verluste des Hochfrequenzsubstrats, sodass sich äquivalente Rauschladungen ergeben, die deutlich über den simulierten Werten liegen. Die so ermittelten Rauschladungen können daher als Schätzwert für Systeme betrachtet werden, die zwar eine optimierte Aufbautechnik einsetzen, aber auf Kompromisse aufgrund von ESD-Anforderungen sowie technischen und finanziellen Rahmenbedingungen angewiesen sind.

Zusammengefasst kann festgehalten werden, dass die Ladungsverstärker mit ESD-Schutz trotz erhöhter Rauschladung in einigen Einsatzszenarien kaum Nachteile aufweisen werden, da andere Störquellen das Rauschen des Verstärkers überlagern. Zusätzlich besteht der Vorteil, dass die Verstärker der Variante 3.2 und 3.3 durch die größere Rückkoppelkapazität auch größere Ladungen ohne Sättigungseffekte vermessen können. Für den gegebenen Messaufbau treten Sättigungseffekte in den Varianten 1.0 bis 3.1 für Ladungen ab ca. $2,5 \cdot 10^5 e^-$ auf.

5.1.7 Vergleich mit dem Stand der Technik

Ein direkter Vergleich der entwickelten Verstärker für den unteren Geschwindigkeitsbereich mit dem Stand der Technik ist nur sehr eingeschränkt möglich, da die bekannten Vergleichsverstärker erheblich von den hier gezeigten Verstärkern abweichen.

Zu erwähnen ist der Verstärker nach [112], der eine untere Grenzfrequenz von ca. 160 Hz aufweist und einen diskreten JFET als Eingangstransistor einsetzt. Daten über das Rauschverhalten stehen nicht zur Verfügung. Ein weiterer Verstärker, der ebenfalls für langsame

Staubpartikel geeignet ist, wird in [113, 114] gezeigt. Bei diesem Verstärker wird eine kommerzielle integrierte Schaltung in der Eingangsstufe eingesetzt. Zuletzt soll zum Vergleich auch der Verstärker nach [4] betrachtet werden, der aufgrund einer unteren Grenzfrequenz von 1 kHz für sehr niederfrequente Signale nicht geeignet ist. Eine Übersicht der Verstärker ist in Tabelle 5.12 gegeben.

Tabelle 5.12: Vergleich verschiedener Verstärker für den unteren Geschwindigkeitsbereich

Verstärker	$C_{\text{det,g}}$	Frequenzbereich	ENC	Eingangsstufe
[113, 114]	unklar	7 Hz . . . 10 kHz	$356 e^-$	differenziell massebezogen
[4]	5 pF	1 kHz . . . 10 MHz	$95 e^-$	unipolar
CSA 1.0	2,2 pF	40 Hz . . . 300 kHz	$55 e^-$	differenziell
CSA 3.1	6,6 pF	10 Hz . . . 300 kHz	$189 e^-$	differenziell

Für den Verstärker nach [113, 114] ergibt sich die Detektorkapazität nicht aus den Veröffentlichungen. Aufgrund der Kapazität ähnlicher Detektoren kann die Kapazität auf einen Wert zwischen 5 pF und 15 pF geschätzt werden. Grundsätzlich zeigt [4] ein sehr gutes Rauschverhalten, da eine spezifisch optimierte Halbleitertechnologie für den Eingangstransistor eingesetzt wird. Durch die höhere untere Grenzfrequenz wird zudem der Einfluss des niederfrequenten Rauschens deutlich reduziert.

Der einzige Vergleichsverstärker, der eine ähnliche untere Grenzfrequenz erreicht wie die Verstärker dieser Arbeit, wird in [113, 114] gezeigt. Für diesen Verstärker tritt bei einer deutlich geringeren oberen Grenzfrequenz eine höhere Rauschleistung auf, als für die Verstärker dieser Arbeit.

Allgemein ist zu beachten, dass jeder der betrachteten Verstärker für unterschiedliche Rahmenbedingungen ausgelegt ist und daher potenziell unterschiedliche Einflussfaktoren das Rauschen dominieren können. Ein direkter Vergleich des Rauschverhaltens nur anhand der ENC bei unterschiedlichen Randbedingungen ist daher in den wenigsten Fällen zielführend.

5.2 Verstärker für den oberen Geschwindigkeitsbereich

Die Vermessung des Verstärkers für den oberen Geschwindigkeitsbereich erfolgt für die Konfiguration mit drei auf dem Chip parallel geschalteten Verstärkergrundzellen. Ziel ist es, zu demonstrieren, dass der Ansatz der Verschaltung von Grundzellen zur Anpassung der Eingangskapazität des Verstärkers grundsätzlich funktioniert.

5.2.1 Messaufbau

Der vereinfachte Messaufbau ist in Abbildung 5.13 gegeben. Mithilfe eines Funktionsgenerators wird die Testspannung u_{test} am Eingang des Ladungsverstärkers erzeugt. Das Ausgangssignal des Ladungsverstärkers wird mit dem kommerziellen Operationsverstärker LMH6629 von Texas Instruments weiter verstärkt. Die Spannung u_{aus} wird mit einem digitalen Speicheroszilloskop aufgezeichnet und anschließend weiterverarbeitet. Die Widerstände R_1 und R_L sind dementsprechend Teil des Funktionsgenerators und des Oszilloskops. Die eingesetzten Messgeräte entsprechen denjenigen aus Abschnitt 5.1. Für den Aufbau nach Abbildung 5.13 gelten die Werte nach Tabelle 5.13.

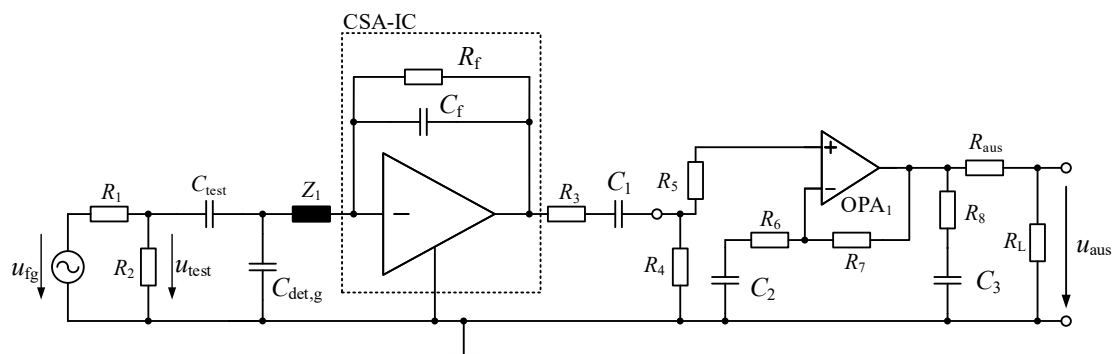


Abbildung 5.13: Schaltplan des Messaufbaus.

Tabelle 5.13: Parameter des Messaufbaus.

R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6	R_7
50 Ω	51 Ω	200 Ω	10 k Ω	22 Ω	22 Ω	280 Ω
R_8	R_{aus}	R_L	C_{test}	C_1	C_2	C_3
150 Ω	51 Ω	50 Ω	521 fF	30 nF	9,4 μF	30 pF

Im gezeigten Aufbau werden verschiedene Maßnahmen ergriffen, um das Auftreten von zunächst beobachteten Schwingungen des Ladungsverstärkers und des nachgelagerten Operationsverstärkers zu vermeiden. Um Rückkoppelungen zu minimieren, befindet sich der Ladungsverstärker und der Operationsverstärker jeweils in einem separat abgeschirmten Gehäuse. Zusätzlich werden Widerstände eingesetzt, um Verluste einzufügen, die Schwingungen im GHz-Bereich verhindern.

Am Eingang des Verstärkers wird ein Ferritfilter Z_1 eingesetzt. Es handelt sich um den Typ BLM18BB470SN1 von Murata. Dieser Filter weist bis zu einer Frequenz von 100 MHz einen Realteil der Impedanz von weniger als 10 Ω auf [115], wodurch sich nur eine begrenzte

Auswirkung auf das Rauschverhalten ergibt. Bei einer Frequenz von 1 GHz beträgt der Realteil der Impedanz ca. 200Ω [115], sodass ein Verlustfaktor in den Reflexionsfaktor des Detektors eingefügt wird.

Zusätzlich zu dem in Abbildung 5.13 gezeigten Aufbau benötigt der Ladungsverstärker drei externe Kapazitäten, die zusammen mit integrierten Widerständen Tiefpassfilter bilden, die das Rauschen der Biasspannungen des Verstärkers nach Abbildung 4.13 reduzieren. Die Filter bestehen jeweils aus einem Widerstand R_{TP} und einer kleinen Kapazität $C_{TP,int}$ auf dem Chip, sowie einer externen Kapazität $C_{TP,ext}$ und teilweise einem der externen Kapazität in Reihe geschalteten Widerstand $R_{L,ext}$, der Resonanzen reduziert. Die Werte der Komponenten der Filter für die Potenziale nach Abbildung 4.13 sind in Tabelle 5.14 gegeben.

Tabelle 5.14: Parameter des Messaufbaus des CSA 4.3.

Potenzial	$R_{TP,3}$	$C_{TP,int,3}$	$C_{TP,ext,3}$	$R_{L,TP,ext}$
φ_{bias1}		3 pF	150 nF	22 Ω
φ_{bias2}	660 Ω	3 pF	1,5 μ F	22 Ω
φ_{bias3}	330 Ω	69 pF	5 nF	

Die Werte der Tabelle 5.14 gelten für die Konfiguration mit drei parallel geschalteten Verstärkergrundzellen. Für Konfigurationen mit einer abweichenden Anzahl an Grundzellen skaliert der Wert von R_{TP} mit $R_{TP,n} = 1/n \cdot R_{TP,1}$. Entsprechend sind die Werte der anderen Komponenten der Filter zu skalieren.

5.2.2 Messergebnisse

Im Folgenden werden einige Messergebnisse des Aufbaus nach Abschnitt 5.2.1 gezeigt. Als Trägermaterial für den Aufbau wird das Hochfrequenzsubstrat Rogers RO4003C [99] verwendet. Die relative Luftfeuchtigkeit des Aufbaus wird durch Trockenmittel auf einen Wert von ca. 20 % eingestellt. Zur Nachbildung der Detektorkapazität werden Dünnschichtkapazitäten von AVX [101] eingesetzt. Als potenziell relevante Rauschquelle, abgesehen von der Rauschleistung des Ladungsverstärkers, ist auch das Rauschverhalten der Detektorkapazität zu berücksichtigen.

Im Bereich des thermischen Rauschens ist zusätzlich der Einfluss des Ferritfilters Z_1 nach Abbildung 5.13 zu berücksichtigen. Die Ladungsverstärkung für den betrachteten Aufbau mit $C_{det,g} = 6,2$ pF ist in Abbildung 5.14 angegeben.

Es zeigt sich eine 3-dB-Bandbreite von ca. 50 MHz. Im Vergleich zu den bisher betrachteten Ladungsverstärkern verwendet der Verstärker 4.3 einen Aufbau, bei dem die Rückkoppelkapa-

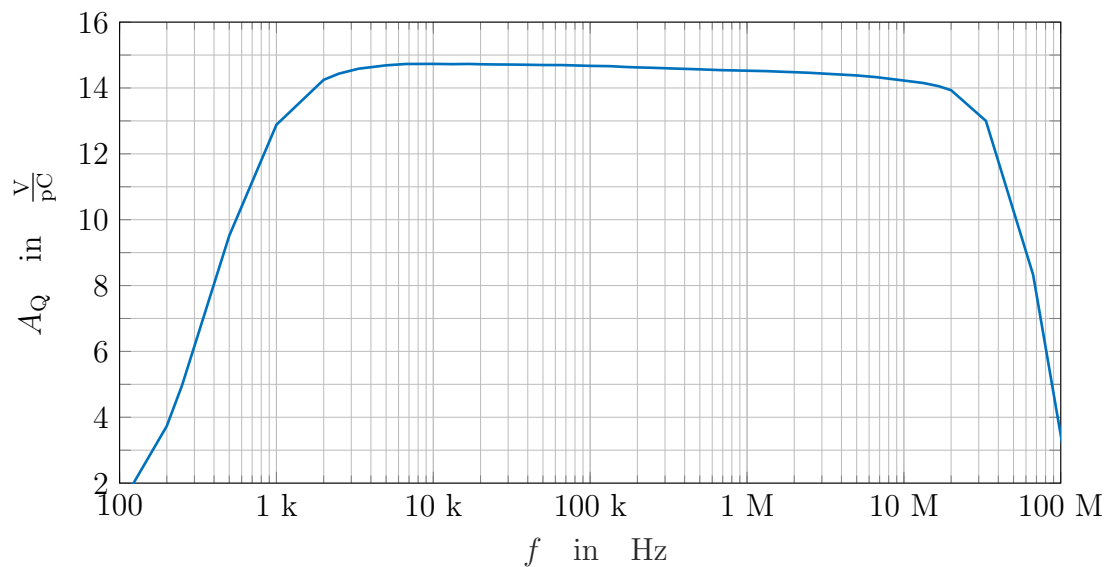


Abbildung 5.14: Ladungsverstärkung des Aufbaus mit dem CSA 4.3 und $C_{\text{det,g}} = 6,2 \text{ pF}$.

azität in die Abschirmung des Eingangs des Verstärkers integriert ist, wodurch die parasitäre Kapazität auf den Chip deutlich reduziert wird. Als Konsequenz unterliegt die sich ergebende Rückkoppelkapazität einer erhöhten Prozessschwankung, sodass der Wert der Ladungsverstärkung stets messtechnisch zu ermitteln ist. In Bezug auf die Bandbreite kann festgestellt werden, dass der angestrebte Wert erreicht wird.

In Abbildung 5.15 ist das gemessene Rauschverhalten des Verstärkers 4.3 dargestellt. Während aufgrund der optimierten Abschirmung bei niedrigen Frequenzen nahezu keine Störlinien auftreten, zeigen sich bei höheren Frequenzen vermehrt Störungen, die auch aufgrund der Abtastung und Quantisierung des Rauschsignals mit dem Oszilloskop auftreten. Die zusätzlich eingezeichnete, über begrenzte Frequenzbänder jeweils gemittelte Rauschleistungsdichte zeigt, dass diese Störlinien nur spärlich über der Frequenz auftreten und nicht relevant zur Rauschleistung beitragen. Es wird deshalb im Folgenden erneut die gemittelte Rauschleistungsdichte betrachtet.

In Abbildung 5.16 erfolgt ein Vergleich der ENC-PSD des CSA 4.3 mit $C_{\text{det,g}} = 6,2 \text{ pF}$ mit dem simulierten Rauschverhalten der extrahierten Schaltung unter typischen Prozessbedingungen. Die Kapazität $C_{\text{det,g}}$ setzt sich aus der parasitären Kapazität auf der Platine und einer konzentrierten Kapazität mit $C = 5,6 \text{ pF}$ zusammen.

Zusätzlich enthält der Graph zum Vergleich einen an die Messung angepassten Verlauf, der aus einem idealen $1/f$ -Verlauf und einem idealen konstanten Anteil zusammengesetzt ist. Zuletzt ist das simulierte Rauschverhalten unter der Berücksichtigung zusätzlicher Rauschquellen dargestellt.

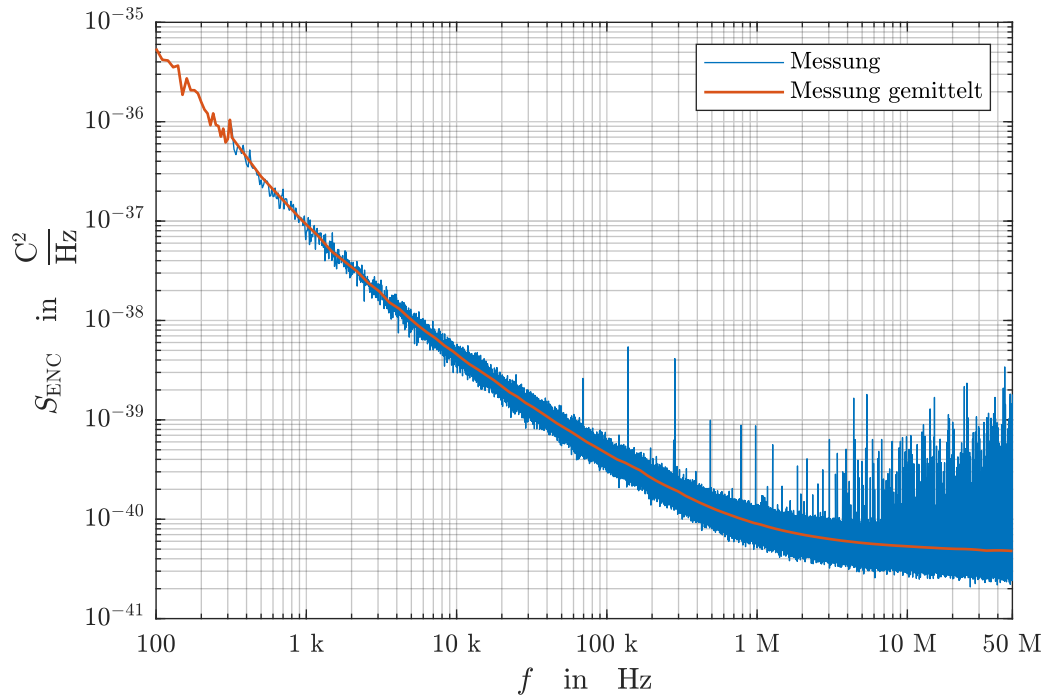


Abbildung 5.15: Gemessene spektrale Rauschleistungsdichte für den Aufbau mit dem CSA 4.3 und $C_{\text{det,g}} = 6,2 \text{ pF}$.

Zunächst zeigt sich in Abbildung 5.16, dass die gemessene Rauschleistung im Bereich des thermischen Rauschens um ca. 40 % über der simulierten Rauschleistung liegt. Dieses Verhalten kann auf das gleichzeitige Auftreten verschiedener zusätzlicher Rauschquellen zurückgeführt werden, die in der ursprünglichen Simulation des Verstärkers nicht berücksichtigt werden.

Dies betrifft einerseits das Rauschen der Impedanz Z_1 nach Abbildung 5.13, das im zweiten Simulationsergebnis nach Abbildung 5.16 vereinfacht durch einen Widerstand mit $Z_{1,\text{ers}} = 10 \Omega$ nachgebildet wird. Eine weitere zusätzliche Rauschquelle ergibt sich durch die Widerstände $R_{L,\text{TP,ext}}$. Im Bereich des $1/f$ -Rauschens wird im zweiten Simulationsergebnis nach Abbildung 5.16 zusätzlich ein Verlustfaktor für $C_{\text{det,g}}$ von $\tan \delta = 5 \cdot 10^{-4}$ berücksichtigt.

Unter diesen Annahmen ergibt sich für hohe Frequenzen eine gute Übereinstimmung zwischen dem simulierten und gemessenen Rauschverhalten. Auch unter der Annahme eines realistischen Verlustfaktors für $C_{\text{det,g}}$ zeigen sich geringe Abweichungen im Bereich des $1/f$ -Rauschens. Der Vergleich mit dem angepassten idealen $1/f$ -Verlauf deutet an, dass die Abweichung in der Steigung des $1/f$ -Rauschens des Simulationsmodells von der Steigung des idealen $1/f$ -Rauschens durch die Messung nicht bestätigt wird.

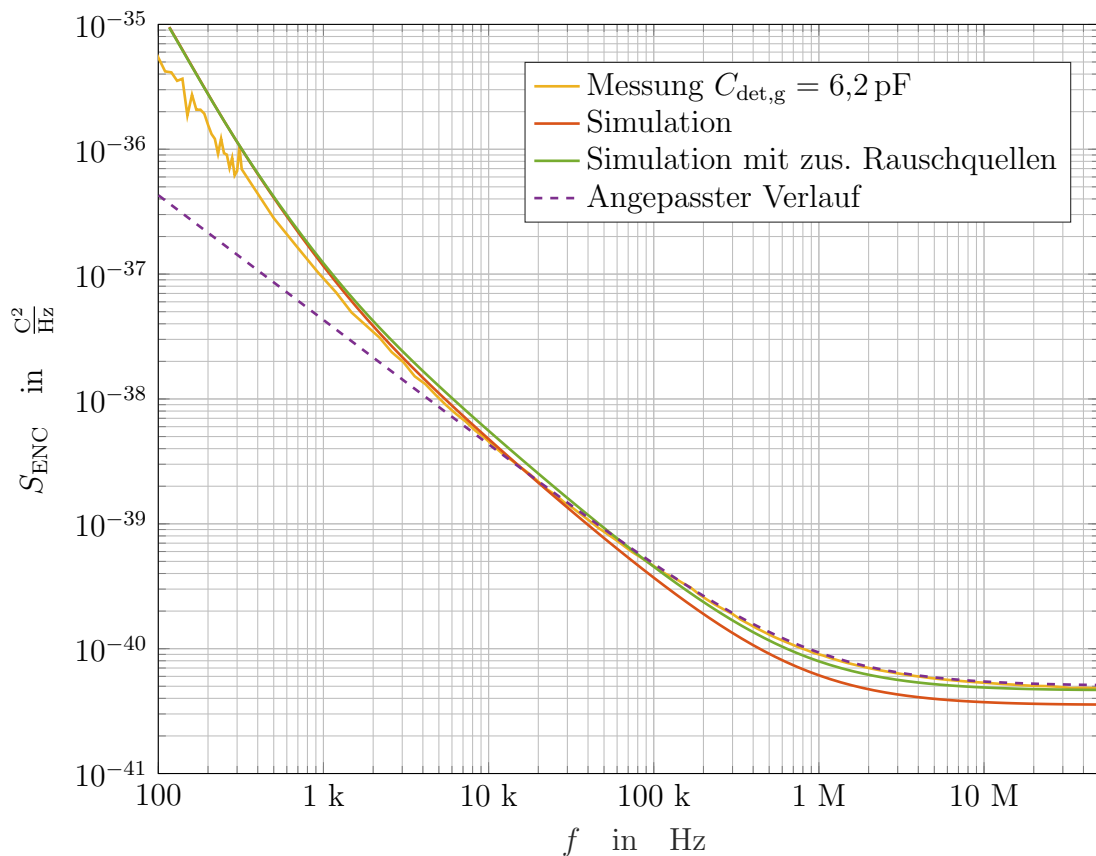


Abbildung 5.16: ENC-PSD des CSA 4.3 mit $C_{\text{det,g}} = 6,2 \text{ pF}$.

Im Bereich des niederfrequenten $1/f^2$ -Rauschens ergibt sich in der Messung eine etwas geringere Rauschleistung als simuliert. Ursache ist hier, dass die Transistoren des resistiven Rückkoppelpfades in dem betrachteten Arbeitspunkt erhöhten Prozessschwankungen und einer reduzierten Modellierungsgenauigkeit unterliegen.

In Abbildung 5.17 erfolgt ein Vergleich zwischen der gemessenen ENC-PSD des CSA 4.3 ohne zusätzliche externe Kapazität am Eingang und dem Simulationsergebnis der extrahierten Netzliste.

Aufgrund parasitärer Kapazitäten folgt in diesem Fall im Modell $C_{\text{det,g}} = 560 \text{ fF}$. Für $C_{\text{det,g}}$ wird $\tan \delta = 1,5 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Zusätzlich wird erneut $Z_{1,\text{ers}} = 10 \Omega$ vorausgesetzt und das Rauschen der Widerstände $R_{\text{L,TP,ext}}$ berücksichtigt.

Unter diesen Bedingungen zeigt sich eine Rauschleistung, die um ca. 15% über dem simulierten Wert liegt. Unter der Annahme, dass der Eingangsverstärker das Rauschen des Systems dominiert, folgt daher, dass auch das Rauschen des Ladungsverstärkers selbst geringfügig über dem simulierten Wert liegt. Eine potenzielle Ursache dieser erhöhten Rauschleistung liegt in der parallelen Verschaltung der Verstärkergrundzellen, die zu Abweichungen in

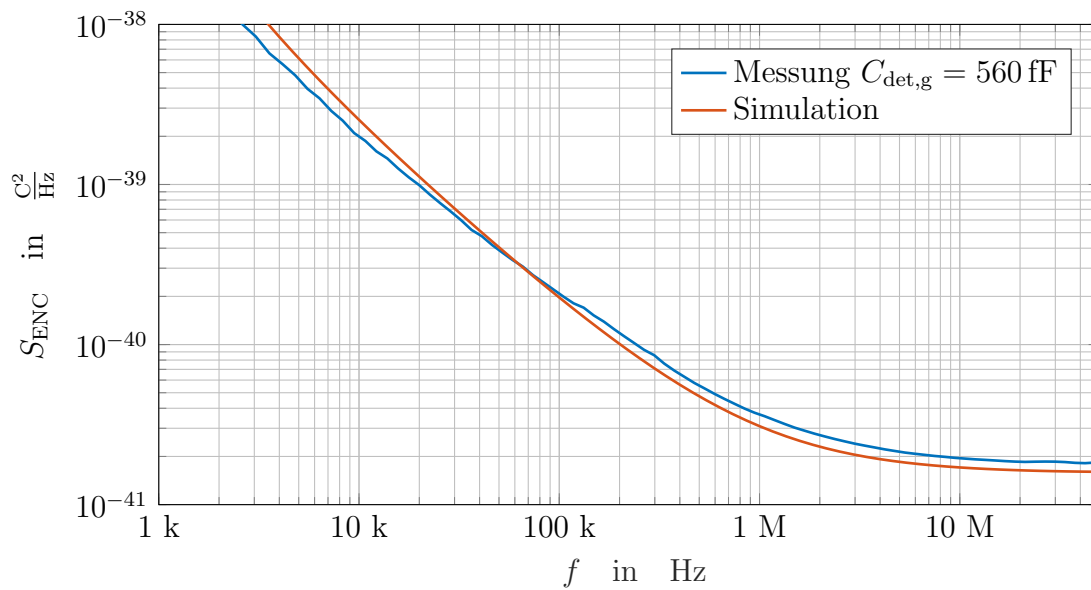


Abbildung 5.17: ENC-PSD des CSA 4.3 mit $C_{\text{det,g}} = 560 \text{ fF}$.

den Arbeitspunkten der Verstärkerzellen führen kann, die in einer erhöhten Rauschleistung resultieren.

In Tabelle 5.15 wird die gemessene ENC für unterschiedliche Frequenzbereiche quantifiziert. Es wird für die Berechnung basierend auf der ENC-PSD ein idealer Bandpass angenommen.

Tabelle 5.15: ENC des CSA 4.3 für unterschiedliche Frequenzbereiche.

$C_{\text{det,g}}$	100 Hz ... 50 MHz	1 kHz ... 50 MHz	1 kHz ... 10 MHz	10 kHz ... 10 MHz
560 fF	$231 e^-$	$208 e^-$	$120 e^-$	$110 e^-$
3,9 pF	$315 e^-$	$285 e^-$	$162 e^-$	$148 e^-$
6,2 pF	$370 e^-$	$337 e^-$	$174 e^-$	$189 e^-$

Das Hauptziel in Bezug auf den Entwurf des Verstärkers stellte die Realisierung einer größeren Bandbreite im Vergleich zu bisher verfügbaren vergleichbaren Verstärkern dar. Im betrachteten Vergleichsfrequenzbereich für Ladungsverstärker für Staubdetektoren zwischen 1 kHz und 10 MHz resultiert dies in der Konsequenz in einer erhöhten Rauschleistung.

Ursachen für diese erhöhte Rauschleistung ergeben sich durch die Auswahl einer Halbleitertechnologie mit erhöhter Rauschleistung, die Ergreifung zusätzlicher Maßnahmen zur Stabilisierung des Verstärkers und die Auswahl des Arbeitspunkts des Transistors. Als Vergleichswert kann [3] mit $C_{\text{det}} = 5 \text{ pF}$ und $ENC = 83 e^-$ im Frequenzbereich von 10 kHz bis 10 MHz betrachtet werden.

5.3 Vermessung mit dem Staubbeschleuniger

Da im Rahmen der Arbeit kein Filtersystem für die Verwendung mit den differentiellen Ladungsverstärkern entwickelt wurde, erfolgt nur ein nachrichtlicher Bericht über einige Ergebnisse, die sich im Rahmen der Vermessung der Verstärker am Institut für Raumfahrtssysteme (IRS) ergaben.

Eine Beschreibung des Staubbeschleunigers kann [2] entnommen werden. Der Staubbeschleuniger kann Partikel mit einer Geschwindigkeit zwischen 10 m/s und 15 km/s erzeugen [116]. Der Beschleuniger und die Detektoren befinden sich in einem Hochvakuum. Auch die Ladungsverstärker werden im Vakuum des Beschleuniger platziert.

In Abbildung 5.18 ist eine Darstellung des verwendeten Detektors mit und ohne Abschirmung gegeben.

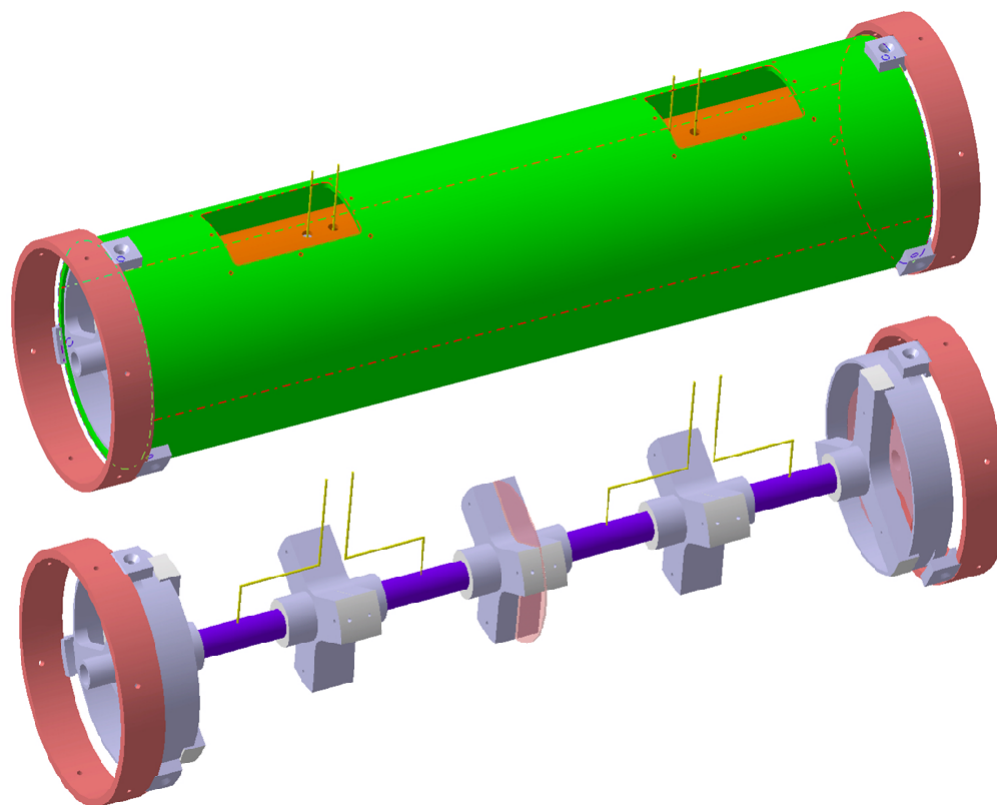


Abbildung 5.18: Darstellung des Detektors. Quelle: IRS

Die Konstruktion und Herstellung des Detektors erfolgte am IRS. Der Detektor besitzt eine doppelte Abschirmung aus zwei Kupferrohren, die grün und orange dargestellt sind. Im Inneren befinden sich vier Rohrelektroden, die violett dargestellt sind. Die Elektroden werden durch Abstandshalter in ihrer Position gehalten, die aus Polytetrafluorethylen (PTFE) bestehen. An der äußeren Abschirmung können zwei Aufbauten mit Ladungsverstärkern

angebracht werden, die entweder jeweils zwei massebezogene Verstärker oder jeweils einen differenziellen Verstärker beinhalten. Für Experimente können zusätzlich kürzere Elektroden eingesetzt werden.

Im Betrieb durchfliegen die Staubpartikel hintereinander alle Röhren, sodass unterschiedliche Verstärker verglichen werden können. Im betrachteten Zustand beträgt die Länge der Elektroden $d_1 = 50$ mm, der Abstand zwischen der Abschirmung und den Elektroden beträgt $d_2 = 20$ mm. Der innere Radius der Elektroden beträgt 4,5 mm. Die Kapazität einer Elektrode zur Masse beträgt $C_{\text{det,g}} = 3,9$ pF. Alle 10 s wird der differenzielle Verstärker zurückgesetzt. Der Aufbau des Ladungsverstärkers entspricht dem Aufbau auf Hochfrequenzsubstrat nach Abbildung 5.1 mit den Kapazitäten nach Tabelle 5.4. Die Geräte der Messumgebung werden durch äquivalente Geräte ersetzt, die im Bereich des Staubbeschleunigers zur Verfügung stehen.

Die Messergebnisse zeigen, dass im gegenwärtigen Aufbau des Staubbeschleunigers ohne zusätzliches Filtersystem das Rauschen der Verstärker nur eine untergeordnete Rolle spielt. Es zeigt sich der gleiche Effekt, der auch bereits im Zusammenhang mit der Vermessung des Aufbaus auf Dünnschichtsubstrat in Abbildung 5.8 beobachtet wird: Mechanische Schwingungen koppeln in die Elektroden und Abschirmung ein und verursachen Störungen im gemessenen Signal. Durch die höhere Flexibilität des Detektors im Vergleich zum Dünnschichtaufbau und die fehlende Entkoppelung zwischen Detektor und Beschleuniger ergibt sich ein deutlich ausgeprägteres Störverhalten.

In Abbildung 5.19 wird das Spektrum der Ausgangsspannung des Verstärkers CSA 2.0 für den Fall des Aufbaus auf Dünnschichtsubstrat nach Abschnitt 5.1.5 mit einer beispielhaften Vermessung mit dem Detektor verglichen. Bedingt durch die höhere Kapazität $C_{\text{det,TF,g}} \approx 8$ pF weist der Dünnschichtaufbau theoretisch eine um ca. 50 % höhere PSD auf, als der Aufbau mit Detektor. Dies ist insbesondere bei hohen Frequenzen zu beobachten.

Für die Vermessung mit dem Detektor sind zwei Fälle gegeben. Im ersten Fall befinden sich die Vakuumpumpen des Staubbeschleunigers im regulären Betriebszustand. Im zweiten Fall wird sichergestellt, dass sich die Pumpen nicht mehr bewegen. Aufgrund der PSD bei sehr niedrigen Frequenzen kann zunächst festgehalten werden, dass im Detektor unter Vakuumbedingungen keine signifikant erhöhten Leckströme auftreten. Es ist zu beachten, dass im vorliegenden Fall kein Licht auf die Isolatoren des Detektors trifft.

Beide Spektren mit Detektor zeigen schmalbandige und breitbandige Störungen. Einzelne Störlinien scheinen, aufgrund der Beobachtung, dass es sich um Vielfache der Netzfrequenz handelt, aus dem noch nicht optimierten Masseanschluss des Detektors zu resultieren. Der überwiegende Anteil der beobachteten Störungen ist auf mechanische Schwingungen zurückzuführen, die zum größten Teil durch die Vakuumpumpen des Beschleunigers verursacht werden.

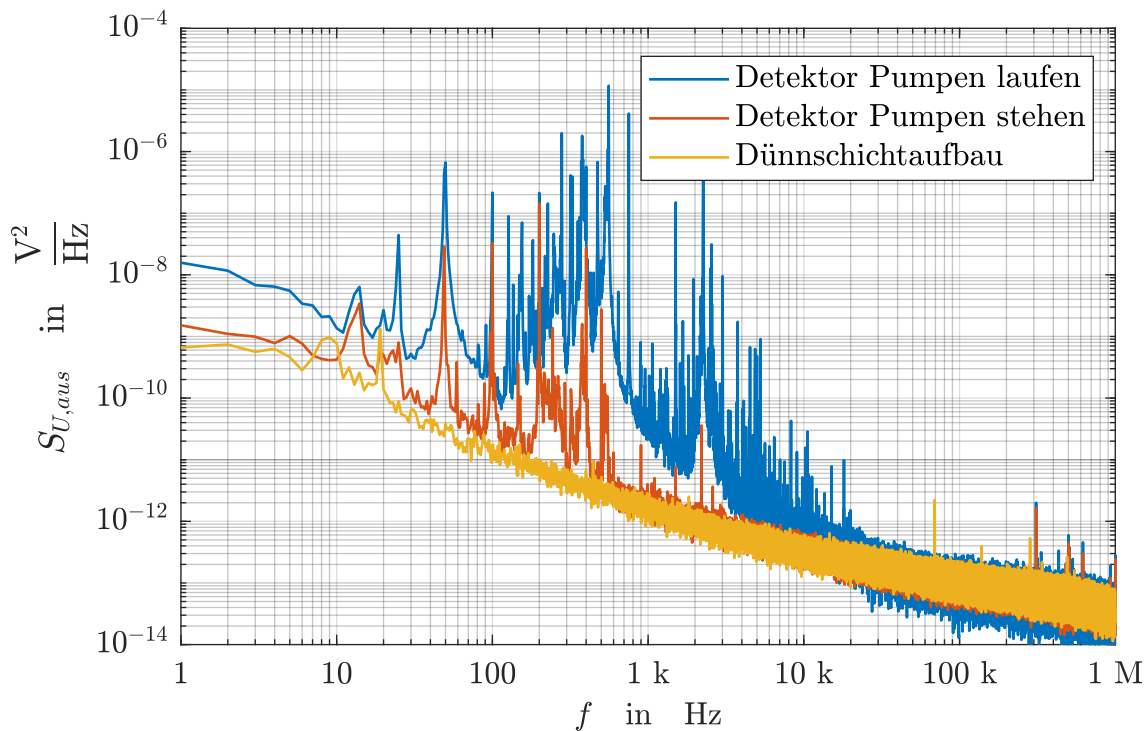


Abbildung 5.19: Beispielhafte Störeinkopplungen im Spektrum der Ausgangsspannung bei der Vermessung mit dem Staubbeschleuniger für den CSA 2.0.

Bedingt durch die lange Nachlaufzeit der verwendeten Turbomolekularpumpe konnten keine Messungen erfolgen, bei denen sich die Pumpen nicht bewegten und gleichzeitig die Beschleunigung von Staubpartikeln möglich war. Allgemein zeigt sich, dass sich die Störeinkopplungen auf den Frequenzbereich unter ca. 10 kHz konzentrieren. Durch die Ergreifung geeigneter Maßnahmen, wie der Reduzierung der Beweglichkeit der Komponenten des Detektors oder der Entkoppelung der Komponenten des Aufbaus, kann der Einfluss mechanischer Schwingungen auf das Störspektrum reduziert werden. Eine systematische Betrachtung des Einflusses dieser Maßnahmen konnte im Rahmen der Arbeit nicht erfolgen. In diesem Zusammenhang ist zusätzlich zu beachten, dass ein Zielkonflikt zwischen der Optimierung der Abstandshalter des Detektors in Bezug auf den Beitrag zu der Kapazität des Detektors und in Bezug auf die Optimierung der mechanischen Stabilität besteht.

In vergleichbaren älteren Detektorsystemen werden niederfrequente Signalanteile typischerweise durch einen Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz zwischen 1 kHz und 10 kHz [1, 3, 4] abgeschnitten. Dieses Vorgehen reduziert den Einfluss mechanischer Störungen entsprechend Abbildung 5.19 auf das Signal des Verstärkers deutlich.

Da im vorliegenden Fall auch die Signale sehr langsamer Staubpartikel verstärkt werden sollen, ist ein einfaches Abschneiden niederfrequenter Signalanteile nicht möglich.

In Abbildung 5.20 ist beispielhaft der Verlauf der Ausgangsspannung verschiedener Ladungsverstärker für einen Staubpartikel mit relativ großer Ladung und niedriger Geschwindigkeit $V_{\text{part}} \approx 24 \text{ m/s}$ im Zeitbereich dargestellt. Es handelt sich im Fall CSA 2.0 um den gleichen Verstärker und Detektor, der auch in Abbildung 5.19 verwendet wird. Zwischen den beiden Messungen erfolgte eine Zerlegung des Detektors, sodass das Verhalten in Bezug auf mechanische Störeinkopplungen nicht mehr identisch ist.

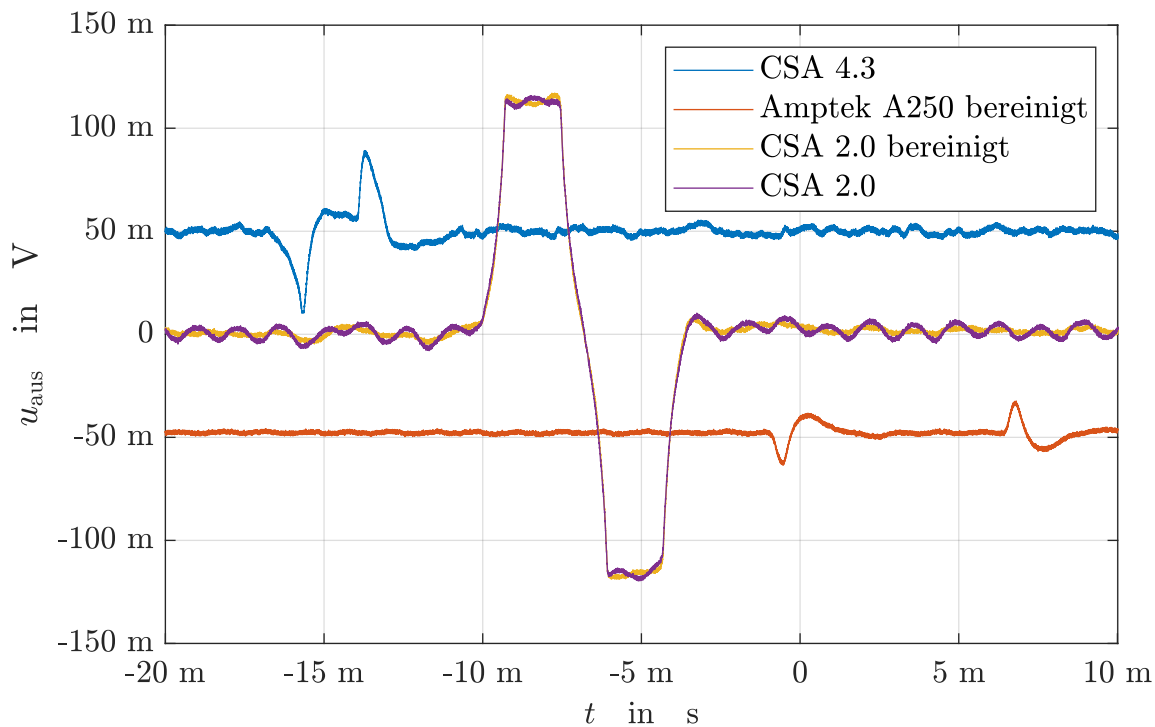


Abbildung 5.20: Verlauf der Ausgangsspannung für ein Staubpartikel im Zeitbereich.

Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind die Signale der Verstärker jeweils um 50 mV verschoben. Als optisch wahrnehmbare Störung zeigt sich die Rotationsfrequenz der Turbomolekularpumpe für den Fall des CSA 2.0. Um den Einfluss dieser Störung zu reduzieren, wird in den mit „bereinigt“ bezeichneten Verläufen in Matlab ein optimierter sinusförmiger Verlauf von dem aufgezeichneten Signal abgezogen.

Aufgrund des Frequenzdrifts der Vakuumpumpe ist dieses vereinfachte Vorgehen nur für die optische Darstellung kurzer Zeiträume geeignet. Für den Verstärker für den oberen Geschwindigkeitsbereich, CSA 4.3, wird daher zur Reduzierung des Einflusses der Turbomolekularpumpe eine Schaltung verwendet, die die Schwingungen der Pumpe mit einem Mikrofon aufnimmt, filtert und mit angepasster Amplitude und Phase in den Testeingang des Ladungsverstärkers einkoppelt. Es ist zu beachten, dass dieses Vorgehen nur zur Reduzierung schmalbandiger Störungen eingesetzt werden kann.

Grundsätzlich ist es schwierig die Signale der hier gezeigten Verstärker quantitativ oder qualitativ zu vergleichen, da alle Verstärker unterschiedliche Bandbreiten aufweisen. Deshalb kann aus der Varianz der gemessenen Spannungen nicht direkt auf das Rauschverhalten in einem bestimmten Frequenzbereich zurückgeschlossen werden.

Der Verstärker CSA 4.3 und der auf dem A250 der Amptek Inc. basierende Vergleichsverstärker zeigen einen exponentiellen Abfall der Spannung nach einem kurzen Anstieg. Ursache ist die niedrige Geschwindigkeit des Partikels. Durch die höhere untere Grenzfrequenz der Verstärker CSA 4.3 und A250 wird die Elektrode des Detektors durch die Rückkoppelung entladen, bevor der Partikel die Elektrode durchflogen hat.

Der Detektor des Amptek A250-Verstärkers ist ähnlich aufgebaut wie [7] und wird zum Vergleich mit betrachtet. Da der Detektor für den Einsatz ohne digitales Filtersystem vorgesehen ist, verfügt dieser über einen zusätzlichen Bandpassfilter, der den größten Teil der niederfrequenten Störungen entfernt. Zusätzlich ist der Abstand d_2 zwischen der Elektrode und der Abschirmung sehr kurz ausgeführt, um möglichst steile Flanken im Ladungssignal zu generieren, die auch nach dem Herausfiltern der niederfrequenten Störungen mit einem Schwellenwertentscheider gut erkannt werden können.

Der Verstärker CSA 4.3 ist nicht für die Verwendung mit langsamen Partikeln vorgesehen und zeigt deshalb nur ein sehr eingeschränktes Signal. Der Verstärker CSA 2.0 hingegen ist spezifisch für die Erkennung langsamer Partikel vorgesehen und zeigt das erwartete differenzielle Signal, bestehend aus zwei näherungsweise trapezförmigen Impulsen. Um das Quantisierungsrauschen in der Messung des Signals des CSA 2.0 zu reduzieren, erfolgt nur für dessen Verlauf eine digitale Filterung mit einem Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 300 kHz. Mithilfe des Signals des CSA 2.0 kann die Ladung des Partikels auf $Q_{\text{part}} \approx 8,5 \text{ fC}$ geschätzt werden. Aus den Signalen der anderen Verstärker kann die Ladung des Partikels nicht direkt abgelesen werden, da aufgrund des Hochpassverhaltens kein statischer Endwert der Ladung erreicht wird.

Diesbezüglich wird Abbildung 5.21 betrachtet, welche die gemessenen Ladungsverläufe für einen Partikel mit $V_{\text{part}} \approx 170 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ darstellt. Es erfolgte eine digitale Filterung aller Verläufe mit einem Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 300 kHz. Aufgrund der höheren Geschwindigkeit erfolgt bereits keine vollständige Entladung mehr der Elektrode des Verstärkers CSA 4.3 während des Durchflugs des Partikels.

Für den Verstärker, der auf dem Amptek A250 basiert, tritt der Sonderfall auf, dass der Partikel in die Elektrode des Detektors einschlägt. Dadurch erfolgt ein teilweise schnellerer Anstieg der Ladung, sodass die Ladungsverstärkung, bezogen auf den maximal auftretenden Ausgangsspannungswert, um ca. 90 % auf $3,3 \text{ V/pC}$ verglichen mit dem Wert für den Partikel $V_{\text{part}} = 24 \text{ m/s}$ ansteigt. Trotzdem liegt die Ladungsverstärkung weiterhin deutlich unter dem Wert für schnelle Partikel von $A_Q = 5,1 \text{ V/pC}$.

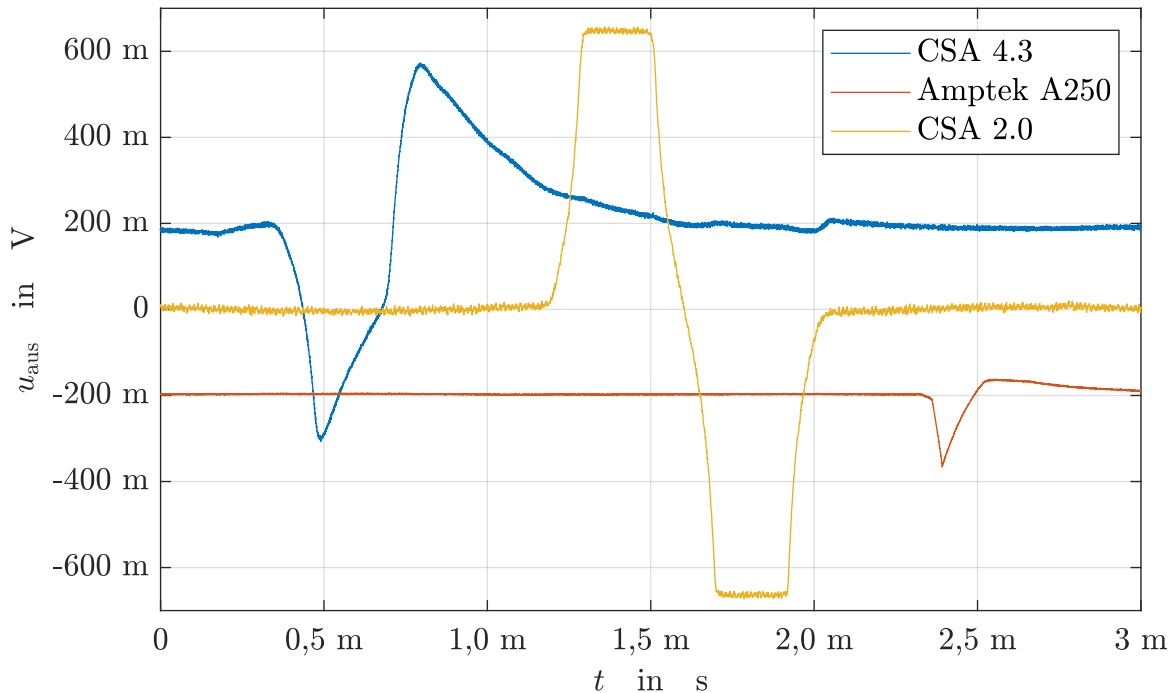


Abbildung 5.21: Verlauf der Ausgangsspannung für einen Staubpartikel mit $V_{\text{part}} \approx 170 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Zeitbereich.

Der Staubbeschleuniger für schnelle Staubpartikel befand sich im Zeitraum der Vermessung noch nicht in einem betriebsbereiten Zustand, sodass es nicht möglich war, Messungen bei Partikelgeschwindigkeiten durchzuführen, bei denen alle Verstärker ein trapezförmiges Ausgangssignal zeigen.

Zur weiteren Verdeutlichung des Einflusses der mechanischen Einkopplungen in das Signal der Verstärker im Zeitbereich, ist in Abbildung 5.22 der Verlauf der Signale der Verstärker für einen relativ kleinen Staubpartikel gegeben. Das Signal des CSA 4.3 ist durch den Spannungsbereich des Oszilloskops abgeschnitten. Alle Spannungsverläufe werden mit einem digitalen Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 300 kHz gefiltert. Es zeigen sich starke Störungen, deren Frequenzanteile für alle Verstärker im Bereich der Signalanteile der Ladungssignale liegen.

Gleichzeitig tritt in allen Fällen durch niederfrequente Störung eine größere Abweichung in der gemessenen Spannung auf, als durch das Rauschen der Verstärker. Für eine aussagekräftige Vermessung der Verstärker mithilfe des Staubbeschleunigers für langsame Staubpartikel ist daher zunächst eine weitere Verbesserung des mechanischen Aufbaus des Detektors notwendig.

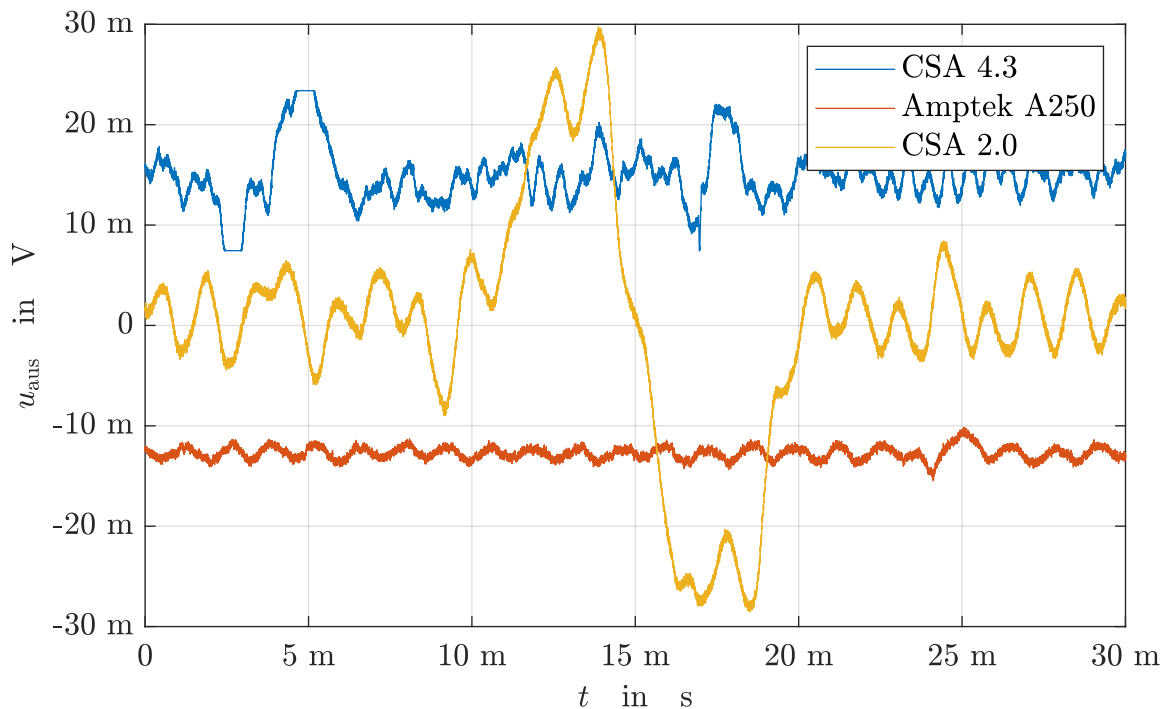


Abbildung 5.22: Verlauf der Ausgangsspannung für einen Staubpartikel mit $Q_{\text{part}} \approx 2 \text{ fC}$ und $V_{\text{part}} \approx 14 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Zeitbereich.

Nach Abschluss der Messungen der vorliegenden Arbeit erfolgte eine weitere Verbesserung der Entkopplung zwischen dem Detektor und der Vakuumpumpe. Einige Messergebnisse des verbesserten Aufbaus können [117] entnommen werden. Grundsätzlich zeigt sich auch in diesen Ergebnissen weiterhin eine Dominanz mechanischer Einkopplungen.

5.4 Diskussion

Die Messergebnisse der Verstärker zeigen, dass grundsätzlich unter optimalen Bedingungen meist nur geringe Abweichungen zwischen dem erwarteten Rauschverhalten und dem gemessenen Rauschverhalten auftreten. Es ist daher davon auszugehen, dass mit einem optimalen Filtersystem eine Empfindlichkeit in der Größenordnung der Ergebnisse nach Kapitel 3 erreicht werden kann.

Insbesondere bei niedrigen Frequenzen erweist sich die Implementierung optimaler Bedingungen als ausgesprochen anspruchsvoll. Sowohl der Einfluss des Isolationswiderstands, als auch der Einfluss dielektrischer Verluste und der Einfluss mechanischer Einkopplungen beschränkt sich bei entsprechender geringfügigen Optimierung auf den Frequenzbereich bis maximal ca. 10 kHz.

Eine weitere Reduzierung des Einflusses der genannten Rausch- und Störquellen führt zu der Verwendung spezieller Materialien zur Realisierung der notwendigen Aufbautechnik. Im Falle der Minimierung des Einflusses mechanischer Störungen sind aufwendige Entkoppelungsmaßnahmen und Schallisolationsmaßnahmen notwendig. Für den Fall der Vermessung mit dem Staubbeschleuniger ergab sich aufgrund des vorhandenen Aufbaus keine Möglichkeit, eine geeignete Entkoppelung zu realisieren. Deshalb können für diesen Aufbau auch keine aussagekräftigen Zahlen für die äquivalente Rauschladung ermittelt werden.

Zwar ist bei einer möglichen Verwendung der Verstärker im Weltraum von veränderten Umgebungsbedingungen auszugehen, grundsätzlich treten die beobachteten Störungen und Rauschquellen aber auch unter Weltraumbedingungen auf.

Vorteilhaft wirkt sich bei entsprechender Auslegung des Systems die niedrigere Temperatur aus, die besonders den Einfluss der Leckströme der ESD-Schutzschaltung stark reduziert. Bei einer Ausrichtung des Detektors, die zu einem Einfall von UV-Licht in den Detektor führt, ist hier mit einer zusätzlichen Rauschquelle zu rechnen, die sich durch photoinduzierte Leckströme ergibt [4].

Werden diese Leckströme vereinfacht als eine Reduzierung des Isolationswiderstands betrachtet, folgt erneut eine überproportionale Erhöhung der Rauschleistung im Bereich niedriger Frequenzen.

Aufgrund dieser Konzentration externer, zusätzlicher Stör- und Rauschquellen im Bereich niedriger Frequenzen ist zu hinterfragen, ob eine Erweiterung des detektierbaren Geschwindigkeitsbereichs der Staubpartikel durch die Reduzierung der unteren Grenzfrequenz des Verstärkersystems den besten Ansatz zur Erreichung dieses Ziels darstellt.

Eine denkbare alternative Methode zur Erweiterung des Geschwindigkeitsbereichs stellt die Optimierung der Elektrodenform des Detektors dar. Zwar zeigt die theoretische Betrachtung, dass unter Annahme eines $1/f$ -Rauschverlaufs ein größerer Abstand zwischen der Elektrode und der Abschirmung zu einer geringeren ENC führt, gleichzeitig bedingt eine Vergrößerung des Abstands aber auch eine Verschiebung der Signalenergie zu niedrigeren Frequenzen. Eine Reduzierung der Flugstrecke des Detektors stellt daher ein Verfahren dar, um bei gleichbleibendem Frequenzbereich des Verstärkersystems die Erkennung langsamerer Partikel zu ermöglichen.

Aufgrund des sich bei dieser Methode ergebenden Anstiegs der Rauschladung mit abnehmendem Abstand ist keine pauschale Aussage darüber möglich, ob und in welchem Umfang dieses Vorgehen zu einer besseren Sensitivität des Gesamtsystems führt. Für zukünftige Systementwürfe ist daher bei der Auslegung des Detektors zusätzlich zu berücksichtigen, ob mit mechanischen Störeinkopplungen oder Leckströmen zu rechnen ist. Auch die Abhängigkeit der Störeinkopplungen von der Detektorgröße ist zu beachten.

6 Zusammenfassung

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht die systematische Optimierung von Systemen zur Detektion geladener Staubpartikel durch die Auswertung influenzierter Ladungen. Das Hauptziel ist dabei die Maximierung der Empfindlichkeit des Detektorsystems in Bezug auf die Erkennung von geladenen Staubpartikeln, die eine Ladung im Bereich von wenigen hundert Elementarladungen aufweisen. Weiterhin wird untersucht, wie die Varianz geschätzter Partikelparameter optimiert werden kann. Es werden Schaltungen und Detektoren betrachtet, die die Erkennung von Partikeln in einem Geschwindigkeitsbereich von ca. 15 m/s bis 300 km/s ermöglichen.

Im ersten Teil der Arbeit erfolgt eine theoretische Betrachtung verschiedener Rauschquellen und Detektorparameter, die einen signifikanten Einfluss auf die Sensitivität des Systems haben. Rauschquellen treten sowohl im Detektor, als auch im Ladungsverstärker auf. Zusätzlich beeinflusst die Anordnung der Elektroden des Detektors einerseits das Rauschverhalten des Systems und andererseits die spektrale Verteilung der Leistung des Ladungssignals über der Frequenz.

Die wichtigste Rauschquelle des Detektors ist das Rauschen der dielektrischen Elemente des Detektors. Für den Ladungsverstärker ist bei entsprechender Auslegung primär das Rauschverhalten des Eingangstransistors von Bedeutung. Weitere Rauschquellen, wie beispielsweise das Rauschen durch Gate-Leckströme, können durch die Auswahl geeigneter Halbleiterprozesse und Materialien weitestgehend reduziert werden.

Ein erstes Hauptergebnis der Arbeit stellt die Beschreibung eines vereinfachten Simulationsmodells des Systems dar, das sowohl ein Verhaltensmodell für den Detektor, als auch ein Modell für den Verstärker beinhaltet. Zusätzlich wird ein ideales Filtersystem und ein System zur Parameterschätzung hinter dem Verstärker angenommen.

Dieses Systemmodell erlaubt es, im Gegensatz zu traditionellen Ansätzen, die gegenseitigen Abhängigkeiten zwischen dem Rauschverhalten des Verstärkers und der Signalenergie des Detektors aufzulösen.

Dieses Simulationsmodell wird im dritten Teil verwendet, um das erwartete Verhalten unterschiedlich parametrierter Systeme zu betrachten. Es zeigt sich, dass lange Detektoren mit einer relativ kurzen Elektrode die höchste Sensitivität in Bezug auf die Detektion von Partikeln aufweisen. Für die optimale Schätzung des Auftrittszeitpunkts ist primär eine hohe Flankensteilheit des Ladungssignals entscheidend, die sowohl durch sehr kurze Elektroden, als auch durch einen geringen Abstand zwischen der Abschirmung und der Elektrode erreicht werden kann.

In Bezug auf die Auslegung des Verstärkers zeigt sich, dass im vorliegenden Fall stets die klassische, durch das $1/f$ -Rauschen des Verstärkers bedingte Anpassungsbedingung für Ladungsverstärker als optimal erscheint.

Ein weiteres Ergebnis der Arbeit stellt die Betrachtung des differentiellen Ladungsverstärkers in Verbindung mit differentiellen Detektoren dar. Dieser Ansatz wird als Alternative zur Verwendung des typischen unipolaren Ladungsverstärkers untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass, unter Annahme einer spektralen Rauschleistungsdichte mit $1/f$ -Anteil, der differentielle Aufbau ein um ca. 20 % verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis bei verdoppeltem Bauraum und verdoppelter Leistungsaufnahme zeigt. Als ein Nachteil des differentiellen Aufbaus, auch im Vergleich zu einem System mit zwei getrennten unipolaren Detektoren, erweist sich die erhöhte Varianz geschätzter Partikeleigenschaften.

Insgesamt erscheint ein differentieller Aufbau daher primär dann vorteilhaft zu sein, wenn Störeinkopplungen und Rauschen der Spannungsversorgung unterdrückt werden sollen.

In Bezug auf den Entwurf von Ladungsverstärkern steht die Erweiterung des Frequenzbereichs und daraus folgend die Erweiterung des Geschwindigkeitsbereichs der erkennbaren Partikel im Mittelpunkt der Arbeit. Im unteren Frequenzbereich ermöglicht die systematische Minimierung der Leckströme eine Reduzierung der unteren Grenzfrequenz auf weniger als 10 Hz.

Im oberen Frequenzbereich ermöglicht eine optimierte Verstärkerarchitektur zusammen mit weiteren Maßnahmen zur Verbesserung der Stabilität eine Anhebung der oberen Grenzfrequenz von typischerweise 10 MHz auf 50 MHz. Insbesondere im unteren Frequenzbereich stehen bisher keine vergleichbaren Ladungsverstärker zur Verfügung. Beispielhaft wird im Frequenzbereich von 40 Hz bis 300 kHz für eine massebezogene Detektorkapazität $C_{\text{det,g}} = 2,2 \text{ pF}$ eine äquivalente Rauschladung von $ENC = 55 e^-$ erreicht.

Zuletzt zeigt die Vermessung der Verstärker, dass die entwickelten Ladungsverstärker grundsätzlich ein Verhalten zeigen, dass demjenigen ähnlich ist, das für die Optimierung des Systems vorausgesetzt wurde. Abweichungen treten primär durch eingekoppelte mechanische

Störungen auf, die im Messaufbau unter anderem durch Vakuumpumpen verursacht werden und nur durch eine mechanische Optimierung des Aufbaus reduziert werden könnten.

Einen alternativen Ansatz könnte die Reduzierung der Detektorabmessungen darstellen, um Signalanteile in einen höheren Frequenzbereich zu verschieben. Entsprechende Ansätze stellen einen potenziellen Ausgangspunkt für zukünftige Untersuchungen dar.

Zusammengefasst ist festzuhalten, dass die Arbeit wesentlich zu dem Verständnis der gegenseitigen Abhängigkeiten zwischen der Sensitivität des Systems, der Auslegung des Detektors, dem Entwurf des Verstärkers, der Leistungsaufnahme des Verstärkers und der Auslegung des Filtersystems beiträgt. Diese Erkenntnisse bilden einen wichtigen Baustein für die zukünftige Entwicklung optimierter Detektorsysteme für geladene kosmische Staubpartikel.

A Anhang 1 - Verstärkerentwürfe

In diesem Abschnitt erfolgt eine kurze Beschreibung des Betriebs der einzelnen Verstärkerentwürfe, die im Rahmen der Arbeit betrachtet werden.

A.1 CSA 1.0 bis CSA 3.3

A.1.1 Anschlussplan CSA 1.0

In Abbildung A.1 ist der Anschlussplan des Verstärkers CSA 1.0 gegeben. Der Chip kann anhand des Schriftzugs „CSA 1.0“ in der unteren rechten Ecke des Dies identifiziert werden. Pads ohne Beschriftung sollten nicht gebondet werden. Die Pinliste ist Tabelle A.1 zu entnehmen.

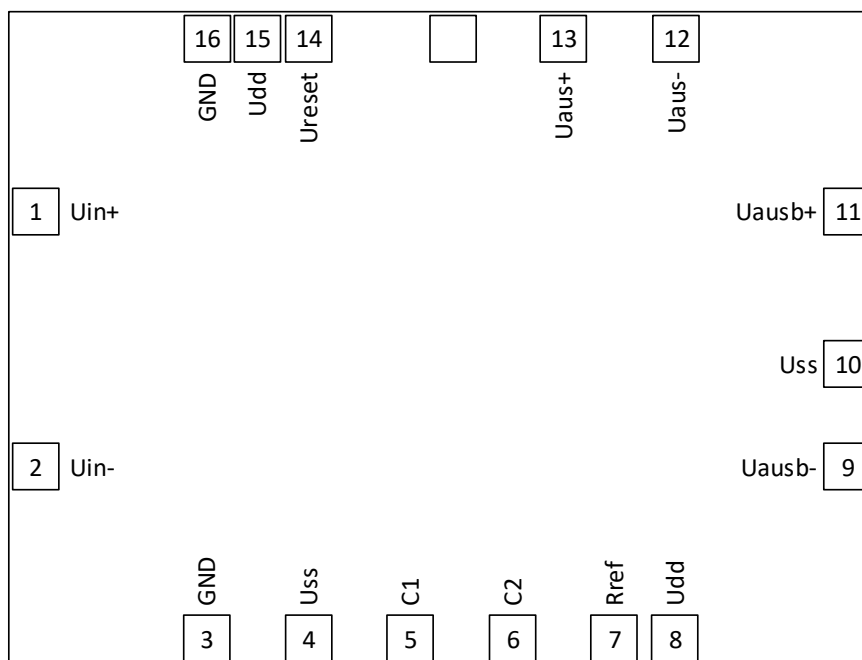


Abbildung A.1: Anschlussplan des Dies CSA 1.0.

Tabelle A.1: Pinliste CSA 1.0

Nummer	Name	Beschreibung
1	Uin+	Positiver Eingang des Verstärkers
2	Uin-	Negativer Eingang des Verstärkers
3	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung
4	Uss	Negative Versorgungsspannung $U_{SS} = -1,8\text{ V}$
5	C1	Externe Filterkapazität $C_1 = 22\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
6	C2	Externe Filterkapazität $C_2 = 47\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
7	Rref	Widerstand zur Einstellung des Biasstroms
8	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
9	Uausb-	Negativer Ausgang des Pufferverstärkers
10	Uss	Negative Versorgungsspannung $U_{SS} = -1,8\text{ V}$
11	Uausb+	Positiver Ausgang des Pufferverstärkers
12	Uaus-	Negativer Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
13	Uaus+	Positiver Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
14	Ureset	Eingang zur Rücksetzung der Rückkoppelung
15	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
16	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung

A.1.2 Anschlussplan CSA 2.0

Der Anschlussplan zu dem Verstärker CSA 2.0 ist in Abbildung A.2 gegeben. Der Chip weist keine Beschriftung auf. Ein Chipfoto wird in Abbildung A.3 gezeigt. Pads ohne Beschriftung im Anschlussplan sollten nicht gebondet werden.

Die Pinliste ist Tabelle A.2 zu entnehmen.

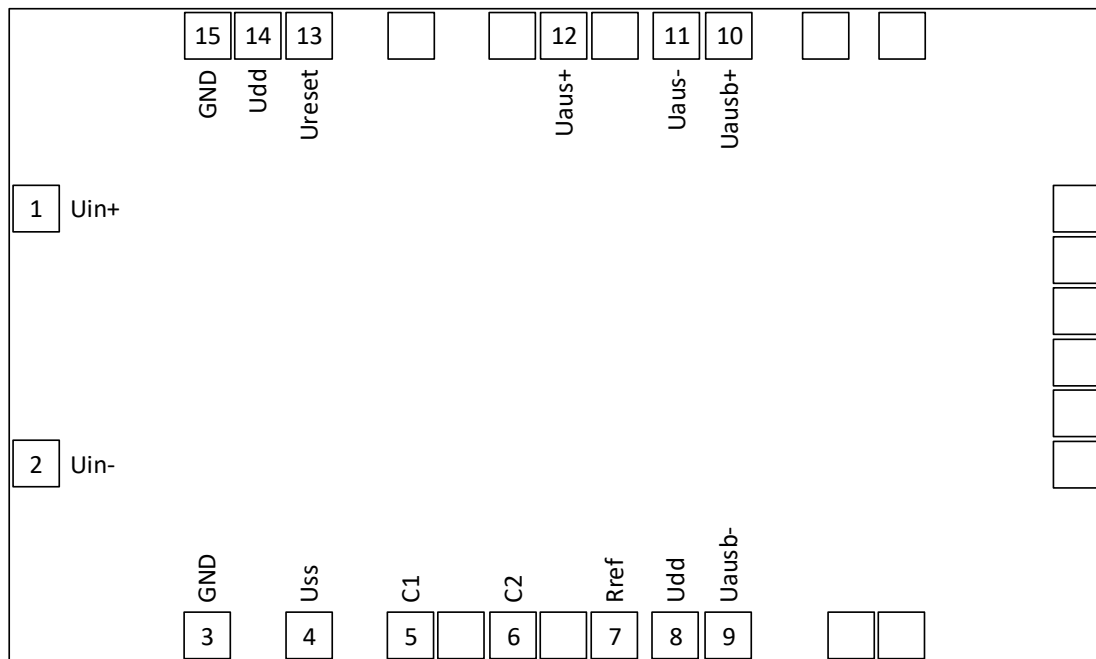


Abbildung A.2: Anschlussplan des Dies CSA 2.0.

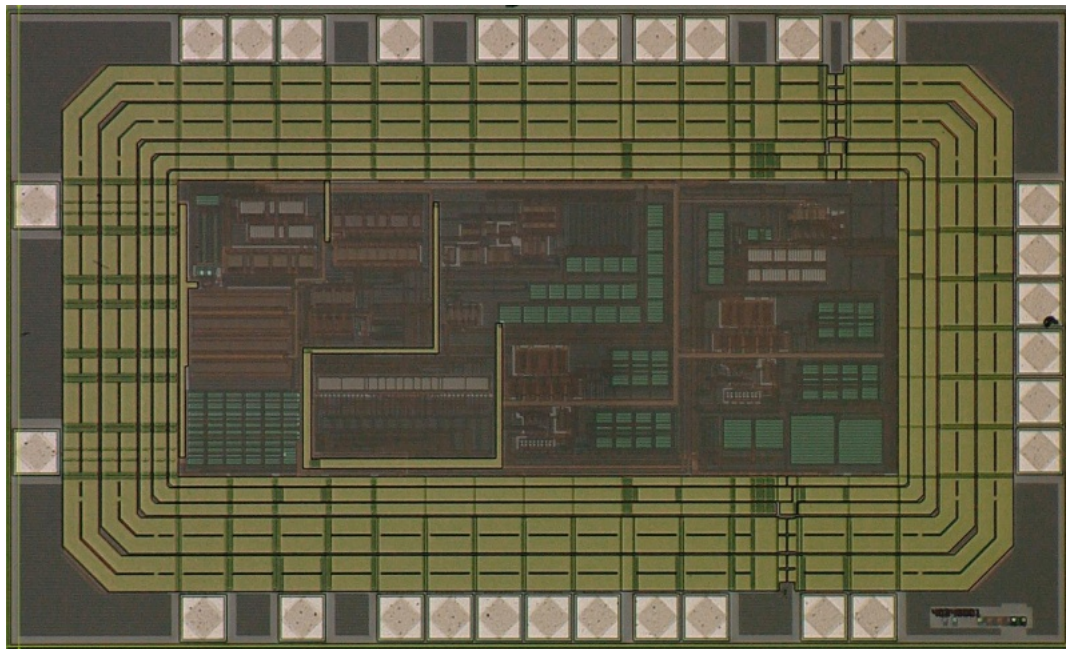


Abbildung A.3: Chipfoto CSA 2.0.

Tabelle A.2: Pinliste CSA 2.0

Nummer	Name	Beschreibung
1	Uin+	Positiver Eingang des Verstärkers
2	Uin-	Negativer Eingang des Verstärkers
3	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung
4	Uss	Negative Versorgungsspannung $U_{SS} = -1,8\text{ V}$
5	C1	Externe Filterkapazität $C_1 = 22\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
6	C2	Externe Filterkapazität $C_2 = 47\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
7	Rref	Widerstand zur Einstellung des Biasstroms
8	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
9	Uausb-	Negativer Ausgang des Pufferverstärkers
10	Uausb+	Positiver Ausgang des Pufferverstärkers
11	Uaus-	Negativer Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
12	Uaus+	Positiver Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
13	Ureset	Eingang zur Rücksetzung der Rückkoppelung
14	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
15	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung

A.1.3 Anschlussplan CSA 3.1 bis 3.3

Der Anschlussplan zu den Verstärkern CSA 3.1 bis 3.3 ist in Abbildung A.4 gegeben. Die Variante des Dies kann jeweils der rechten unteren Ecke als Schriftzug entnommen werden. Die Pinliste ist Tabelle A.3 zu entnehmen.

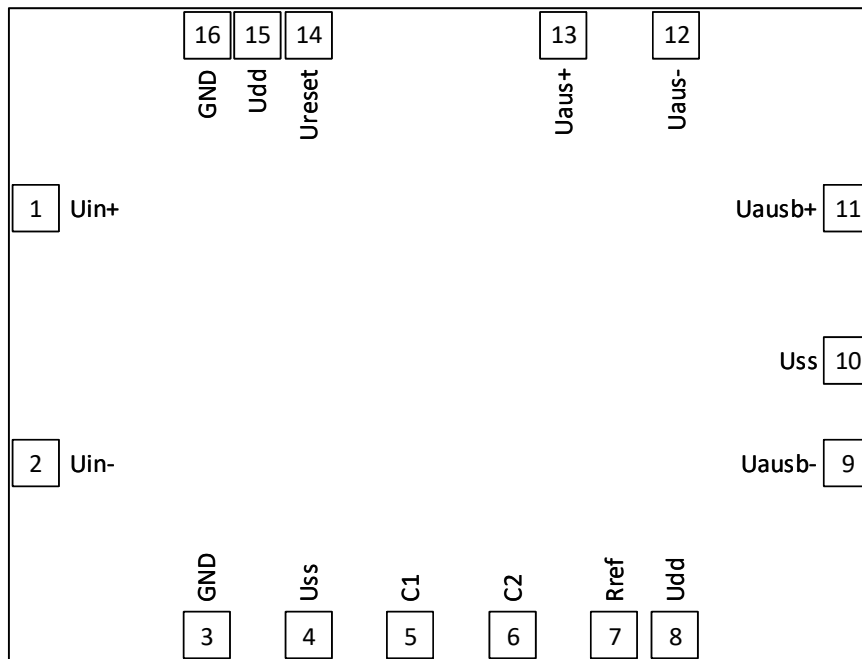


Abbildung A.4: Anschlussplan der Verstärker der Variante 3.

Tabelle A.3: Pinliste CSA 3.1 bis 3.3

Nummer	Name	Beschreibung
1	Uin+	Positiver Eingang des Verstärkers
2	Uin-	Negativer Eingang des Verstärkers
3	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung
4	Uss	Negative Versorgungsspannung $U_{SS} = -1,8\text{ V}$
5	C1	Externe Filterkapazität $C_1 = 22\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
6	C2	Externe Filterkapazität $C_2 = 47\ \mu\text{F}$ zu U_{SS}
7	Rref	Widerstand zur Einstellung des Biasstroms
8	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
9	Uausb-	Negativer Ausgang des Pufferverstärkers
10	Uss	Negative Versorgungsspannung $U_{SS} = -1,8\text{ V}$
11	Uausb+	Positiver Ausgang des Pufferverstärkers
12	Uaus-	Negativer Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
13	Uaus+	Positiver Ausgang des Ladungsverstärkers ohne Pufferverstärker
14	Ureset	Eingang zur Rücksetzung der Rückkoppelung
15	Udd	Positive Versorgungsspannung $U_{DD} = 1,5\text{ V}$
16	GND	Masse / Gleichtakt-Bezugsspannung

A.1.4 Verschaltung und Betrieb

Die folgenden Ausführungen treffen allgemein auf alle Verstärker der Variante 1.0 bis 3.3 zu. Im Falle von Abweichungen werden diese gesondert erwähnt.

Die Kapazitäten C_1 und C_2 sind nur notwendig, wenn eine asymmetrische kapazitive Last am Eingang des Verstärker angeschlossen wird. Im Rahmen der Arbeit erfolgt keine Betrachtung dieses Szenarios, sodass keine Messungen von Aufbauten gezeigt werden, die diese Kapazitäten aufweisen.

Über den Pin „Rref“ kann eine Anpassung des Biasstroms des Verstärkers erfolgen. Der interne Referenzwiderstand hat einen nominellen Wert von $R_{\text{ref}} = 1,44\text{ k}\Omega$ und ist mit U_{DD} verbunden. Der zusätzliche interne Widerstand am Pin „Rref“ beträgt $R_{\text{ref,aus}} = 1,65\text{ k}\Omega$. Durch das Hinzufügen eines zusätzlichen externen Widerstands zwischen „Rref“ und U_{DD} kann der Wert des internen Referenzwiderstands reduziert werden.

Es zeigte sich, dass für die vorhandenen Dies keine relevante Verbesserung des Rauschverhal-

tens durch die Anpassung des Referenzstroms erreicht werden kann, sodass im Rahmen der Messungen kein zusätzlicher externer Widerstand eingesetzt wird.

Zur Rücksetzung des Verstärkers ist regelmäßig ein Rücksetzimpuls an den Eingang „Ureset“ anzulegen. Der Verlauf des Impulses innerhalb einer Periode ist Abbildung A.5 zu entnehmen. Typische Werte zur Generierung des Impulses sind in Tabelle A.4 gegeben. Die realisierbare Periodendauer des Rücksetzimpulses und die Dauer des Impulses hängen in einem erheblichen Maße von den Umgebungsbedingungen der Elektroden am Eingang des Verstärkers ab. Unter optimalen Bedingungen, d.h. bei Vorliegen eines sehr hohen Isolationswiderstands und einer sehr geringer dielektrischen Absorption, kann die Periodendauer des Rücksetzimpulses um ca. eine Größenordnung erhöht werden. Auch die Dauer des Rücksetzimpulses kann gegebenenfalls reduziert werden.

Während von der Rücksetzspannung $U_{\text{reset},n}$ nicht abgewichen werden sollte, kann die Span-

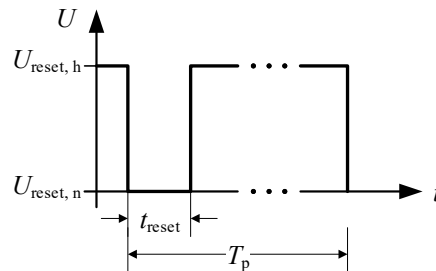


Abbildung A.5: Verlauf des Rücksetzimpulses im Zeitbereich.

Tabelle A.4: Parameter des Rücksetzsignals

Parameter	Wert (typisch)
$U_{\text{reset},h}$	0,3 V
$U_{\text{reset},n}$	-1,8 V
t_{reset}	20 ms
T_p	10 s

nung im leitenden Zustand $U_{\text{reset},p}$ in dem Bereich $U_{\text{reset},p} = 0 \text{ V} \dots 1,5 \text{ V}$ festgelegt werden. Es ist zu beachten, dass der maximal mögliche Leckstrom am Eingang des Verstärkers trotz der variablen Rücksetzbarkeit begrenzt ist.

Tritt ein Zustand auf, in dem scheinbar kein stabiler Arbeitspunkt des Verstärkers erreicht werden kann, ist zunächst sicherzustellen, dass alle Isolatoren im Bereich des Felds zwischen

dem Eingangs des Verstärkers und der Abschirmung frei von jeglichen Verunreinigungen sind. Es ist dabei zumeist ausreichend, die entsprechenden Bereiche der Platine mit Isopropanol und Reinraum-Reinigungsstäbchen gründlich zu säubern. Danach erfolgt eine Trocknung im Ofen.

Ein weiterer Faktor, der den Betrieb des Verstärkers in einem stabilen Arbeitspunkt verhindern kann, ist das Auftreten dielektrischer Absorption. In diesem Fall kann meist ein stabiler Arbeitspunkt erreicht werden, indem der Verstärker zunächst für einen Zeitraum von mehreren Stunden unter periodischer Rücksetzung betrieben wird. Es kann auch helfen, die Schaltung und die Isolatoren für einen kurzen Zeitraum zu beleuchten, sodass Ladungen, die im Bereich der Isolatoren „gefangen“ sind, abfließen können.

Davon abgesehen ist sicherzustellen, dass insbesondere der Die des Verstärkers vor Licht geschützt ist, um eine Herabsetzung des Isolationswiderstands zu verhindern.

Beim Entwurf einer Trägerplatine sollte darauf geachtet werden, dass die Eingänge des Verstärkers durch eine Abschirmung geschützt werden, die mit der Masse verbunden ist. Es ist gleichzeitig darauf zu achten, dass die Kapazität zwischen der Abschirmung und dem Eingang des Verstärkers so klein wie möglich ausfällt. Zuletzt ist sicherzustellen, dass keine elektrostatischen Entladungen am Eingang des Verstärkers auftreten, da die Verstärker CSA 1.0 und CSA 2.0 keinen ESD-Schutz am Eingang des Verstärkers aufweisen. Die Verstärker 3.1 bis 3.3 weisen auch am Eingang einen begrenzten ESD-Schutz auf. Alle anderen Pads der Verstärker weisen grundsätzlich eine ESD-Schutzschaltung auf.

Im Tabelle A.5 sind verschiedene weitere Eigenschaften der Verstärker bei einer Umgebungstemperatur von $T = 293$ K angegeben.

Tabelle A.5: Gemessene Eigenschaften CSA 1.0 bis 3.3

Eigenschaft	Größe	Wert
Positive Versorgungsspannung	U_{DD}	1,5 V
Negative Versorgungsspannung	U_{SS}	-1,8 V
Stromaufnahme CSA 1.0	I_{ges}	8,5 mA
Stromaufnahme CSA 3.1	I_{ges}	7,8 mA
Stromaufnahme CSA 3.2	I_{ges}	13,2 mA
Stromaufnahme CSA 3.3	I_{ges}	14,7 mA
Maximale Ausgangsamplitude	$\hat{U}_{aus,max}$	≈ 600 mV
Maximale Anstiegsgeschwindigkeit Ausgangsspannung	$\max(dU_{aus}/dt)$	$\approx 9,4$ V/ μ s

A.2 CSA 4

Ein Anschlussplan des Verstärkers der Variante 4 ist in Abbildung A.6 gegeben. Tabelle A.6 enthält eine Liste mit der Bezeichnung der Pads. Es ist zunächst zu beachten, dass die Pads 7, 9, 22, 24, 25 und 27 intern nicht verbunden sind. Auf dem Chip befinden sich drei getrennte Ladungsverstärker, die sich jeweils aus einer unterschiedlichen Anzahl an Verstärkergrundzellen zusammensetzen.

Die kleinste Konfiguration besteht aus einer einzelnen Verstärkergrundzelle, die weiteren Konfigurationen bestehen aus 3 und 7 Grundzellen. Weitere Konfigurationen können generiert werden, indem mehrere der festen Konfigurationen parallel geschaltet werden.

Die Anschlüsse der Verstärkergrundkonfigurationen sind wie folgt zu verschalten: Der Anschluss „GNDx“, wobei „x“ der betrachteten Konfiguration entspricht, ist mit der Masse der Versorgungsspannung zu verbinden. Der Anschluss „GNDxs“ ist vorgesehen, um eine innere Abschirmung des Detektors und die Abschirmung der Zuleitung zum Detektor anzuschließen. Die Verwendbarkeit hängt von dem eingesetzten Massekonzept ab. Ist die Abschirmung fest mit der globalen Masse verbunden, kann auf eine Verwendung dieses Anschlusses verzichtet werden.

Die Versorgungsspannung des Verstärkers ist an „Ussx“ anzuschließen. Die nominale Betriebsspannung beträgt $-2,5\text{ V}$. Es sollte eine negative Versorgungsspannung eingesetzt werden, da der Verstärker eine PMOS-Eingangsstufe verwendet, sodass das Bezugspotential der Eingangsspannung durch die positive Versorgungsspannung gegeben ist, die mit der Abschirmung des Detektors zu verbinden ist. Die Elektrode des Detektors selbst ist mit „Uinx“ zu verbinden.

Der Ausgang des Verstärkers „Uoutx“ weist aufgrund der asymmetrischen Versorgungsspannung einen Gleichspannungsoffset auf. Es ist daher vorgesehen, dass hier eine kapazitive Koppelung und ein weiterer Verstärker eingesetzt wird.

Der Anschluss „icx“ stellt ein internes Potential des Verstärkers dar, das bei der Parallelschaltung mehrerer Konfigurationen direkt zu verbinden ist. Es ist darauf zu achten, dass hier keine zusätzliche parasitäre Last angeschlossen wird.

Der Anschluss „Ubiasx“ kann zur Anpassung des Referenzstroms verwendet werden. Der Wert des internen Referenzwiderstands beträgt nominell $26,5\text{ k}\Omega$ pro Verstärkergrundzelle. Das Bezugspotential des Referenzwiderstands ist „Ussx“. An den Anschlüssen „cap1x“, „cap2x“ und „cap3x“ sind Filterkapazitäten entsprechend der Erläuterungen in Abschnitt 5.2.1 anzuschließen. Es ist zusätzlich der dort gezeigte beispielhafte Aufbau der Konfiguration mit drei parallelgeschalteten Verstärkergrundzellen zu beachten. In der Konfiguration mit drei Verstärkergrundzellen beträgt die Stromaufnahme bei Raumtemperatur $20,9\text{ mA}$. Die maximale Änderungsrate der Ausgangsspannung beträgt für den Aufbau mit nachfolgen-

dem Verstärker $165 \text{ V}/\mu\text{s}$. Der Spitze-Spitze-Wert der maximale Ausgangsamplitude beträgt $U_{\text{pp,aus}} \approx 1,1 \text{ V}$.

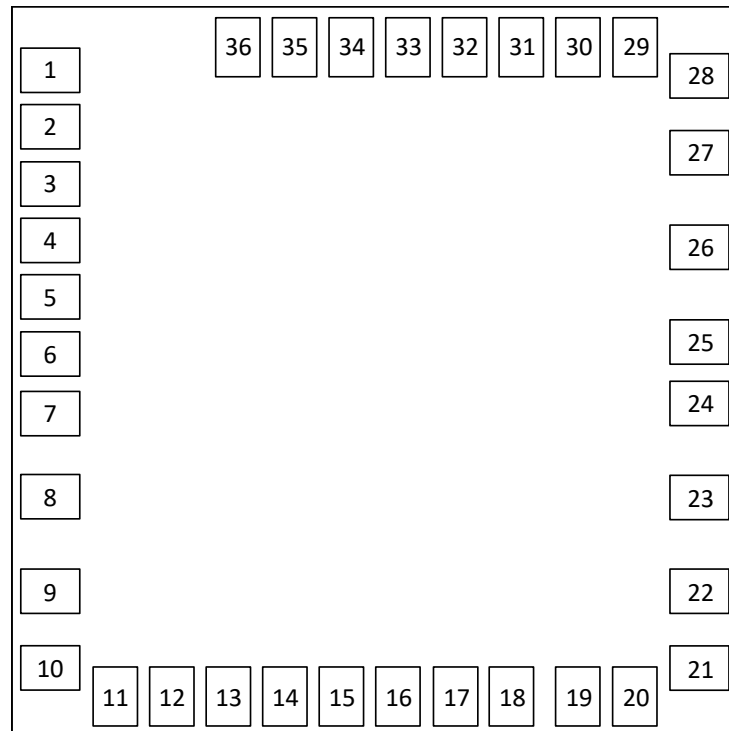


Abbildung A.6: Anschlussplan der Verstärker der Variante 4.

Tabelle A.6: Pinliste CSA 4

Nummer	Konfiguration	Name	Beschreibung
1	1	cap31	Filter an φ_{bias3}
2	1	ic1	Internes Potential φ_{int}
3	1	Uout1	Ausgang des Verstärkers
4	1	cap11	Filter an φ_{bias1}
5	1	cap21	Filter an φ_{bias2}
6	1	Ubias1	Biasspannung der Stromreferenz
8	3	Uin3	Eingang des Verstärkers
10	3	GND3s	Masse Konfiguration 3 für Abschirmung
11	3	GND3	Masse Konfiguration 3
12	3	cap33	Filter an φ_{bias3}
13	3	Uss3	Negative Versorgungsspannung
14	3	Ubias3	Biasspannung der Stromreferenz
15	3	cap23	Filter an φ_{bias2}
16	3	cap13	Filter an φ_{bias1}
17	3	Uout3	Ausgang des Verstärkers
18	3	ic3	Internes Potential φ_{int}
19	3	Uss1	Negative Versorgungsspannung
20	1	GND1	Masse Konfiguration 1
21	1	GND1s	Masse Konfiguration 1 für Abschirmung
23	1	Uin1	Eingang des Verstärkers
26	7	Uin7	Eingang des Verstärkers
28	7	GND7s	Masse Konfiguration 7 für Abschirmung
29	7	GND7	Masse Konfiguration 7
30	7	cap37	Filter an φ_{bias3}
31	7	Uss7	Negative Versorgungsspannung
32	7	Ubias7	Biasspannung der Stromreferenz
33	7	cap27	Filter an φ_{bias2}
34	7	cap17	Filter an φ_{bias1}
35	7	Uout7	Ausgang des Verstärkers
36	7	ic7	Internes Potential φ_{int}

B Literaturverzeichnis

- [1] R. Srama, T. J. Ahrens, N. Altobelli, S. Auer *et al.*, „The Cassini Cosmic Dust Analyzer”, in *The Cassini-Huygens Mission*, C. T. Russell, Hrsg. Springer Netherlands, 2004, S. 465–518.
- [2] H. Strack, „Entwicklung eines Echtzeit-Triggersystems für Strahl- und Trajektoriensensoren zur Messung von geladenen Mikropartikeln”, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2018.
- [3] A. Srowig, „Trajectory Sensor and Readout Electronics of a Cosmic Dust Telescope”, Dissertation, Ruperto-Carola Universität Heidelberg, Heidelberg, 2005.
- [4] S. Auer, „Low-Noise Amplifier for Measuring Dust Charges in the Presence of Plasma and UV Radiation”, *Dust in Planetary Systems*, Vol. 643, S. 231–233, 2007.
- [5] S. Auer und F. O. Vonbun, „Highly Transparent and Rugged Sensor for Velocity Determinations of Cosmic Dust Particles”, in *Particle Capture, Recovery and Velocity/Trajectory Measurement Technologies*, M. E. Zolensky, Hrsg., 1994.
- [6] Y. Li, S. Kempf, J. Simolka, H. Strack, E. Grün, und R. Srama, „Instrument Concept of a Single Channel Dust Trajectory Detector”, *Advances in Space Research*, Vol. 59, Nr. 6, S. 1636–1641, 2017.
- [7] R. Srama und S. Auer, „Low-Charge Detector for the Monitoring of Hyper-Velocity Micron-Sized Dust Particles”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 19, Nr. 5, S. 055203, 2008.
- [8] P. O’Connor und G. de Geronimo, „Prospects for Charge Sensitive Amplifiers in Scaled CMOS”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 480, Nr. 2-3, S. 713–725, 2002.
- [9] E. Gatti und P. F. Manfredi, „Processing the Signals from Solid-State Detectors in Elementary-Particle Physics”, *La Rivista del Nuovo Cimento*, Vol. 9, Nr. 1, S. 1–146, 1986.
- [10] G. de Geronimo und P. O’Connor, „MOSFET Optimization in Deep Submicron Technology for Charge Amplifiers”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 52, Nr. 6, S. 3223–3232, 2005.
- [11] V. Radeka, „Trapezoidal Filtering of Signals from Large Germanium Detectors at High Rates”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 19, Nr. 1, S. 412–428, 1972.

- [12] J.-U. Lee, C.-H. Kim, S. Lee, J.-B. Wang, D. Kim, und S.-S. Lee, „Non-linear Conduction Properties of Polytetrafluoroethylene Film”, in *Conference Record of the 1992 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*. IEEE, 1992, S. 149–152.
- [13] T.-H. Chiang und J. F. Wager, „Electronic Conduction Mechanisms in Insulators”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 65, Nr. 1, S. 223–230, 2018.
- [14] B. G. Lowe und R. A. Sareen, *Semiconductor x-Ray Detectors*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2014.
- [15] H. E. Kern, J. M. McKenzie, und J. H. McQuaid, „Manufacturing Process for Ceramic Encapsulated Junction Field Effect Transistors (JFETs) and Statistical Evaluation of JFET Header Dielectric Materials”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 19, Nr. 1, S. 345–349, 1972.
- [16] H. Nyquist, „Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors”, *Phys. Rev.*, Vol. 32, S. 110–113, Jul 1928.
- [17] A. van der Ziel, „Flicker Noise in Electronic Devices”, in *Advances in Electronics and Electron Physics*, C. Marton und L. Marton, Hrsgg. New York, NY: Academic Press, 1979, Vol. 49, S. 225–297.
- [18] S. Kelz, M. Groezing, und M. Berroth, „Experimental Investigation of Dielectric Loss Induced Noise in Charge Detection Systems for Cosmic Dust”, in *SMACD / PRIME 2021; International Conference on SMACD and 16th Conference on PRIME*, 2021, S. 1–4.
- [19] G. Raju und M. A. Sussi, „Factors Influencing Conduction Currents in Teflon”, in *ICSD'98. Proceedings of the 1998 IEEE 6th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics (Cat. No.98CH36132)*. IEEE, 1998, S. 249–252.
- [20] W. B. Westphal und A. Sils, *Dielectric Constant and Loss Data: Technical Report AFML-TR-72-39*. Ohio: Air Force Materials Laboratory, 1972.
- [21] X. Wang, D. Min, und S. Li, „Charging and Discharging Mechanism of Polyimide under Electron Irradiation and High Voltage”, in *Polyimide for Electronic and Electrical Engineering Applications*, S. Diahm, Hrsg. IntechOpen, 2021.
- [22] F. N. Hooge und A. Hoppenbrouwers, „1/f Noise in Continuous Thin Gold Films”, *Physica*, Vol. 45, Nr. 3, S. 386–392, 1969.
- [23] T. C. Carusone, D. Johns, und K. W. Martin, *Analog Integrated Circuit Design*, 2. Aufl. Hoboken, NJ: J. Wiley & Sons, 2012.
- [24] R. R. Harrison und C. Charles, „A Low-Power Low-Noise CMOS Amplifier for Neural Recording Applications”, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 38, Nr. 6, S. 958–965, 2003.

- [25] C. Guazzoni, M. Sampietro, und A. Fazzi, „Detector Embedded Device for Continuous Reset of Charge Amplifiers: Choice Between Bipolar and MOS Transistor”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 443, Nr. 2-3, S. 447–450, 2000.
- [26] P. L. Benko, M. Galeti, C. F. Pereira, J. C. Lucchi, und R. Giacomini, „Innovative Approach for Electrical Characterisation of Pseudo-Resistors”, *Electronics Letters*, Vol. 52, Nr. 25, S. 2031–2032, 2016.
- [27] C. F. Pereira, P. L. Benko, J. C. Lucchi, und R. C. Giacomini, „Teraohm Pseudo-Resistor Experimental Characterization Aiming at Implementation of Bio-Amplifiers”, in *2016 31st Symposium on Microelectronics Technology and Devices (SBMicro)*. IEEE, 2016, S. 1–4.
- [28] A. van der Ziel, „Noise in Solid-State Devices and Lasers”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, Nr. 8, S. 1178–1206, 1970.
- [29] R. Sarpeshkar, T. Delbruck, und C. A. Mead, „White Noise in MOS Transistors and Resistors”, *IEEE Circuits and Devices Magazine*, Vol. 9, Nr. 6, S. 23–29, 1993.
- [30] C. Guazzoni, M. Sampietro, A. Fazzi, und P. Lechner, „Embedded Front-End for Charge Amplifier Configuration with Sub-Threshold MOSFET Continuous Reset”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, Nr. 4, S. 1442–1446, 2000.
- [31] D. A. Landis, F. S. Goulding, R. H. Pehl, und J. T. Walto, „Pulsed Feedback Techniques for Semiconductor Detector Radiation Spectrometers”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 18, Nr. 1, S. 115–124, 1971.
- [32] P. R. Gray, P. J. Hurst, S. H. Lewis, und R. G. Meyer, *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*, 5. Aufl. New York, NY: Wiley, 2009.
- [33] M. J. Deen, C.-H. Chen, und Y. Cheng, „MOSFET Modeling for Low Noise, RF Circuit Design”, in *Proceedings of the IEEE 2002 Custom Integrated Circuits Conference (Cat. No.02CH37285)*. IEEE, 2002, S. 201–208.
- [34] A. J. Scholten, L. F. Tiemeijer, R. van Langevelde, R. J. Havens, A. Zegers-van Duijnhoven, und V. C. Venezia, „Noise Modeling for RF CMOS Circuit Simulation”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 50, Nr. 3, S. 618–632, 2003.
- [35] L. K. J. Vandamme und F. N. Hooge, „What Do We Certainly Know About 1/f Noise in MOSTs?”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 55, Nr. 11, S. 3070–3085, 2008.
- [36] F. N. Hooge, „1/f Noise is no Surface Effect”, *Physics Letters A*, Vol. 29, Nr. 3, S. 139–140, 1969.
- [37] A. McWorther, „1/f Noise and Germanium Surface Properties”, *Semiconductor Surface Physics*, Vol. 207, 1957.

- [38] M. Grözing, „Untersuchung des Rauschens in komplementären Metall-Oxid-Halbleiter-Ringoszillatoren“, Dissertation, Universität Stuttgart, 2007.
- [39] E. Klumperink, S. Gierink, A. P. van der Wel, und B. Nauta, „Reducing MOSFET 1/f Noise and Power Consumption by Switched Biasing“, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 35, Nr. 7, S. 994–1001, 2000.
- [40] J. S. Kolhatkar, L. Vandamme, C. Salm, und H. Wallinga, „Separation of Random Telegraph Signals from 1/f Noise in MOSFETs under Constant and Switched Bias Conditions“, in *Electrical Performance of Electrical Packaging (IEEE Cat. No. 03TH8710)*. IEEE, 2003, S. 549–552.
- [41] A. van der Ziel, „Limiting Flicker Noise in MOSFETs“, *Solid-State Electronics*, Vol. 18, Nr. 11, S. 1031, 1975.
- [42] L. Vandamme, X. Li, und D. Rigaud, „1/f Noise in MOS Devices, Mobility or Number Fluctuations?“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 41, Nr. 11, S. 1936–1945, 1994.
- [43] L. Vandamme und H. de Werd, „1/f Noise Model for MOSTs Biased in Nonohmic Region“, *Solid-State Electronics*, Vol. 23, Nr. 4, S. 325–329, 1980.
- [44] J. Chang, A. A. Abidi, und C. R. Viswanathan, „Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 41, Nr. 11, S. 1965–1971, 1994.
- [45] M. Manghisoni, L. Gaioni, L. Ratti, V. Re, V. Speziali, und G. Traversi, „Impact of Gate-Leakage Current Noise in sub-100 nm CMOS Front-End Electronics“, in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. IEEE, 2007, S. 2503–2508.
- [46] G. J. Coram, C. C. McAndrew, K. K. Gullapalli, und K. S. Kundert, „Flicker Noise Formulations in Compact Models“, *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, Vol. 39, Nr. 10, S. 2812–2821, 2020.
- [47] B. Doyle, R. Arghavani, D. Barlage, S. Datta, M. Doczy, J. Kavalieros, A. Murthy, und R. Chau, „Transistor Elements for 30nm Physical Gate Lengths and Beyond“, *Intel Technology Journal*, Vol. 6, Nr. 2, 2002.
- [48] F. Crupi, P. Srinivasan, P. Magnone, E. Simoen, C. Pace, D. Misra, und C. Claeys, „Impact of the Interfacial Layer on the Low-Frequency Noise (1/f) Behavior of MOSFETs with Advanced Gate Stacks“, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 27, Nr. 8, S. 688–691, 2006.
- [49] P. Srinivasan, B. P. Linder, V. Narayanan, D. Misra, und E. Cartier, „Impact of High-k and SiO₂ Interfacial Layer Thickness on Low-Frequency (1/f) Noise in Aggressively Scaled Metal Gate/HfO₂ n-MOSFETs: Role of High-k Phonons“, *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, Nr. 9-10, S. 2274–2277, 2007.

- [50] T. Horikawa, N. Yasuda. *et al.*, „Low Frequency Noise Characteristics in $\text{HfAlO}_x/\text{SiO}_2$ n-MOSFETS”, in *Advanced Short-time Thermal Processing for Si-based CMOS Devices 2: Proceedings of the International Symposium*, Vol. 2004, Nr. 1. The Electrochemical Society, 2004, S. 292–302.
- [51] V.-G. Mircea, „Minimierung des Rauschens von ESD Schutzschaltungen für Eingänge hoher Impedanz”, Bachelorarbeit, Universität Stuttgart, 2020.
- [52] W. Sansen und Z. Chang, „Limits of Low Noise Performance of Detector Readout Front Ends in CMOS Technology”, *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, Vol. 37, Nr. 11, S. 1375–1382, 1990.
- [53] H. E. Kern und J. M. McKenzie, „Methods of Reducing Noise of Junction Field Effect Transistor (JFET) Amplifiers”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 17, Nr. 1, S. 260–268, 1970.
- [54] J. F. Friichtenicht, „Micrometeroid Simulation Using Nuclear Accelerator Techniques”, *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 28, Nr. 1, S. 70–78, 1964.
- [55] S. Auer, „Two High Resolution Velocity Vector Analyzers for Cosmic Dust Particles”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 46, Nr. 2, S. 127–135, 1975.
- [56] S. Auer, E. Grün, R. Srama, S. Kempf, und R. Auer, „The Charge and Velocity Detector of the Cosmic Dust Analyzer on Cassini”, *Planetary and Space Science*, Vol. 50, Nr. 7-8, S. 773–779, 2002.
- [57] K. A. Otto, R. Srama, S. Auer, S. Bugiel, E. Grün, S. Kempf, und J. Xie, „Application and Calibration of a Simple Position Detector for a Dust Accelerator”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 729, S. 841–848, 2013.
- [58] P. Northway, S. Auer, K. Drake, M. Horanyi, A. Mocker, T. Munsat, A. Shu, Z. Sternovsky, E. Thomas, und J. Xie, „Characteristics of a New Dust Coordinate Sensor”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 23, Nr. 10, S. 105902, 2012.
- [59] S. Auer, E. Grün, S. Kempf, R. Srama, A. Srowig, Z. Sternovsky, und V. Tschernjowski, „Characteristics of a Dust Trajectory Sensor”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 79, Nr. 8, S. 084501, 2008.
- [60] C. Rint, Hrsg., *Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker*. Berlin: Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, 1952, Vol. 1.
- [61] K. Simonyi, *Theoretische Elektrotechnik*, 4. Aufl., Serie Hochschulbücher für Physik. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1971, Vol. 20.
- [62] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*. Zürich und Frankfurt a. M: Verlag Harri Deutsch, 1966.
- [63] The MathWorks, Inc., „Help Center: pdeCoefficients: Extract Coefficients of Partial Differential Equation”, 2021.

- [64] N. Dwork, „Approximating the Fourier Transform with the Discrete Fourier Transform”, <https://nicholasdwork.com/tutorials/approxDFT.pdf>, 2016.
- [65] M. Berroth, *Schaltungstechnik I/II: Scriptum zur Vorlesung*. Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik, 2016.
- [66] Z. Qiu, „Parameter Estimation of Trapezoidal Pulses in a Noisy Signal”, Research Thesis, Universität Stuttgart, 2021.
- [67] E. Thomas, S. Auer, K. Drake, M. Horányi, T. Munsat, und A. Shu, „FPGA Cross-Correlation Filters for Real-Time Dust Detection and Selection”, *Planetary and Space Science*, Vol. 89, S. 71–76, 2013.
- [68] M. G. Kendall und A. Stuart, *The Advanced Theory of Statistics: Inference and Relationship*, 2. Aufl. London: Charles Griffin & Company Limited, 1967, Vol. 2.
- [69] M. G. Kendall und A. Stuart, *The Advanced Theory of Statistics: Distribution Theory*, 3. Aufl. London: Charles Griffin & Company Limited, 1969, Vol. 1.
- [70] G. Turin, „An Introduction to Matched Filters”, *IEEE Transactions on Information Theory*, Vol. 6, Nr. 3, S. 311–329, 1960.
- [71] A. S. Terent’yef, „Distribution of the Time of Absolute Maximum at the Output of a Matched Filter”, *Radio Engineering and Electronic Physics*, Vol. 13, Nr. 4, S. 569–573, 1968.
- [72] L. P. Seidman, „Performance Limitations and Error Calculations for Parameter Estimation”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, Nr. 5, S. 644–652, 1970.
- [73] P. M. Woodward, *Probability and Information Theory, with Applications to Radar*, Serie Electronics and Waves Series. London: Pergamon Press Ltd., 1953.
- [74] E. Zehavi, „Estimation of Time of Arrival for Rectangular Pulses”, *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, Vol. AES-20, Nr. 6, S. 742–747, 1984.
- [75] R. McAulay und E. Hofstetter, „Barankin Bounds on Parameter Estimation”, *IEEE Transactions on Information Theory*, Vol. 17, Nr. 6, S. 669–676, 1971.
- [76] D. Chazan, M. Zakai, und J. Ziv, „Improved Lower Bounds on Signal Parameter Estimation”, *IEEE Transactions on Information Theory*, Vol. 21, Nr. 1, S. 90–93, 1975.
- [77] J. Ziv und M. Zakai, „Some Lower Bounds on Signal Parameter Estimation”, *IEEE Transactions on Information Theory*, Vol. 15, Nr. 3, S. 386–391, 1969.
- [78] D. Dardari, C.-C. Chong, und M. Win, „Improved Lower Bounds on Time-of-Arrival Estimation Error in Realistic UWB Channels”, in *The 2006 IEEE International Conference on Ultra-Wideband*. Piscataway, NJ: IEEE Operations Center, 2006, S. 531–537.

- [79] I. A. Ibragimov und R. Z. Khas'minskii, „Parameter Estimation for a Discontinuous Signal in White Gaussian Noise”, *Problemy Peredachi Informatsii*, Vol. 11, Nr. 3, S. 31–43, 1975.
- [80] O. V. Chernoyarov, Y. E. Korchagin, A. A. Makarov, und A. N. Glushkov, „The Duration Estimate of the Missing Signal with the Unknown Amplitude”, *International Journal of Applied Engineering Research*, Vol. 12, Nr. 19, S. 8548–8555, 2017.
- [81] S. Kelz, „Studie zu einem extrem rauscharmen integrierten Frontend mit Ladungseingang”, Masterarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2016.
- [82] M. Miura-Mattausch, N. Sadachika, D. Navarro *et al.*, „HiSIM2: Advanced MOSFET Model Valid for RF Circuit Simulation”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 53, Nr. 9, S. 1994–2007, 2006.
- [83] H.-j. Xiao, L.-q. Zhang, S.-l. Xiao, X.-c. Li, und Z.-h. Huang, „The Design of Charge-Sensitive Preamplifier with Differential JFET Input”, in *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2013: Laser Sensing and Imaging and Applications*, Vol. 8905. SPIE, 2013, S. 67–74.
- [84] G. Merziger, G. Mühlbach, D. Wille, und T. Wirth, *Formeln + Hilfen Höhere Mathematik*, 6. Aufl. Barsinghausen: Binomi, 2010.
- [85] R. Vio und P. Andreani, „The Correct Estimate of the Probability of False Detection of the Matched Filter in Weak-Signal Detection Problems”, *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 589, S. A20, 2016.
- [86] S. Kelz, T. Veigel, M. Grözing, und M. Berroth, „A Fully Differential Charge-Sensitive Amplifier for Dust-Particle Detectors”, in *2018 14th Conference on Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME)*, 2018, S. 13–16.
- [87] F. Zocca und A. Pullia, „Design Criteria for the Optimization of Hybrid Charge-Sensitive Preamplifiers for High Resolution γ -Ray Spectroscopy”, in *2006 IEEE Nuclear Science Symposium conference record*, B. Philips, Hrsg. Piscataway, NJ: IEEE Service Center, 2006, S. 360–364.
- [88] J. M. Carrillo, M. A. Dominguez, J. F. Duque-Carrillo, und G. Torelli, „Low-Voltage Wide-Swing Fully Differential CMOS Voltage Buffer”, in *2011 20th European Conference on Circuit Theory and Design (ECCTD)*, J. Dabrowski, Hrsg. Piscataway, NJ: IEEE, 2011, S. 122–125.
- [89] M. Das, „Improved Design Criteria of Gain-Boosted CMOS OTA with High-Speed Optimizations”, *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, Vol. 49, Nr. 3, S. 204–207, 2002.
- [90] I. Bloom und Y. Nemirovsky, „1/f Noise Reduction of Metal-Oxide-Semiconductor Transistors by Cycling from Inversion to Accumulation”, *Applied Physics Letters*, Vol. 58, Nr. 15, S. 1664, 1991.

- [91] M. Han, B. Kim, Y.-A. Chen, H. Lee, S.-H. Park, E. Cheong, J. Hong, G. Han, und Y. Chae, „Bulk Switching Instrumentation Amplifier for a High-Impedance Source in Neural Signal Recording”, *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, Vol. 62, Nr. 2, S. 194–198, 2015.
- [92] E. Klumperink, A. van der Wel, J. Kolhatkar, E. Hoekstra, C. Salm, H. Wallinga, und B. Nauta, „Reduction of 1/f Noise by Switched Biasing: an Overview”, in *16th Workshop on Circuits, Systems and Signal Processing, ProRISC 2005*. STW, Nov. 2005, S. 307–315.
- [93] Texas Instruments Inc., *Datasheet: TPS7A3001-EP -36V, -200mA, Ultralow-Noise, Negative Linear Regulator*, 2011.
- [94] Texas Instruments Inc., *Datasheet: LP5907 250-mA, Ultra-Low-Noise, Low-IQ LDO*, 2012.
- [95] P. Welch, „The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging over Short, Modified Periodograms”, *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, Vol. 15, Nr. 2, S. 70–73, 1967.
- [96] F. J. Harris, „On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 66, Nr. 1, S. 51–83, 1978.
- [97] R. K. Otnes und L. Enochson, *Digital Time Series Analysis*, Serie Wiley series in probability and mathematical statistics. New York: Wiley, 1972.
- [98] The MathWorks, Inc., „MathWorks documentation for Signal Processing Toolbox”, 2022.
- [99] Rogers Corporation, *Datasheet: RO4000 Series High Frequency Circuit Materials*.
- [100] Korea Taconic, „Advanced PCB Materials Product Selection Guide”, 2021.
- [101] KYOCERA AVX Corporation, „Thin-Film RF/Microwave Capacitor Technology Thin-Film Technology: Accu-P Series”, 2023.
- [102] V. Radeka, „The Field-Effect Transistor- its Characteristics and Applications”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 11, Nr. 3, S. 358–364, 1964.
- [103] D. C. Murray, A. Evans, und J. C. Carter, „Shallow Defects Responsible for GR Noise in MOSFETs”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 38, Nr. 2, S. 407–416, 1991.
- [104] W. C. Pflanzl, E. Seebacher, und Z. Hus, „1/f Noise Corner Modeling”, in *Mixed design of integrated circuits and systems, MIXDES 2006*. Łódź: Politechnika Łódzka. Wydział Elektrotechniki i Elektroniki. Katedra Mikroelektroniki i Technik Informatycznych, 2006, S. 122–124.
- [105] W. Gnann, „Über die elektrische Leitfähigkeit von amorphem Quarz”, *Zeitschrift für Physik*, Vol. 66, Nr. 7-8, S. 436–452, 1930.

- [106] Y. Wang, A. D. Koffman, und G. J. FitzPatrick, „Dissipation Factors of Fused-Silica Capacitors in the Audio Frequency Range”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 56, Nr. 2, S. 624–627, 2007.
- [107] J. Fontanella, R. L. Johnston, G. H. Sigel, und C. Andeen, „The Dielectric Properties of As-Received and Gamma Irradiated Fused Silica”, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 31, Nr. 3, S. 401–414, 1979.
- [108] R. E. Jaeger, „Influence of OH - Concentration and Irradiation on Low-Temperature Dielectric Loss in Silica Glass”, *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 51, Nr. 1, S. 57–58, 1968.
- [109] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG, „Quarzglas für die Optik: Daten und Eigenschaften”, 2022.
- [110] J. G. Le Gilchrist und W. Meyer, „Dielectric Loss Spectrum of Hydrated Vitreous Silica”, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Serie Advances in Cryogenic Engineering, K. D. Timmerhaus, R. P. Reed, und A. F. Clark, Hrsgg. Boston, MA: Springer, 1978, S. 480–484.
- [111] A. van Hippel, *Tables of Dielectric Materials: WL-TR-94-4125*. Cambridge: Laboratory for Insulation Research, Massachusetts Institute of Technology, 1944.
- [112] M. E. C. Miller, M. Mezher, und R. E. Continetti, „Tapered Image Charge Detector for Measuring Velocity Distributions of Submicrometer Particle Scattering”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 91, Nr. 6, S. 063305, 06 2020.
- [113] J. Xie, Z. Sternovsky, S. Auer, K. Drake, E. Grün, M. Horanyi, H. Le, und R. Srama, „Laboratory Testing and Data Analysis of the Electrostatic Lunar Dust Analyzer (ELDA) Instrument”, *Planetary and Space Science*, Vol. 89, S. 63–70, 2013.
- [114] N. Duncan, Z. Sternovsky, E. Grün, S. Auer, M. Horanyi, K. Drake, J. Xie, G. Lawrence, D. Hansen, und H. Le, „The Electrostatic Lunar Dust Analyzer (ELDA) for the Detection and Trajectory Measurement of Slow-moving Dust Particles from the Lunar Surface”, *Planetary and Space Science*, Vol. 59, Nr. 13, S. 1446–1454, 2011.
- [115] Murata Manufacturing Co., Ltd., „Product Search Data Sheet BLM18BB470SN1”, 2022.
- [116] Y. Li, R. Srama, A. Mocker, J. Simolka, M. Sommer, und H. Strack, „The Advances of Dust Detection Techniques and Dust Acceleration Facilities”, in *43rd COSPAR Scientific Assembly. Held 28 January - 4 February*, Vol. 43, Jan. 2021, S. 833.
- [117] Y. Li, M. Bauer, S. Kelz, H. Strack, J. Simolka, C. Mazur, M. Sommer, A. Mocker, und R. Srama, „Upgrades of a Small Electrostatic Dust Accelerator at the University of Stuttgart”, *Applied Sciences*, Vol. 13, Nr. 7, 2023.