

Untersuchung der Verbesserung des Zeitauflösungsvermögens im ps-Bereich mit Hilfe einer Pulsformanalyse

vom Fachbereich Elektrotechnik und Informatik
der Universität-Gesamthochschule Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Diplom-Ingenieur Sergey Volkov
aus Protvino, Russland

1. Gutachter : Prof. Dr. Loffeld
2. Gutachter : Prof. Dr. Walenta

Tag der mündlichen Prüfung : 20 Februar 2002

Abstract

The subject of this thesis is the study of the possibility to improve the time resolution of X-ray scintillation detectors in the picosecond range by a pulse shape analysis. In a system built for positron lifetime measurement in material at the university of Siegen the time resolution was around 180ps. Here 5cm thick BaF₂ crystals are used.

The time resolution is limited by the propagation time difference of the light photons coming from different conversion locations of the X-rays in the BaF₂ crystal.

A Monte Carlo program for the simulation of the signal pulse shape was written to study this phenomenon in detail. In principle, the pulse shape contains information about the location of gamma conversions. But the studies showed that gamma conversion locations nearby or far away from the PMT, respectively, only can be distinguished by averaging over corresponding pulse shapes of more than 10 events and by using an amplifier with a minimal bandwidth of 300MHz. The main difficulties in recognizing the signals from single gamma conversions arise from the very high fluctuations of light photons which are due to a low light production in the scintillator, a limited bandwidth and a relative low quantum efficiency of the photomultiplier.

The consistence of the simulations results was proved by the measurement in a dedicated experiment with a BaF₂ Scintillator and a fast PMT. In order to compare the results of the simulation with the measurement very precisely a very fast LeCroy sampling system with a sampling rate of 10GSPS was used.

A novel fast Flash Analog to Digital Converter capable of digitizing in special mode up to a sampling frequency of 350MHz has been developed and tested. The potential for using this FADC to build a transient recorder with a sampling frequency of 700MHz and higher is discussed.

Kurzfassung(Abstract in deutscher Sprache)

Das Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung einer Verbesserungsmöglichkeit des Zeitauflösungsvermögens von X-Ray Szintillationsdetektoren im ps-Bereich über eine Analyse der Pulsform. In einem aktuellen Messaufbau, der für die Positronenlebensdauermessung an der Universität-Siegen gebaut wurde, wurde eine Zeitauflösung von 180ps erreicht. Hier wird ein 5cm dicker BaF₂-Kristall verwendet. Der Hauptbeitrag der Zeitauflösungsbegrenzung des Detektors kommt von Laufzeitdifferenzen von Lichtphotonen im BaF₂-Kristall.

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein Monte Carlo Programm geschrieben, um das Zeitverhalten von Signalen zu studieren und die Idee zu überprüfen, den Konversionsort durch Pulsformunterschiede bestimmen zu können. Um diese zu untersuchen, wurde die Pulsformanalyse des Signals in Abhängigkeit von dem Konversionsort im Kristall durchgeführt. Als Ergebnis hat sich herausgestellt, dass die Zeitspektren für Gamma-Konversion nahe bzw. fern vom Photomultiplier nur bei der Mittelung über mehr als 10 Gamma-Konversionen unterschieden werden können. Dabei muss ein Vorverstärker benutzt werden, dessen Bandbreite mindestens 300MHz beträgt. Es hat sich auch gezeigt, dass fast alle Schwierigkeiten dieser Pulsformanalyse zwei Ursachen haben: erstens eine niedrige Lichtausbeute der Lichtphotonen in einem BaF₂-Kristall und eine niedrige Quanteneffizienz(QE) des Photomultipliers - beides verursacht sehr starke Fluktuationen – und zweitens eine nicht ausreichend steile Anstiegsflanke beim Signal des verwendeten Photomultipliers.

Die Übereinstimmung der Simulation wurde in einem dedizierten Experiment mit einem BaF₂-Szintillator und einem schnellen Photomultiplier bestätigt. Um die Ereignisse der Simulation mit der Messung genau zu vergleichen, wurde ein sehr schnelles Abtastsystem der Firma „LeCroy“ mit einer Abtastfrequenz von 10Gigasamples/s genutzt.

Als Vorstufe zu einem Transientenrekorder wurde zunächst mit den derzeit verfügbaren Bauelementen ein 300MHz FADC-Transientenrekorder entwickelt und getestet. Um eine höhere Abtastrate zu erreichen, können mehrere FADCs phasenverschoben verwendet werden. Die Phasenverschiebung kann durch eine Verzögerung der analogen Signale erreicht werden. Auf dieser Art lässt sich eine Abtastrate von 700MHz und höher erreichen.

Inhalt

1	Problemstellung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Beispiel eines Problemfalls: Positronlebensdauermessung mit BaF ₂ -Kristalldetektor	3
1.3	Prinzipielle Möglichkeiten zur Problemlösung	6
2	Monte Carlo Programm zur Untersuchung des Zeitverhaltens von Signalen im BaF₂-Detektor	8
2.1	Generelle Struktur des Simulationsprogramms	8
2.2	Wechselwirkung der Röntgenphotonen im Kristall	11
2.3	Simulation der Emission von Szintillationsphotonen	19
2.4	Ray tracing der Szintillationsphotonen	20
2.5	Simulation von Einzelereignissen	21
2.6	Erstellen von „Look-Up“ Tabellen	23
2.7	Generierung von mittleren Signalverteilungen mit Quantenfluktuationen	24
2.8	Wahl der Größe des Binnings	27
2.9	Simulation mit hoher Ereignisstatistik	31
2.10	Simulation von PM-Ausgangsignalen	34
2.10.1	Bestimmung der Systemfunktion des PM H6610	34
2.10.2	Diskussion der MC-Simulationsereignisse	37
3	Experimentelle Untersuchung von Lichteigenschaften in einem BaF₂-Detektor	41
3.1	Realisierung des Experiments	41
3.1.1	Verwendung eines BaF ₂ -Kristalldetektors	41
3.1.2	Der Messaufbau	45
3.2	Messung und Ergebnisse	47

3.3	Grenzen der Bestimmbarkeit des Konversionsorts im Kristall	50
4	Entwicklung eines 300MHz-FADCs als erster Schritt in Richtung der Problemlösung	62
4.1	Entwicklung und Aufbau von 300MHz-FADCs	62
4.2	Analoge Signalverarbeitung	64
4.2.1	Der Aufbau der analogen Eingangsstufe	64
4.2.2	Die Eigenschaften des Vorverstärkers	68
4.3	Technische Beschreibung des FADCs	83
4.3.1	Beschreibung des ADC-Chips SPT	83
4.3.2	Die ECL-Steuerungslogik	85
4.3.3	Das Funktionsprinzip des Adresszählers	88
4.3.4	Die Verwendung des schnellen Speichers	91
4.3.5	Funktionelle Darstellung des FADCs durch ein Blockdiagramm	92
4.4	Die Eigenschaften des Transientenrekorders	95
4.4.1	Übertragungsfunktion	95
4.4.2	Offsetfehler	96
4.4.3	Verstärkungsfehler	96
4.4.4	Bestimmung der Linearität	98
4.4.5	Quantisierungsrauschen	99
4.4.6	Definition der ENOB (Effective Number of Bits)	101
4.5	Die Layoutentwicklung	109
5	Zusammenfassung und Ausblick	111
6	Anhang	115
6.1	Berechnung des Compton gestreuten Winkels	115
6.2	Generierung von Richtungen bei einer isotropen Verteilung	118
6.3	Elektrische Schaltung eines 300MHz-FADCs	120
6.4	C-Quellcode des Testprogramms	122
	Literaturverzeichnis	133

1 Problemstellung

1.1 Motivation

Röntgenphotonen werden im heutigen Alltag und der Forschung vielfältig eingesetzt. So spielen z.B. auf dieser Strahlung basierende Untersuchungsmethoden eine wichtige Rolle in der Nuklearmedizin und bei der zerstörungsfreien Materialuntersuchung. Für diese Anwendungen ist es oft erforderlich, hochenergetische Röntgenquanten mit hoher Effizienz nachzuweisen. Zugleich gibt es Anwendungen, bei denen eine genaue Zeitinformation erforderlich ist, z.B. zur Unterdrückung von unerwünschten Ereignissen über Koinzidenzmessung oder bei der Messung der Lebensdauer von Teilchen.

Hohe Effizienz kann man nur mit dicken Materialien mit hoher Kernladungszahl Z erreichen, z.B. mit Hilfe von dicken anorganischen Kristallen. Die Verwendung von dicken Kristallen aber hat eine Verschlechterung der Zeitauflösung zu Folge (z.B. für dünne 1cm Barium-Fluorid-Kristalle(BaF_2) liegen die Zeitauflösungen bei 112ps, während sie bei 2.5cm dicken Kristallen bei 250ps liegen[1][2]).

Der Grund dafür ist darin zu sehen, dass der Konversionsort der Röntgenquanten, d.h. die Eindringtiefe der Röntgenquanten, variiert und dass das Szintillationslicht im Kristall eine deutlich geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit als ein Röntgenquant hat, denn die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Lichtphotonen im Kristall ist c_0/n , wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Kristalls ist, der deutlich größer als 1 ist. Aber für Röntgenquanten ist $n \approx 1$ und somit $c = c_0$.

Die Zeitauflösung wird zusätzlich dadurch verschlechtert, dass die Lichtphotonen im Kristall, aufgrund der isotropen Ausstrahlung und der Reflexionen an den Wänden des Kristalls, verschiedene Laufwege haben.

Also muss ein Kompromiss zwischen Effizienz (Dicke des Kristalls) und Zeitauflösung gefunden werden. Wenn man beides optimieren muss, wie z.B. bei der unten (Kap.1.2) als Beispiel angeführten Anwendung, muss man sich zusätzliche Information verschaffen.

1.2 Beispiel eines Problemfalls: Positronlebensdauermessung mit BaF₂-Kristalldetektor

Die Wechselwirkung und Zerstrahlung von Positronen ist die Grundlage einer Reihe von Messverfahren der zerstörungsfreien Materialuntersuchung. Eine dieser Methoden ist die Lebensdauermessung von Positronen. Bei diesem Verfahren ist es möglich, die mikroskopische Struktur von kristallinen oder amorphen Materialien, genauer gesagt Defekte der inneren Materialstruktur, zu untersuchen. Für dieses Verfahren gibt es eine Anzahl von möglichen Anwendungen sowohl in Untersuchungen zur Struktur von Werkstoffen als auch in der Materialprüfung. Unten sind typische Werte für die Positronlebensdauer in einigen idealen Kristallen gegeben.

Material	Positronlebensdauer
Fe	100ps
Al	170ps
Si	220ps

Abb. 1 Typische Werte der Positronlebensdauer für einige ideale Kristalle.

Das Messprinzip wird im folgenden anhand von Abb. 2 kurz erklärt.

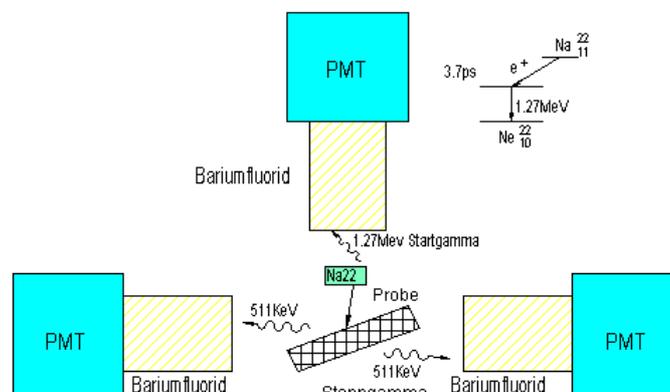


Abb. 2 Skizze zum Prinzip der Lebensdauermessung von Positronen.

Für die Messung benutzt man eine Na₂₂-Quelle, die quasi zeitgleich ein Photon und ein Positron emittiert. Das Positron wird in der Probe mit einem Elektron annihilieren. Das ergibt zwei Photonen mit der Energie von 511keV, die in dem linken und dem rechten Szintillator nachgewiesen werden. Der dritte Szintillator dient zum Nachweis des Photons von der Na₂₂-Quelle. Dieses Photon ist das Quant, das die Startzeit für die Lebensdauermessung liefert. Die anderen zwei Photonen definieren die mittlere Stopzeit. Die Differenz ist die Positronenlebensdauer in der Probe.

Im aktuellen Messaufbau benutzt man BaF₂-Kristalle und schnelle Photomultiplier. Abb. 3 zeigt Messaufbau und Detektorgeometrie des Systems.

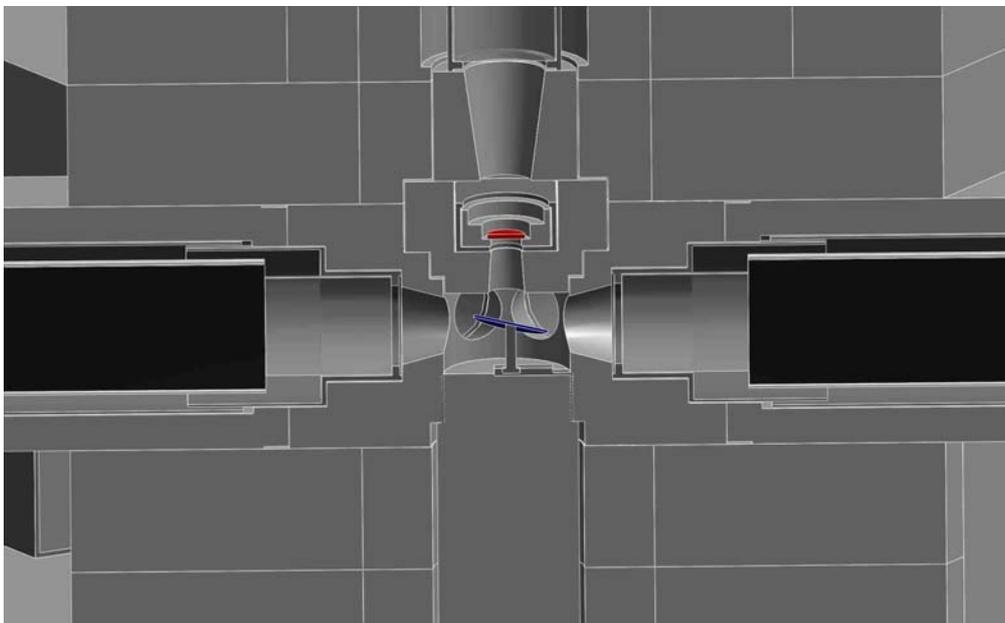


Abb. 3 Messaufbau und Detektorgeometrie.

Die Anforderungen an den Szintillator sind eine gute Zeitauflösung und eine hohe Nachweis-Effizienz. Das ist der Hauptgrund, weshalb man die Nutzung eines BaF₂-Kristalls bevorzugt. Der BaF₂-Kristall hat eine hohe Dichte und hohe Kernladungszahl Z . Im Kristall gibt es zwei Zeitkonstanten für die Erzeugung des Szintillationslichts, eine lange(600ns) und eine kurze (ca.700ps)[3]. Die entsprechenden Szintillationslichtanteile werden im folgenden als langsame bzw. schnelle Komponente bezeichnet. Die langsame Komponente liefert nur einen konstanten Untergrund bei Messungen von so kurzen Zeiten. Die Lichtsausbeute für die schnelle Komponente liegt bei 2000 Lichtphotonen per 1MeV, und für die langsame bei 6500.

Für die Optimierung der Szintillatorgröße muss die Zeitauflösung gegen Nachweisefizienz abgewogen werden. Im Fall eines Kristalls mit der Höhe von 50mm ist die Nachweis-

Effizienz 70% für die 1.27MeV Startquanten und 90% für 511keV Annihilationsquanten. Andererseits liegt die Zeitauflösung bei circa 250ps, was ungefähr der Lichtlaufzeit entlang der Längsachse des Kristalls entspricht. Das Ziel aber ist es, eine Zeitauflösung in der Größenordnung von 100ps zu erreichen.

Beim aktuellen Messaufbau in Siegen[4] wurde die Zeitauflösung untersucht. Um das Zeitauflösungsvermögen zu bestimmen, wurden zwei BaF₂-Kristalle und eine Co₆₀ Quelle, die zeitgleich zwei Photonen ausstrahlt, benutzt. Dabei muss noch auf den sogenannten „Time Walk“ Effekt korrigiert werden. Damit wird der Effekt bezeichnet, dass der Zeitpunkt, zu dem ein Signal einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet, von der Höhe des Analogsignals abhängt. Deshalb wird der Triggerzeitpunkt für die Lebensdauerermessung von Positronen von der Pulshöhe des Photomultipliersignals abhängig. Dieses Problem wurde mit Hilfe einer Korrekturfunktion, die auf die gemessene Zeitdifferenz angewendet wird, behoben[5]. Die phasenkorrigierte Zeitauflösung konnte damit auf 180ps verbessert werden.

Die gemessene Lebensdauer Δt_{gem} ist die wahre Lebensdauer Δt_{wahr} , die mit der Phasenkorrektur Δt_{ϕ} und Detektorauflösung $\Delta t_{detektor}$ gefaltet ist[6] :

$$\Delta t_{gem} = \Delta t_{wahr} \otimes \Delta t_{\phi} \otimes \Delta t_{detektor} \quad (1-1)$$

Durch die Phasenkorrektur wird der zweite Term Null. Der von dem Detektor abhängige Beitrag ist, wie oben schon beschrieben wurde, ca.180ps. Es bleibt die Frage, ob man diesen vom Detektor verursachten Beitrag weiter verringern kann.

1.3 Prinzipielle Möglichkeiten zur Problemlösung

Wie im vorigen Kapitel gesagt, soll untersucht werden, ob und wie die Zeitauflösung des Kristalldetektors verbessert werden kann. Der Hauptbeitrag zu $\Delta t_{\text{detektor}}$ kommt von Signallaufzeitdifferenzen im BaF₂-Kristall. Das Licht von Photonen, die am vom Photomultiplier entfernten Ende im Kristall konvertieren, braucht längere Zeit zum Photomultiplier als das Licht von Photonen, die ihren Konversionsort am photomultipliernahen Ende im Kristall haben. Als Folge erwartet man zeitlich verschobene Pulse. Das wäre nicht schlimm, wenn man die Eintreffzeit wüsste. Weil das nicht der Fall ist, muss die Eindringtiefe auf eine andere Weise abgeschätzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Zeitverhalten von Signalen studiert und die Idee überprüft, den Ort der Gammakonversion durch Pulsformunterschiede bestimmen zu können. Um diese zu untersuchen, stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Verfügung, deren Prinzip in Abb. 4 skizziert ist.

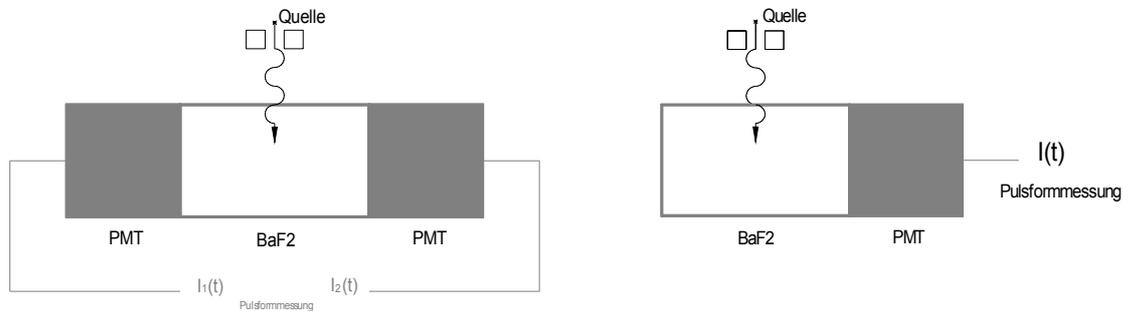


Abb. 4 Skizze der möglichen Anordnungen von Photomultiplier und Szintillator zur Bestimmung des Konversionsortes des Röntgenphotons im Szintillator.

Die erste Möglichkeit besteht darin, das Szintillatorsignal in zwei Photomultipliern an gegenüberliegenden Seiten auszulesen. Aus dem Unterschied der Pulshöhen kann der Konversionsort des Gammas bestimmt werden.

Die zweite Möglichkeit ist die, dass das Szintillatorsignal nur an einer Seite von einem Photomultiplier ausgelesen wird. In diesem Fall kann nur aus der Pulsform („Pulsshape“) die Information über den Konversionsort gewonnen werden, da die absolute Pulshöhe von vielen

anderen Einflüssen abhängt, z.B. von der Energie des Photons oder von dem Konversionsprozess selbst, der von Ereignis zu Ereignis stark variieren kann.

Die erste Methode ist schon in vielen Experimenten erprobt und eingesetzt worden und soll hier nicht weiter betrachtet werden. Sie ist allerdings nicht in jedem Fall anwendbar, wenn z.B. kein Platz für den zweiten Photomultiplier vorhanden ist oder die Röntgenquanten in dem Photomultiplier wechselwirken und dadurch die Messung verzerrt oder unmöglich wird. Deshalb soll hier die zweite Methode näher untersucht werden; dazu wird die Zeitabhängigkeit der Pulshöhe von Szintillatorlichtsignalen vor und nach der Konversion in ein elektrisches Signal in einem Photomultiplier simuliert und die Ergebnisse dieser Simulationsrechnung werden in einem dedizierten Experiment überprüft.

2 Monte Carlo Programm zur Untersuchung des Zeitverhaltens von Signalen im BaF₂-Detektor

2.1 Generelle Struktur des Simulationsprogramms

Mit der hier vorgestellten MC Simulation wurde das Zeitverhalten von Signalen aus einem BaF₂-Kristall mit einer Größe und Form, wie sie in dem in Kap. 1.2 beschriebenen Experiment[4] eingesetzt werden, studiert. Das Ziel ist die Darstellung des Signals, das durch die Konversion eines Röntgenquants in einem BaF₂-Kristalldetektor erzeugt wird. Das Signal wird zunächst als Anzahl der Lichtphotonen pro Zeiteinheit dargestellt ($N_{LP}(t)$), die durch den Szintillationsprozess erzeugt werden und die Eintrittsphotokathode des Photomultipliers(PM) nach der Zeit t erreichen. Der Zeitnullpunkt t_0 ist durch den Zeitpunkt der ersten Wechselwirkung des Röntgenphotons im Kristall definiert.

Dieses Lichtsignal wird im Photomultiplier in ein elektrisches Signal, ein Spannungssignal $S(t)$, umgewandelt durch die Erzeugung von Photoelektronen mit nachfolgender lawinenartiger Verstärkung in mehreren Dynoden. Das Ausgabesignal $S(t)$ wird rechnerisch durch Faltung des Lichtsignals $N_{LP}(t)$ und der zeitlichen Antwortfunktion des Photomultipliers erhalten.

Bei der Simulation des Lichtsignals an der Eintrittsphotokathode des Photomultipliers müssen folgende physikalische Effekte berücksichtigt werden:

- Die verschiedenen primären Reaktionen des Röntgenphotons im Kristall, bei denen die Energie des Röntgenquants ganz oder teilweise im Kristall deponiert wird. Bei den hier betrachteten Energien sind das der Compton-Streuprozess und der Photoabsorptionsprozess (im folgenden kurz Photoeffekt genannt).
- Die Erzeugung einer gewissen Zahl von Lichtphotonen durch den Szintillationsprozess. Dieser Prozess wird nicht im Detail simuliert, sondern es werden Literaturwerte der mittleren Zahl der Photonen pro deponierter Teilchenenergie benutzt und eine isotrope Emis-

sionsverteilung angenommen. Die Quantenfluktuationen in der Zahl der Szintillationsphotonen wird ebenso miteinbezogen.

- Wichtig ist die Zeitabhängigkeit der Emission der Szintillationsphotonen, die durch eine exponentielle Verteilung beschrieben wird.
- Für jedes der so simulierten Photonen wird der Lichtweg modelliert und nachgebildet und zwar unter Berücksichtigung von Totalreflexion an den Kristallwänden, Reflexion an der Ummantelung des Kristalls und teilweisen Absorption von Photonen auf dem Lichtweg bzw. bei der Reflexion.

Für die Systemfunktion wurden zum einen geeignete Parametrisierungen aus Handbüchern benutzt und schließlich die experimentell bestimmte Systemfunktion verwendet (s. Kap. 3.1.2), um eine möglichst realistische Simulation der im Experiment zu beobachtenden Signalform zu erhalten.

Die wichtigsten zu studierenden und ggf. zu variierenden Parameter in dem Simulationsprogramm sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Darüber hinaus gibt es eine Reihe von Parametern, die durch das Material und die physikalischen Prozesse festgelegt sind, so z.B. Dichte und Brechungsindex, sowie Wechselwirkungslängen des Röntgenphotons im BaF₂-Kristall.

Variable	Bedeutung
L, D	Länge und Durchmesser des Kristalls
R_{metal}	Reflektivität der Kristallummantelung
A_{metal}	Absorptionskoeffizient für Photonen an Ummantelung
E_0	Energie des einfallenden Röntgenquants
n_{LT}, w_{LT}	Anzahl und Dimension der Unterteilungen des Kristalls für die Erstellung von „Look-up“ Tabellen (s. unten)
N_{depLT}	Anzahl der Ereignisse (Energiedeponierungen) für die Erstellung von „Look-up“ Tabellen (s.unten)
n_{BE}, w_{BE}	Anzahl und Dimension der Kristallbereiche für die Darstellung der Resultate
N_{evt}	Anzahl der simulierten Ereignisse pro Kristallbereich

Tabelle 1 Parameter im Simulationsprogramm, die im Rahmen der Untersuchungen zu variieren sind.

Das Monte Carlo Programm ist in drei aufeinander abgestimmten Teilen organisiert:

Erstellung geeigneter „Look-up“ Tabellen:

Dazu wird die Simulation von Lichtsignalen, die bei einer lokalen Deponierung einer Energie von 511 keV entstehen, unter Berücksichtigung aller für die Lichtausbreitung relevanten Prozesse durchgeführt. Der Kristall wird in Zellen unterteilt, in deren Mittelpunkt das Licht als isotrope Photonverteilung simuliert wird. Die Zahl der generierten Photonen ist poissonverteilt mit dem Mittelwert $\langle N_{LP} \rangle = 0.511 * N_{BaF_2}$, wobei N_{BaF_2} die im Mittel pro MeV deponierter Energie erzeugte Anzahl von Szintillationsphotonen ist. Dafür wurden die Werte aus der Literatur für die schnelle und die langsame Komponente des BaF₂-Kristalls herangezogen.

Für eine vorgegebene Zahl ($N_{dep,LT}$) solcher Energiedeponierungen in einer Kristallzelle wird die Zahl der auf den Photomultiplier einfallenden Photonen als Funktion der Zeit bestimmt, die durch die entsprechenden Laufzeitunterschiede der Photonen im Kristall bedingt ist. Ebenso wird die Varianz der Photonenzahl in jedem Zeitintervall ($\sigma_{LP,LT}$) bestimmt und zusammen mit der mittleren Zahl ($N_{LP,LT}$) als Histogramm abgespeichert.

Damit wird eine „Look-up“ Tabelle der Zeitverteilungen der Lichtphotonen am Eintrittsfenster des Photomultipliers als Funktion des Entstehungsortes im Kristall geschaffen. Zellengröße und -dimension sind so eingestellt, dass dies eine adäquate Diskretisierung des Kontinuums darstellt.

Ereignisproduktion und Simulation der Lichtsignalkurve:

Mithilfe der „Look-up“ Tabellen kann nun zeiteffizient eine große Zahl von Ereignissen, d.h. Lichtsignalen von einfallenden Röntgenquanten der Energie E_0 simuliert werden. Beim Eindringen in den Kristall kann das Röntgenphoton Compton-gestreut werden oder über den Photoeffekt absorbiert werden. Im letzteren Fall wird die gesamte Energie E_0 quasi punktuell deponiert. Im ersteren Fall wird nur ein Teil der Energie E_0 über das gestreute Elektron auf engstem Raum deponiert und in Szintillationslicht umgewandelt. Das Compton gestreute Quant fliegt mit geringerer Energie weiter und kann weitere Compton Streuungen erfahren oder photo-absorbiert werden.

Ein Röntgenquant kann also entweder bei der ersten Wechselwirkung absorbiert werden oder erst nach ein, zwei oder mehreren Compton-Streuungen, oder aber es verlässt den Kristall nach einer oder mehreren Compton-Streuung, ohne seine gesamte Energie deponiert zu haben.

Für jedes einfallende Photon werden Wahrscheinlichkeit und Ort der möglichen Wechselwirkungen bestimmt. Für jede Wechselwirkung, bei der die Energie E_i deponiert wird, wird die entsprechende Zeitfunktion aus der „Look-up“ Tabelle genommen, mit der Energie skaliert und pro Ereignis aufaddiert. Diese so erhaltene Zeitfunktion von Lichtphotonen $N_{LP}(t)$ wird für die Mittelung über die Ereignisse aufsummiert. Dabei werden die in der „Look-up“ Tabelle gespeicherten Werte für die Fluktuationen entsprechend berücksichtigt.

Die einzelnen Ereignisse werden für die statistische Auswertung Kristallbereichen zugeordnet, deren Größe und Zahl (N_{BE}) so gewählt ist, dass eine sinnvolle Beurteilung der ortsabhängigen Unterschiede im Zeitverhalten der Signale möglich ist.

Simulation des elektronischen Signals:

Die zeitabhängigen Lichtphotonenverteilungen am Eintrittsfenster des Photomultipliers $N_{LP}(t)$ müssen mit der Systemfunktion des Photomultipliers gefaltet werden, was durch Multiplikation der entsprechenden Fouriertransformierten im Frequenzbereich geschieht.

In den folgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Prozessschritte näher erläutert.

2.2 Wechselwirkung der Röntgenphotonen im Kristall

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenquant nach Durchquerung einer Materialschicht der Dicke x keine Wechselwirkung erfahren hat, fällt nach dem d'Alambert'schen Gesetz exponentiell ab:

$$P(x) = \mu \exp(-\mu x) \quad (2-1)$$

wobei μ der Massenabsorptionskoeffizient für Röntgenquanten ist, der mit dem Wechselwirkungsquerschnitt für Röntgenphotonen σ zusammenhängt über:

$$\mu = n\sigma \quad (2-2)$$

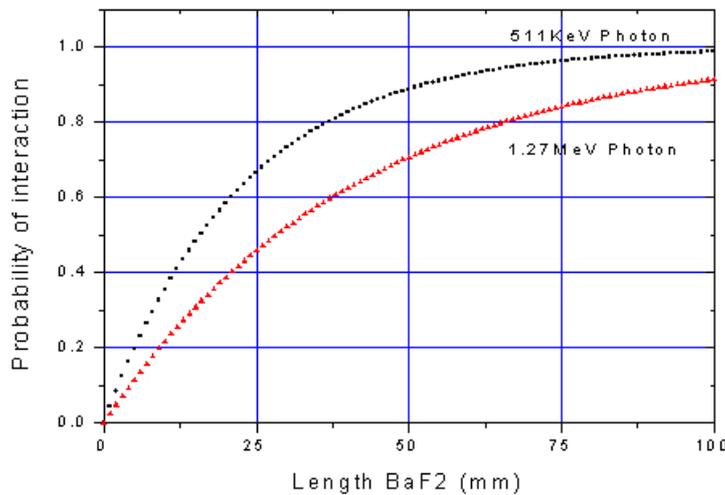


Abb. 5 Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung entlang der Länge l eines BaF₂ Kristalls. Die Energie der einfallenden Photonen beträgt 0,511MeV und beziehungsweise 1,27MeV.

mit n als der Anzahl der Wechselwirkungspartner pro Volumeneinheit. Bei den hier betrachteten Energien tragen der Photoeffekt und die Compton Streuung zum Wirkungsquerschnitt der Röntgenquanten bei und der totale Massenabsorptionskoeffizient setzt sich aus den entsprechenden Teil-Massenabsorptionskoeffizienten zusammen[7]:

$$\mu_t = \mu_{ph} + \mu_{Compton} \quad (2-3)$$

Die Absorptionskoeffizienten variieren wie die Wirkungsquerschnitte mit der Energie des Röntgenphotons (s.unten). Bei gegebener Energie des Röntgenphotons wird die aktuelle Eindringtiefe eines Röntgenphotons oder Wegstrecke, die ein Photon bis zur nächsten Wechselwirkung zurücklegt, als Zufallsvariable x_r gemäß einer exponentiell abfallenden Verteilung generiert über eine funktionale Abbildung gemäß:

$$x_r = -\frac{1}{\mu_t} \ln r \quad (2-4)$$

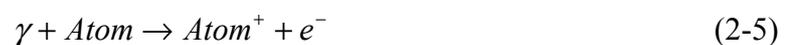
wobei r eine gleichförmig im Intervall $[0,1]$ verteilte Zufallsvariable ist.

In Abb. 5 ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Röntgenphoton nach der Strecke l im Material eine Wechselwirkung erfährt, für Photonen mit zwei verschiedenen Energien dargestellt. Die Energie 1.27 MeV (bzw. 0.511 MeV) entspricht der Energie des vom Na_{22} emittierten Gamma-Quants bzw. der Positron-Annihilationsquanten, wobei die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung bei ca. 70% bzw. 90% für $l = 50$ mm liegt.

Gemäß dem Verhältnis der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten (d.h. der Wirkungsquerschnitte) für Photoeffekt und Compton-Streuung (P_1, P_2) und der totalen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit P_j / P_{Total} wird entschieden, welcher Prozess im Einzelfall simuliert werden muss, indem eine in $[0,1]$ gleichverteilte Zufallsvariable r generiert wird und sukzessive mit der akkumulierten Wahrscheinlichkeit $P_{akk}(j) = \sum_{i=1}^j P_i$ ($j = 1,2$) verglichen wird. Wenn $P_{akk}(j)$ größer als r wird, wird der $(j-1)$ te Prozess simuliert.

Photoeffekt

Diese Wechselwirkung besteht darin, dass die volle Energie eines Photons von einem der atomaren Elektronen absorbiert und dieses Elektron aus dem Atom herausgestoßen wird, was durch folgende Teilchenreaktionsgleichung beschrieben wird:



Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist in der Born Approximation gegeben durch[8]:

$$\sigma_{Photo}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{1/2} \bar{\alpha}^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad (2-6)$$

wobei $\epsilon = E_\gamma / m_e c^2$, $\bar{\alpha} = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und $\sigma_{Th}^e = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ der Thomson-Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Photonen an Elektronen ist.

Das Photoelektron durchquert ein Stück weit das Medium und verursacht weitere sekundäre Prozesse (Ionisation, Anregung und Bremsstrahlung) bis es wegen des Energieverlusts stoppt. Aber die Photoelektronenreichweite ist normalerweise viel kleiner als das Volumenelement, das in der Monte Carlo Berechnung für die Bestimmung deponierter Energie verwendet wird. Damit kann die Elektronendiffusion vernachlässigt und die Energie des Elektrons als lokal absorbiert angenommen werden. Als Folge des Photoeffekts treten nächste Sekundäreffekte auf: die Emission von Fluoreszenz Röntgenphotonen und von Auger-Elektronen. Die freiwerdende Energie dieser Prozesse kann hier auch als an der Stelle der Wechselwirkung absorbiert angenommen werden, da die Energien der Sekundärteilchen klein sind.

Compton-Streuung

Als Compton-Effekt bezeichnet man eine inelastische Streuung eines Photons an einem atomaren Elektron. Die Beziehung zwischen dem Streuwinkel θ im Laborsystem und der Energie des gestreuten Photons E' ist nach Compton

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2-7)$$

wobei E die Energie des einfallenden Photons ist[9].

Der totale Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess wird gegeben durch[9] :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_o^2}{2} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} + \cos^2 \theta - 1\right) \quad (2-8)$$

wobei Ω der Raumwinkel und $r_o = 2.81794 \times 10^{-13} \text{ cm}$ der klassische Elektronenradius sind.

Im Fall der Rückwärtsstreuung wird das Verhältnis von gestreuter zu einfallender Photoenergie maximal:

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \quad (2-9)$$

wobei $\theta = \pi$.

Beim Compton-Effekt wird ein Teil der Photonenergie auf das Elektron übertragen. Für die Monte Carlo Simulation des Compton-Streuprozesses ist es vorteilhaft, die Beziehung zwischen E' , E und Θ durch die reduzierten Variablen $\alpha' = E' / m_e c^2$ und $\alpha = E / m_e c^2$ auszudrücken:

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \mu)} \quad (2-10)$$

wobei $\mu = \cos \theta$ und $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$.

Damit lässt sich die Klein-Nishina-Formel für den totalen Wirkungsquerschnitt wie folgt ausdrücken:

$$\sigma_e = 2\pi r_o^2 \left\{ \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \right) \left(\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}, [\text{cm}^2/\text{el.}] \quad (2-11)$$

Die Wahrscheinlichkeit eines Compton-gestreuten Photons mit der Energie und dem Winkel μ innerhalb von $d\mu$ wird gegeben durch[9] :

$$\sigma(\alpha, \mu) d\mu = \pi r_o^2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha} + \frac{\alpha}{\alpha'} + \mu^2 - 1 \right) d\mu \quad (2-12)$$

Nach Transformation auf die Variable $x = \alpha' / \alpha$ bekommt man

$$\bar{\sigma}(\alpha, \mu, x) dx = \pi r_o^2 \alpha^{-1} (x + x^{-1} + \mu^2 - 1) dx \quad (2-13)$$

wobei $\mu = \frac{(1+\alpha)-1/x}{\alpha}$ und $d\mu = \alpha^{-1} x^{-2} dx$ ist. Mit $a = 1/\alpha$ erhält man die funktionale Abbildung, die als Grundlage für das Generieren der Zufallsvariable dient.

$$\bar{\sigma}(a, x) dx = a \pi r_o^2 \left[x + \frac{1}{x} (1 - 2a - 2a^2) + \frac{a^2}{x^2} + a^2 + 2a \right] \quad (2-14)$$

Für die gegebene Energie des einfallenden Photons sieht die infinitesimale Wahrscheinlichkeit für x folgendermaßen aus

$$dP(x) = p(x) dx = \frac{f(x) dx}{F(\eta)} \quad (2-15)$$

wobei $f(x) = x + x^{-1} + \mu^2 - 1 = x + x^{-1} (1 - 2a - 2a^2) + \frac{a^2}{x^2} + a^2 + 2a$ und $\eta = 1/(2\alpha + 1)$ die untere Grenze von x ist.

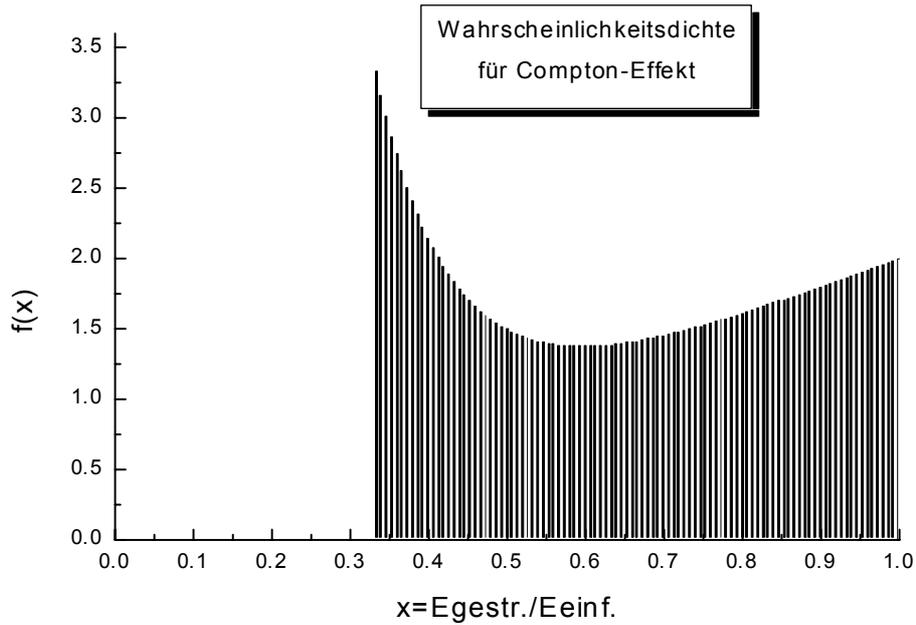


Abb. 6 Die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Compton-Effekt. Der untere Wert entspricht der Rückwärtsstreuung ($\theta_\gamma = \pi$).

Die Normierung von $P(x)$ ist durch $F(\eta) = \int_{\eta}^1 f(x)dx (= G)$ gegeben.

Für eine zeitlich effiziente Computersimulation der Streuprozesse wird bei vorgegebener Energie des einfallenden Photons E (oder α) eine Zufallsvariable x gemäß der Wahrscheinlichkeitsdichte $P(x)$ generiert, wobei die Technik der direkten Inversion benutzt wird.

Nach Konstruktion nimmt $r(x) = F(x)/G$ nur die Werte im Intervall $[0,1]$ an, da

$F(x) = \int_x^1 f(t)dt$ die akkumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist und $x \geq \eta$ ist.

$$r(x) = P(x) = \frac{\int_x^1 f(t)dt}{G} = \frac{F(x)}{G} \quad (2-16)$$

Hier wird r als gleichverteilte Zufallsvariable in $[0,1]$ generiert und Gleichung (2-16) nach x aufgelöst. Die so gewonnenen Werte für x ($x = F^{-1}(G, r)$, wobei F^{-1} inverse Stammfunktion von $f(t)$ ist) sind gemäß $P(x)$ als Zufallsvariablen verteilt.

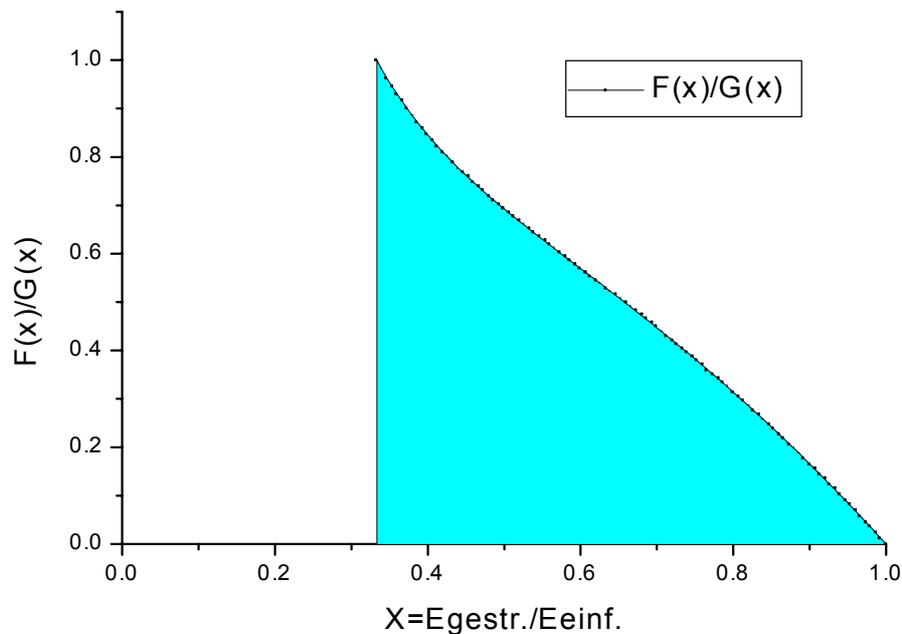


Abb. 7. Akkumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Die linke Grenze entspricht der Rückwärtsstreuung ($\theta_\gamma = \pi$).

In Abb. 7 ist die zu invertierende Funktion gezeigt. Die expliziten Ausdrücke für G und F sind (2-17) bzw. (2-19). Die Rechnungen für $F(x)$ und G sind im Anhang 6.1 gegeben.

$$G = -\rho \ln \eta + 2\alpha(\alpha + 1)\eta^2 + \frac{4}{\alpha} \quad (2-17)$$

$$F(x) = -\rho \ln x + (1-x)\left[\frac{1}{2}(1+x) + \frac{a^2}{x} + a^2 + 2a\right] \quad (2-18)$$

Nach der Ersetzung durch $a = 1/\alpha$ bekommt man

$$F(x) = -\rho \ln x + (1-x)\left[\frac{1}{2}(1+x) + \frac{1}{\alpha^2 x} + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{2}{\alpha}\right] \quad (2-19)$$

wobei $\rho = 1 - 2a(a + 1) = 1 - \frac{2}{\alpha}(\frac{1}{\alpha} + 1) = 1 - \frac{2}{\alpha^2}(\alpha + 1)$.

Der Azimutalwinkel des Compton-gestreuten Photons wird gleichförmig in $[0, 2\pi]$ generiert (s. Anhang 6.2).

2.3 Simulation der Emission von Szintillationsphotonen

Der Szintillationsprozess wird hier gemäß den effektiven Verteilungsfunktionen der erzeugten Photonen simuliert, ohne auf den festkörperphysikalischen Hintergrund näher einzugehen. Die Zahl der erzeugten Lichtphotonen N_{LP} wird als Poisson-verteilte Zufallszahl angenommen mit dem Mittelwert μ , der aus der Literatur als mittlere Zahl der Lichtphotonen pro MeV entnommen wurde. Ferner ist es für die Anwendung hier ausreichend, die spektrale Verteilung des Szintillationslichts außer Acht zu lassen und nur eine mittlere Lichtwellenlänge anzunehmen. Die Emission der Szintillationsphotonen erfolgt in guter Näherung isotrop. Dazu wurden die Richtungen der emittierten Photonen als im Raumwinkel isotrope Verteilung unter Benutzung der Methode von Marsaglia[10] generiert, die rechenzeitsparend arbeitet, indem komplexe Operationen (sin, cos, Wurzeln) weitestgehend vermieden werden. Das Verfahren ist im Anhang näher erläutert.

Für jedes simulierte Photon wird eine Zeit der Emission t_{em} relativ zum Zeitpunkt der Energieabgabe durch die Wechselwirkung des Röntgenphotons mit dem Kristall generiert. Diese Zeit wird gemäß einer exponentiellen Verteilung $f(t) \propto \exp(-t/\tau_{Szint})$ generiert, wobei τ_{Szint} die Zeitkonstante für den Szintillationsprozess ist, die für die schnelle Komponente von BaF₂ ca. 700 ps beträgt.

Lichtphotonen der langsamen Komponente des BaF₂ stellen nur einen relativ kleinen quasi-konstanten Beitrag bei den hier betrachteten kurzen Zeiten dar. Eine Berücksichtigung dieses Beitrags, der optional mitberücksichtigt werden kann, ist praktisch vernachlässigbar.

2.4 Ray tracing der Szintillationsphotonen

Der Lichtweg jedes einzelnen Photons wird berechnet unter Berücksichtigung der Reflexion an den Kristallwänden. Dort kann entweder Totalreflexion oder Reflexion an der Ummantelung (Teflon) erfolgen. Dabei kann ein Teil des Lichtes absorbiert werden.

Aus dem Lichtweg der Photonen kann mit Kenntnis des Brechungsindex im Kristall die Laufzeit der Photonen vom Entstehungsort zu Photokathode des Photomultipliers berechnet werden.

Damit kann die Zeitabhängigkeit des Signals ohne die Systemfunktion des Photomultipliers simuliert und als Histogramm dargestellt werden, in dem die Zahl der am PM-Eintrittsfenster ankommenden Lichtphotonen $N_{LP}(t)$ als Funktion der Zeit t relativ zur ersten Wechselwirkung des Röntgenphotons im Kristall eingetragen wird. Das entspricht dem Signal, das man von einem BaF₂-Kristalldetektor unter Verwendung eines hypothetisch idealen Photomultipliers sehen würde, dessen Systemfunktion eine Delta-Funktion wäre.

Nach Faltung dieser Verteilung mit der realen Systemfunktion des Photomultipliers, erhält man die bei Messungen zu sehende Signalform $S(t)$ für Einzelereignisse, d.h. einzelne Röntgenphotonen.

2.5 Simulation von Einzelereignissen

Als erster Schritt in der Monte Carlo Simulation wurde die Simulation von einzelnen Ereignissen durchgeführt. Mit Hilfe von dieser Simulation kann man interaktiv Schritt für Schritt einzelne Wechselwirkungen untersuchen. In Abb. 8 wird das Resultat der Konversion eines Gammaquants dargestellt. Bei dem hier gezeigten Ereignis ist eine Compton-Streuung des einfallenden Gammaquants mit anschließender Photoabsorption simuliert. Am Ort der Wechselwirkung wird eine gewisse Anzahl von Photonen simuliert, die isotrop ausgestrahlt werden. Die Anzahl der Photonen für die schnelle Komponente ist 2000 Photonen pro 1MeV deponierter Energie.

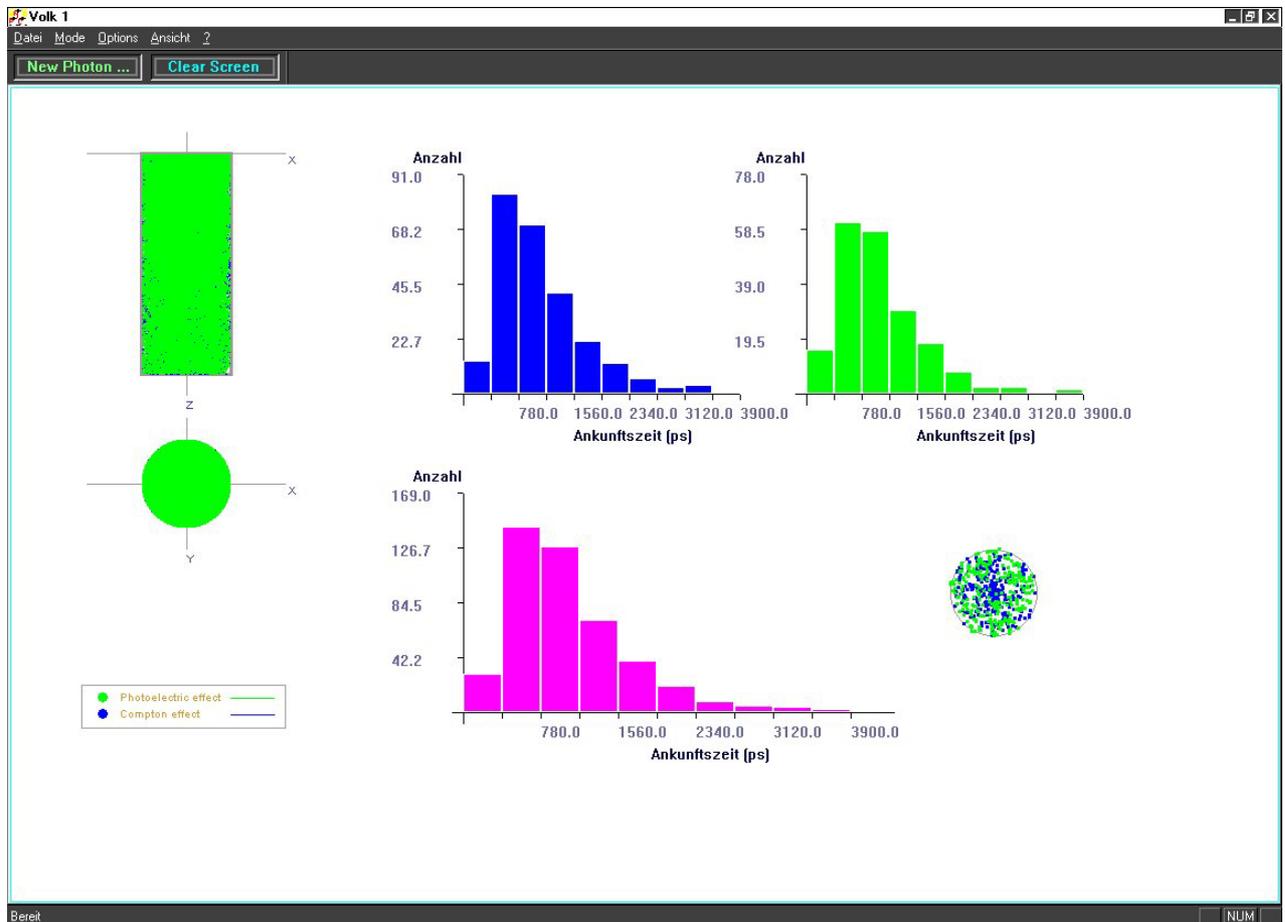


Abb. 8 Monte Carlo Simulation zur Visualisierung und Analyse von einzelnen Ereignissen. Bei dem hier gezeigten Ereignis wird das Gammaquant erst einmal Compton-gestreuert und dann über den Photoeffekt absorbiert. Links ist die Ansicht auf den Kristall von vorne und oben dargestellt. Das Histogramm links oben zeigt die Verteilung der Ankunftszeiten der Lichtphotonen bei dem Compton-Effekt und das Histogramm rechts oben zeigt diese für den Photoeffekt. Im Histogramm unten wird das Gesamtsignal analysiert. Der Kreis rechts unten zeigt die Photonen, die an der unteren Seite des Kristalls ankommen und daher von einem Photomultiplier registriert werden können. Hier wurde die Szintillationsabklingzeit noch nicht berücksichtigt.

Der Weg der Photonen durch den Kristall wird verfolgt entweder bis zum ihrem Austritt aus dem Kristall durch die Seitenwände – dann tragen sie nicht zum Detektorssignal bei - oder bis zum Auftreffen an der unteren Seite - dann können sie von dem Photomultiplier registriert werden.

Auch die Laufzeiten des Gammaquants im Kristall vor seiner Photoabsorption werden bei der Simulation der Ankunftszeitenverteilung der Lichtphotonen am PM-Eintrittsfenster berücksichtigt. Dabei wird, wie in Kap. 2.1 bereits erläutert, als Zeitnullpunkt der Zeitpunkt der ersten Wechselwirkung des Gammaquants definiert.

2.6 Erstellen von „Look-Up“ Tabellen

Der nächste Schritt in der Simulation ist die Erzeugung einer „Look-up“ Tabelle mit Lichtzeitfunktionen, die einer deponierten Energie an einem bestimmten Ort entsprechen. Der Zweck ist eine CPU - effiziente Generierung großer Mengen von Monte Carlo - Ereignissen für statistische Untersuchungen. In dieser Simulation wird der Kristall in Untervolumina so fein eingeteilt, dass das Kontinuum hinreichend gut genähert ist. In jedem Subvolumen wird Energie von 511 keV deponiert und die entsprechende Lichtphotonerzeugung unter Berücksichtigung aller Fluktuationen simuliert.

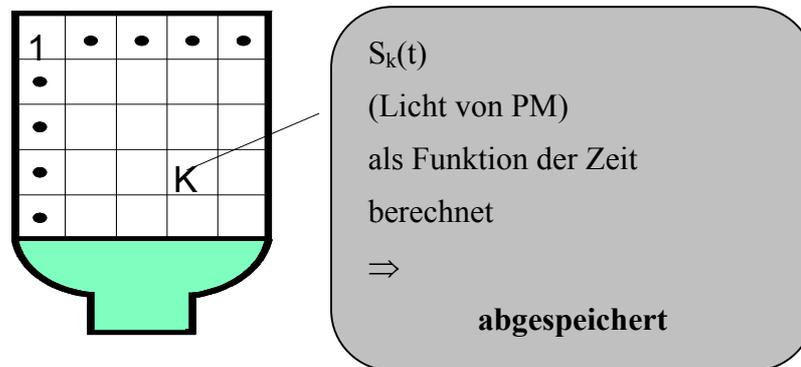


Abb. 9 Herstellung einer „Look-up“ Tabelle. Jeder Box K entspricht eine in einem Datenfile abgelegte Lichtzeitfunktion $S_k(t)$.

In diesem Stadium wird in jedem Subvolumen durch Superposition die resultierende Zeitfunktion des erzeugten Lichts für viele Ereignisse, d.h. für große Energiedeposition, simuliert. Für jeden Entstehungsort im Subvolumen wird die mittlere Zahl der Lichtphotonen am Photomultiplier und die dazugehörige Quantenfluktuation ermittelt. Beide Größen werden als Histogramm für jedes der Subvolumina abgespeichert. Das ergibt eine „Look-up“ Tabelle für das Zeitverhalten des Signals bei der Konversion als Funktion des Orts im Kristall.

2.7 Generierung von mittleren Signalverteilungen mit Quantenfluktuationen

Mit der „Look-up“ Tabelle und der Zuordnung der Lichtzeitfunktionen zu den dazugehörigen Datenfiles kann die eigentliche Signalsimulation erfolgen. Das ist die Simulation der Verschiedenartigkeit der Röntgen-Photonwechselwirkungen. Diese Wechselwirkungen werden in verschiedene Klassen eingeteilt:

- Röntgen-Photonen, die ihre ganze Energie über einen Photoabsorptionsprozess deponieren (ca. 20 %).
- Röntgen-Photonen, die zunächst 1,2 oder mehr Compton-Streuungen erfahren, bevor sie schließlich die noch verbleibende Energie in einem Photoabsorptionsprozess deponieren (ca. 25%, 15% ,...). Die bei den Compton-Streuungen an das Elektron übertragende Energie wird quasi lokal am Wechselwirkungsort im Kristall deponiert.
- Röntgen-Photonen, die nur einen Teil ihrer Energie in ein oder mehreren Compton-Streuungen deponieren und den Kristall dann verlassen (ca. 35 %).

Die resultierenden Verteilungen $N_{LP}(t)$ werden aufsummiert.

Abb. 10 stellt den Algorithmus dieser Simulation in der Form eines Programmflussdiagramms dar. Darin wird die aktuelle Wechselwirkung des Röntgen-Photons mit WW bezeichnet, die in der i -ten Wechselwirkung deponierte Energie mit E_i , eine Zeitverteilung der Lichtphotonen aus dem „Look-up“ File mit $S_k(t)$. Mit j werden die einfallenden Röntgen-Photonen nummeriert, und L_j ist die resultierende Gesamtzeitfunktion.

Als Beispiel sei die Rechnung für den Fall, dass das Gammaquant seine Energie durch einen Compton-Effekt und einen Photoeffekt verliert, demonstriert. Die Gesamtzeitfunktion wird nach der Formel (2-20) berechnet:

$$L_j = E_i S_k(t) + L_j \quad (2-20)$$

$$\sigma_{LT(n_{LT}, w_{LT})}^2 = \frac{1}{(N_{depLT} - 1)} * \left[\sum_{k=1}^{N_{depLT}} (E_0 S_{k(n_{LT}, w_{LT})}(t))^2 - \frac{\left(\sum_{k=1}^{N_{depLT}} E_0 S_{k(n_{LT}, w_{LT})}(t) \right)^2}{N_{depLT}} \right] \quad (2-21)$$

$$\sigma_j^2 = \sum_{i=1}^{N_{Process}} \left(\frac{E_i}{E_0} \sigma_{LT(n_{LT}, w_{LT})} \right)^2 \quad (2-22)$$

$$\sigma_{(n_{BE}, w_{BE})}^2 = \frac{\sum_{j=1}^{N_{evt}} \sigma_j^2 / N_{evt}}{N_{evt}} \quad (2-23)$$

wobei $E_0 = 0.511 MeV$ ist.

Mit der zweiten Gleichung werden die Quanten- und statistischen Fluktuationen berechnet.

Dabei ist

- σ_{LT}^2 die Varianz eines Signalbeitrags von einer Röntgenphotonwechselwirkung, dessen Mittelwert mit Hilfe der „Look-up“ Tabelle berechnet wird.
- σ_j^2 die Varianz des Signals von einem Röntgenphoton, wobei $N_{Process}$ die Zahl der Wechselwirkungsprozesse eines Röntgenphotons im Kristall ist.
- σ^2 die Varianz des Signals bei der Mittelung über N_{evt} Ereignisse, d.h. N_{evt} Gamma-Konversionen im n_{BE} -ten Kristallsubvolumen .

Das alles wird für eine große Anzahl von Gammaquanten simuliert.

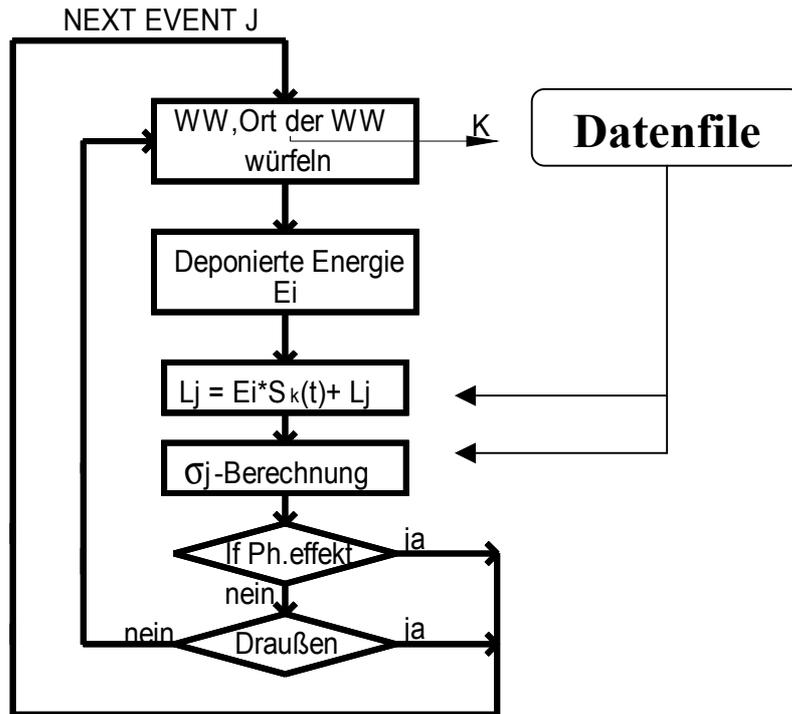


Abb. 10 Vereinfachtes Flussdiagramm für den Simulationsalgorithmus.

Das Ziel dieser Simulation ist es, die zeitliche Verteilung des Lichtes als Funktion des Ortes der Gammakonversion zu studieren. Mit dem Programm werden viele Ereignisse, d.h. Gammakonversionen, überall im Kristall simuliert. Jedem Ereignis wird dann ein Konversionsort zugeordnet, in dem die Orte der Einzelreaktion mit der dabei deponierten Energie gewichtet und als Konversionsort des Einzelereignisses abgespeichert werden.

2.8 Wahl der Größe des Binnings

Sowohl für die Erzeugung der „Look up“ Tabelle als auch für die Untersuchung der Abhängigkeit der Pulsform vom Konversionsort ist eine geeignete Wahl des Binnings erforderlich. Die in den Kristall einfallenden Röntgenquanten verlieren ihre Energie durch einen Absorptionsprozess oder mehrere Compton-Streuungen. Im Falle eines einzigen Absorptionsprozesses ist der Konversionsort eindeutig definiert. In den anderen Fällen muss der Abstand der Wechselwirkungen voneinander betrachtet werden, wobei für die hier zu untersuchende Fragestellung nur der Abstand in der Z-Koordinate (s. Abb. 11) relevant ist.

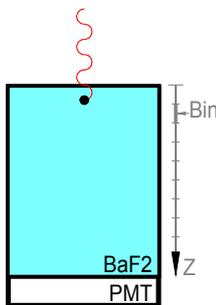


Abb. 11 Skizze zur Verdeutlichung der Geometrie von BaF₂ und PM.

Die simulierten Ereignisse wurden für die Studie in verschiedene Bins entlang der Z-Richtung eingeordnet. Für die Binngröße wurde ein Wert von 1cm gewählt. Denn Abb. 12 zeigt, dass bei mehr als 80% der Ereignisse der Abstand zwischen diesen Teilwechselwirkungen kleiner als 1cm ist. Im Fall von zwei Compton-Effekten und einem Photoeffekt ist der Abstand zwischen der ersten und der letzten Teilwechselwirkung für ca. 70% der Ereignisse kleiner als 1cm. Hier zeigt sich, dass der Abstand zwischen Compton-Streuungen die räumliche Verteilung der Energiedeposition dominant beeinflusst.

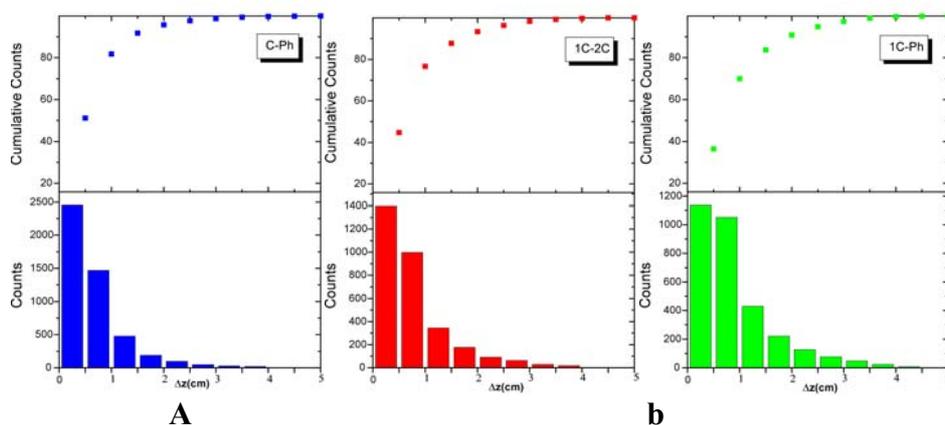


Abb. 12 Abstandsverteilung der Teilwechselwirkungen von Röntgen-Quanten im Kristall projiziert auf die Z-Richtung (Δz): a) Ereignis mit einer Compton-Streuung und anschließender Photoabsorption; b) Ereignisse mit zwei Compton-Streuungen und anschließender Photoabsorption. Der Abstand zwischen den zwei Compton Prozessen - b-links und b-rechts - zwischen 1.Comptonstreuung und Ort des Photoeffekts.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass man in guter Näherung sagen kann, dass der Ort der Energiedeponierung einem Bin von der Größe 1cm zugeordnet werden darf.

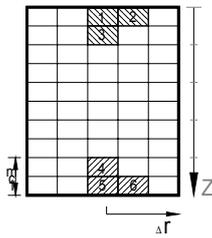


Abb. 13 Skizze zur Erklärung der Nummerierung der Bins für die „Look up“ Tabelle.

Als nächster Schritt muss das Binning für die „Look-up“ Tabelle festgelegt werden. In Abb. 14 und Abb. 15 sind die Pulsformen für das gewählte Binning mit bzw. ohne Berücksichtigung der Abklingzeit dargestellt. Beim Vergleich der Pulsform an den in der Skizze gezeigten Orten wird deutlich, dass die Auflösung des verwendeten Gitters ausreichend fein gewählt ist.

In Abb. 14 sieht man die Unterschiede in der Pulsform für Röntgenphotonen mit dem Konversionsort im Kristall fern dem Photomultiplier und denen, die ihren Konversionsort nah der Photomultiplierseite haben. Die charakteristischen Formen der Zeitverläufe können qualitativ wie folgt verstanden werden: Der zeitliche Verlauf der Signale für Ereignisse mit einem Konversionsort, der dem Photomultiplier nah ist, zeigt zwei Maxima und der für Ereignisse mit einem Konversionsort, der von Photomultiplier entfernt ist, hat nur eine Spitze, die zeitlich verschoben zu etwas größeren Zeiten ist. Diese zwei Spitzen in einem Spektrum entsprechen zwei Klassen von Photonen, die am Photomultiplier ankommen. Die erste Spitze entsteht durch Photonen, die auf direktem Wege das Eintrittsfenster des Photomultipliers erreichen. Die andere entspricht den Photonen, die erst über mehrere Reflexionen u.a. an der dem Photomultiplier gegenüberliegenden Stirnseite des Kristalls auf den Photomultiplier fallen. Wenn der Konversionsort vom Photomultiplier entfernt ist, gibt es keinen sichtbaren Unterschied im Lichtwege der Photonen. Beim Vergleich von Konversion im zentralen Bin und Randbin sind keine Unterschiede zu sehen, d.h. die Form des Signals hängt offenbar nur von der z-Position des Konversionsorts ab.

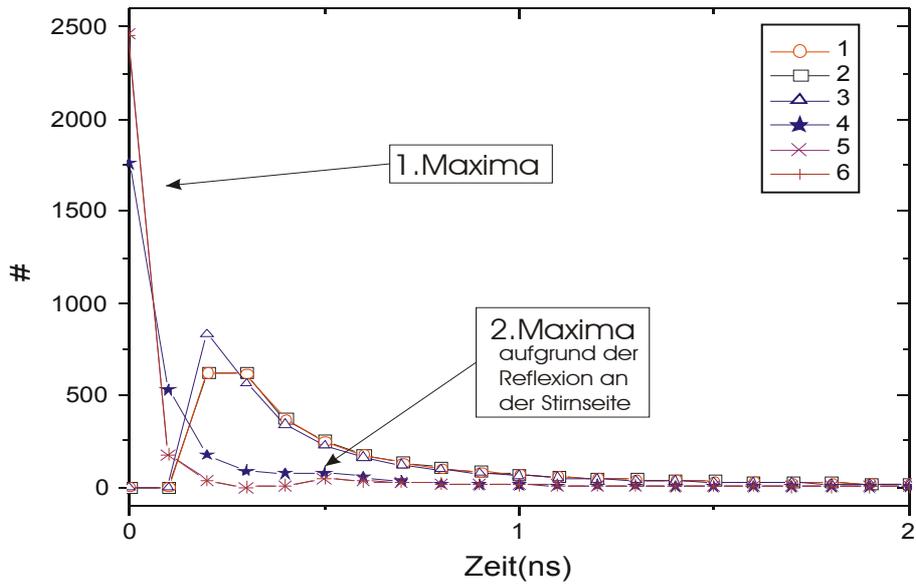


Abb. 14 Simulierte Verteilung von Lichtphotonankunftszeiten am Photomultiplier-Eintrittsfenster für die „Look-Up“ Tabelle in den Bins 1-6 entsprechend Abb. 13 (ohne Berücksichtigung der Abklingzeit des Szintillationsprozesses).

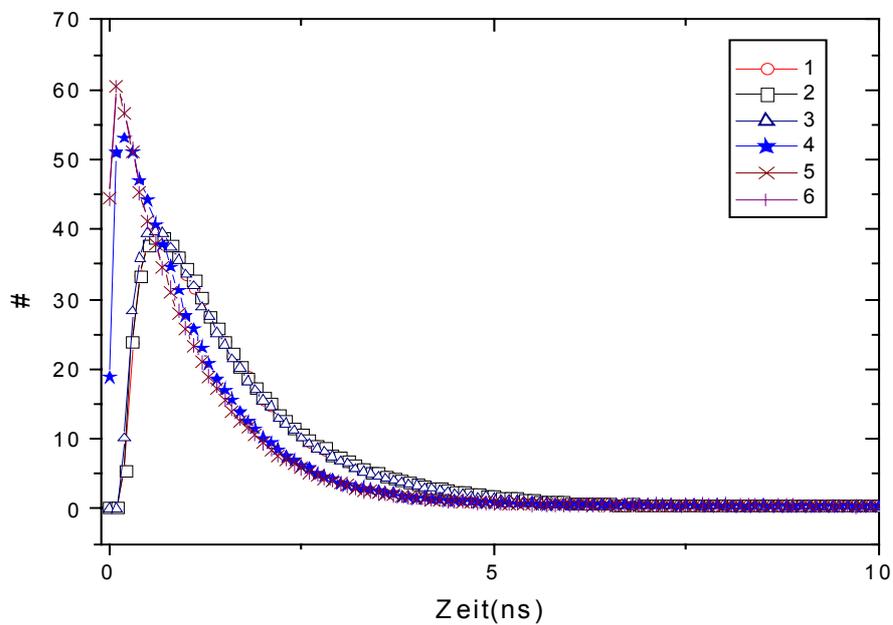


Abb. 15 Simulierte Verteilung von Lichtphotonankunftszeiten am Photomultiplier-Eintrittsfenster für die „Look-Up“ Tabelle in den Bins 1-6 entsprechend Abb. 13 (mit Berücksichtigung der Abklingzeit des Szintillationsprozesses).

Abb. 15 zeigt die Auswirkungen der Abklingzeiten des Szintillators auf die Pulsform.

In der nächsten Abbildung sind zwei Signale aus der „Look-up“ Tabelle mit den berechneten Fluktuationen als Fehlerbalken dargestellt. Das ist für den Fall einer Konversion im Bin-1 bzw. im Bin-5 gezeigt. Die Simulation wurde für eine Energiedeposition von $500 \cdot 0.662 \text{ MeV}$ durchgeführt. Bei der Messung wird eine Cs137-Quelle verwendet, die Röntgenphotonen mit einer Energie von 0.662 MeV emittiert.

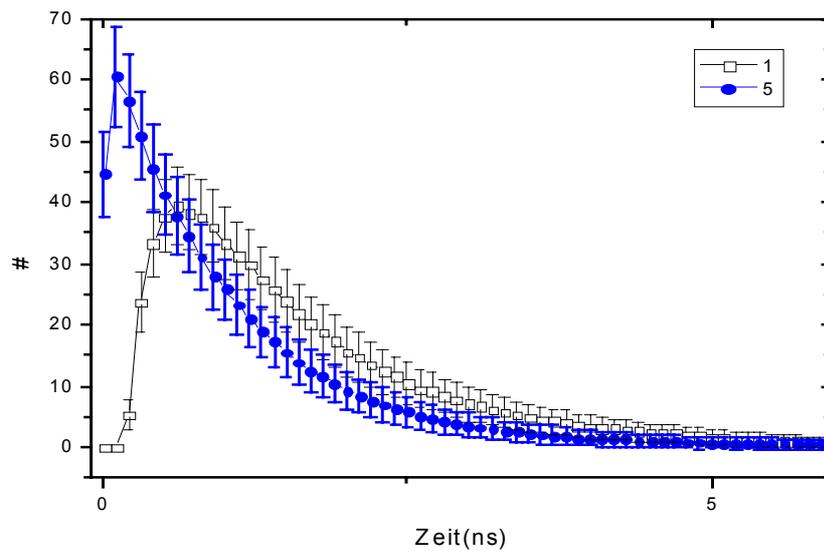


Abb. 16 Simulierte Verteilung von Lichtphotonankunftszeiten am Photomultiplier-Eintrittsfenster für die „Look-Up“ Tabelle in Bin-1 und Bin-5 entsprechend Abb. 13 (Simuliert wurde eine Energiedeposition von $500 \cdot 0.662 \text{ MeV}$).

2.9 Simulation mit hoher Ereignisstatistik

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Simulation großer Mengen von Gamma-Konversionen gezeigt. Die resultierenden Verteilungen mit den entsprechenden Fluktuationen sind unten dargestellt. Im Vergleich zu der Simulation für die Look-up Tabelle, wo die Verteilungen für das an der unteren Seite des Kristalls ankommende Licht gezeigt waren, sind hier die Verteilungen für das aus dem Kristall austretende und am Photomultiplier registrierte Licht dargestellt unter Berücksichtigung von Reflektion und Transmission an der Grenze Kristall-Photomultiplier.

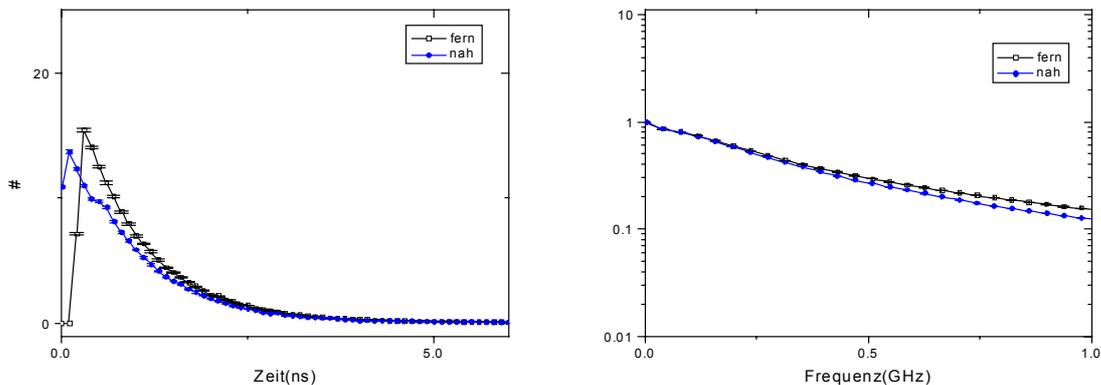


Abb. 17 Verteilung des an der PM-Photokathode ankommenden Lichtes gemittelt über 1000 Gamma-Konversionen. Resultate in zwei Z-Bins von je 1cm am PM-nahen bzw. -fernen Kristallende (links im Zeitbereich, rechts im Frequenzbereich).

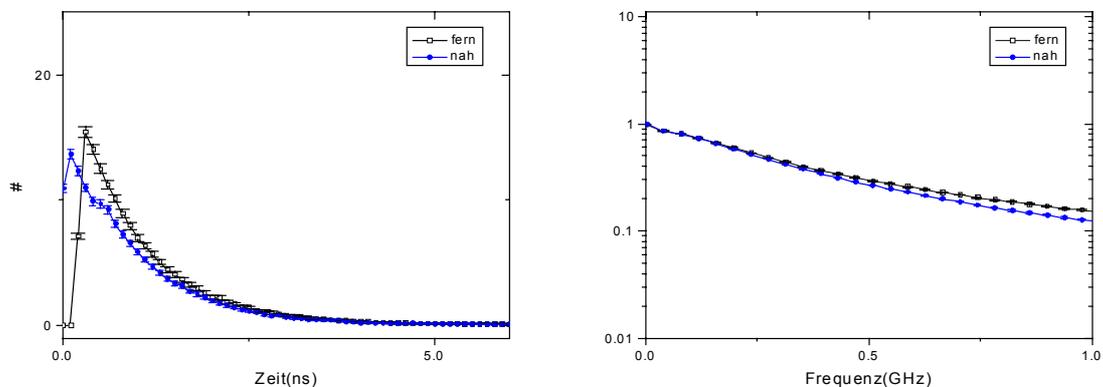


Abb. 18 Verteilung des an der PM-Photokathode ankommenden Lichtes gemittelt über 100 Gamma-Konversionen. Resultate in zwei Z-Bins von je 1cm am PM-nahen bzw. -fernen Kristallende (links im Zeitbereich, rechts im Frequenzbereich).

Abb. 17-Abb. 20 zeigen die Ergebnisse der Simulation für die Lichtverteilung im Kristall für den Fall, dass man nur das an der PM-Seite des Kristalls ankommende Licht betrachtet. Das entspricht der Situation, dass ein idealer Detektor, d.h. ein Detektor mit einer 100% Quanteneffizienz(QE) und einer unendlich scharfen Zeitauflösung, benutzt wird. Das wurde für die Mittelung über vier verschiedene Anzahlen von Röntgenphotonkonversionen simuliert, nämlich $N_{evt} = 1000(100,10,1)$. Die Signale werden im Zeit- und Frequenzbereich dargestellt. Für den Fall einer Mittelung über $N_{evt} = 1000(100,10)$ kann man Signale von PM-nahen und PM-fernen Ereignissen im Frequenzbereich von ca. 300MHz bis 1000MHz signifikant unterscheiden.

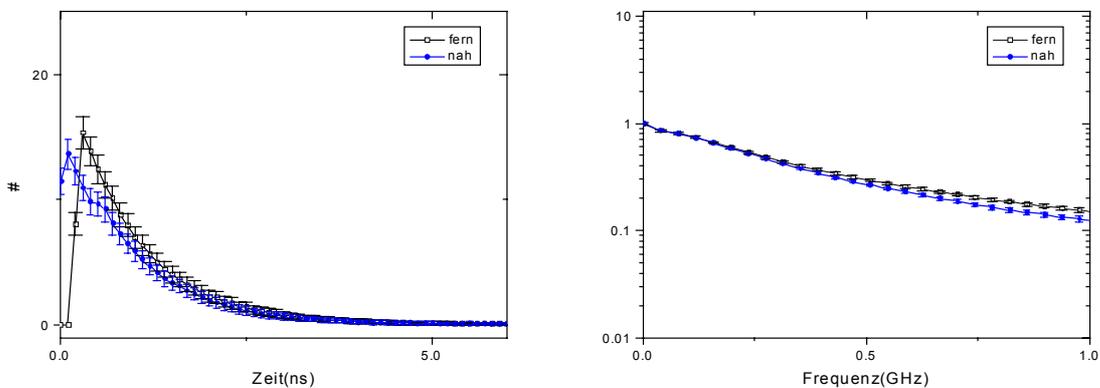


Abb. 19 Verteilung des an der PM-Photokathode ankommenden Lichtes gemittelt über 10 Gamma-Konversionen. Resultate in zwei Z-Bins von je 1cm am PM-nahen bzw. -fernen Kristallende (links im Zeitbereich, rechts im Frequenzbereich).

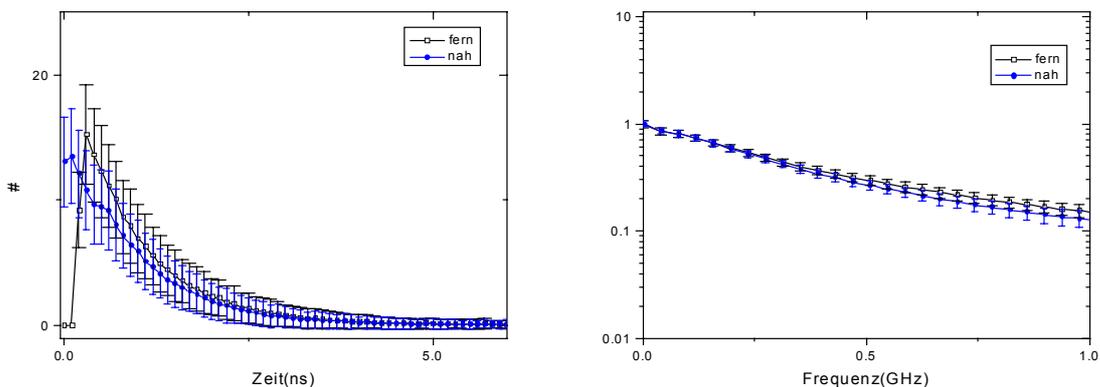


Abb. 20 Verteilung des an der PM-Photokathode ankommenden Lichtes für einzelne Röntgenphotonen. Resultate in zwei Z-Bins von je 1cm am PM-nahen bzw. -fernen Kristallende (links im Zeitbereich, rechts im Frequenzbereich).

Für die Differenzuntersuchung wurde eine optimale Frequenz, bei der der Unterschied der Spektren möglichst groß ist, ausgesucht und die Unterschiede mit der Quantenfluktuation für eine verschiedene Anzahl der Röntgenphotonen dargestellt. Man erkennt aus Abb. 21, dass man die Signale erst bei der $N_{evt} = 10$ unterscheiden kann.

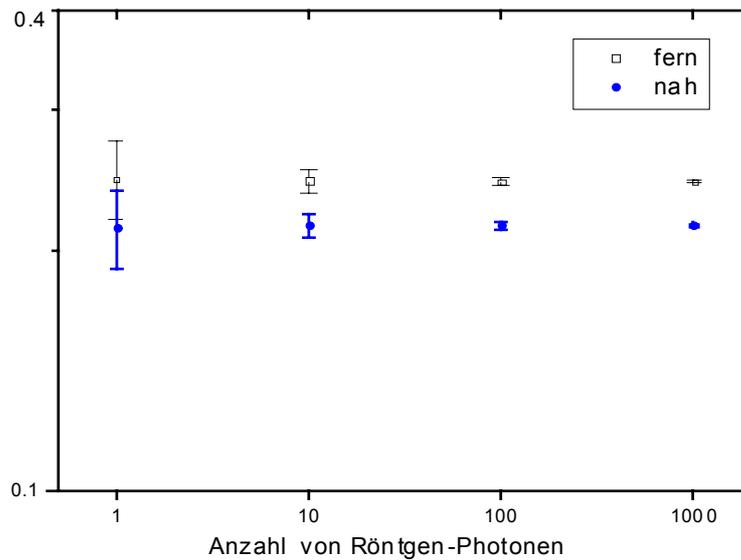


Abb. 21 Wert der Fouriertransformierten für simulierte Signale des an der PM-Photokathode ankommenden Szintillationslichtes bei der optimalen Frequenz von 600MHz.

2.10 Simulation von PM-Ausgangssignalen

Für die Simulation realer Signale am PM-Ausgang muss die zeitabhängige Lichtphotonenverteilung am PM-Eingang mit der Systemfunktion des Photomultipliers gefaltet werden. Für eine Simulation von am PM-Ausgang zu messenden Pulsformen, die direkt mit der in Kap. 3.2 beschriebenen Testmessung verglichen werden können, benötigt man eine reale Systemfunktion des bei der Messung verwendeten Photomultipliers.

2.10.1 Bestimmung der Systemfunktion des PM H6610

Als Photodetektor für den in Kap. 3.1.2 diskutierten Messaufbau wurde ein System H6610 von Hamamatsu ausgewählt. Er besteht aus einem Photomultiplier R5320, dem Spannungsteiler und der magnetischen Abschirmung. Dieses System ist in Abb. 22 dargestellt.

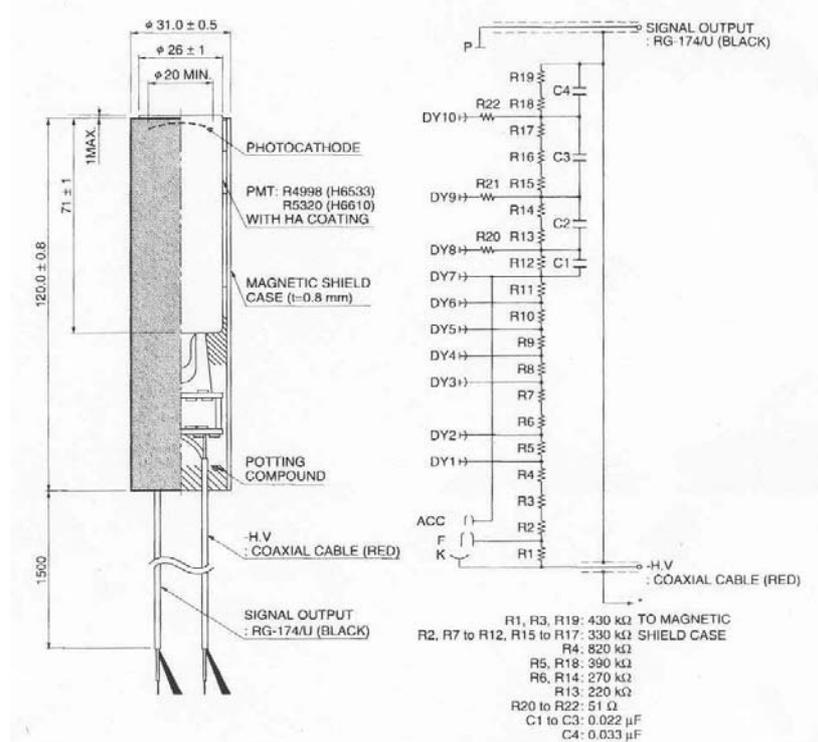


Abb. 22 Photomultipliersystem H6610[11]. Ansicht und die Spannungsteiler.

Die Photokathode wurde auf negative Spannung gelegt. Nach den Angaben des Herstellers, darf die maximale Spannung den Wert von -2.3kV nicht überschreiten. Es steht ein Signal- ausgang für die Anode zur Verfügung. Als Signalleiter wird ein RG-174U-Kabeltyp benutzt,

der eine Wellenimpedanz von 50Ω hat. Die Dynodenkette ist von „Linear-focused type“ und besteht aus zehn Dynoden. Dieser Typ besitzt eine äußerst schnelle Antwortzeit und wird deshalb eingesetzt, wenn hohe Zeitauflösung und die Pulslinearität notwendig ist. Es wurde auch darauf geachtet, dass das Eintrittsfenster des Photomultipliers für UV-Licht eine gute Transparenz hat. Deshalb wurde der Photomultiplier mit einem Eintrittsfenster aus synthetischem Quarzglas ausgewählt. Die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode liegt im Wellenbereich von 160-650nm und eignet sich gut für den Nachweis des Szintillationslichtes eines BaF₂-Kristalls. Aus der Kurve ergibt sich eine Quantenausbeute im UV-Bereich, die bei circa 10-15% liegt.

Dieser Photomultiplier zeigt sehr niedrige Schwankungen der Durchgangszeit, deren Wert bei 160ps liegt, und besitzt eine kurze Anstiegszeit von ca. 700ps, was für Zeitmessungen vorteilhaft ist.

Um die Antwortfunktion zu messen, wurde ein Lasersystem verwendet. Der Laser besteht aus drei Teilen: einem „Innova“ Ion-Argon Pumpenlaser, einem Titan-Saphir Oszillator „Mira 900“ und einem regenerativen Titan-Saphir Laserverstärker. Der Oszillator erzeugt kurze Pulse ($\approx 100ps$) mit einer Wellenlänge von 800nm und im Laserverstärker wird aus dieser Frequenz eine Komponente von 400nm gewonnen, die bei der Messung benutzt wird. Die Energie des Strahles beträgt ca. $1\mu J$ und die mittlere Leistung liegt bei 0.3W.

Bei der Messung mit dem Laser wurde seine Startleistung auf 10mW gesetzt. Die Wellenlänge der Strahlung lag bei 400nm. Diese Frequenz beeinflusst nur die Anzahl der auf der Kathode erzeugten Photoelektronen, was für die Messung der Systemfunktion unerheblich ist. Die Lichtpulse vom Laser hatten eine Pulsbreite von ca. 50ps. Diese Pulsbreite ist hinreichend kurz angesichts der zu erwartenden Breite der Systemfunktion von $\approx 1ns$. Die Wiederholungsfrequenz wird auf bis zu 250kHz erhöht, um die Intensität von Störpulsen zu unterdrücken. Die Strahlung wurde mit Hilfe von verschiedenen Filtern deutlich abgeschwächt ($\approx 10^{-9}$), damit der Photomultiplier in einem Bereich betrieben werden konnte, in dem ein lineares Verhalten gewährleistet ist. Dann wurde der Strahl so fokussiert, dass der erzeugte Lichtfleck gleichmäßig die ganze Fläche des Eintrittsfensters abdeckt.

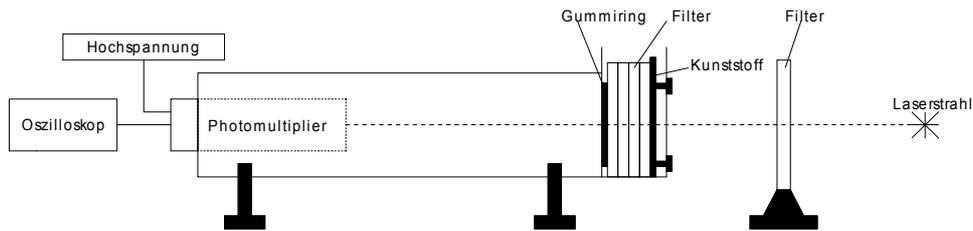


Abb. 23 Testaufbau für die Messung der Systemfunktion des Photomultipliers.

Als Messgerät wurde ein Oszilloskop von LeCroy benutzt. Dieses Gerät hat eine hohe Analogbandbreite von 1.5GHz und tastet Signale mit der Frequenz von 10GS/s ab. Die Daten wurden mit Hilfe eines dafür selbst geschriebenen Programms aufgenommen und durch eine serielle Schnittstelle an einen PC gesendet und abgespeichert. Dann wurden die Daten gemittelt und als endgültige Pulsformen wieder abgespeichert.

Die Messung wurde für verschiedene Hochspannungen und Lichtintensitäten durchgeführt. In allen Messungen zeigte der Photodetektor eine gute Linearität im Antwortverhalten. Abb. 24 stellt die Ereignisse der Messung der Antwortfunktion dar.

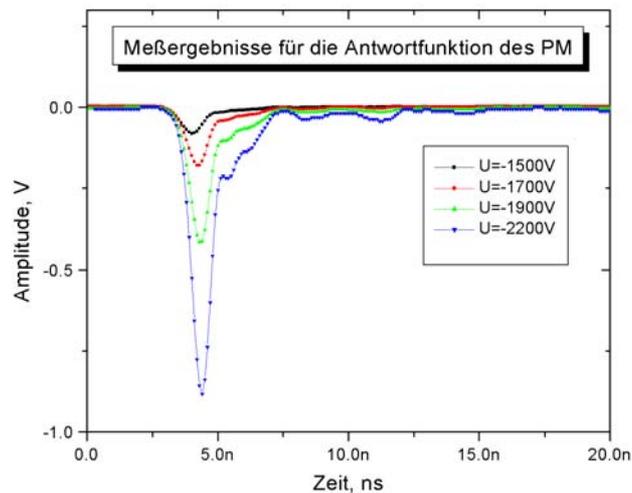


Abb. 24 Gemessene Antwortfunktion des Photomultipliersystems H6610.

2.10.2 Diskussion der MC-Simulationsergebnisse

Im folgenden wurde die Lichtverteilung im Kristall mit Berücksichtigung der gemessenen Systemfunktion des Photomultipliers (s. 2.10.1) simuliert. Hier wurde erst eine glatte Systemfunktion verwendet, d.h. entsprechend einer $QE = 100\%$.

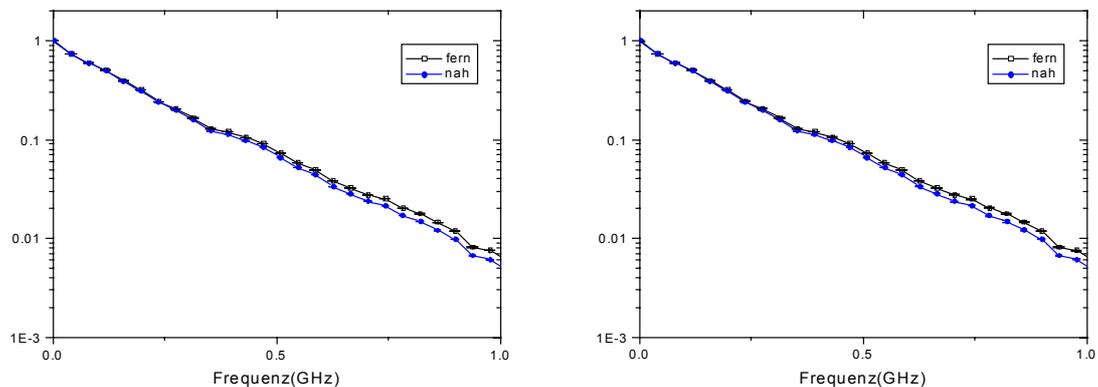


Abb. 25 Fouriertransformierte des Signals am Photomultipliausgang gemittelt über 1000(links) und 100(rechts) Gamma-Konversionen mit Berücksichtigung einer glatten Systemfunktion des Photomultipliers.

In Abb. 25 und Abb. 26 sieht man immer noch deutliche Unterschiede zwischen PM-nahen und -fernen Ereignissen bei $N_{evt} = 1000(100,10)$ im Frequenzbereich von ca. 300MHz bis 1000MHz, aber die Kurven im Vergleich zu den in Abb. 17-Abb. 20 sind viel steiler. Das bedeutet, dass man später bei dem Vergleich mit der Messung darauf achten muss, das Signal von dem Rauschen zu unterscheiden. Denn Abb. 25 und Abb. 26 zeigen, dass zu erwarten ist, dass das Signal schon bei niedrigeren Frequenzen im Rauschen verschwindet als dies im Fall ohne einen Photomultiplier der Fall wäre.

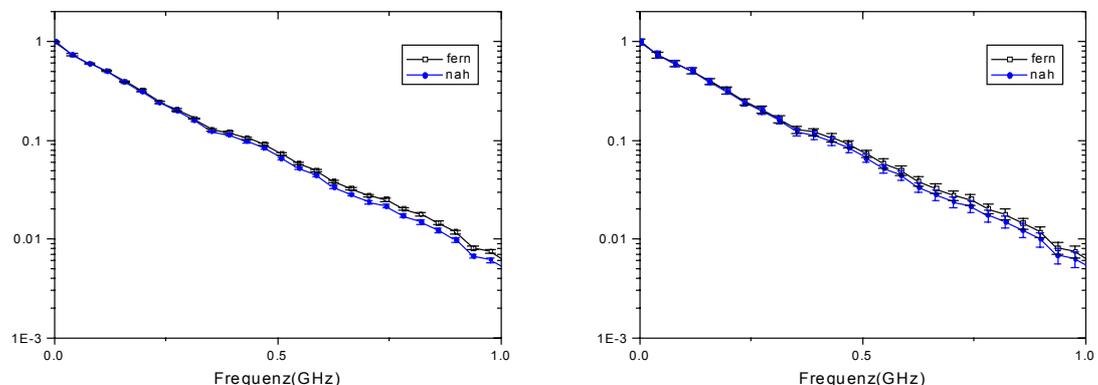


Abb. 26 Fouriertransformierte des Signals am Photomultipliausgang gemittelt über 10(links) und für einzelne Röntgenphotonen(rechts) mit Berücksichtigung einer glatten Systemfunktion des Photomultipliers.

In Abb. 27 ist zu sehen, dass man die Signale für $N_{evt} = 1$ nicht unterscheiden kann.

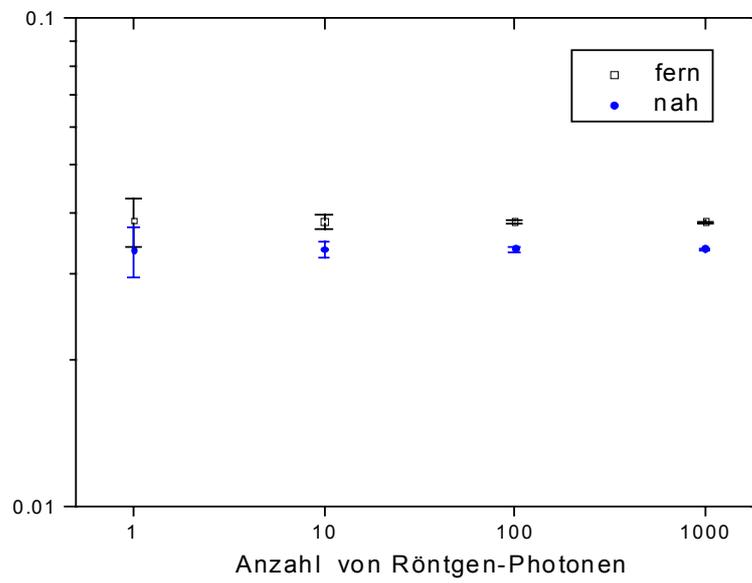


Abb. 27 Wert der Fouriertransformierten für simulierte PM-Signale (d.h. unter Berücksichtigung einer glatten PM-Systemfunktion) bei der optimalen Frequenz von 600MHz.

Abschließend werden Signale unter Berücksichtigung einer realen Systemfunktion simuliert. Abb. 28 - Abb. 29 zeigen die Ergebnisse dieser Simulation für $N_{evt} = 1000(100,10,1)$ im Frequenzbereich. Hier sieht man deutliche Unterschiede zwischen PM-nahen und -fernen Ereignissen bei $N_{evt} = 1000(100)$ im Frequenzbereich von ca. 300MHz bis 1000MHz.

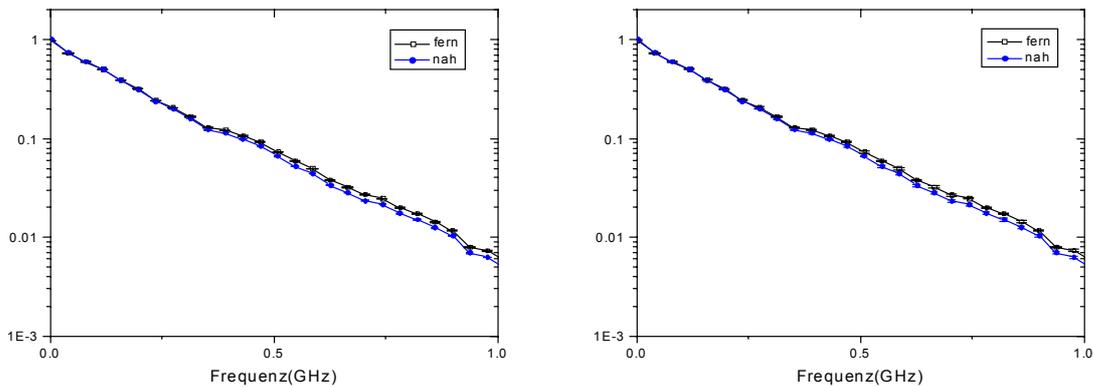


Abb. 28 Fouriertransformierte des Signals am Photomultiplerausgang gemittelt über 1000(links) und 100(rechts) Gamma-Konversionen mit Berücksichtigung einer realen Systemfunktion des PM.

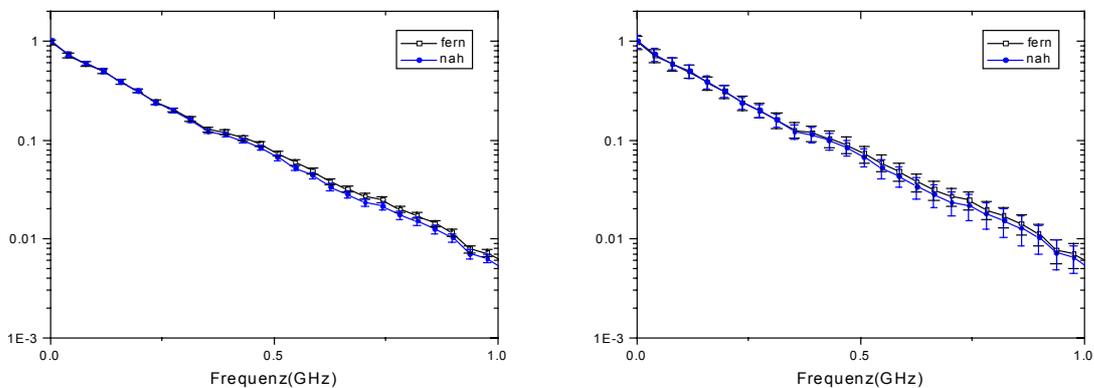


Abb. 29 Fouriertransformierte des Signals am Photomultiplerausgang gemittelt über 10(links) und für einzelne Röntgenphotonen(rechts) mit Berücksichtigung einer realen Systemfunktion des PM.

Bei $N_{evt} = 10$ sind die Unterschiede aufgrund der Fluktuation nicht mehr sichtbar. Dies alles ist wieder in Abb. 30 gut zu erkennen.

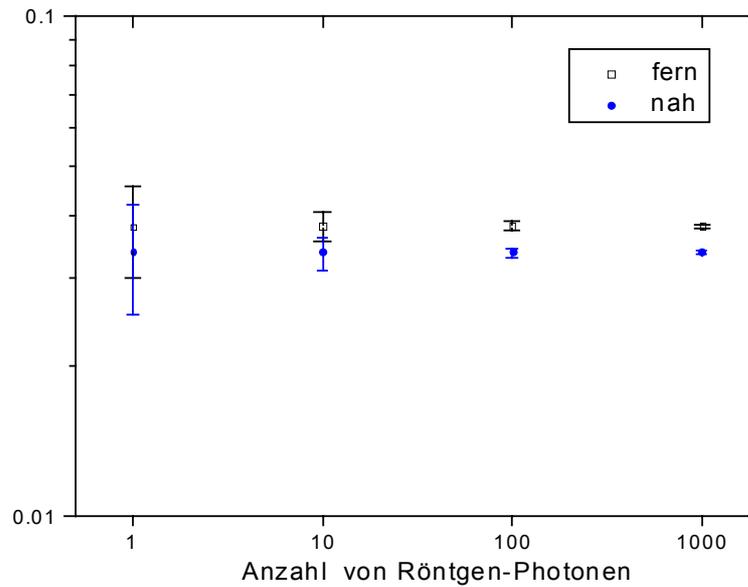


Abb. 30 Wert der Fouriertransformierten für simulierte Signale unter Berücksichtigung der realen PM-Systemfunktion und der Quanteneffizienz der Photokathode bei der optimalen Frequenz von 600MHz.

Das Ergebnis dieser Simulationen ist, dass es im Fall von einzelnen Ereignissen nicht möglich ist, die Signale voneinander zu unterscheiden, wenn man nur Messpunkte in einem schmalen Frequenzband betrachtet. Aus der Extrapolation, die man basierend auf der Monte Carlo Rechnung machen kann, kann man erwarten, dass dies erst bei einer Mittelung über mehr als 10 Ereignisse möglich sein sollte.

In Kapitel 3.3 wird untersucht, ob durch Betrachtung aller oder vieler Messpunkte in den Zeit- oder Frequenzspektren des Signals Informationen über den Konversionsort gewonnen werden können.

3 Experimentelle Untersuchung von Lichteigenschaften in einem BaF₂-Detektor

3.1 Realisierung des Experiments

Um die Simulationsrechnungen zur Abhängigkeit der Signalform von der Entfernung der Röntgenphotonkonversion zum Photomultiplier zu überprüfen, wurde ein dediziertes Experiment aufgebaut. Eine kollimierte Röntgenphotonquelle wird an einen stabförmigen BaF₂-Kristall, dessen Länge dem im Experiment zur Positronlebensdaueremessung verwendeten Kristall entspricht, positioniert. Das Szintillationslicht wird von einem Photomultiplier mit möglichst kurzer Signalanstiegszeit und hohem Zeitauflösungsvermögen an der einen Stirnseite des stabförmigen Kristalls ausgelesen. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wird mithilfe eines Digitaloszilloskops mit hoher Bandbreite und Abtastfrequenz digitalisiert und mit einem PC analysiert. Die einzelnen Komponenten des Aufbaus werden im folgenden näher beschrieben.

3.1.1 Verwendung eines BaF₂-Kristalldetektors

BaF₂ ist ein anorganischer Szintillator, der eine extrem kurze Abklingzeit hat. Er wird vor allem bei Anwendungen eingesetzt, bei denen Zeitauflösungen im Subnanosekundenbereich erforderlich sind. Das Szintillationslicht vom BaF₂-Kristall stammt aus den Szintillationsprozessen mit einer kurzen und einer langen Abklingzeit. Die schnelle Komponente hat eine Abklingzeit von circa 700ps bei einer Wellenlänge von 220nm. Die Abklingzeit der langsamen Komponente liegt bei 630ns bei einer Wellenlänge von 315nm. Abb. 31 zeigt das Emissionspektrum von BaF₂-Kristal für verschiedene Temperaturen. Die Lichtausbeute der langsamen Photonen hängt von der Raumtemperatur ab und nimmt mit fallender Temperatur stark zu.

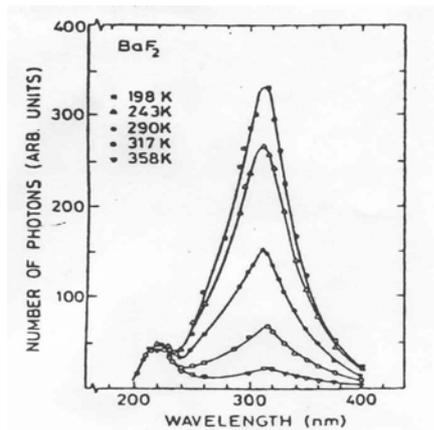


Abb. 31 Emissionsspektrum von BaF₂ für verschiedene Temperaturen, gemessen mit 35keV Röntgenstrahlung[12].

Der zweite wichtige Punkt, der zu beachten ist, ist der, dass die Intensität der schnellen Komponente von der Art der Strahlung abhängt. Für Beta- und Gamma-Strahlung beträgt das Intensitätsverhältnis zwischen schneller und langsamer Emission circa 1:3 bis 1:4, und für Alpha-Teilchen sinkt der Anteil der langsamen Komponente auf 4%. Das bedeutet, dass das Szintillationslicht, das durch Alpha-Teilchen verursacht wird, kaum einen Anteil der schnellen Komponente hat. Dieser Effekt wird zur Teilchendiskriminierung ausgenutzt (s. Abb. 32)[13]. Dies hat für die hier besprochene Anwendung den Vorteil, dass die Messung des schnellen Röntgenphotonsignal nur zu einem geringfügigen Teil von der Eigenaktivität eines BaF₂-Kristalls beeinträchtigt wird, die im wesentlichen einen α -Strahlungshintergrund erzeugt und stark vom Fertigungsprozess abhängt.

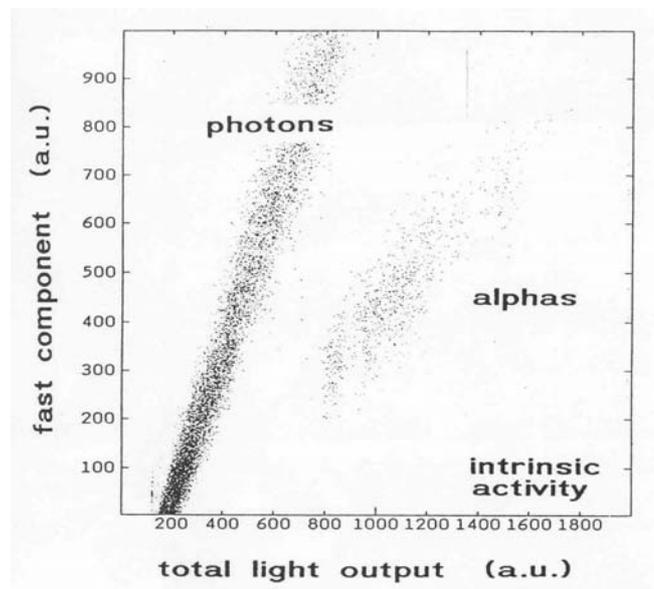


Abb. 32 Trennung von Signalen von Photonen und α -Teilchen basierend auf einer Pulsformanalyse (Trennung von schneller Komponente)[14].

pro 1000cm^3 liegen. Das Spektrum der Eigenaktivität eines BaF_2 -Kristalls ist in Abb. 33 dargestellt.

Daher kann die Absorption des Szintillationslichtes bei den hier verwendeten Dimensionen im gewählten Kristall (Länge von 50mm, Durchmesser von 25.4mm) in guter Näherung vernachlässigt werden. Eine möglichst geringe Eigenaktivität, d.h. geringe Verunreinigung, ist stets wünschenswert, jedoch nicht leicht zu gewährleisten und daher kostspielig. Für den Einsatz in diesem Experiment ist das nicht so kritisch, da die schnelle Komponente von der Eigenaktivität sehr klein ist und zum gesamten Signal nur wenig beiträgt. BaF_2 ist ein problemlos verfügbares, farbloses und nicht hygroskopisches Material mit hoher Dichte, was eine gute Handhabung des Kristalls möglich macht. Da die Lichtausbeute durch Verunreinigungen verringert wird, verlangt die Oberfläche eine sorgfältige Behandlung.

Der Kristall wurde bei der Firma „KORTH KRISTALLE GMBH“ hergestellt.

3.1.2 Der Messaufbau

Der Detektor besteht aus einem BaF₂-Szintillator mit einem Photomultiplier. Der BaF₂-Kristall hat eine zylindrische Form mit einer Höhe von 50mm und einem Durchmesser von 25.4mm. Alle Seiten sind optisch poliert. Da Verunreinigungen stark im UV-Bereich absorbieren, wurde der Kristall allseitig sorgfältig mit Ethanol gesäubert. Als Reflektor für den BaF₂-Szintillator wurde Teflon ausgewählt. Teflon hat extrem hohe Reflektivität im UV-Bereich von 96% bei 220nm[17][18]. Die Seiten des Kristalls wurden mit mehreren Schichten von Teflon umwickelt. An einer der Stirnseiten wurde 25µm Aluminiumfolie als Reflektor benutzt. Da die Folie durch Kriechströme über das Quarzfenster des Photomultipliers und die Kristalloberfläche aufgeladen werden kann, muss sie geerdet werden.

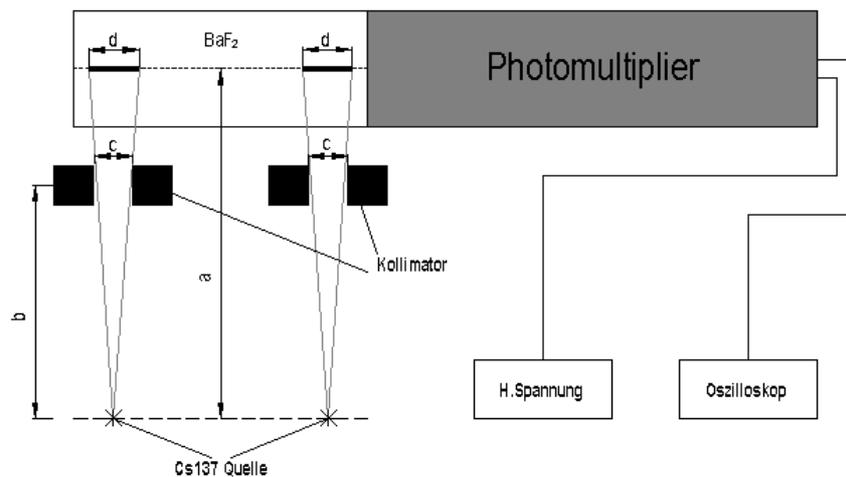


Abb. 34 Messaufbau des Detektors zum Test der Monte Carlo Simulation der Pulsform.

Der 50mm lange Kristall wurde, wie in Abb. 34 gezeigt, an zwei verschiedenen Stellen mit einer kollimierten Quelle bestrahlt. Dabei lag der Bestrahlungsschwerpunkt 4cm bzw. 1cm entfernt von der Stirnseite des Photomultipliers. Als Quelle wurde das Cs137-Isotop verwendet, das Röntgenquanten mit einer Energie von 662keV emittiert. Die Quelle wurde in einem Abstand von 20cm vor dem Kristall positioniert. Da die Röntgenphotonen den Kristall an einem wohldefinierten Ort treffen sollen, um Unterschiede der Signalform untersuchen zu

können, braucht man einen Kollimator. Dieser wurde in einem Abstand von 10cm von der Quelle positioniert. Der Schlitz wurde auf eine Breite von 0.5cm eingestellt, um eine Verschmierung des Konversionsortes auf einen Bereich von 1cm zu begrenzen.

Mithilfe eines MCA („Multi-Channel-Analyser“) und entsprechender Elektronik wurde der Testaufbau getestet und für die generelle Messung vorbereitet. Für die Hauptmessung benötigt man den oben beschriebenen Aufbau, ein Hochspannungsgerät für den Photomultiplier und einen PC mit Software zur Datenaquisition. Das Hochspannungsgerät müsse in der Lage sein, eine Spannung von bis 2.5kV zu liefern. Für das Auslesen und die Auswertung wurden verschieden Programme geschrieben. Als Programmiersprache wurde C und C++ benutzt.

3.2 Messung und Ergebnisse

Nachdem das Messsystem aufgebaut war, wurden verschiedene Messungen durchgeführt und ausgewertet. Abb. 35 und Abb. 36 stellen die Ergebnisse für die Simulation und die entsprechende Messung im Zeit- und Frequenzbereich dar. Die Anzahl der simulierten und gemessenen Röntgenquanten, über die gemittelt wurde, ist $N_{evt} = 1000$.

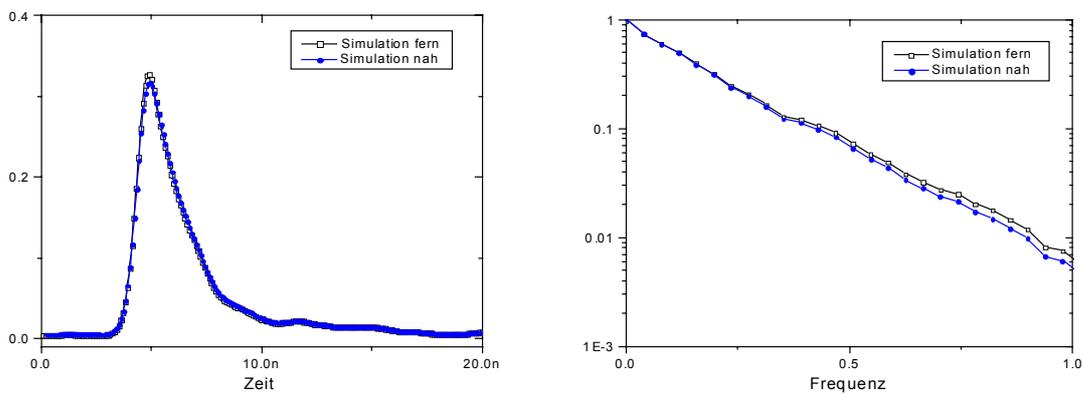


Abb. 35 Simulationsergebnisse mit idealisiertem Photomultiplier mit einer glatten Systemfunktion ohne Fluktuation im Zeitbereich (links) und im Frequenzbereich (rechts) (gemittelt über $N_{evt} = 1000$ Röntgenphotonen).

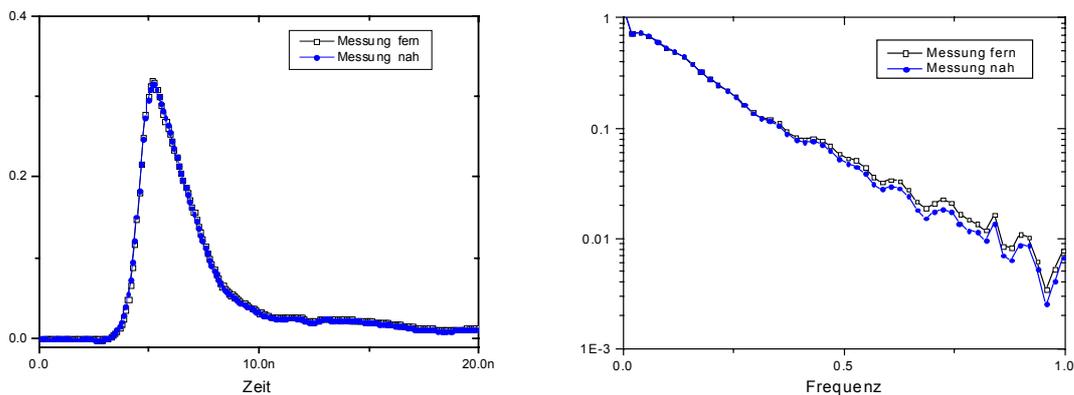


Abb. 36 Messergebnisse im Zeitbereich (links) und im Frequenzbereich (rechts) (gemittelt über $N_{evt} = 1000$ Röntgenphotonen).

Man sieht hier eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo Simulation, d.h. dass das Modell hinreichend realistisch ist. Im Frequenzbereich ist sehr gut zu sehen, dass man die Abhängigkeit der Signalform vom Konversionsort sowohl in der Simulation als auch in der Messung erst ab einer Frequenz von ca. 300MHz sieht. Ab der Frequenz von 800MHz sind die Signale so stark vom Rauschen überlagert, dass man keine Schlussfolgerung aus diesem Teil der Spektren ziehen kann.

Damit werden die Schlussfolgerungen aus den Simulationsrechnungen in Kap.2 bestätigt, nämlich dass die Systemfunktion des Photomultipliers die Bestimmung der Pulsform entscheidend verschlechtert.

Aus den Ergebnissen muss der Schluss gezogen werden, dass bei niederenergetischen Röntgenquanten die Abhängigkeit der Pulsform vom Konversionsort nur bei Mittelung über viele Gammas erkennbar ist. Es bleibt zu untersuchen, bei welchem minimalen N_{evt} der Unterschied in der Pulsform zu sehen ist.

Abb. 37 und Abb. 38 zeigen Ergebnisse dieser Untersuchung.

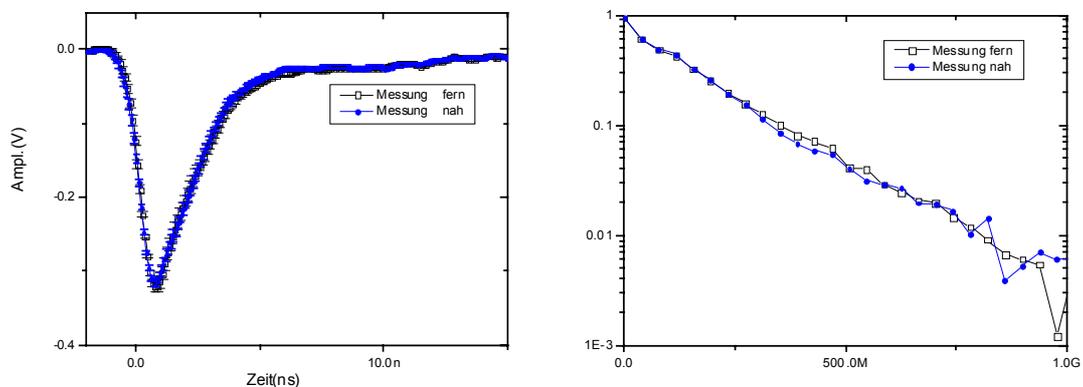


Abb. 37 Messergebnisse nach der Mittelung bei einer Anzahl N_{evt} von 50 (Zeitbereich(links) und Fourierbereich(rechts)).

Im Frequenzbereich sieht man deutlich, dass es Unterschiede zwischen Signalen für den Konversionsort fern und nah von dem Photomultiplier gibt. Hier muss man sagen, dass es bei der Messung zusätzliche Fluktuationen gibt, die bei der Simulation nicht berücksichtigt werden konnten (z.B. in der Elektronik, in der Messung von Systemfunktion des Photomultipliers usw.). Abb. 38 zeigt das Ergebnis der Auswertung von Daten, in der Ereignisse für Gamma-konversionen fern und nah vom Photomultiplier für drei verschiedene Gruppen mit je 50 Ereignissen, d.h. einfallenden Röntgenquanten, dargestellt sind. Auf der linken Seite wurde der

gesamte Spektralbereich von 0 bis 1GHz und auf der rechten Seite der Ausschnitt von 250MHz bis 750MHz dargestellt.

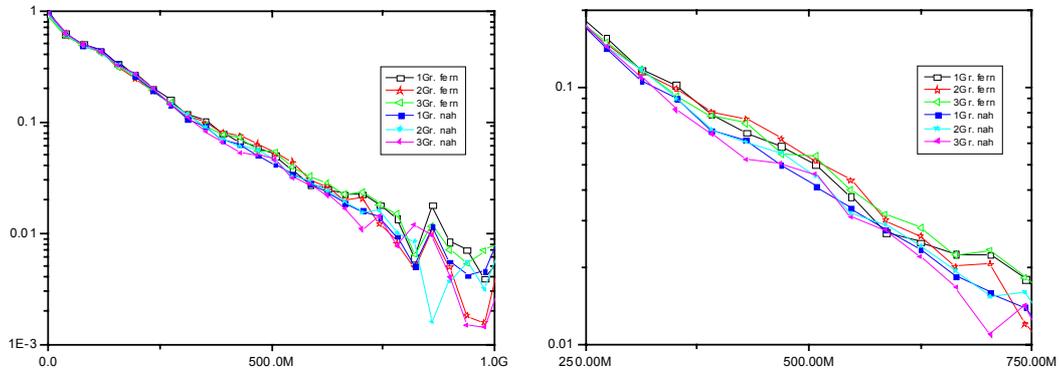


Abb. 38 Vergleich der Signale, die bei dem Konversionsort fern vom PM entstehen, von den, die den Konversionsort nah vom PM haben. Vergleich von drei Gruppen aus je 50 Energiedeponierungen.

In allen drei Fällen unterscheiden sich die Pulsformen für den Konversionsort fern und nah vom Photomultiplier und zwar im Bereich von 300MHz bis 700MHz.

3.3 Grenzen der Bestimmbarkeit des Konversionsorts im Kristall

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass die Pulsform im Prinzip vom Konversionsort abhängig ist, dass aber dieser Unterschied von starken Fluktuationen überdeckt ist, wenn man nicht über viele Ereignisse mittelt. Im Kapitel 2.9 wurde zunächst der Unterschied der Pulsform bei einer Frequenz(600MHz) betrachtet, bei der der Unterschied besonders groß war. Nunmehr sollen mehr als nur ein relevanter Messwert zum Vergleich miteinbezogen werden. Gleichzeitig soll aus dem Vergleich eine statistische quantifizierte Aussage gemacht werden, wie signifikant eine Unterscheidung des Konversionsorts sein kann, wenn nur Einzelereignisse betrachtet werden. Diese Quantifizierung erfolgt über einen statistischen Hypothesentest.

Sei x der untersuchte unbekannt Parameter. Nach der sog. „Nullhypothese“ ist x gemäß einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion(*pdf*) $f_0(x|H_0)$ verteilt. Die *pdf* für x unter der Annahme einer „Alternativhypothese“ H_1 sei $f_1(x|H_1)$. Durch die Vorgabe eines Signifikanzniveaus α ($\alpha < 100\%$) wird ein kritischer Bereich bestimmt. Wenn der aufgrund einer Stichprobe ermittelte Wert x_s (Schätzwert für x) in diesem kritischen Bereich liegt, muss die H_0 abgelehnt werden, andernfalls wird H_0 nicht abgelehnt.

In dem folgenden Bild wird dies graphisch erläutert. Dabei werden in diesem Hypothesentest zwei Fehlertypen diskutiert. Im ersten Fall wird die wahre Nullhypothese fälschlicherweise abgelehnt, weil der Wert der Testvariablen im kritischen Bereich liegt. Die Irrtumswahrscheinlichkeit ist gleich α . Im anderen Fall kann die an sich falsche Nullhypothese nicht abgelehnt werden aufgrund des Nichtzutreffens des kritischen Bereiches und β wird als die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, eine falsche Nullhypothese abzulehnen. Daher ist $1 - \beta$ die Wahrscheinlichkeit, dass die an sich falsche Nullhypothese nicht abgelehnt werden kann.

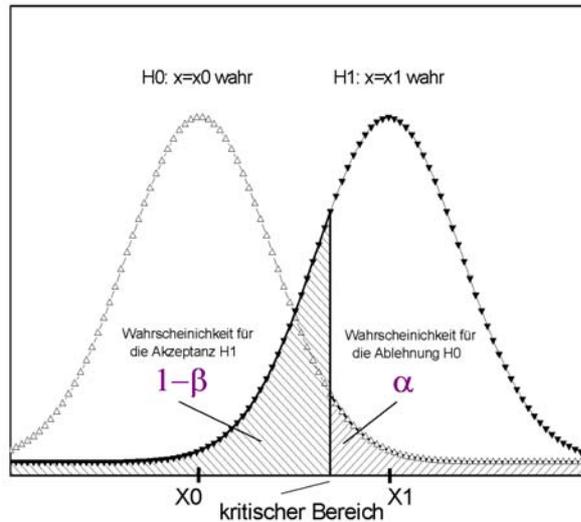


Abb. 39 Signifikanztest für unbekannten Parameter \bar{X} .

Bei der hier diskutierten Anwendung ist, wie im folgenden gezeigt wird, der zu testende Parameter annähernd Gauß-verteilt.

Signalanalyse im Spektralbereich

Das Spektrum eines Einzelpulses $s_p(t)$, welcher bei korrekt gewählter Abtastfrequenz entsprechend des Abtasttheorems durch seine Abtastwerte $s_p(nT)=s_p(t=nT)$ vollständig beschrieben wird ist bei einer FFT („Fast Fourier Transform“-Bestimmung gegeben durch:

$$S_p(m) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} s_p(n) \cdot \exp\left[-j2\pi \frac{nm}{N}\right] \quad (3-1)$$

Hierbei kennzeichnet N die Länge des Signaldatensatzes (typischerweise eine Zweierpotenz), m ($m \in [0, N-1]$) ist die laufende Nummer der Stützstelle im Frequenzbereich und kennzeichnet die diskrete Frequenz:

$$f_m = m \cdot \frac{1}{T \cdot N} \quad (3-2)$$

wobei T die gewählte Abtastzeit darstellt. Aufgrund der Periodizität des Spektrums:

$$S_p(m) = S_p(m \pm kN) \quad k = 0,1,2,3,\dots \quad (3-3)$$

ist zu beachten, dass die Stützstellen $m > N/2$ negative Frequenzen darstellen.

Das zu analysierende Gesamtsignal kann in guter Näherung durch einen mit der Einzelpulsform gefilterten Poisson-Prozess[19] beschrieben werden: Jedes mit einer statistisch verteilten Ankunftszeit versehene Photon erzeugt einen Einzelpuls, die Überlagerung der Spektren aller erzeugten Einzelpulse nimmt nach Aussage des Zentralen Grenzwertsatzes schnell die Form einer Gaußverteilung für Real- und Imaginärteil des Signalspektrums $S(m)$ an, welches folgende Eigenschaften[20] besitzt:

$$\begin{aligned} E\{\operatorname{Re}\{S(m)\}\} &= E\{\operatorname{Im}\{S(m)\}\} = 0 \\ E\{\operatorname{Re}\{S(m)\} \cdot \operatorname{Im}\{S(m)\}\} &= 0 \\ E\{\operatorname{Im}^2\{S(m)\}\} &= E\{\operatorname{Re}^2\{S(m)\}\} = s^2(m) \end{aligned} \quad (3-4)$$

Realteil $\operatorname{Re}\{S(m)\}$ und Imaginärteil $\operatorname{Im}\{S(m)\}$ des Spektrums sind unkorreliert, aufgrund der Gaußverteiltetheit sogar unabhängig[21]. Zudem kann man zeigen, dass bei genügend groß gewählter Transformationslänge N , die Spektralwerte an disjunkten Stützstellen asymptotisch unkorreliert sind, d.h.

$$E\{S(m) \cdot S(j)^*\} = |S(m)|^2 \cdot \delta(m, j) = 2 \cdot s(m)^2 \cdot \delta(m, j) \quad (3-5)$$

Verteilungsdichte des Amplituden- und Phasenpektrums

Das Amplitudenspektrum des Signals wird gewonnen durch Betragsbildung:

$$A(m) = |S(m)| = \sqrt{\operatorname{Re}^2\{S(m)\} + \operatorname{Im}^2\{S(m)\}} \quad (3-6)$$

Die Verteilungsdichtefunktion der Spektralamplitude nimmt Rayleighform an und ist gegeben durch:

$$f_{A(m)}(a) = \frac{a}{s^2(m)} \cdot \exp\left[-\frac{a^2}{2s^2(m)}\right] \quad a \geq 0 \quad (3-7)$$

Für die ersten beiden Momente erhält man:

$$\begin{aligned}
 E\{A(m)\} &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot s(m) \\
 E\{A^2(m)\} &= 2s^2(m) \\
 Var\{A(m)\} &= E\{[A(m) - E\{A(m)\}]^2\} = \left(2 - \frac{\pi}{2}\right) \cdot s^2(m)
 \end{aligned}
 \tag{3-8}$$

Das Verhältnis von Varianz zu quadriertem Erwartungswert ist unabhängig vom Spektralwert selbst und gegeben durch:

$$\frac{Var\{A(m)\}}{E\{A(m)\}^2} = \frac{\left(2 - \frac{\pi}{2}\right)}{\frac{\pi}{2}} = \frac{4}{\pi} - 1,
 \tag{3-9}$$

so dass man von einem multiplikativen Störphänomen sprechen kann: je größer der Erwartungswert des Spektralwertes, desto stärker streuen die einzelnen Musterwerte um diesen Erwartungswert. Die Rayleigh-Verteilungsdichtefunktion für verschiedene Werte von s ist in Abb. 40 dargestellt.

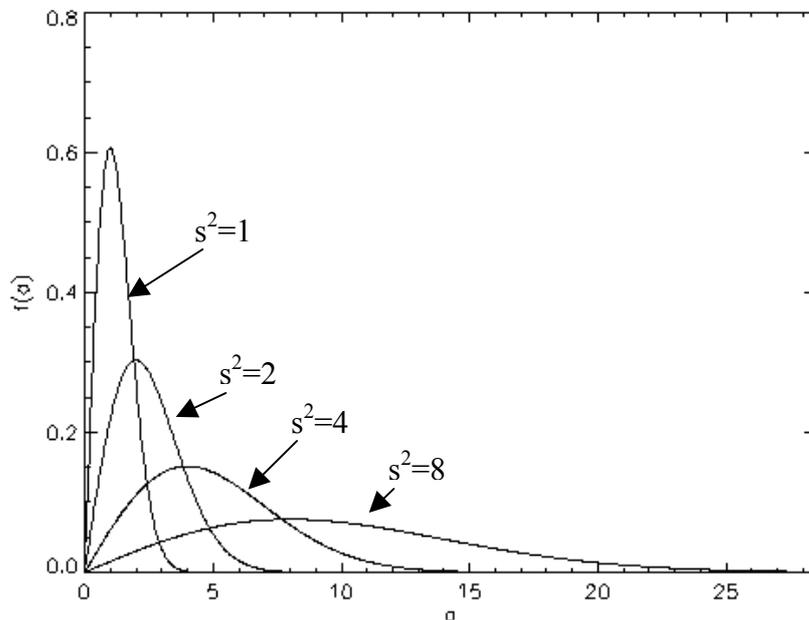


Abb. 40 Rayleigh-Verteilungsdichtefunktion für verschiedene Werte von s .

Das Phasenspektrum $\varphi(m) = \arctan\left\{\frac{\text{Im}\{S(m)\}}{\text{Re}\{S(m)\}}\right\}$ ist unter den gleichen Annahmen gleichverteilt im Intervall $[-\pi, \pi)$ und gegeben durch:

$$f_{\varphi(m)}(\phi) = \frac{1}{2\pi} \cdot \text{rect}\left[\frac{\phi}{2\pi}\right] \quad (3-10)$$

und liefert somit keinerlei auswertbare Information.

Betrachtung der Differenz unabhängiger Rayleigh-verteilter Amplitudenwerte

Die Differenz der Amplituden zweier Rayleigh-verteilter unabhängiger Zufallsvariablen, die unter unterschiedlichen Hypothesen H_0 und H_1 entstehen, wird beschrieben durch:

$$\Delta(m) = A_{/H_1}(m) - A_{/H_0}(m) \quad (3-11)$$

Die Verteilungsdichte dieser Differenz wird durch das Faltungsprodukt[22]:

$$\begin{aligned} f_{\Delta(m)}(\delta) &= f_{A(m)/H_1}(\delta) * f_{A(m)/H_0}(-\delta) \\ &= \left[\frac{\delta}{s_{H_1}^2(m)} \cdot \exp\left[-\frac{\delta^2}{2s_{H_1}^2(m)}\right] \cdot \varepsilon(\delta) \right] * \left[\frac{-\delta}{s_{H_0}^2(m)} \cdot \exp\left[-\frac{\delta^2}{2s_{H_0}^2(m)}\right] \cdot \varepsilon(-\delta) \right] \end{aligned} \quad (3-12)$$

beschrieben. Hierin kennzeichnet:

$$\varepsilon(\delta) = \begin{cases} 1 & \delta \geq 0 \\ \text{für} & \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3-13)$$

in Kurzschreibweise den Definitionsbereich der jeweiligen Funktion. Die Verteilungsdichte der Differenzen identisch verteilter aber unabhängiger Zufallsvariablen weist symmetrische Form auf und ist für verschiedene Varianzen s^2 in Abb. 41 dargestellt.

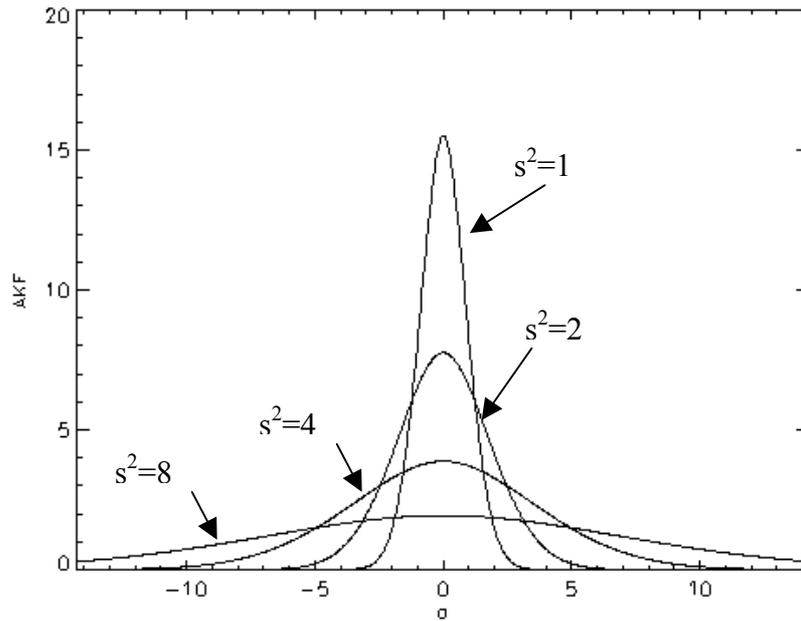


Abb. 41 Differenzen identisch verteilter aber unabhängiger Zufallsvariablen für verschiedene Varianzen s^2 .

Man erkennt, dass in diesem Fall die Verteilungsdichte in guter Näherung durch eine Gauß-Verteilung genähert werden kann. Dieser Eindruck ändert sich, wenn man die Differenzen zweier Rayleigh-verteilter Zufallsvariablen mit nicht identischen Varianzen betrachtet. Dieser Fall ist in Abb. 42 dargestellt. Betrachtet wurde die Verteilungsdichte der Differenz:

$$\begin{aligned}
 \Delta_{1,8} &= A_{|s^2=1} - A_{|s^2=8} \\
 \Delta_{1,2} &= A_{|s^2=1} - A_{|s^2=2} \\
 \Delta_{1,4} &= A_{|s^2=1} - A_{|s^2=4}
 \end{aligned}
 \tag{3-14}$$

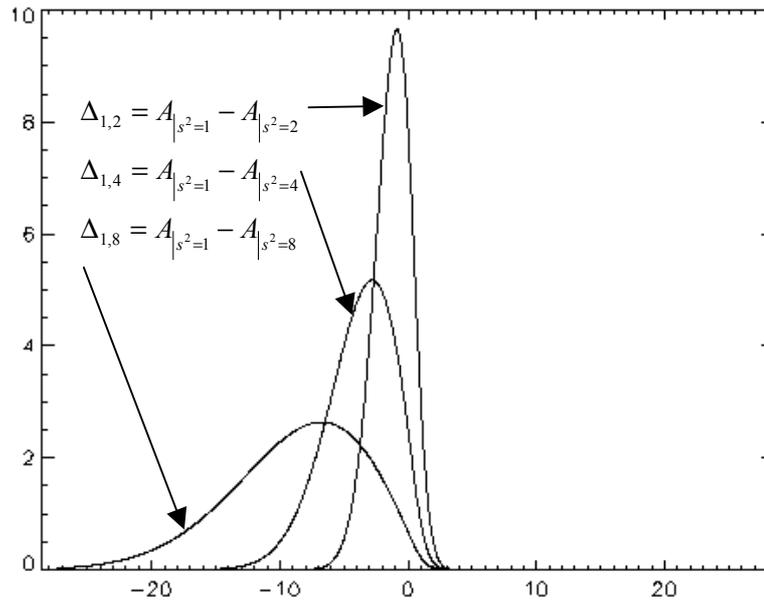


Abb. 42 Differenzen zweier Rayleigh-verteilter Zufallsvariablen mit nicht identischen Varianzen.

Man erkennt deutlich, dass in diesem Fall die Annahme einer Gauß-verteilter Differenz nur eine Näherung darstellt, die die reale Verteilungsdichtefunktion umso besser approximiert, je weniger sich die Varianzen, bzw. Erwartungswerte der Zufallsvariablen unterscheiden.

In dem hier zu betrachtenden Fall trifft die Annahme, dass die Zufallsvariablen Gauß-verteilt mit nahezu gleichen Varianzen sind, zu. Deshalb ist die Annahme einer Gauß-verteilter Differenz gerechtfertigt.

Univariate Test

Als Startbasis für diesen Test dienen, wie oben erläutert, Fourierspektren von gemessenen einzelnen Signalen. Da man hier den Unterschied von zwei Signalen, die einem Konversionsort fern bzw. nah am Photomultiplier entsprechen, untersucht, wird hier die Differenz

$X_{ij} = \frac{S_{fern_{ij}} - S_{nah_{ij}}}{(S_{fern_{ij}} + S_{nah_{ij}})/2}$ eingeführt. $S_{fern_{ij}}$ bzw. $S_{nah_{ij}}$ sind Messwerte für das Signal, das sei-

nen Konversionsort fern bzw. nah am Photomultiplier mit den dazugehörigen Varianzen $\sigma_{fern_{ij}}^2, \sigma_{nah_{ij}}^2$ hat. Diese Varianzen wurden aus Monte Carlo Simulation vieler Ereignisse bestimmt. X_{ij} ist die Differenz bei dem i -ten Frequenzwert ($i=1, N_i$) des j -ten untersuchten Signals. Die Varianz dieser Differenz σ_{ij}^2 wird aus $\sigma_{fern_{ij}}^2$ und $\sigma_{nah_{ij}}^2$ nach dem Fortpflanzungsge-

setz berechnet. Als Testvariable $diff_j$ wird der Mittelwert $\overline{X_{ij}}$ beim j -ten Ereignis benutzt. Das entspricht dem Fitten einer Konstante und wird nach der Formel(3-15) berechnet.

$$diff_j = \langle x \rangle_j = \frac{\sum_{i=1}^{N_i} (X_{ij} / \sigma_{ij}^2)}{\sum_{i=1}^{N_i} (1 / \sigma_{ij}^2)} \quad (3-15)$$

Die Differenz $diff_j$ ist in guter Näherung Gauß-verteilt, wobei die Breite dieser Gauß-Verteilung empirisch bestimmt worden ist aus der Verteilung der Werte für $diff_{j=1}$ für viele (~ 1000) Einzelereignisse. Die Testvariable $diff_j$ hängt also nicht nur von dem Wert der Fourierspektren bei einer bestimmten Frequenz ab, sondern es werden N_i Werte der jeweiligen Spektren betrachtet und somit wird der Gesamtverlauf der Fourierspektren in einem Frequenzbereich von 300MHz bis 800MHz für den Hypothesentest berücksichtigt.

Die Nullhypothese H_0 besagt, dass das Signal von einem Konversionsort fern vom Photomultiplier sich von dem Signal vom Konversionsort nahe am Photomultiplier unterscheidet. Die alternative Hypothese lautet: H_1 - Signal von dem Konversionsort fern vom Photomultiplier von dem Signal von Konversionsort nahe am Photomultiplier ist nicht zu unterscheiden. In Abb. 43 sind die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Testvariable $\overline{X_{ij}}$ für H_0 und H_1 dargestellt, wobei $j=1$, d.h. ein einzelnes Ereignis betrachtet wird.

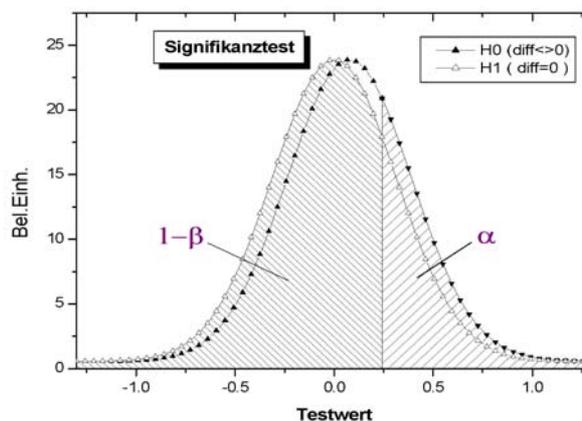


Abb. 43 Signifikanztest der Hypothesen H_0 und H_1 .

Hier ist α die Wahrscheinlichkeit, dass die an sich wahre H_0 -Hypothese abgelehnt wird, obwohl sie richtig ist, d.h., dass man den Konversionsort des Gammaquants nicht zuordnen kann, obgleich ein Unterschied der Signalform besteht. Dieser Wert ist mit $\alpha = 36\%$ recht hoch. Andererseits ist die Wahrscheinlichkeit $(1 - \beta)$ dafür, dass die an sich falsche Hypothese H_0 der Unterscheidbarkeit des Konversionsortes in dem Kristall nicht abgelehnt wird (Fehler 2. Art beim Hypothesentest) mit 72% ziemlich hoch. Das bedeutet, dass die Aussagekraft eines solchen Tests („Power“), ob das Gammaquant im PM-nahen oder PM-fernen Ort im Kristall konvertiert ist, auf der Basis von Einzelereignissen mit 28% niedrig ist. Bei einer Mittelung über mehrere Ereignisse ($j > 1$) werden die Verteilungen schmaler ($\sigma_{ij} \sim \frac{\sigma_{i1}}{\sqrt{n}}$) und die Aussagekraft wird erhöht.

Auf dem Bild dieser Entnahme einer Zufallsstichprobe erkennt man, dass die Wahrscheinlichkeit, dass man den Konversionsort nicht unterscheiden kann, obwohl es einen Signalunterschied gibt, $\alpha = 36\%$ ist. Die Wahrscheinlichkeit der Akzeptanz dieser Stichprobe ist $1 - \beta = 72\%$, obwohl sie falsch ist.

Multivariate Entscheidungstests

Ein anderer denkbarer Ansatz wäre die Verwendung eines multivariaten Entscheidungsansatzes, der den Vektor von Spektralwerten im Bereich zwischen 300 MHz und 800 MHz betrachtet.

Als Ausblick und Anreiz für weiterführende Untersuchungen soll dieser Ansatz kurz umrissen werden. Dazu fassen wir die Spektralwerte $A(k), A(k+1), A(k+2), \dots, A(k+M-1)$ an M Stützstellen $f_k, f_{k+1}, f_{k+2}, \dots, f_{k+M-1}$ im kritischen Bereich zwischen 300 MHz und 800 MHz unter den beiden zur Auswahl stehenden Hypothesen H_0 und H_1 zu vektoriellen Zufallsvariablen zusammen und schreiben:

$$\underline{A}_{|H_0} = \begin{bmatrix} A_{|H_0}(k) \\ A_{|H_0}(k+1) \\ A_{|H_0}(k+2) \\ A_{|H_0}(k+3) \\ \vdots \\ A_{|H_0}(k+M-1) \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \underline{A}_{|H_1} = \begin{bmatrix} A_{|H_1}(k) \\ A_{|H_1}(k+1) \\ A_{|H_1}(k+2) \\ A_{|H_1}(k+3) \\ \vdots \\ A_{|H_1}(k+M-1) \end{bmatrix} \quad (3-16)$$

Die multivariaten Verteilungsdichtefunktionen beider Spektralvektoren faktorisieren sich aufgrund der asymptotischen Unabhängigkeit der Spektralwerte und sind dann gegeben durch:

$$f_{\underline{A}_{|H_0}}(\underline{a}) = \prod_{i=k}^{k+M-1} f_{A_{|H_0}(i)}(a_i)$$

bzw.:

$$f_{\underline{A}_{|H_1}}(\underline{a}) = \prod_{i=k}^{k+M-1} f_{A_{|H_1}(i)}(a_i) \quad (3-17)$$

Der Variablenvektor \underline{a} ist gegeben durch:

$$\underline{a}^T = [a_k, a_{k+1}, a_{k+2}, \dots, a_{k+M-1}] \quad (3-18)$$

Einsetzen der Verteilungsdichte nach (3-7) liefert:

$$f_{\underline{A}_{|H_0}}(\underline{a}) = \prod_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i}{s_{|H_0}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_0}^2(i)}\right]$$

bzw.:

$$f_{\underline{A}_{|H_1}}(\underline{a}) = \prod_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i}{s_{|H_1}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_1}^2(i)}\right] \quad (3-19)$$

Das Verhältnis der Verteilungsdichten, das sogenannte likelihood ratio ist gegeben durch[23][24]:

$$t(\underline{a}) = \frac{f_{\underline{A}|H_0}(\underline{a})}{f_{\underline{A}|H_1}(\underline{a})} = \frac{\prod_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i}{s_{|H_0}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_0}^2(i)}\right]}{\prod_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i}{s_{|H_1}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_1}^2(i)}\right]} \quad (3-20)$$

Als Entscheidungskriterium zur Auswahl der Hypothesen H_0 und H_1 wird die Regel:

$$\begin{array}{c} H_0 \\ > \\ t(\underline{a}) \\ < \\ H_1 \end{array} \eta \quad (3-21)$$

verwendet.

Man entscheidet sich für die Hypothese H_0 , wenn das Likelihoodverhältnis eine vorgegebene Schwelle überschreitet und für die Hypothese H_1 , wenn die Schwelle unterschritten wird. Das logarithmische Likelihoodverhältnis („likelihood ratio“) ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \lambda(\underline{a}) = \ln[t(\underline{a})] &= \sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{a_i}{s_{|H_0}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_0}^2(i)}\right] \right] - \sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{a_i}{s_{|H_1}^2(i)} \cdot \exp\left[-\frac{a_i^2}{2s_{|H_1}^2(i)}\right] \right] \\ &= \sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{a_i}{s_{|H_0}^2(i)} \right] - \sum_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i^2}{2s_{|H_0}^2(i)} - \left[\sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{a_i}{s_{|H_1}^2(i)} \right] - \sum_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i^2}{2s_{|H_1}^2(i)} \right] \\ &= \sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{s_{|H_1}^2(i)}{s_{|H_0}^2(i)} \right] + \sum_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i^2}{2s_{|H_1}^2(i)} - \sum_{i=k}^{k+M-1} \frac{a_i^2}{2s_{|H_0}^2(i)} \\ &= \sum_{i=k}^{k+M-1} \ln \left[\frac{s_{|H_1}^2(i)}{s_{|H_0}^2(i)} \right] + \frac{1}{2} \sum_{i=k}^{k+M-1} a_i^2 \cdot \frac{[s_{|H_0}^2(i) - s_{|H_1}^2(i)]}{s_{|H_1}^2(i) \cdot s_{|H_0}^2(i)}, \end{aligned} \quad (3-22)$$

und die gleiche Entscheidungsregel, ausgedrückt durch das logarithmische Likelihoodverhältnis lautet:

$$\begin{array}{c} H_0 \\ \lambda(\underline{a}) \begin{array}{c} > \\ < \end{array} \ln(\eta) \\ H_1 \end{array} \quad (3-23)$$

Bei dieser multivariaten Analyse wird der Hypothesentest in einem multidimensionalen Parameterraum durchgeführt in Gegensatz zu dem univariaten Test, bei dem man eine Projektion des Parameterraums auf eine Koordinate betrachtet hat. Dabei werden Schwellenwerte im univariaten Test durch Kurven bzw. im allgemeinen Fall Hyperflächen als Trennflächen ersetzt. Prinzipiell läuft die Entscheidungsregel in einem multivariaten Raum zwangsläufig auf die implizite Erfüllung eines höherdimensionalen Kriteriums hinaus, was zu einer höheren Trennschärfe zwischen Hypothesen führen kann.

Die Untersuchung, welche Verbesserungen dieser Ansatz in der technischen Realisierung ermöglicht, würde aber eine fundierte stochastische Analyse der betrachteten Prozesse in Verbindung mit einer entscheidungstheoretisch fundierten Ableitung erfordern und würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen.

4 Entwicklung eines 300MHz-FADCs als erster Schritt in Richtung der Problemlösung

4.1 Entwicklung und Aufbau von 300MHz-FADCs

Bislang wurde in dieser Arbeit nur die physikalische Seite der Problemstellung betrachtet. Das Zeitverhalten von Signalen und das Konzept, den genauen Ort einer Gammakonversion durch Unterschiede in der Pulsform bestimmen zu können, wurde untersucht. Bei der Auswertung der Simulations- und Messergebnisse zeigte sich, dass Unterschiede in der Fourier-Transformierten von Signalen erst ab einer Frequenz von ca. 300MHz zu sehen sind. Diese Aussage ist gleichermaßen für Konversionsorte in der Nähe der Photomultiplier als auch für weit entfernte gültig. Daraus lässt sich ableiten, dass die verwendete Ausleseelektronik (insbesondere das schnelle Analog-Digital-Wandlersystem) eine entsprechend hohe Bandbreite besitzen muss. Da dieses Analog-Digital-Wandlersystem den Hauptbestandteil der Datenaufnahmekette darstellt, wird im folgenden insbesondere auf die Entwicklung eines FADCs eingegangen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste 300MHz-FADC-Prototypen entwickelt und getestet.

Als Grundlage für das neue Konzept wurde der an der Universität Siegen entwickelte 140MHz-FADC verwendet. Anhand der folgenden Skizze wird die Funktion dieses FADC-Typs erläutert:

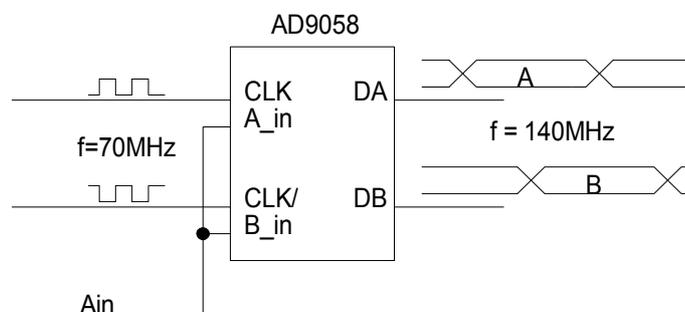


Abb. 44 Schematisches Diagramm eines 2*70MHz-FADCs („Ping-Pong“ Modus).

Dieser FADC-Typ wurde bereits im Jahr 1996 entwickelt[25] und gegenwärtig in verschiedenen Projekten (Proteinkristallographie, Röntgendetektoren, usw.) eingesetzt.

Der FADC-Chip AD9058 wird im sogenannten „Ping-Pong“ Modus betrieben. Bei diesem Modus wird das abzutastende Signal auf zwei getrennte ADCs A und B geleitet. Das nichtinvertierte Clocksignal steuert ADC A an, das invertierte Clocksignal ADC B. Auf diese Weise erhält man zwei getrennte, um 180° verschobene Datenströme mit jeweils der nominalen Clockfrequenz. Durch Zusammensetzen der beiden Datenströme kann man scheinbar mit der doppelten Abtastfrequenz das Analogsignal digitalisieren. Auf dem verwendeten Chip sind bereits zwei getrennte ADCs integriert. Die Bandbreite der Eingangsstufe beträgt 175Mhz und ist damit hinreichend groß für eine Abtastfrequenz von 140MHz in „Ping-Pong“ Modus. Die Daten stehen als 2×8 Bit-TTL-Signale zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

In untenstehender Abb. 45 ist der erste Prototyp des 300MHz FADC dargestellt, der nach dem gleichen Prinzip wie der oben beschriebenen 140MHz FADC aufgebaut ist, jedoch mit einem anderen FADC-Chip und einer Eingangsstufe mit entsprechend großer Bandbreite. Der Prototyp wurde als Huckepack-Platine, welche auf die Platine der bereits existierenden 2×140 MHz Version montiert wurde, gebaut.

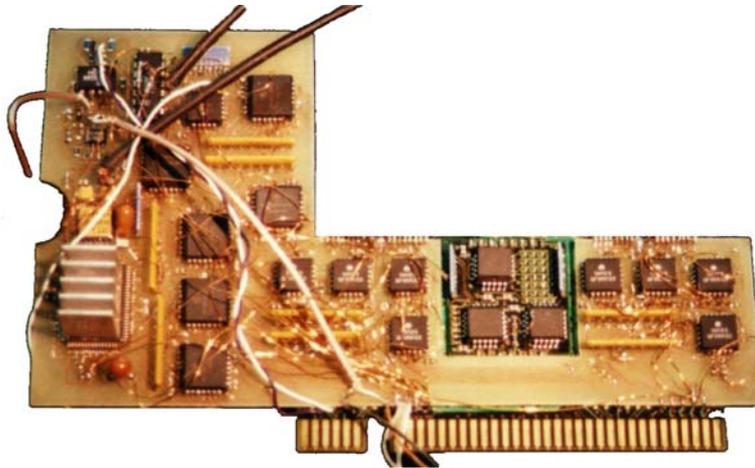


Abb. 45 FADC 280MHz (4×70 MHz).

Diese erste Version, die mit max. 280MHz arbeitete, diente zu ersten Testmessungen. Aus Kosten- und Platzgründen wurde allerdings die Entwicklung auf Basis dieses 280 MHz-Konzepts verworfen und eine völlig neue Schaltung entwickelt, die im folgenden näher beschrieben wird.

4.2 Analoge Signalverarbeitung

4.2.1 Der Aufbau der analogen Eingangsstufe

Im Rahmen der FADC Entwicklung wurde ein schneller differenzieller Vorverstärker entwickelt, aufgebaut und getestet. Der Vorverstärker ist speziell an die Bedürfnisse zukünftiger Messungen von Signalen in ps-Bereich angepasst. Der zu entwickelnde Vorverstärker muss den folgenden Kriterien genügen:

- gute Anpassung an die „Twisted Pair“ Impedanz
- gute Anpassung an das „Single-ended“ Signal (50Ω zur Masse)
- konstante Verstärkung (-3dB) bis hin zur Nyquist Frequenz von 150MHz. Für den Fall mit zwei kombinierten FADCs bis hin zur Frequenz von 300MHz.
- das Ausgangssignal des Vorverstärkers muss den Spannungshub des FADC-Chips von 0V...-2V abdecken.
- der Vorverstärker muss eine Verstärkungsgröße von $A_v=1$ haben.
- eine weitreichende Linearität
- eine hohe Gleichtaktunterdrückung
- zur Ausnutzung des vollen Dynamikbereiches sowohl bei positiven als auch negativen Signalen ist eine externe Offseteinstellung („Baseline“) erforderlich.

Der Vorverstärker (und, falls vorhanden, das Filter) ist ein bestimmendes Bauteil am Beginn der Datenerfassungskette und gehört damit zu einem der wichtigsten Teile des FADC. Das Herz des betrachteten Vorverstärkers ist der Operationsverstärker MAX4304 der Firma Maxim. Es handelt sich um einen 740MHz, ‘Low-Noise’, ‘Low-Distortion’ Operationsverstärker in einem SOT23-5 Gehäuse, der die obengenannten Anforderungen erfüllt. Der Eingang des

Vorverstärkers ist für das Zusammenschalten mit verschiedenen Arten von hochfrequenten Systemen geeignet. Im Fall der „Twisted-Pair“-Leitung beträgt die differenzielle Eingangsimpedanz ca. 110Ω , dies entspricht der charakteristischen Impedanz einer „Twisted-Pair“-Leitung, z.B. der eines normalen „hook-up“-Drahtes AWG 24-28, der 30mal pro Fuß verdreht ist.

Die „Twisted-Pair“-Leitung wird für die Systeme empfohlen, bei welchen der Abstand zwischen der Signalquelle und dem Vorverstärker groß ist. Wenn es um die „single-ended“-Leitung geht und wenn das Signal durch ein Koaxialkabel mit einer charakteristischen Impedanz von ca. 50Ω am Vorverstärker ankommt, haben die einzelnen Eingänge des Vorverstärkers eine Eingangsimpedanz von ca. $50\text{...}60\Omega$. Da in beiden Fällen die Signalleitungen richtig abgeschlossen sind, werden keine Reflexionen und Schwingungen erwartet. Störungen, die auf die Signalleitung wirken, beeinflussen die Eingänge des Vorverstärkers gleich und werden voneinander abgezogen, weil der Vorverstärker nur differenzielle Signale verstärkt und lassen deshalb das Ausgangssignal unbeeinflusst. Dieser Betriebsmodus wird die Gleichtaktaussteuerung genannt und spielt hier eine große Rolle. Tatsächlich weist der Vorverstärker neben der Differenzverstärkung auch eine Gleichtaktverstärkung auf. Letztere sollte natürlich möglichst klein sein. Das heißt, dass die Gleichtaktunterdrückung CMRR („Common Mode Rejection Ratio“), die das Verhältnis von Differenzverstärkung zu Gleichtaktverstärkung angibt und in dB gemessen wird, möglichst groß sein soll. Darauf wird im Kapitel 4.2.2.3 näher eingegangen. Ein weiterer wesentlicher Bewertungsfaktor der Güte des Vorverstärkers ist die Linearität der Verstärkung (Kap. 4.2.2.2).

Abb. 46 zeigt den aktuellen Schaltplan der Eingangsstufe. Die Schaltung hat einen symmetrischen Eingang und das Eingangsnetzwerk aus den beiden Widerständen R72 und R76 bildet hier den Leitungsabschluss. Die Verstärkung wird durch R73,R70,R77,R78 definiert und wurde auf Eins eingestellt. Das „Baselinesignal“, die Gleichspannung, die zum Signal addiert wird, wird mit Hilfe einer „Twisted-Pair“-Leitung an den Baselineeingang des Vorverstärkers angeschlossen und anschließend einem Integrierer zugeführt. Er ist auf der Basis des Operationsverstärkers OP291B aufgebaut. Dieser Integrierer befindet sich in der Rückkopplung des Vorverstärkers und ist damit für die Baselineregulierung der Schaltung verantwortlich. Dieses „Baseline“-Signal wird von einer 14bit-DAC-Karte erzeugt, die von einem PC gesteuert wird und einen Spannungshub von $0\text{...}-2\text{V}$ abdeckt. Der Ausgangsspannungsfehler ist hier nicht sehr wichtig, weil dieser sich immer offline korrigieren lässt. Zur Vermeidung eines unsymmetrischen Verhaltens des Vorverstärkers wurde der Widerstand R70 für Wechsellspannungen

über den Kondensator C24 auf Masse gelegt. Der Ausgang des Vorverstärkers wird von der Eingangsimpedanz des FADC-Chips SPT7750 belastet. Der Eingangswiderstand beträgt $15\text{k}\Omega$, die Eingangskapazität 10 bis 15pF .

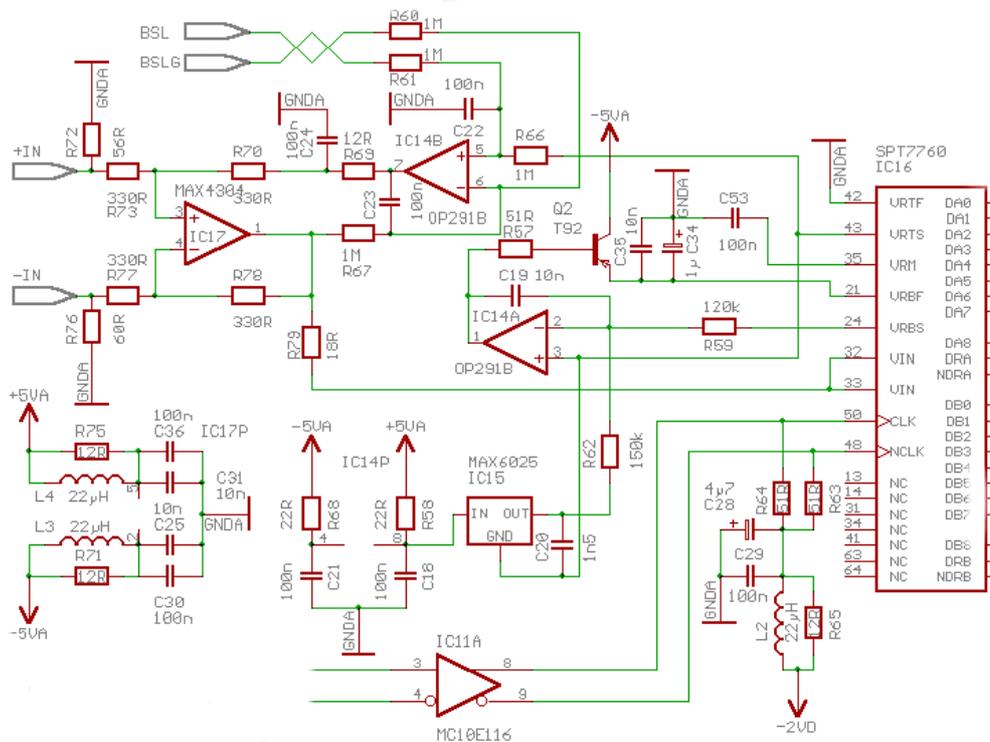


Abb. 46 Schaltplan der Eingangsstufe des 300MHz-FADCs auf der Basis des MAX4304. Der zweite Operationsverstärker (IC14b) spielt die Rolle eines Integrierers für die Einstellung der gewünschten „Baseline“ zu dem Eingang des FADCs. Der Spannungsregler MAX6025, der OP291B und der Transistor T92 ermöglichen eine feine Einstellung der Referenzspannung am FADC.

Im folgenden soll die hier angewendete Rückkopplung erklärt werden. Der oben beschriebene Vorverstärker arbeitet mit einer Spannungsrückkopplung, bei welcher die Rückführung der Leistung auf den hochohmigen Eingang vorgenommen wird. Die Verstärkung wird im wesentlichen durch den Übertragungsfaktor des Rückkopplungsnetzwerks festgelegt. Zu den Vorteilen solcher Schaltungen zählt zum einen die relativ große Unabhängigkeit der Verstärkung von den Parametern des Operationsverstärkers, von Schwankungen der Versorgungsspannung und der Temperatur, zum anderen die Verminderung nichtlinearer Verzerrungen, eine Erhöhung der Bandbreite, sowie die Veränderung der Eingangs- und Ausgangsimpedanz. Die Eingangsimpedanz einer solcher Schaltung ist relativ hoch und die Ausgangsimpedanz ist sehr niedrig.

Bei der Layoutentwicklung mussten alle wichtigen Kriterien für die Verarbeitung hochfrequenter Signale beachtet werden. Das betrifft die Erdung, das sog. „Power-Supply Bypassing“, das Layout des „Signal Bypass“ usw.. Die SMD („Surface-Mount-Device“) Bauteile, die hier verwendet werden, sind klein und haben eine niedrige eigene Reaktanz, was zum besseren Hochfrequenzverhalten im Vergleich zu „Through-hole“ Komponenten führt. Die keramischen „Bypass“-SMD-Kondensatoren wurden so nah wie möglich am Max4103 platziert. Die kontinuierliche Masselage unter den Bauteilen dient zur Minimierung der Induktivität der Signalleitungen. Abb. 47 zeigt den Vorentwurf des Layouts der Eingangsstufe, die zu Testszwecken erst auf einer zweiseitigen Platine aufgebaut und getestet wurde.

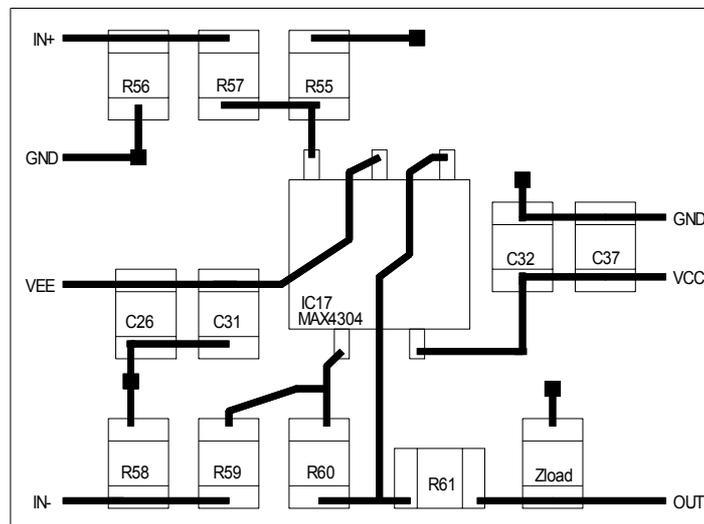


Abb. 47 Der Print-Vorentwurf ($20 \times 25 \text{mm}^2$) der Eingangsstufe des 300MHz-FADCs. Die Platine besteht aus zwei Lagen (Signal, Masse).

Nun soll die Funktion der übrigen Komponenten aus Abb. 46 erläutert werden. Der Operationsverstärker OP291B, der Transistor T92 und der Spannungsregler Max6025 spielen eine sehr wichtige Rolle und dienen der Einstellung der Referenzspannung des FADCs. Der MC10E116 ist ein ECL-Clock-Treiber.

4.2.2 Die Eigenschaften des Vorverstärkers

Um das Verhalten der analogen Eingangstufe zu bestimmen, wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Zuerst wurde die Antwortfunktion auf eine Stoßfunktion untersucht. Im zweiten Schritt wurde die Linearität des Vorverstärkers gemessen. Dann wurde die Abhängigkeit der Verstärkung von der Frequenz analysiert. Zum Schluss wurde die Gleichtaktunterdrückung untersucht.

4.2.2.1 Untersuchung des Übertragungsvermögens des Vorverstärkers

Im Rahmen dieser Untersuchung wird der Vorverstärker als eine „Black Box“ betrachtet, bei der man nur auf die Eingangs- und Ausgangsgrößen direkt zugreifen kann. Hierbei wird der Zusammenhang zwischen Eingang und Ausgang durch die Systemfunktion des Vorverstärkers beschrieben. Die Kenntnis dieser Funktion liefert eine Menge wichtiger Informationen über die Eigenschaften des Systems. Vor allem erhält man Information über die Bandbreite und die Phasenänderung des Vorverstärkers.

Als Anregungsfunktion in dieser Untersuchung wurde die Diracstoßfunktion genommen, die nur zum Zeitpunkt $t=0$ definiert sein muss. Laut [26] ist der Diracstoß mathematisch folgendermaßen definiert:

$$\delta(t) = \begin{cases} \infty, & t = 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4-1)$$

In diesem idealen Fall wird die Reaktion des Systems nicht von der Form des Anregungssignals abhängig sein und hängt damit nur von dem System selbst ab. Nach der Faltung der Systemfunktion mit dem Diracstoß erhält man wieder die Systemfunktion.

$$\delta(t) \otimes h(t) = h(t) \quad (4-2)$$

wobei $\delta(t)$ auf die Fläche $A = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1$ normiert ist.

Die Erzeugung einer solchen idealen Deltafunktion ist in der Praxis nicht möglich. Daher soll das Problem der Erzeugung eines technischen Diracstoßes kurz erläutert werden. Ein solches Signal kann man nur näherungsweise erzeugen. Als Faustregel gilt, dass man jeden genügend kurzen Impuls als Diracstoß deuten darf, wenn seine Pulsbreite schmäler ist als alle Zeitkonstanten des nachfolgenden Systems[26].

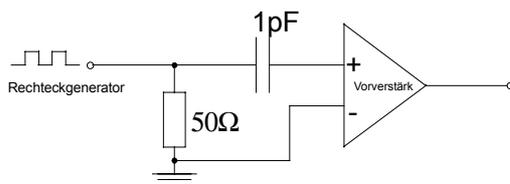


Abb. 48 Schaltbild zur Erzeugung des Deltapulses.

Im Rahmen dieser Messung hat man es mit sehr schnellen Signalen zu tun und die Erzeugung eines so kurzen Pulses ist eine schwierige Aufgabe. Hier wurde versucht, mit Hilfe einer RC-Schaltung einen schmalen Deltapuls mit wohldefinierter Amplitude zu erzeugen. Die Stoßantwort wurde durch Speisung eines 1pF Kondensators mit einem Rechtecksignal gewonnen (s. Abb. 48).

Daraus folgt, dass die Formel (4-2) folgendermaßen geändert werden muss:

$$\delta^*(t) \otimes h(t) = h^*(t) \quad (4-3)$$

wobei δ^* ein realer Deltapuls und $h^*(t)$ die verschmierte Systemfunktion ist.

Die Signale $\delta^*(t)$ und $h^*(t)$ wurden am Eingang bzw. am Ausgang des Vorverstärkers gemessen und sind in Abb. 48 dargestellt.

Als Pulsgenerator wurde das Modell 8082A von der Firma „Hewlett Packard“ eingesetzt. Die Periode der Pulse betrug 1 μ S und die Pulsbreite war 50nS. Für die Messung des Ausgangssignals des Verstärkers wurde ein Digital-Oszilloskop der Firma LeCroy benutzt, das sich aufgrund seiner außergewöhnlich hohen Abtastrate besonders zur Erfassung extrem schneller Signale eignet. An erste Stelle ist die hohe Abtastrate des Gerätes zu erwähnen, die 10GSPS

beträgt. Desweiteren bietet dieses Oszilloskop umfangreiche Triggermöglichkeiten und eine große Auswahl von Massenspeicher-Optionen.

Während der Messung wurden die Signale mit Hilfe des oben erwähnten Oszilloskopes mit 1000 Abtastpunkten à 0.1ns abgetastet und 1000-fach gemittelt. Über den Datenübertragungsport wurden die Daten in den Computer eingelesen. Wie aus der Formel (4-3) folgt, kann man jetzt durch die Entfaltung die Systemfunktion des Vorverstärkers $h(t)$ gewinnen.

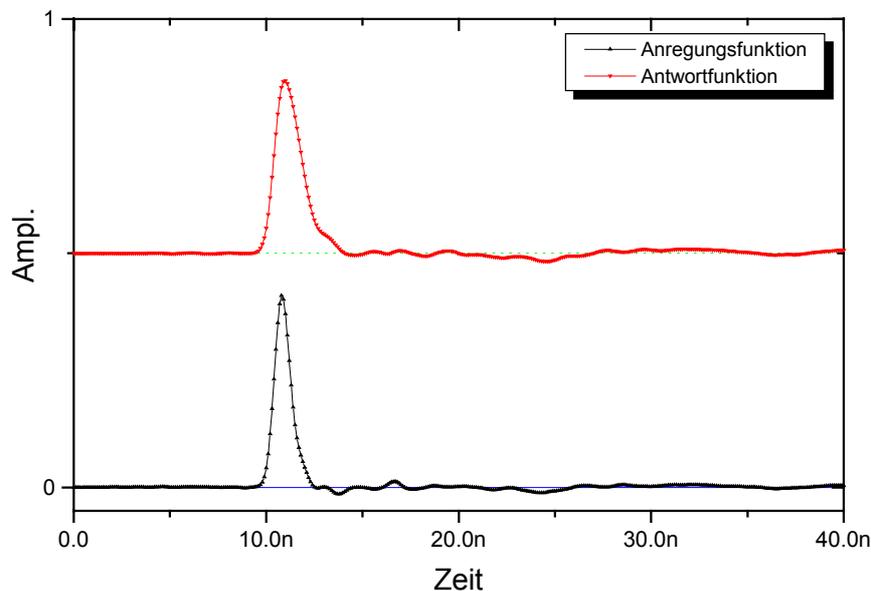


Abb. 49 Die am Vorverstärker gemessenen Stoß- und Antwortsignale. Die Amplitude der Signale beträgt 800mV. Oben ist das Ausgangssignal und unten ist das Eingangssignal dargestellt.

Nach dem Faltungstheorem ist die Faltung von zwei kontinuierlichen Funktionen gleich dem Produkt der Fouriertransformationen jeder der zu faltenden Funktion. Weil die gemessenen Daten nicht kontinuierlich sind, sondern aus diskreten Abtastpunkten bestehen, muss diskrete Faltung definiert werden. Hier im betrachteten Fall ist sie durch Formel (4-4) gegeben[27],

$$(h \otimes \delta^*)_j \equiv \sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \delta_{j-k}^* h_k \quad (4-4)$$

wobei h die Systemfunktion, δ^* die Eingangsanregungsfunktion und N die Anzahl der Abtastpunkte beschreibt.

Der diskrete Faltungssatz lautet: wenn das Signal periodisch ist und vollständig von den N -Werten bestimmt wird, dann ist die diskrete Faltung mit der Systemfunktion der Länge N durch die Formel (4-5) gegeben,

$$\sum_{k=-N/2+1}^{N/2} \delta_{j-k}^* h_k \Leftrightarrow \Delta_n^* H_n \quad (4-5)$$

wobei die Faltung nach (4-5) eine zyklische Faltung darstellt[27].

Die Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel sind zwei Bedingungen: die erste, dass das Eingangssignal periodisch ist und die zweite, dass die Systemfunktion und das Eingangssignal gleiche Dauer haben. Um die zweite Bedingung zu erfüllen, wurde die Systemfunktion bis zur Länge N mit Nullen ergänzt, weil die Systemfunktion normalerweise viel kürzer als die Dauer des Eingangssignals N ist. Um die erste Bedingung zu erfüllen, wurde das Eingangssignal mit einer Einzahl von Nullen aufgefüllt, die dem maximalen Wert von der positiven oder negativen Dauer der Systemfunktion gleich ist. Wenn die Systemfunktion symmetrisch ist, ist diese Anzahl gleich $N/2$.

In Rahmen dieser Untersuchung wird nach der unbekannt Systemfunktion h gesucht und das Ergebnis der Entfaltung wird mit Hilfe der FFT(Fast Fourier Transform) erhalten,

$$H_n = H_n^* / \Delta_n^* \quad (4-6)$$

wobei H_n^* - die Fouriertransformierte des gemessenen Ausgangssignals ist. In diesem Verfahren wird also das Ausgangssignal des Vorverstärkers durch sein Eingangssignal im Frequenzbereich dividiert.

Abb. 50 zeigt die gesuchte Systemfunktion h des Vorverstärkers in Frequenzbereich von 0 bis 1GHz. Während der Messung wurde die Verstärkung auf Eins eingestellt. Im Frequenzbereich bis 150MHz hat sich ein Abfall der Verstärkung um ca. -1dB gezeigt und um -3dB bei einer Frequenz von ungefähr 260MHz.

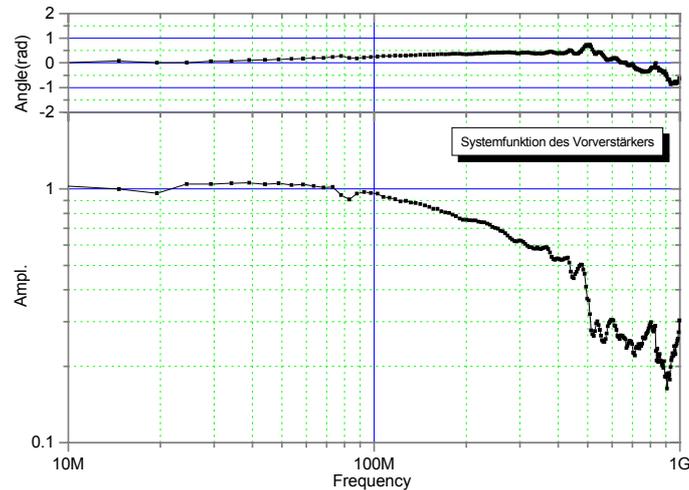


Abb. 50 Ergebnis zur Bestimmung der Systemfunktion des Vorverstärkers im Frequenzbereich. Die obere Kurve entspricht dem Verlauf der Phase. Der Abfall von -1dB entspricht einer Frequenz von ca. 150MHz bzw. -3dB und 260MHz.

In Abb. 51 ist die Systemfunktion des Vorverstärkers im Zeitraum dargestellt. Der Entfaltungprozess hängt sehr sensitiv vom Rauschen des Eingangssignals ab. Da die Systemfunktion eine Überlagerung mit hochfrequenten Signalen großer Amplituden aufwies, ist eine Filterung des Signals mit einem Box-Filter vorgenommen worden. Die dann noch im Signal vorhandenen Schwingungen rühren vom Filterprozess her. Um diese zu vermeiden, muss ein anderes Filter eingesetzt werden, bei dem der Abfall der Amplitude im Sperrbereich nicht so steil ist, wie im Fall des gerade verwendeten Box-Filters.

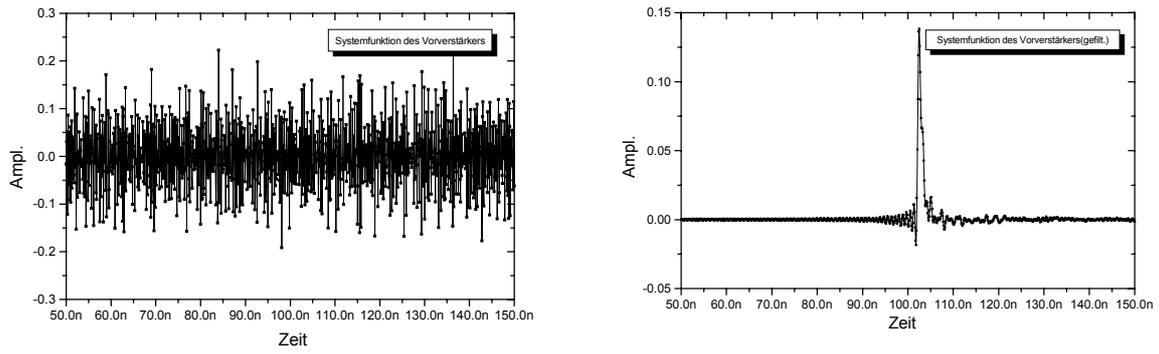


Abb. 51 Exemplarische Darstellung der entfalten Systemfunktion im Zeitraum. Links ist das ungefilterte, mit Rauschen überlagerte und rechts das gefilterte Signal dargestellt.

4.2.2.2 Linearität der Verstärkung

Die Linearität der Verstärkung in einem weiten Frequenzbereich ist eine wichtige Spezifikation für die analoge Datenerfassung. Unter Linearität versteht man eine konstante Verstärkung in dem für die Anwendung interessierenden Frequenzbereich.

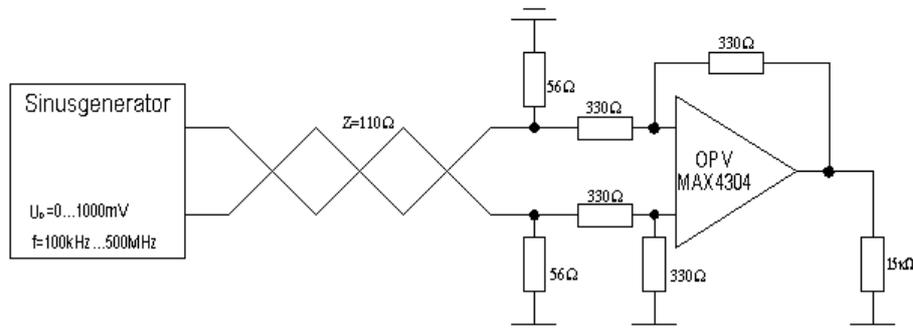


Abb. 52 Schematische Darstellung des Linearitätsmessverfahrens.

Die erste Messung der Linearität wurde für die Differenzverstärkung bei Variation des Eingangssignals bei einer festgelegten Frequenz durchgeführt. Die Verstärkung sollte konstant im ganzen Bereich der Eingangsspannung bleiben. Zu dieser Messung wurde eine Reihe von Sinussignalen $U(t) = U_0 \sin(2\pi ft)$ mit einer festen Frequenz und Amplitude eingegeben, wobei U_0 von 0 bis 1000mV geändert wurde. Als Testfrequenz f wurde eine Frequenz von 150MHz gewählt, die der Nyquistfrequenz des zu entwickelnden FADC entspricht. Die Messergebnisse sind in Abb. 53 dargestellt. Man sieht, dass die Verstärkung im untersuchten Eingangsspannungsbereich von 50mV bis 1000mV ausreichend konstant bleibt.

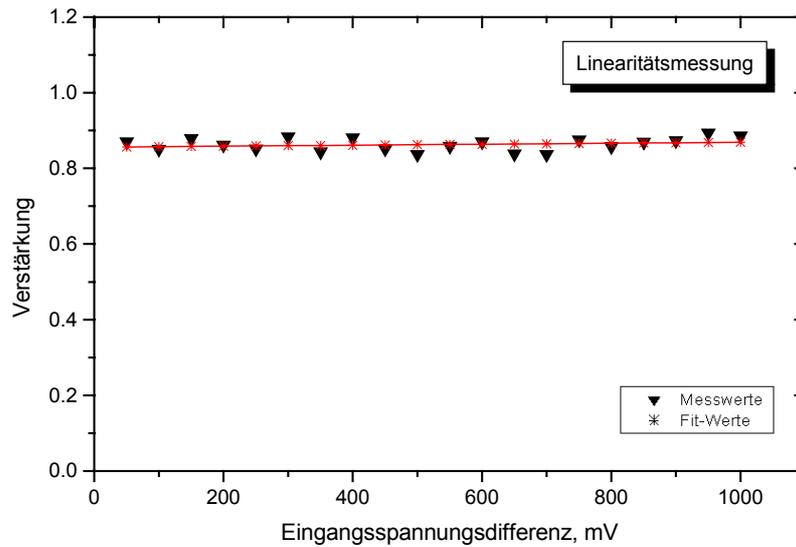


Abb. 53 Linearität des Vorverstärkers gegen die Eingangsspannungsdifferenz. Gemessen wurde bei einer Frequenz von 150 MHz. Die Gerade zeigt die Anpassung an die gemessenen Werte der Verstärkung. Der hier verwendete Lastwiderstand 15k Ω entspricht dem Eingangsimpedanz des FADC.

Der Fit einer Geraden an die Daten in Abb. 53 ergibt

$$Y = 0.85616 + 1.28421 \times 10^{-5} X \quad (4-7)$$

wobei Y die Verstärkung und X die angelegte Eingangsspannung darstellen.

Die Steigung dieser Geraden ist in guter Näherung gleich Null, was die Verstärkungslinearität belegt.

In einer zweiten Messung wurde die Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz des angelegten Sinussignals gemessen. Die Amplitude der Eingangsspannung wurde auf einen festen Wert gelegt (250mV). Der Frequenzbereich wurde mit Hilfe eines Sinusgenerator abgefahren. Es wurde der Abfall der Verstärkung auf das -3dB Niveau registriert und die Bandbreite des Vorverstärkers konnte bestimmt werden. Die gemessenen Werte der Verstärkung werden gegen die Frequenz aufgetragen und sind in Abb. 54 dargestellt.

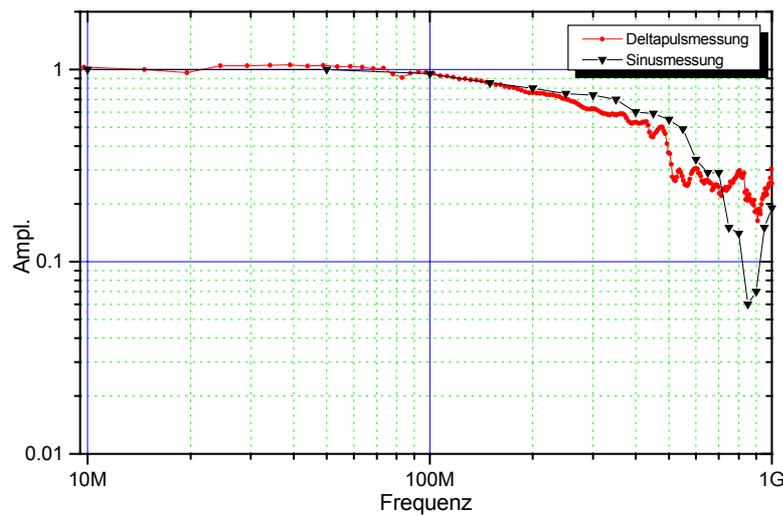


Abb. 54 Frequenzgang der Verstärkung der Schaltung. Verglichen wurde mit dem Ergebnis der Deltapulsmessung des vorigen Kapitels. Die Amplitude des Sinussignals betrug 250mV.

Die Resultate beider Messungen stimmen gut überein. Zwischen 300MHz und 700MHz zeigt die Messung mit dem sinusförmigen Impulssignal generell eine höhere Verstärkung. Oberhalb von 700MHz fällt die Verstärkung rascher ab als die mit Delta-Puls gewonnene Messung. Die -1dB und -3dB Grenzen befinden sich bei der Frequenz von 150MHz bzw. 300MHz. Der Abfall der Verstärkung oberhalb von 700MHz ist auf Schwierigkeiten bei dem Messsystem selbst zurückzuführen. Denn die Ausgangsamplitude des HF-Generators erniedrigt sich im hochfrequenten Bereich. Die Bandbreite der Eingangsstufe ist also auch ausreichend für den Fall, dass die FADCs im „Ping-Pong“ Modus das Signal abtasten ($2 \cdot 300\text{MHz}$).

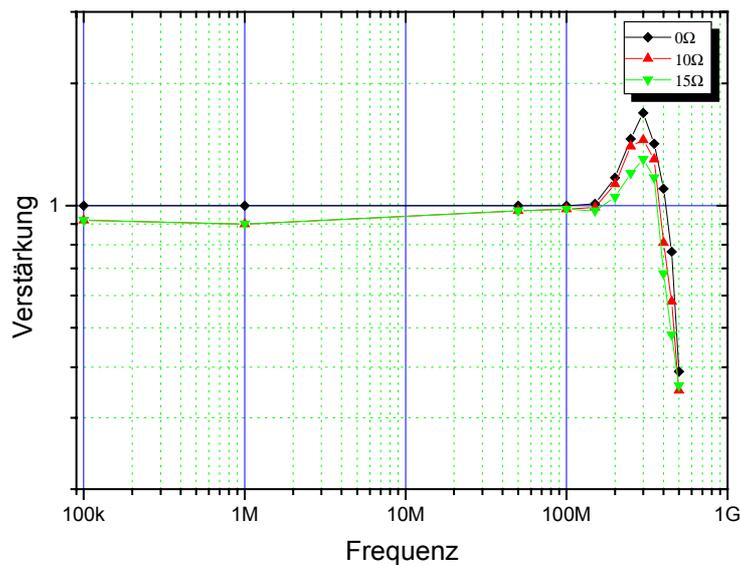


Abb. 55 Verstärkung gegen die kapazitive Last C_L mit einem R_{iso} Isolierungswiderstand ($C_L=15pF$ und $R_{iso}= 0\Omega, 10\Omega, 15\Omega$).

Ein Vorverstärker zeigt seine optimale Verstärkungseigenschaften, wenn er ohne kapazitive Belastung betrieben wird. Die Ausgangsimpedanz des Vorverstärkers und die Lastkapazität

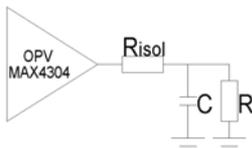


Abb. 56 Einsatz eines Isolierungswiderstands.

bilden zusammen einen Pol und ändern zusätzlich die Phase. Wenn die Pol-Frequenz zu niedrig ist und die Phasenreserve zu klein wird, kann das zu den Schwingungen in der Schaltung führen. Der MAX4304 verursacht keine Schwingungen für Lastkapazitäten bis zu ca. 10...15pF[28]. Aber es kann eine Resonanzüberhöhung im Frequenzbereich geben. Um dies zu verkleinern, muss

ein Isolierungswiderstand zwischen dem Ausgang des Vorverstärkers und der kapazitiven Belastung eingesetzt werden. Die Ergebnisse dieser Messung für drei verschiedene Fälle wurden in Abb. 55 dargestellt. Hier ist auch zu bemerken, dass der Isolierwiderstand einen Spannungsteiler bildet, der zur Verringerung der Lastspannung führt. Die ausgewählte Lastkapazität entspricht der Eingangskapazität des FADCs.

4.2.2.3 Gleichtaktunterdrückung

Die Gleichtaktunterdrückung ist eine der wichtigsten Spezifikationen eines Differenzverstärkers. Die Ausgangsspannung eines idealen Verstärkers ist nur von der Differenz der Spannungen zwischen dem nichtinvertierenden und dem invertierenden Eingang abhängig und zeigt keine Reaktion auf Potentiale, die auf beide Eingänge in gleicher Höhe wirken. Der reale Verstärker verhält sich leider nicht so und wird von dieser sogenannten Gleichtaktspannung beeinflusst. Die Gleichtaktunterdrückung wird wie folgt spezifiziert:

$$CMMR = 20 \log_{10} \frac{A_d}{A_{cm}} \quad (4-8)$$

wobei A_d die Differenzsignalverstärkung und A_{cm} die Gleichtaktspannungsverstärkung bezeichnen.

In Abb. 57 ist die typische differenzielle Schaltung dargestellt. Für A_d und A_{cm} gelten folgende Beziehungen[29]:

$$A_d = -\frac{h_{fe}R_c}{2h_{ie}} \quad r_d = 2h_{ie} \quad (4-9)$$

$$A_{cm} = -\frac{R_c}{2R_E}, \quad r_{cm} = h_{ie} + 2h_{fe}R_E \quad (4-10)$$

wobei R_c und R_e die Widerstände aus dem Kollektor- bzw. dem Emitterzweig des Differenzverstärkers, h_{fe} die differentielle Verstärkung und h_{ie} die differentielle Eingangsimpedanz des Transistors sind.

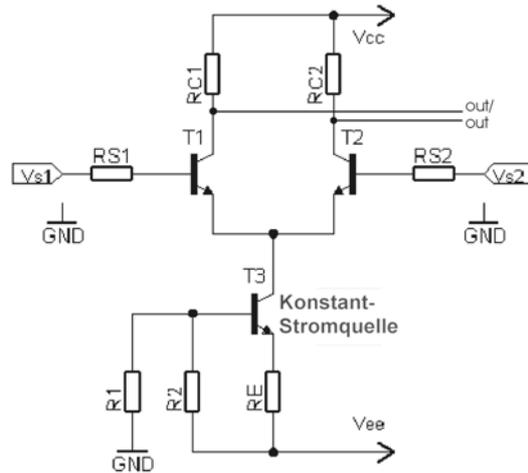


Abb. 57 Praktische differenzielle Schaltung ($R_{C1}=R_{C2}=R_C$).

Die unerwünschte Gleichtaktverstärkung hängt von der Größe des Widerstands R_E ab und verschwindet bei $R_E \rightarrow \infty$. Im verwendeten OPV wurde dieses Problem durch die Verwendung einer Konstantstromquelle anstelle des Widerstandes R_E gelöst. Dadurch erhält man einen sehr großen differentiellen Widerstand r_E , dessen Wert in der Größenordnung von $10M\Omega$ ist und die Gleichtaktverstärkung wird damit viel kleiner. Die Gleichung für die Berechnung von r_E lautet :

$$r_E \cong \frac{1}{h_{oe}} \left[1 + \frac{h_{fe} R_E}{R_E + h_{ie} + R_1 \parallel R_2} \right] \quad (4-11)$$

wobei R_E den Emitterwiderstand und R_1, R_2 die Widerstände des Spannungsteilers der Konstantstromschaltung[29] beschreiben.

Die Größe dieses Widerstands nimmt mit der Frequenz ab und damit auch die Gleichtaktunterdrückung. Hier spielt die Kollektor-Basis-Kapazität eine große Rolle. Die Gleichtaktverstärkung ist auch auf die Ungleichheit von Eigenschaften der Transistoren zurückzuführen. Die in den Datenblättern angegebenen Werte für CMRR beziehen sich auf Gleichspannungen und gelten normalerweise nur bis zu einigen zehn oder hundert Hertz.

Das CMRR eines Differenzverstärkers hängt gleichwertig vom CMRR des Operationsverstärkers und CMRR seines resistiven Netzwerks ab. Da der zweite Term gegenüber den ersten dominant ist, bedarf dieser einer besonderen Berücksichtigung. Um die Gleichtaktunterdrückung möglichst hoch einzustellen, muss der Wert von Δ (s. Abb. 58) in Formel (4-12) Null

sein, was in der Realität nicht möglich ist und von der Genauigkeit der Widerstände abhängt. Im Falle eines guten Abgleiches gilt immer noch $|\Delta| \ll 1$ und unter Berücksichtigung dieser Beziehung bekommt man für die CMRR :

$$R_4 / R_3 = (1 + \Delta) R_2 / R_1, \quad (4-12)$$

wobei $R_1 - R_4$ in Abb. 58 definiert sind.

$$CMRR \approx 20 \log \left(\frac{1 + R_2 / R_1}{|\Delta|} \right) \quad (4-13)$$

Der Messaufbau wird in Abb. 58 dargestellt. Das Potentiometer in der Rückkopplung dient zur Einstellung eines minimalen Wertes für Δ .

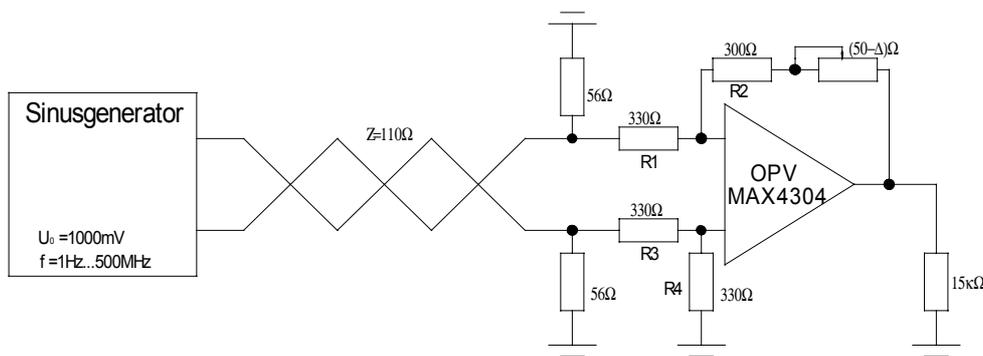


Abb. 58 Blockschaltung zur CMRR Messung.

Die Ergebnisse der Messungen werden in Abb. 59 und Abb. 60 dargestellt. CMRR wird in dB gemessen. Die Gleichaktverstärkung und Differenzverstärkung wurden bei diskreten Frequenzen gemessen, CMRR wurde ausgerechnet und gegen die Frequenz aufgetragen.

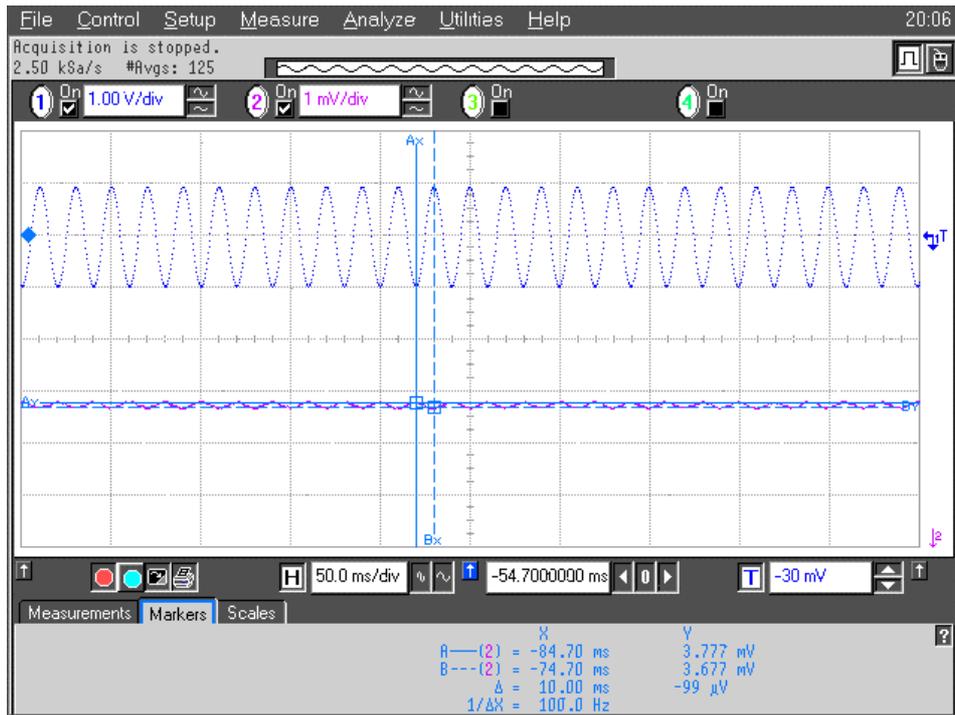


Abb. 59 Messung CMRR bei einer Frequenz von 50 Hz mit Hilfe eines Oszilloskops der Firma HP.

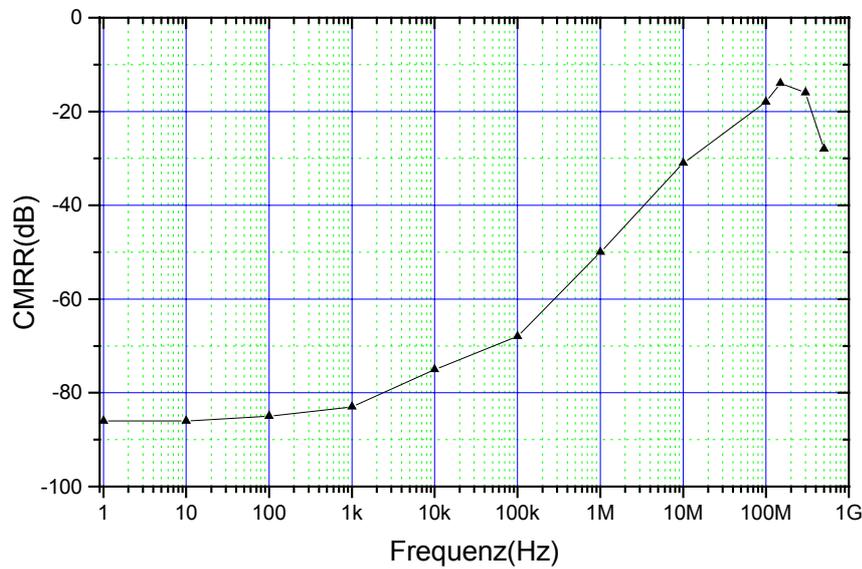


Abb. 60 Messergebnis der Gleichtaktverstärkung über die Frequenz.

Im späteren Einsatz im FADC muss eine Trennung zwischen der Erdung für den Analog- und den Digitalelektronikteil vorgesehen werden, weil CMRR bei höheren Frequenzen einen niedrigeren Wert hat.

4.3 Technische Beschreibung des FADCs

4.3.1 Beschreibung des ADC-Chips SPT

Der SPT7750 ist ein paralleler Analog-Digital-Wandler, der zum Umwandeln von analogen Signalen in eine digitale Form dient. Der zulässige Dynamikbereich des zu digitalisierenden Signals beträgt 0 bis -2 V. Da der FADC eine Auflösung

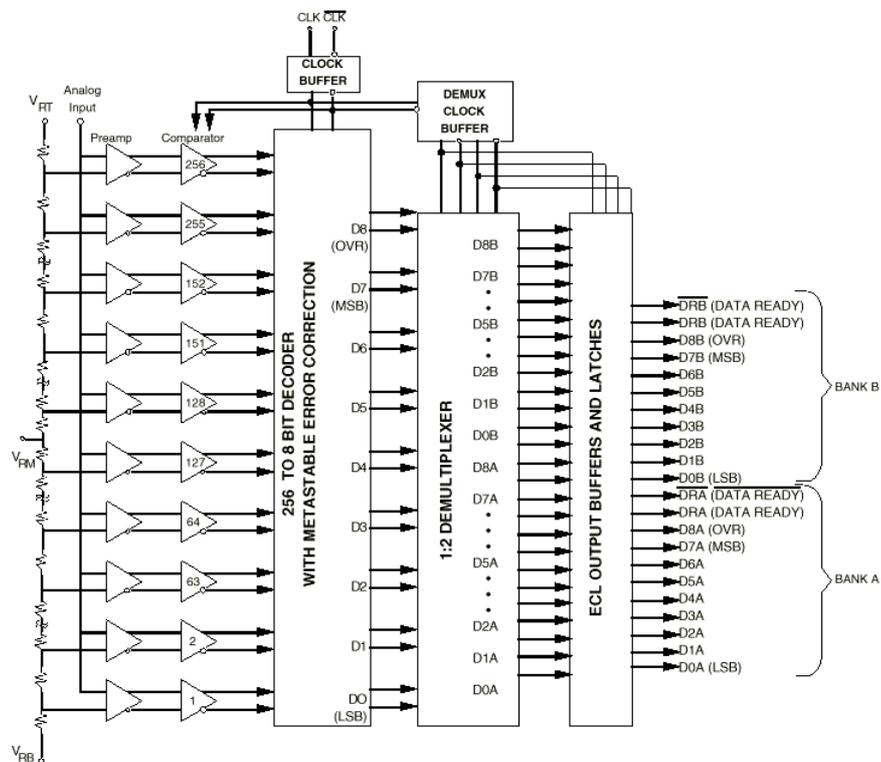


Abb. 61 Blockdiagramm des SPT7750[30].

von 8Bit besitzt, ist dieser Bereich in 2^8 Quantisierungsintervalle aufgeteilt. Der SPT7750 besitzt 256 Komparatoren, deren Referenzeingang über interne Vorverstärker mit einem 256-stufigen Spannungsteiler verbunden ist. Das abzutastende Signal liegt gleichzeitig (ebenfalls über Vorverstärker) an allen Komparatoren an. Im Vergleich zu anderen Verfahren bietet dieses eine sehr hohe Konversionsgeschwindigkeit, die im Prinzip nur durch die Schaltzeiten der Komparatoren und der nachgeschalteten internen Logik begrenzt ist. Die Vorverstärker agieren als Buffer und stabilisieren die Eingangskapazität der Schaltung. Der SPT7750 hat diffe-

rentielle analoge und digitale Datenpfade zwischen Vorverstärkern und Ausgangsbuffern, was zu einem stabilen Verhalten führt. Die digitalisierten Daten stehen an 2*8Bit Ausgängen zur Verfügung. Da die Ausgänge in ECL-Logik ausgeführt sind, muss jeder Ausgang des SPT7750 mit einem Abschlusswiderstand von 50Ω abgeschlossen werden. Der FADC-Chip ist ausgelegt für einen Betrieb bis zu einer Frequenz von 500MHz.

In Abb. 62 ist das Timing-Diagramm des FADC-Chips dargestellt.

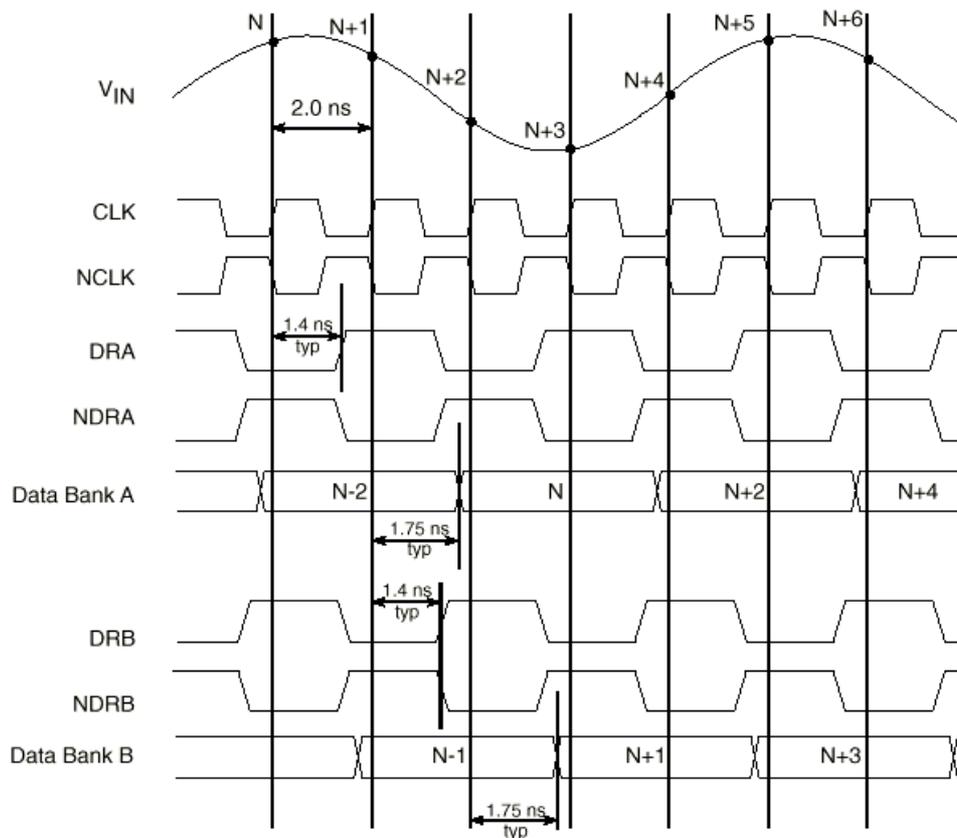


Abb. 62 „Timing“ Diagramm des SPT7750. (V_{in} bezeichnet das analoge Eingangssignal, CLK(NCLK) - „Clock“, DRA, DRB(NDRA, NDRB) - „Data Ready“ für Bank A bzw. B, Data Bank A(Data Bank B) - Ausgang A bzw. B.) [30].

Das Signal V_{in} wird bei einer Abtastfrequenz von $f_{abtast.}=500\text{MHz}$ alle 2ns digitalisiert. Es dauert zwei Clock-Zyklen, bis der abgetastete Wert am Ausgang erscheint, da ein Puls für das „Latching“ der Komparatoren und ein zweiter für das „Enabling“ der Ausgangsbuffer benötigt wird. Im Multiplexer werden die Signale auf zwei Bänke unterteilt, wobei sie um einen Faktor zwei verlangsamt werden. Als Folge dessen sind die Gray-kodierten Ausgangssignale um 180 Grad gegeneinander verschoben. Im Gray-Kode erfolgt die Codierung der Datenwör-

ter derart, dass beim Wechsel von einer Digitalisierungsstufe zur nächsthöheren (z.B. beim Übergang von 64-65 127-128, usw.) im Datenwort auch nur ein einziges Bit umschaltet, was wesentlich zur Störsicherheit beiträgt.

4.3.2 Die ECL-Steuerungslogik

ECL ist eine Abkürzung für den Ausdruck „Emitter Coupled Logic“ und bezeichnet mehrere Baureihen (MECL, ECLinps, etc.), bei der die Ankopplung des Ausgangssignal an einen offenen Emitter der letzten Gatterschaltstufe erfolgt. ECL ist eine der zur Zeit verfügbaren differentiellen Logikfamilien. Die erreichbaren kurzen Verzögerungszeiten und schnellen Umschaltzeiten bilden den Hintergrund zur Anwendung von ECL-Technik zur Steuerung schneller paralleler Analog-Digital-Wandler.

Das Prinzip eines ECL-Basiselements soll kurz anhand der folgenden Skizze erklärt werden.

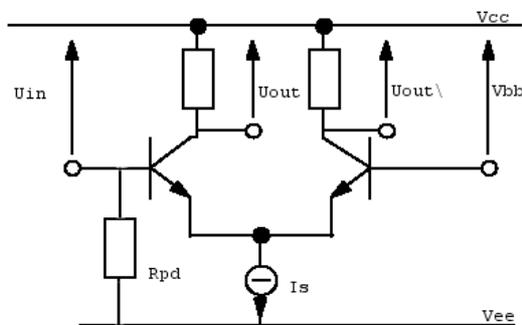


Abb. 63 ECL-Basiselement.

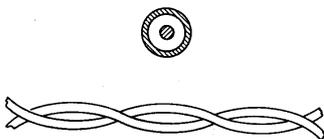
Die Eingangsstufe eines ECL-Gatters ist ein Differenzverstärker. Die Konstantstromquelle I_s liefert einen konstanten Strom in die Schaltung. Der kann weiter über die Eingangsspannungen U_{in} und V_{bb} zwischen den beiden Zweigen der Schaltung hin und her geschaltet werden. Keiner der Transistoren erreicht dabei den Zustand der Sättigung. So erhält man schnelle Schaltungen, die aber hohe Verlustleistung haben. Die Ausgangssignale werden an den Kollektoren der Transistoren abgenommen. Es stehen zwei zueinander invertierte Ausgangssignale U_{out} und $U_{out\}$ zur Verfügung.

Die Verlustleistung eines ECL-Chip hängt direkt von I_s ab : $P_v = I_s * V_{ee}$. $V_{ee} = -5V$ und $V_{cc} = 0V$ bezeichnen die Versorgungsspannungen des Schaltkreises. Die Spannung V_{bb} legt die Schaltschwelle des Gatters fest und liegt normalerweise bei einer Spannung von ca. -1.25V. Die externe Spannungshub liegt im Bereich von $-0.9V$ für logisch „1“ bis $-1.75V$ für logisch „0“. Da die ECL-Logik mit den anderen Typen (TTL,CMOS) nicht direkt kompatibel ist, müssen spezielle Wandler-Bausteine zur Ankopplung dieser Baureihen an einen ECL-Schaltkreis verwendet werden.

R_{pd} ist ein sog. Pull-Down-Widerstand : Falls der Eingang offen ist, „zieht“ er die Eingangsspannung auf V_{ee} und setzt somit diesen Eingang auf logisch „0“. Um die nachfolgenden Gatter treiben zu können, werden an die Kollektoren der Transistoren eines Basiselements Emitterfolger nachgeschaltet. Aufgrund der niedrigen Ausgangsimpedanz (wenige Ω) können ECL-Gatter direkt an Übertragungsleitungen wie Koaxialkabel (50Ω Impedanz) oder „Twisted Pair“-Kabel (110Ω Impedanz) angeschlossen werden.

Aufgrund der hohen Frequenzen mit schnellen Signalanstiegszeiten muss praktisch jeder Signalpfad als Hochfrequenz-Übertragungsleitung betrachtet werden, bei der bei unkorrektem Impedanzabschluss Reflexionen auftreten können. In ECL kann man durch besondere Techniken bei impedanzkontrollierten Signalübertragungswegen und bei der Wahl entsprechender Abschlusswiderstände das Problem von Reflexionen weitestgehend vermeiden. Bei anderen Logikfamilien (z.B. TTL) ist dies aufgrund des chipinternen Aufbaus nicht immer gegeben.

In nachstehender Tabelle ist eine Reihe typischer Übertragungsleitungen dargestellt, die in schnellen Logik-Systemen benutzt werden. In der rechten Spalte ist die entsprechende charakteristische Impedanz aufgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Koaxialkabel und „Twisted Pair“-Leitungen (Typ a) verwendet. Beim Layoutdesign kamen sowohl die Microstrip- als auch Microline-Technik (Typ c+d) zum Einsatz.

Typ a		$Z_0 = 50,75,93,125\Omega$ (für Koaxialkabel)
		$Z_0 = 110\Omega$ (für Twisted-pairs)

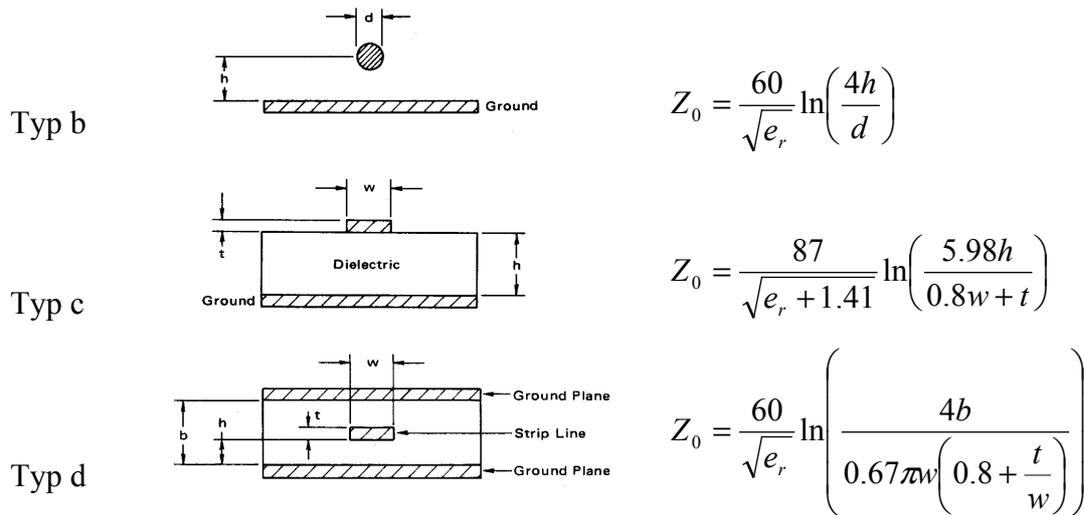


Abb. 64 Geometrie einiger Typen von Übertragungsleitungen.(a: Koaxialkabel, „Twisted Pair“, b: „Wire Over Ground“-Leitung, c: -Microstrip-Leitung, d: Stripline-Leitung). e_r bezeichnet die effektive dielektrische Konstante[31].

Wenn im idealen Fall eine Übertragungsleitung mit einem Widerstand abgeschlossen ist, der genau seinem Wellenwiderstand entspricht, dann treten keine Reflexionen auf.

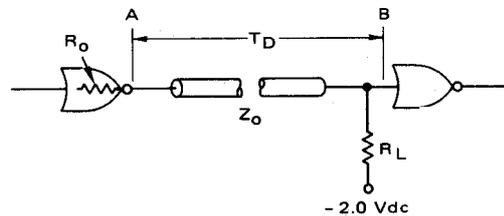


Abb. 65 ECL Übertragungsleitung.

Wenn in obiger Zeichnung $R_L \neq Z_0$, dann tritt am Punkt B eine Reflexion des Signals auf. Der Reflexions-Koeffizient an diesem Ende der Leitung lässt sich mit Hilfe der Formel (4-14) ausdrücken[31].

$$\rho_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} \quad (4-14)$$

Nach der Zeit $2T_D$ kommt die reflektierte Welle wieder am Ausgangspunkt A an und wird erneut reflektiert, wobei sich der Reflexions-Koeffizient ρ_S wie folgt berechnet[31].

$$\rho_s = \frac{R_0 - Z_0}{R_0 + Z_0} \quad (4-15)$$

Die Amplituden der einlaufenden und reflektierten Welle überlagern sich in jedem Punkt der Übertragungsleitung. Dieses Hin und Her an Reflexionen würde nun so beliebig lange weitergehen, wenn das Signal nicht durch die Dämpfung der Signalübertragungsstrecke langsam an Amplitude verlieren würde.

Um die eben angesprochenen unerwünschten Effekte bereits beim Layoutdesign der Schaltung zu reduzieren, müssen die Wellenwiderstände von Signalübertragungswegen auf Leiterplatten aus den geometrischen Vorgaben errechnet und die Abschlusswiderstände entsprechend daran angepasst werden.

4.3.3 Das Funktionsprinzip des Adresszählers

In diesem Kapitel wird die Realisierung des Adresszählers der FADC-Module näher beschrieben. Da der Adresszähler zum einen mit einer relativ hohen Taktfrequenz von 150MHz betrieben werden muss und sich zum anderen beim Einsatz von Standardbausteinen zusätzlich Platzprobleme beim Layout ergeben würden, wurde dieser Teil der Schaltung als CPLD realisiert. Die Vorteile von CPLDs („Complex Programmable Logic Device“) liegen auf der Hand: Im Vergleich zu einer diskret aufgebauten Schaltung besitzen sie eine hohe Integrationsdichte (beim verwendeten ispLSI2032 1000 Logikgatter) und verbrauchen deshalb weniger Energie pro Chip als eine diskret aufgebaute Schaltung, da nicht jedes einzelne Gatter einen Ausgangstreiber benötigt. Die „Pin-to-Pin“-Verzögerung beim verwendeten ispLSI2032 beträgt weniger als 5ns. Ein nicht zu unterschätzender Vorteil von CPLDs ist die Flexibilität zum einen bei der Entwicklung der Schaltung und zum anderen bei eventuellen späteren Änderungen, da eine Funktionsänderung des Chips einfach durch eine Umprogrammierung erfolgt. Die Funktion des CPLDs kann weiterhin vor der Realisierung in der Hardware am Computer simuliert werden.

Das verwendende CPLD ispLSI2032 der Firma „Lattice Semiconductor“ bietet eine maximale Taktfrequenz von 200MHz und besitzt über 1000 Gatter. Seine Struktur ist in Abb. 66 gezeigt.

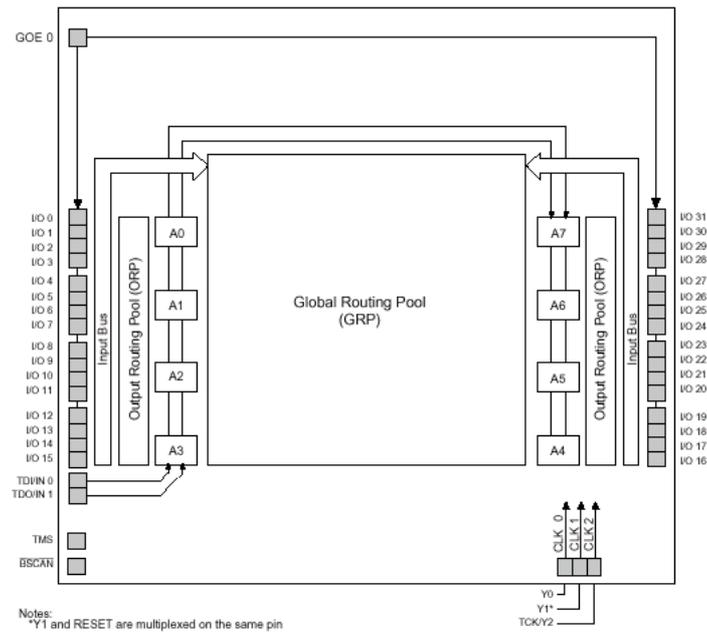


Abb. 66 Struktur des Lattice ispLSI2032[32].

Der Baustein besitzt 32 I/O-Zellen, 3 Clock-Eingänge, 8 GLBs („Generic Logic Blocks“) und einige zusätzliche Pins. Die GLBs sind programmierbare Logikblöcke, die 18 Eingänge und 4 Ausgänge haben. Jeder GLB enthält 4 Flip-Flops. Die Verbindung von I/O-Zellen und Logikblöcken erfolgt durch den GRP („Global Routing Pool“). Die Ausgänge der GLBs werden über ORP („Output Routing Pools“) an die Ausgänge des Bausteins geleitet. Die I/O-Zellen sind frei konfigurierbar.

Die nächste Abbildung zeigt den Aufbau eines GLB.

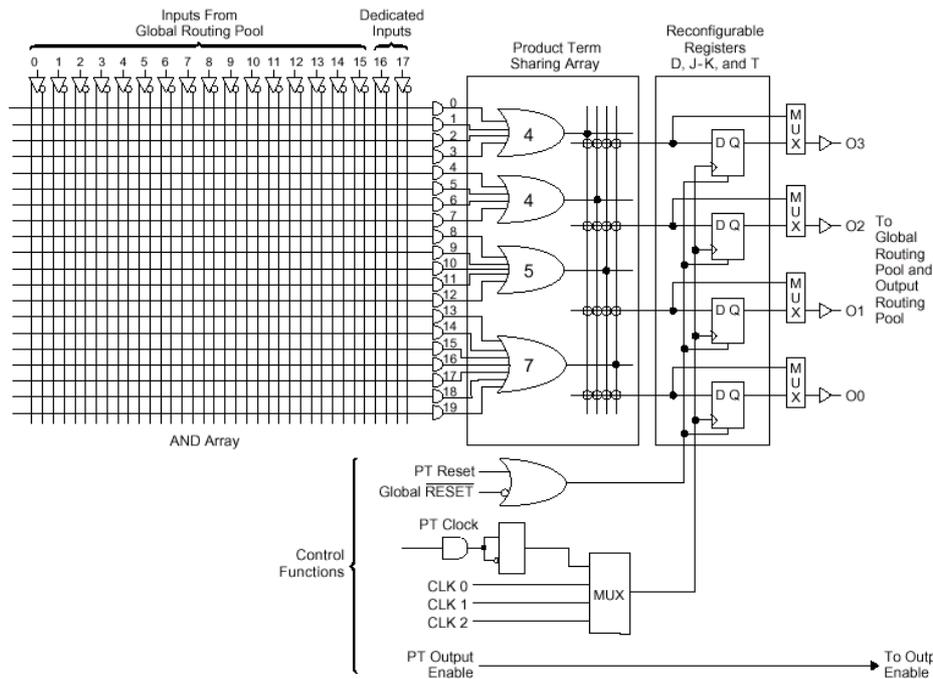


Abb. 67 Aufbau eines GLB[32].

Der einzelne GLB besteht aus einer UND-Matrix, die aus 18 Signalen des GRPs Produktterme bildet. Weiterhin sind vier ODER-Gattern enthalten. Aus dieser Konfiguration können verschiedene logische Funktionen gewonnen werden, welche wahlweise weiter in den GRP eingespeist oder in einer der vier Flip-Flops des GLBs abgespeichert werden können.

Der Baustein kann direkt auf der Platine in seiner endgültigen Schaltungsumgebung programmiert werden. Die Programmierung erfolgt über die parallele Schnittstelle eines PCs, der Einsatz eines externen Programmiergeräts (wie beispielsweise bei EPROMs früher üblich) ist nicht erforderlich. Das Ergebnis der Programmierung wird in einem Array aus E²CMOS-Zellen gespeichert, welches auch nach Abschaltung der Versorgungsspannung erhalten bleibt.

Der Logik-Entwurf des Adresszählers wurde mit Hilfe des Programmpaket SYNARIO realisiert und getestet, die Schaltungen sind detailliert im Anhang dargestellt. Der für die Anwendung programmierte Chip hat einen CLOCK- und einen RESET-Eingang, einen 13Bit – Adressbus und einen PL-Eingang („Parallel Load“) zur Übernahme einer externen Adresse in das interne Zählregister.

Die Funktion des Adresszählers wurde mit Hilfe eines Oszilloskops überprüft. Der Zähler wurde mit verschiedenen Frequenzen getestet und lief einwandfrei bis zu einer Frequenz von 175MHz, was für den zu entwickelnden FADC völlig ausreichend ist.

Der Zähler kann sowohl im Seriell- als auch im Parallelbetrieb eingesetzt werden. Im seriellen Betrieb („Parallel Load“ PL=LOW) wird der Zähler erst mit einem RESET auf Null gesetzt und dann der Adresszähler durch das Clock-Signal inkrementiert. Im parallelen Betrieb („Parallel Load“ PL=HIGH) ist es möglich, eine bestimmte externe Adresse in das interne Zählregister zu laden und dann den entsprechenden Ort im Speicher auszulesen.

4.3.4 Die Verwendung des schnellen Speichers

Der für das FADC-Modul verwendete Speicher ist ein leistungsstarker CMOS 64k-SRAM-Baustein mit TTL-kompatiblen Ein- und Ausgängen (s. Abb. 68). Der verfügbare Speicherplatz von 65536 Bit ist in 8192 Worten \hat{a} 8 Bits organisiert. Der Baustein ist für Anwendungen entwickelt, bei denen schnelle Datenzugriffe (wenige ns) erforderlich sind. Aus Platzgründen wurde die SMD-Ausführung („Surface Mounted Device“) verwendet.

Der AS7C164 hat identische Adresszugriffs- und R/W-Zykluszeiten mit einem Wert von deutlich unter 8ns (Messwerte). Die Zugriffszeit auf den Ausgangsbuffer beträgt 3ns. Der Zugriff wird durch das „Output Enable“-Signal *OE* gesteuert und durch die „TRI State“-Technik ist der Anschluss mehrerer Chips an einen Bus möglich. Der *WE* -Eingang dient zum Umschalten zwischen Schreib- bzw. Lesemodus durch Aktivieren der entsprechenden bidirektionalen I/O-Leitungen. Die Signale *CE1/* und *CE2* dienen zum kompletten Deaktivieren eines SRAM-Chips in einer Schaltung und werden in anderen Anwendungen als Energiesparmöglichkeit genutzt. Die Versorgungsspannung ist aufgrund der TTL-kompatiblen Ein- und Ausgänge +5V. Der AS7C164 hat aufgrund seiner internen CMOS-Struktur eine sehr niedrige Leistungsaufnahme. In aktivem Zustand beträgt der maximale Wert 630mW (bei $f=100$ MHz).

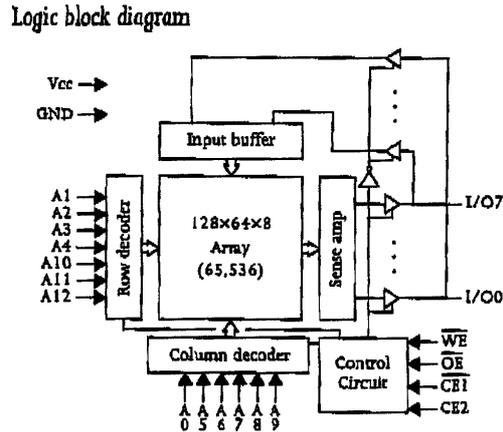


Abb. 68 Struktur des Speichers[33].

Der FADC und der Adresszähler werden vom gleichen Takt gesteuert. Die Signale werden auf dem Board durch eine entsprechende Logik so verzögert, dass die am Speicher anliegende Adresse synchron mit der Ankunft der Daten inkrementiert wird. Eine Fehleinstellung der Verzögerungszeiten führt zu Fehlfunktionen.

4.3.5 Funktionelle Darstellung des FADCs durch ein Blockdiagramm

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modul beinhaltet einen FADC-Kanal, dessen funktioneller Aufbau im folgenden Bild dargestellt ist.

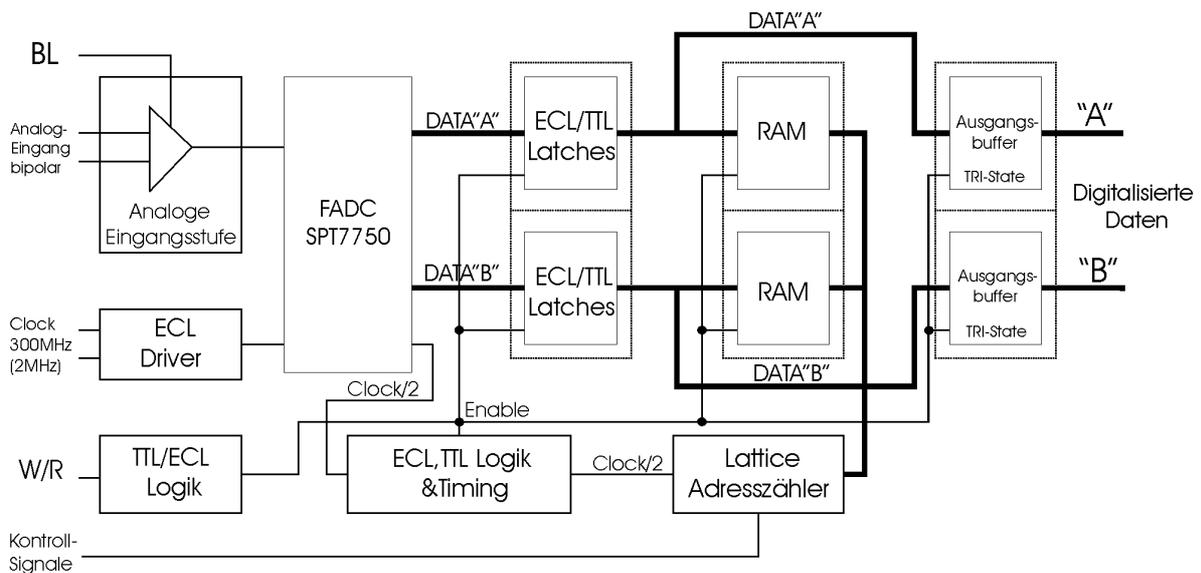


Abb. 69 Blockdiagramm eines 300MHz-FADC- Moduls.

Der Aufbau lässt sich prinzipiell in zwei funktionale Blöcke unterteilen. Der erste Block besteht aus dem eigentlichen FADC-Chip, ECL-TTL-Wandlern mit internen Latches, RAMs und Tri-State-Buffer zur Übergabe der Daten. Der zweite Block besteht aus der Steuerelektronik. In diesem Schaltungsbereich wird ein ca. 1-2 ns breiter Impuls zur Ansteuerung der Latches erzeugt, weiterhin beinhaltet dieser Teil Verzögerungsschaltungen, den Adresszähler, Logik für Clock und sekundäre Steuersignale.

Das FADC-Modul arbeitet in den Modi **SCHREIBEN** und **LESEN**:

Im **SCHREIBEN**-Modus wird die am Analogeingang anliegende Spannung mit der Abtastfrequenz am Clockeingang des FADC-Chips digitalisiert. Die digitalisierten Daten werden am Ausgang des FADC-Chips als zwei 8-Bit-Wörter mit der halben Clockfrequenz (150 MHz) zur Verfügung gestellt, wobei die 8-Bit-Wörter um 180° phasenverschoben sind. Diese als ECL-Signale vorliegenden Daten werden im weiteren Verlauf über ECL-TTL-Konverter ins RAM übertragen, wobei das interne „Latching“ der Konverter die eben erwähnte Phasenverschiebung der Datenwörter kompensiert. Da die TTL-Steuerlogik im Schreiben-Modus mit der halben Abtastfrequenz arbeitet, wird zweckmäßigerweise das „DataReady“-Signal des FADC-Chips zur Steuerung verwendet.

Im **LESEN**-Modus wird das Modul nicht mit der Abtastfrequenz (300 MHz) gespeist, sondern mit einem niederfrequenteren Clocksignal, welches extern zugeführt wird. Dieses Clocksignal dient im LESEN-Modus lediglich zum Vortakten des Adresszählers. Ein Herunterteilen der Frequenz für die TTL-Steuerung wie im SCHREIBEN-Modus erfolgt nicht. Durch Bestücken von Kurzschlussbrücken auf der Platine ist es möglich, die digitalisierten Daten wahlweise über einen 8 oder 16 Bit breiten Bus zur Verfügung zu stellen.

Ein exakter Schaltplan des FADC-Moduls mit einer Aufstellung der Signale und deren spezifischen Funktionen befindet sich im Anhang dieser Arbeit.

Auslesen der FADCs mit einem PC

Ein Betrieb des FADC-Moduls im Standalone-Betrieb ist nicht möglich. Zum Auslesen wurde daher eine Testumgebung für einzelne Module entwickelt. Mit Hilfe dieser Testumgebung erfolgt die Anbindung des FADC-Moduls an einen PC, weiterhin werden Trigger- und Clock-

signale sowie eine abzutastende Analogspannung (DAC für Gleichspannung bzw. HF-Sinusgenerator) zur Verfügung gestellt.

Es sind prinzipiell zwei verschiedene Betriebsmodi möglich :

- ***Sample-on-Demand-Modus*** : Der FADC digitalisiert erst, nachdem ein Triggersignal das Vorhandensein eines abzutastenden Signals anzeigt. Dieses Prinzip erfordert oft eine Verzögerung des abzutastenden Signals.
- ***Late-Trigger-Modus*** : Der FADC digitalisiert ständig das abzutastende Signal und ein Triggersignal stoppt den Digitalisierungsvorgang. Da das abzutastende Signal quasi bereits durch die ständige Digitalisierung aufgenommen wurde, ist eine Verzögerung des abzutastenden Signals nicht erforderlich.

Da eine exakte Beschreibung dieser Thematik den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, sei für eine weitergehende Betrachtung auf[34] verwiesen.

4.4 Die Eigenschaften des Transientenrekorders

4.4.1 Übertragungsfunktion

In diesem Kapitel wird die Übertragungsfunktion des FADCs („Flash-Analog-Digital-Converter“) näher erläutert. Die von dem FADC verwendete Umsetzungsmethode wird als Parallelumsetzung bezeichnet. Bei einem n -Bit Parallelwandler wird die zu digitalisierende Eingangsspannung zeitgleich 2^n Komparatoren mit entsprechenden Referenzspannungswerten zugeführt (s. Kap. 4.3.1), wobei aufgrund der zeitgleichen Konversion durch den Einsatz der Paralleltechnik eine sehr hohe Digitalisierungsgeschwindigkeit erreicht wird. Beim SPT7750 kommen aufgrund der Auflösung von 8-Bits insgesamt 255 Komparatoren zum Einsatz. Folgende Abb. 70 illustriert die Übergangsfunktion für einen idealen 8-Bit-ADC.

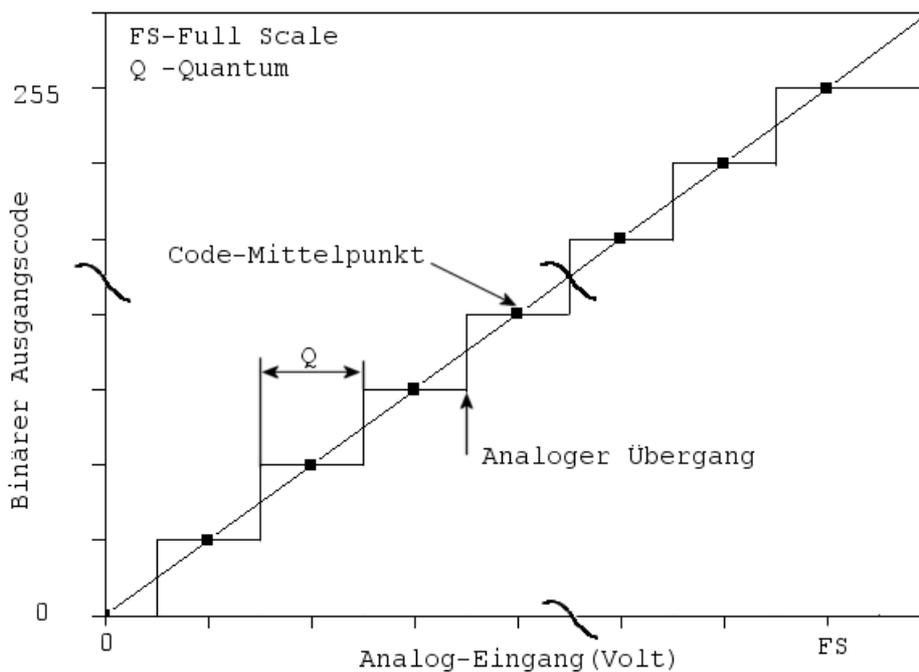


Abb. 70 Beispiel einer idealen FADC-Übergangsfunktion.

Da der FADC anhand eines sich kontinuierlich ändernden Analog-Eingangs ein quantisiertes Ausgangssignal erstellt, ist die Übertragungsfunktion nicht eindeutig umkehrbar. Jedes Ausgangscodewort entspricht einem schmalen Segment Q des analogen Eingangswertes. Der Wert $Q = \frac{FSR}{2^n}$ (FSR = „Full Scale Range“) repräsentiert den kleinsten analogen Diffe-

renzbetrag, den der Wandler auflösen kann. Da der SPT7750 im unipolaren Bereich von 0 bis $-2V$ betrieben wird, beträgt $FSR = 2V$ und damit $Q = \frac{2V}{2^8} = 7.8mV$. Weiterhin wird Q (LSB - „Least Significant Bit“) auch als LSB bezeichnet.

4.4.2 Offsetfehler

Der Offsetfehler ist definiert als die Abweichung der tatsächlichen Übertragungsfunktion von der idealen im Nullpunkt der analogen Eingangsspannung. Wenn dieser Fehler nicht abgeglichen wird, tritt ein konstanter absoluter Genauigkeitsfehler in jedem Punkt der Übertragungsfunktion auf. Die Messergebnisse sind in folgender Abb. 71 dargestellt.

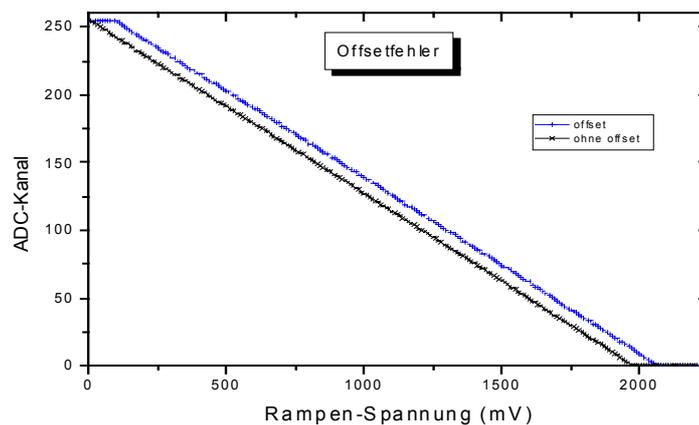


Abb. 71 Messung des Offsetfehlers des FADC.

Der Offsetfehler des hier getesteten FADC beträgt $80mV$. Dieser Fehler ist statischer Natur und lässt sich durch ein entsprechendes „Baseline“-Signal korrigieren.

4.4.3 Verstärkungsfehler

Als Verstärkungsfehler bezeichnet man die Abweichung der tatsächlichen Übertragungsfunktion vom idealen Kurvenverlauf. In der folgenden Betrachtung bleibt der im weiteren Verlauf dieser Arbeit behandelte Offset-Fehler unberücksichtigt. Zur Bestimmung des Verstärkungsfehlers wird über einen DAC eine Rampenfunktion vorgegeben und vom FADC

digitalisiert. An die digitalisierten Werte wird eine lineare Funktion angefitet und deren Steigung bestimmt. Das Verhältnis dieser Steigung zur Steigung der vorgegebenen Rampe wird als Verstärkungsfehler bezeichnet. Ein entsprechendes Testprogramm findet sich im Anhang dieser Arbeit [Anhang 6.4].

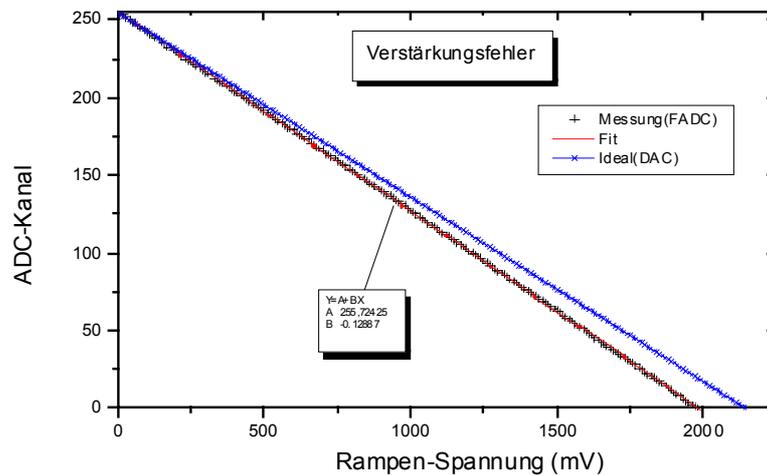


Abb. 72 Messung des Verstärkungsfehler eines FADC.

Bei der dargestellten Messung wurde eine rampenförmige Eingangsspannung mit einer Schrittweite von 10mV im Bereich von 0V bis -2V erzeugt. Die digitalisierten Werte wurden dann im Plot aufgetragen.

Die ideale Steigung der vorgegeben Rampenfunktion beträgt $S_{ideal} = -255/2146 = -0.119$.

Die durch die Messung angepasste Fit-Funktion ergibt sich im obigen Beispiel zu :

$$Y = 255.7 - 0.129 \times X, \quad (4-16)$$

wobei $S_{mess} = -0.129$ die gemessene Steigung ist.

Der Verstärkungsfehler beträgt hiernach:

$$\text{Verstärkungsfehler} = \frac{S_{\text{mess}}}{S_{\text{ideal}}} = 1.08 \quad (4-17)$$

Vereinfacht ausgedrückt bedeutet dieser Wert, dass die gemessene Gerade um 8% gegenüber der idealen (vorgegebenen) Gerade abweicht. Der Hauptbeitrag zu diesem Fehler kommt aus der analogen Vorverstärkerstufe und kann prinzipiell bei jedem einzelnen FADC durch eine entsprechende Verstärkungskalibrierung beseitigt werden.

4.4.4 Bestimmung der Linearität

Neben den bisher behandelten Verstärkungs- und Offsetfehlern wird im folgenden noch ein weiterer wichtiger Parameter, die Linearität der Schaltung, untersucht. Zur Bestimmung der Linearität werden die bereits im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren angewendet. Das DAC-Ausgangssignal wurde an den Baseline-Eingang des FADC angeschlossen und genau wie bei der Messung des Verstärkungsfehlers mit einer Rampen-Funktion gespeist. Bei jedem Messvorgang wurde die DAC-Ausgangsspannung um 10mV erhöht und jeweils $N=50000$ Digitalisierungen durchgeführt. An die Mittelwerte der Messwerte wird eine Gerade angefitet und deren Parameter bestimmt.

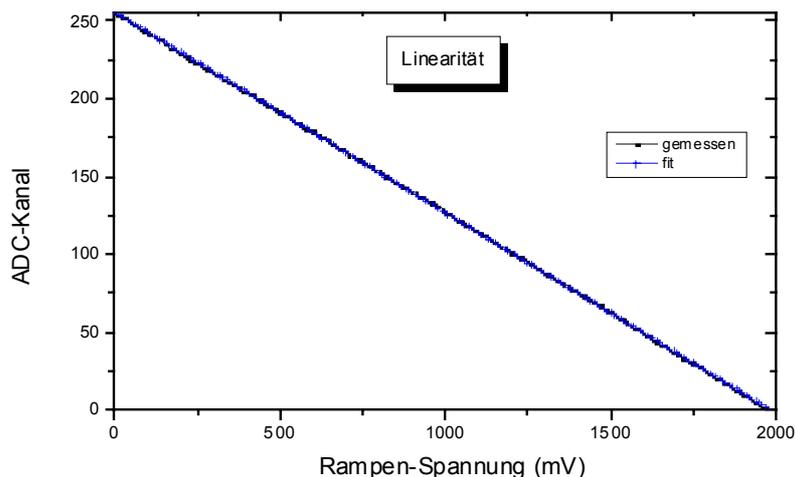


Abb. 73 Messung der Linearität des FADC.

Nach linearer Regression erhält man für $y(i) = ai + b$ (i = Schrittnummer) eine Gerade mit den Parametern $a=-0,129$ und $b=255,7$. Die Abweichung der Messwerte von der Geraden $y(i)$ ist ein Maßstab für die Qualität des untersuchten FADCs.

Die Differenz aus den diskreten Messwerten und den Regressionswerten ist ein Maß für die Linearität des untersuchten FADCs:

$$\Delta_{\text{linearität}} = y_{\text{messmittel}} - y_{\text{regress}} \quad (4-18)$$

Nach der Konvertierung von $\Delta_{\text{linearität}}$ in entsprechende Spannungswerte ($1\text{LSB}=7,8\text{mV}$) kann man die Abweichung der Messwerte von der Regressionsgeraden - wie in folgender Abbildung gezeigt - darstellen :

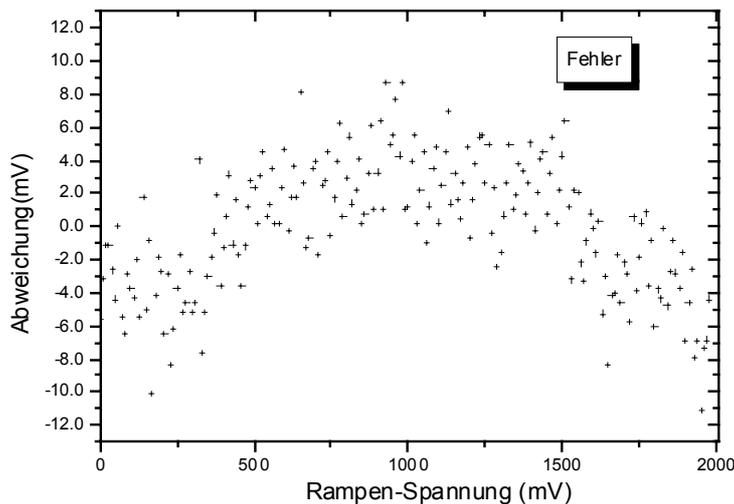


Abb. 74 Messung der Linearität des FADCs. Abweichung der Messwerte von der angepassten Geraden als Funktion der DAC-Bins.

Die Linearitätsmessung ergab eine maximale Abweichung von 12mV, welcher im Rahmen der Spezifikationen des FADC-Chips (Linearität $<1.5\text{LSB}$) liegt.

4.4.5 Quantisierungsrauschen

Jeder A/D-Wandler, auch ein idealer, zeigt immer einen unvermeidlichen Fehler, der als Quantisierungsrauschen bezeichnet wird. Da ein Analog-Digital-Wandler ein analoges Signal

mit einem Betrag kleiner als Q nicht erkennen kann, erhält man am Ausgang einen Fehler von $\pm \frac{Q}{2}$. Auch ein idealer ADC ordnet einem kontinuierlichen Signal diskrete Werte zu, so dass dieser Quantisierungsfehler stets auftritt. Infolgedessen kann vom digitalen Ausgangscode eines A/D-Wandlers der genaue Wert des Eingangssignals nicht exakt rekonstruiert werden. In Abb. 75 ist der Verlauf des Quantisierungsfehlers einer Abtastung anhand eines Beispiels dargestellt.

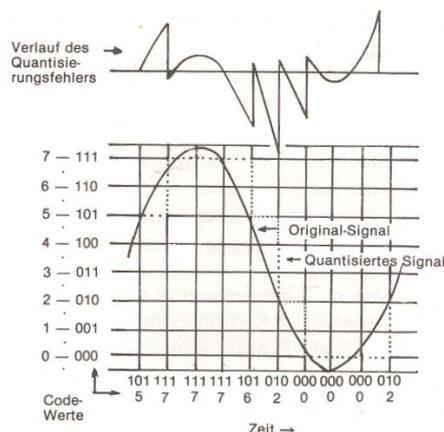


Abb. 75 Quantisierungsfehler eines idealen 3Bit-ADC[35].

Der Fehler lässt sich formulieren als:

$$\varepsilon_i = y_i - y_w \quad (4-19)$$

wobei y_i den Messwert und y_w den wahren Wert darstellt. ε_i ist zwischen $[-0,5 \dots 0,5]$ verteilt.

Die Verteilung dieses Fehlers wird durch eine Boxfunktion $B(y)$ beschrieben:

$$B(y) = \begin{cases} \frac{1}{Q} & \text{wenn } |y| \leq \frac{Q}{2} \\ 0 & \text{wenn } |y| > \frac{Q}{2} \end{cases} \quad (4-20)$$

Hieraus kann die Varianz der Boxfunktion abgeleitet werden:

$$\sigma_Q^2 = \sigma_\varepsilon^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (y - \bar{y})^2 B(y) dy = \frac{1}{Q} \int_{-Q/2}^{Q/2} y^2 dy = Q^2/12 \quad (4-21)$$

Da in obiger Gleichung $Q = 1$ ist, gilt $\sigma_\varepsilon^2 = 1/12$.

Diese Varianz wird auch als Quantisierungsrauschen bezeichnet, das wie bereits erläutert, auch bei einem idealen ADC auftritt.

4.4.6 Definition der ENOB (Effective Number of Bits)

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde von einem idealen ADC ausgegangen. Bei einem realen ADC addiert sich zu dem Quantisierungsrauschen σ_Q jedoch noch das elektronische Rauschen σ_E hinzu. Da beide Rauscharten voneinander unabhängig sind, gilt für das Gesamtrauschen σ_G :

$$\sigma_G^2 = \sigma_Q^2 + \sigma_E^2 \quad (4-22)$$

Den Wert σ_G^2 kann man wie folgt experimentell bestimmen :

$$\sigma_G^2 = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [y_i - f_i]^2} \quad (4-23)$$

wobei y_i die Messwerte und f_i die wahren Werte sind.

Die Werte von f_i erhält man, indem man an die gemessenen Daten y_i an eine Funktion angleicht, deren Form dem eingespeisten Signal entspricht.

In vielen Fällen kann es sinnvoll sein, das Quantisierungsrauschen aus der Betrachtung herauszunehmen und nur den elektronischen Rauschanteil zu betrachten. Diese Vorgehensweise erlaubt es, auf σ_G^2 zu normieren, womit man erhält :

$$ENOB = n - \log_2 \left[\frac{\sigma_G}{\sigma_Q} \right], \quad n=8\text{Bit} \quad (4-24)$$

Mit der Größe ENOB („Effective Number of Bits“) kann das Verhältnis der Signalleistung zur Rauschleistung ausgedrückt werden. Das Signal-Rauschverhältnis kann auch in dB ausgedrückt werden als

$$S/N(dB) = 10 \log(P_s / P_n) \quad (4-25)$$

Gemäss [35] können beide Angaben wie folgt ineinander umgerechnet werden :

$$S/N = \frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}(dB) = 6.02n + 1.76 \quad (4-26)$$

wobei n die Auflösung eines A/D-Wandlers ist.

Bestimmung der effektiven Bits für den quasi-statischen Fall ($\omega = 0$)

Im folgenden wird das oft angewandte statische Bin-Übergangsrauschen-Messverfahren, zur Bestimmung der $ENOB$ dargestellt. Hierbei wird ein Binübergang (Übergang von einem Digitalisierungswert zum nächsthöheren) des FADC vermessen. Da der hier betrachtete FADC intern im Gray-Code arbeitet, ist zu vermuten, dass sich das Verhalten der verschiedenen einzelnen Binübergänge sich nicht oder nur geringfügig voneinander unterscheidet. Im Testaufbau wird eine von einem DAC (Digital Analog Wandler) generierte und auf 14-Bit genaue Spannung von dem FADC digitalisiert. Der Bereich 0 bis $-2V$ lässt sich in $2^8 = 256$ FADC Stufen unterteilen. Einem LSB („Least Significant Bit“) entspricht somit eine Spannung von $7.8mV$. Die vom DAC zur Verfügung gestellte Spannung wird nach entsprechender Pegelanpassung an den BL -Eingang des FADCs angeschlossen. Bei einem 14-Bit-DAC mit einem Hub von $5V$ beträgt ein DAC-LSB ca. $0.3mV$. Von einem Startwert an wurde das Eingangssignal von dem DAC in feinen Schritten (DAC-LSBs à $0.3mV$) hochgefahren und die Einträge in den entsprechenden FADC-Stufen wurden für jeden Schritt gemessen.

Hierzu sei angemerkt, dass der DAC auch einen systematischen Fehler besitzt. Da dieser Fehler jedoch um mehrere Größenordnungen kleiner ist als der Fehler des FADCs, bleibt er in der weiteren Betrachtung unberücksichtigt.

Der Übergang zwischen zwei FADC-Stufen ist keine reine Stufenfunktion, sondern stellt eine Distribution dar. Diese statistische Verteilungsfunktion kann man als eine Faltung einer durch Rauschen bedingten Gauß-Verteilung mit einer idealen Stufenfunktion ansehen.

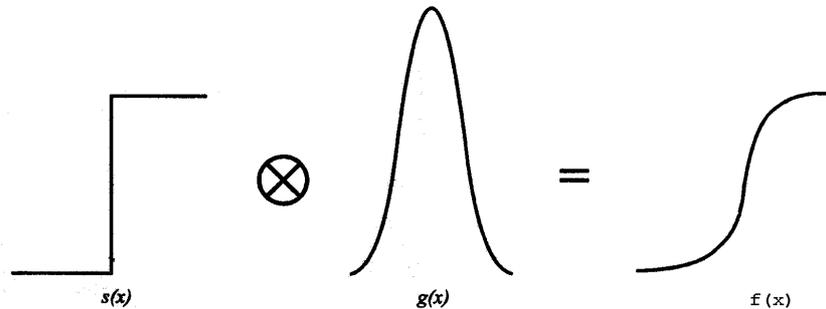


Abb. 76 Faltung einer Stufenfunktion mit einer Gaußfunktion. Das Ergebnis ist der verrauschte Binübergang.

Die in der Abbildung dargestellten Funktionen haben folgende Form :

$$s(x) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } x \geq 0 \\ 0 & \text{wenn } x < 0 \end{cases} \quad (4-27)$$

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_c}{\sigma}\right)^2} \quad (4-28)$$

Durch Faltung der beiden Funktionen ergibt sich der verrauschte Binübergang F_{ADC} zu:

$$F_{ADC}(x) = \Phi\left(\frac{x-x_o}{\sigma}\right) = \int_{-\infty}^x \varphi(x') dx' = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{x'^2}{2}\right) dx' \quad (4-29)$$

Diese Formel ergibt sich aus einer unvollständigen Gamma-Funktion[36]. Zur deren Herleitung muss zunächst eine Fehlerfunktion definiert werden:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (4-30)$$

Durch Vergleich mit der Definition der unvollständigen Gammafunktion[36] erhält man:

$$erf(x) = \frac{2}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} \int_{t=0}^{t=x} e^{-t^2} dt = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} \int_u^{u=x^2} e^{-u} u^{-1/2} du \quad (4-31)$$

$$\operatorname{erf}(x) = P\left(\frac{1}{2}, x^2\right) \quad (4-32)$$

Aus der Formel (4-29) kann jetzt die Funktion F_{ADC} bestimmt werden:

$$F_{ADC}(x) = \frac{a}{2} \left(2 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) + b$$

wobei a, b, x_0, σ anzupassende Parameter sind.

Man erhält nun das Rauschmaß σ durch Fitten obiger Funktion an die Messwerte. In folgender Darstellung ist exemplarisch eine an eine Messreihe angefittete Fehlerfunktion sowie deren Ableitung (zur besseren Veranschaulichung von σ) dargestellt.

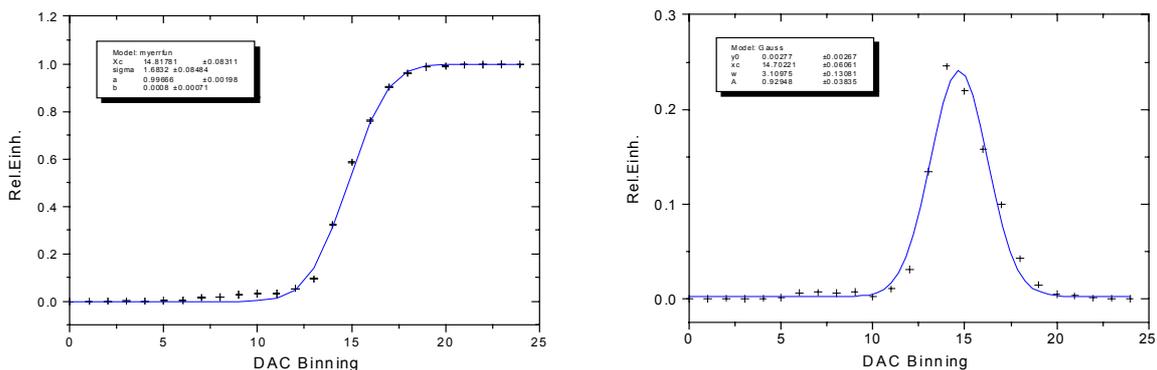


Abb. 77 Binübergangsmessung. Fit der Fehlerfunktion(links) und ihre Ableitung(rechts).

Bei dem untersuchten Binübergang wurde angenommen, dass das Ergebnis einer Binomialverteilung folgt. Bei jeder DAC-Stufe wurden $N = 50000$ Digitalisierungen durchgeführt. Der Fehler beträgt hierbei $\sigma_{Bin} = \sqrt{npq}$ (vgl. Fehlerbalken im Plot). Obwohl dieser Fehler durch den gewählten Fit-Ansatz nicht wiedergegeben wird, ist es sinnvoll bei diesem Modell zu bleiben, da man ausschließlich den Wert σ bestimmen möchte. In obiger Messung ergibt sich $\sigma \approx 1.68$, was einem Wert von 7,9 effektiven Bits entspricht.

Dieses „Rauschen“ charakterisiert verschiedene Stromänderungen, die beim Umschalten von Bits entstehen. Bei dem verwendeten FADC sind die einzelnen Datenwörter Gray-codiert,

d.h. dass bei einem beliebigen Bin-Übergang ein einziges Bit umschaltet und Störungen verursachen kann. Bei einer Standard-Binärcodierung schalten je nach Übergang ein oder mehrere Bits um, was zu entsprechend unterschiedlich großen Fehlern führt.

Bestimmung der effektiven Bits für den dynamischen Fall ($\omega \neq 0$)

In diesem Kapitel wird der sog. Dynamiktest des FADC beschrieben. Der Testaufbau besteht aus dem Prüfling, einem Generator zur Erzeugung des Eingangssignals und einem Testboard, das über eine Interface-Karte mit einem PC verbunden ist. Für die Kommunikation zwischen PC und dem Testboard wurde eine entsprechende Software in C-Code geschrieben.

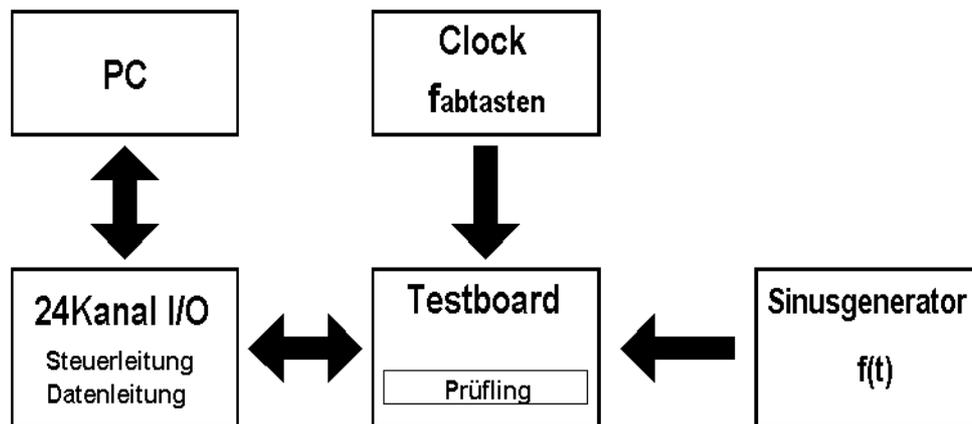


Abb. 78 Schematische Darstellung des Messaufbaus für den dynamischen Test.

Bei diesem Test wurde ein Sinus-Signal verwendet, das sich relativ einfach erzeugen lässt. Ein ideales Sinussignal verfügt im Frequenzbereich über nur eine Linie, jedoch ist ein reales Signal mit einem gewissen Rauschuntergrund behaftet. Bei der Auswertung der Messung werden die digitalisierten Daten mit jenen verglichen, die ein ideales Digitalisierungssystem erzeugen würde.

Bei der Messung wurde eine veränderliche Eingangsfrequenz f auf die diskreten Werte 100kHz, 500kHz, 1Mhz, 10MHz, 25MHz, 50MHz, 75Mhz, 100Mhz, 125MHz und 150MHz (Nyquist-Frequenz) gesetzt. Die von einem externen Generator erzeugte Abtastfrequenz be-

trug $f_{abta\text{sten}} = 300\text{MHz}$. Die obere Frequenz des abzutastenden Signals ($f = 150\text{MHz}$) wurde auf Grund des Abtasttheorems von Shannon gewählt, das besagt, dass ein Originalsignal nur dann störungsfrei und ohne Artefakte wiederhergestellt werden kann, wenn $f < \frac{f_{abta\text{sten}}}{2}$ ist.

An die digitalisierten Sinus-Signale wurde eine oberwellenfreie Sinusfunktion angepasst. Die Abweichung der gemessenen Werte von der angepassten Funktion bestimmt das Auflösungsvermögen des untersuchten FADC. Die angepasste Funktion sieht wie folgt aus :

$$f_{\text{anpassen}}(i) = \text{Offset} + A \sin(\omega i + \phi) \quad (4-33)$$

wobei $\text{Offset}, A, \omega, \phi$ die Anpassungsparameter und i die Nummer des Diskretisierungsschrittes sind.

Die effektive Anzahl der Bits eines N-Bits breiten AD-Konverters errechnet sich aus der Formel (4-23) und (4-24):

$$ENOB = N - \log_2 \left(\sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M [y_{\text{Messwerte}}(i) - f_{\text{anpassen}}(i)]^2} \times \sqrt{12} \right) \quad (4-34)$$

wobei $y_{\text{Messwerte}}$ die Messwerte und f_{anpassen} die angepasste Sinusfunktion darstellen. Die Summe stellt die Standardabweichung der Messwerte und $\frac{1}{\sqrt{12}}$ den idealen Quantisierungsfehler dar (s. Kap. 4.4.5).

Folgende Abb. 79 zeigt die gesuchte ENOB („Effective Number of Bits“) des untersuchten FADC als Funktion der Signalfrequenz f .

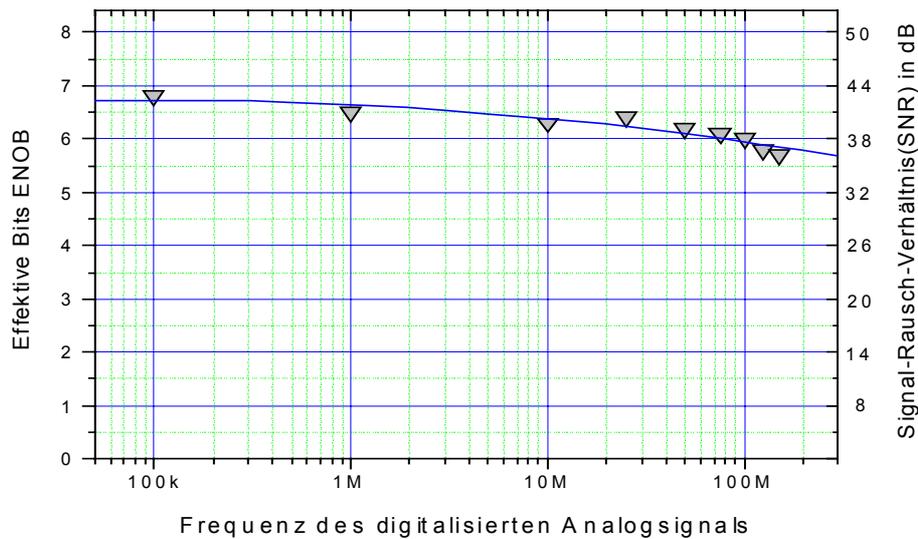


Abb. 79 Verlauf der ENOB mit der Abtastrate von $f_{abta\text{sten}} = 300\text{MHz}$.

Zur besseren Veranschaulichung des Ergebnisses wurde eine Kurve an die Messpunkte angepasst. Bis zu einer Frequenz von ca. 50MHz liegen die Messwerte in einem Bereich von 6.2-6.8Bits. Dieser Wert liegt noch innerhalb des Erwartungsbereichs. Der Nichtlinearitätswert liegt bei 1.5LSB. In der Nähe zur Nyquistfrequenz fällt die Auflösung des FADC bis unter die Marke von 6 effektiven Bits.

Es sei angemerkt, dass die Genauigkeit eines A-D-Wandlers in einem Messaufbau nicht allein durch die Angabe der effektiven Bits im Datenblatt des A-D-Wandlers bestimmt wird. In der Realität ist die maximal erreichbare Genauigkeit (abhängig von den Wandlerspezifikationen und den Einsatzbedingungen) meist deutlich schlechter. Für eine genaue Bestimmung der Genauigkeit eines Digitalisierungssystem ist die systematische Aufstellung eines sog. Fehler-Etats[35] erforderlich, in dem alle Fehlerquellen untersucht werden müssen. Zu diesen Fehlern gehören u.a. Quantisierungsfehler, Linearitätsfehler, Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur, Schwankungen der Versorgungsspannung, Langzeit-Drift etc.

Ein anderer Beitrag zu dem gesamten Fehler ist durch den sog. „Leck-Effekt“ bedingt[37]. Die Ursache für den „Leck-Effekt“ liegt an der endlichen Messzeit, in der das Signal untersucht wird. Bedingt durch die endliche Messzeit, wird das Signal mit einem Rechteckfenster moduliert, welches durch die Messzeit festgelegt wird. Wenn die Messzeit mit einem Vielfa-

chen der Sinus-Periode übereinstimmt, dann liegt ein Sonderfall vor, bei dem dieser Leckeffekt verschwindet. Um den Leck-Effekt zu verringern, wurde das Signal so lange wie möglich gemessen, d.h. es wurde die volle Kapazität des Speichers benutzt.

In der Tabelle 2 werden die wichtigsten Eigenschaften des entwickelten Transientenrekorders mit den entsprechenden Eigenschaften des verwendeten Chips verglichen.

<u>Parameter</u>	<u>Chip SPT7750</u>	<u>Gesamte Schaltung</u>
SNR („Signal to Noise Ratio“)	45dB ($f_{in}=50\text{MHz}$) 42dB ($f_{in}=250\text{MHz}$)	39dB ($f_{in}=50\text{MHz}$) 36dB ($f_{in}=150\text{MHz}$)
Maximale Abtastfrequenz	500MHz	350MHz
Linearität („DC Test“)	<u>min</u> <u>max</u> -1.5LSB +1.5LSB	<u>min</u> <u>max</u> -1.4LSB +1.1LSB
Analoge Bandbreite(-3dB)	500MHz	300MHz

Tabelle 2 Vergleich der Eigenschaften des Transientenrekorders und des verwendetem Chips.

4.5 Die Layoutentwicklung

Der Schaltplan und das Layout der Leiterplatte wurden mit dem CAD-Programm „Eagle“ entworfen. Die Platine verbindet die einzelnen Systemelemente. Die komplette Elektronik für einen FADC-Kanal wurde auf einer Karte im Format von $103 \times 56 \text{mm}^2$ untergebracht. Es handelt sich um eine 8-Lagen Multilayer-Platine, die einseitig mit SMD-Bauteilen („Surface Mounted Device“) bestückt ist. Auf der anderen Seite der Platine wird der FADC-Chip mit einem Kühlkörper montiert.

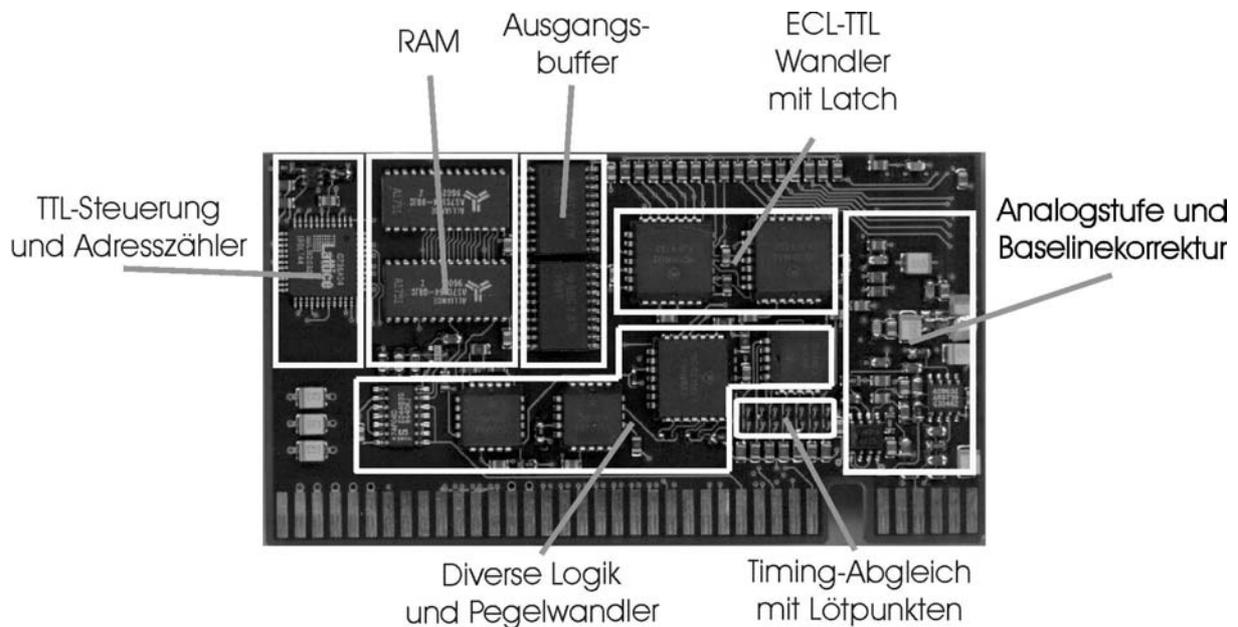


Abb. 80 Vorderseite der fertigen Leiterplatte.

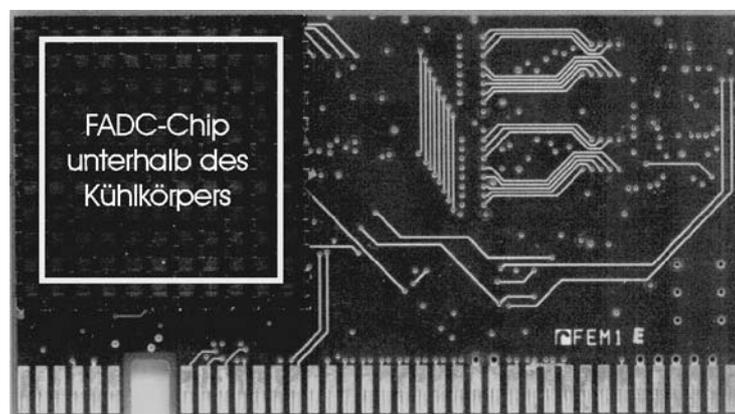


Abb. 81 Rückseite der fertigen Leiterplatte.

Aufgrund der hohen Verlustleistung ($\approx 5.5W$) des FADC-Chips ist die Verwendung eines entsprechend dimensionierten Kühlkörpers unabdingbar.

Die relativ große Anzahl von Lagen ist durch die hohe Packungsdichte auf der Leiterplatte und den kleinen Pin-Abstand einiger IC-Gehäuse bedingt. Beim Entwurf ist der digitale Teil räumlich von dem analogen Teil getrennt worden, um Störeinflüsse der Digitalelektronik auf den Analogteil zu reduzieren. Eine innere und die äußeren Lagen enthalten die Signalleitungen. Die inneren Lagen enthalten Massenflächen und die Versorgungsspannungs-Flächen ($GND_A, GND_D, +5VD, -5VD, +3VD, +5VA, -5VA$). Beim Entwurf wurde auf kürzestmögliche Wege der Leiterbahnen geachtet, um Störungen zu vermeiden. Die Impedanzen der Leiterbahnen wurden kontrolliert ausgeführt und Abschlüsse entsprechend angepasst. Der vollständige Schaltplan und das Layout der Platine sind im Anhang zu finden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zentrum dieser Arbeit stand die Untersuchung der Möglichkeit einer Verbesserung des Zeitauflösungsvermögens im ps-Bereich über Pulsformanalyse. Bei der Auswahl des Kristalls muss ein Kompromiss zwischen Effizienz (Dicke des Kristalls) und Zeitauflösung gefunden werden. Die Verwendung von dicken Kristallen hat eine Erhöhung der Effizienz und Verschlechterung der Zeitauflösung zur Folge. Um diese Größen zu optimieren, musste man sich zusätzliche Informationen verschaffen. Zum Beispiel wird in einem Experiment zur Positronlebensdauer messung in Materialien unter Einsatz dicker BaF_2 -Kristalle, einer experimentellen Anordnung, die in Siegen aufgebaut wurde [4][5] eine Zeitauflösung von 180 ps erreicht. Der Hauptbeitrag dieser Begrenzung der Zeitauflösung des Detektors kommt von Laufzeitdifferenzen von Signalen im BaF_2 -Kristall. In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, ob die Zeitauflösung nicht noch weiter verbessert werden könne durch eine Korrektur auf diese Laufzeitunterschiede. Im Verlauf dieser Arbeit (Kap. 2, 3) wurde das Zeitverhalten von Signalen studiert und die Idee überprüft, ob der Ort der Gamma-Konversion durch Pulsformunterschiede bestimmt werden kann. Um diese zu untersuchen, wurde die Pulsformanalyse des Signals in Abhängigkeit vom Konversionsort im Kristall durchgeführt. Die Zeitabhängigkeit der Pulshöhe von Szintillatorlichtsignalen wurde vor und nach Konversion in ein elektrisches Signal durch einen Photomultiplier simuliert und die Ergebnisse dieser Simulationsrechnung wurden in einem dedizierten Experiment überprüft.

Das in diesem Zusammenhang entwickelte Simulationsprogramm zur Untersuchung des Zeitverhaltens von Signalen in einem BaF_2 -Kristalldetektor (siehe Kap.2) ist dabei ein wichtiger Bestandteil. Das Ziel der Simulation war die Darstellung des Signals, das durch die Konversion eines Röntgenquants in einem Kristall erzeugt wird. Das Simulationsprogramm wurde in drei aufeinander abgestimmten Teilen organisiert, um zeiteffizient eine große Zahl von Ereignissen zu simulieren und damit statistisch signifikante Aussagen auf der Basis der Monte Carlo Rechnungen machen zu können. In dieser Monte Carlo Simulation wurden folgende Effekte berücksichtigt:

- die physikalischen Prozesse der Gamma-Konversion im Kristall über Photoeffekt und Comptonstreuung

- Poissons verteilte Zahl der Szintillationsphotonen, die als isotrop emittiert simuliert wurden
- Laufzeit und Lichtweg der Szintillationsphotonen
- Reflexion und Absorption der Lichtphotonen an den Kristallgrenzen bzw. der Um-mantelung des Kristalls
- Quanteneffizienz der Photokathode des Photomultipliers
- Systemfunktion des Photomultipliers, die experimentell bestimmt wurde

Mit Hilfe der Monte Carlo Rechnung wurde zunächst das Zeitverhalten der am Photomultipliereintrittsfenster ankommenden Photonen untersucht.

Daraus wurde das entsprechende Binning ausgewählt und für jeden Ort ein Lichtspektrum mit entsprechenden Fluktuationen simuliert. Bei der Simulation großen Mengen von Gamma-Konversionen wurden die resultierenden Verteilungen mit den entsprechenden Fluktuationen ermittelt und dargestellt. Diese Verteilungen stellten das aus dem Kristall kommende und am Photomultiplier registrierte Licht dar. Die Zeitverläufe für Gamma-Konversion nahe bzw. fern vom Photomultiplier wurden über verschiedene Anzahlen von Röntgenphotonkonversionen gemittelt. Bei der Mittelung über 1000, 100 und 10 Gamma-Konversionen war im Frequenzbereich von ca. 300MHz bis 1000MHz ein deutlicher Unterschied der Zeitfunktionen bei verschiedenen Gamma-Konversionsorten zu sehen. Bei einem Vergleich der Signale von einzelnen Gamma-Konversionen konnte man aufgrund starker Quantenfluktuationen keinen Unterschied mehr feststellen. Danach wurde die Lichtverteilung im Kristall unter Berücksichtigung einer glatten Systemfunktion des Photomultipliers simuliert. Trotz der dadurch bedingten Verzerrung des zeitlichen Signalverlaufs konnten hier immer noch deutliche Unterschiede bei der Mittelung über 1000, 100 und 10 Gamma-Konversionen im Frequenzbereich von ca. 300MHz bis 1000MHz betrachtet werden. In der Simulation mit einer realen Systemfunktion, d.h. mit einer realen Quanteneffizienz von ~15%, waren noch Unterschiede bei der Mittelung über 1000 und 100 Gamma-Konversionen zu sehen. Bei einer zu geringen Anzahl von Ereignissen, über die gemittelt wurde, waren die Unterschiede von starken Fluktuationen überdeckt. Als Ergebnis hier hat sich herausgestellt, dass es in dem Fall von Einzelereignismessungen nicht möglich ist, die Signale von verschiedenen Konversionsorten im Kristall voneinander zu unterscheiden, wenn man nur Messpunkte in einem schmalen Frequenzband be-

trachtet. Aus der Extrapolation kann man erwarten, dass der Unterschied erst bei einer Mittelung über mehr als 10 Ereignisse möglich sein sollte.

Die Auswertung der Daten, die mit einem speziell zur Überprüfung der oben beschriebenen theoretischen Überlegungen konzipierten Messaufbau genommen wurde, ergab eine gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie. Die Messergebnisse bekräftigen die Ergebnisse der Simulation, dass bei niederenergetischen Röntgenquanten die Abhängigkeit der Pulsform von Konversionsort nur bei Mittelung über mehrere Gamma-Konversionen sichtbar bzw. auswertbar ist. Ab der Frequenz von 800MHz sind die Signale so stark vom Rauschen überlagert, dass man keine Schlussfolgerung aus diesem Teil der Spektren ziehen kann. Die Simulation zeigt, dass fast alle Schwierigkeiten zwei Ursachen haben: erstens eine niedrige Lichtausbeute der Lichtphotonen in einem BaF₂-Kristall und eine niedrige QE des Photomultipliers. Beides verursacht sehr starke Fluktuationen. Zweitens eine nicht ausreichende steile Anstiegsflanke der Systemfunktion des verwendeten Photomultipliers.

In Kapitel 4 wird ein FADC mit einer Abtastfrequenz von 300 MHz beschrieben, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde. Aufgrund der vorhergehenden Studien und Messungen sollte ein Unterschied in der Signalform im Frequenzbereich von 300-800MHz betrachtbar sein. Als Vorstufe zu einem Transientenrekorder wurde zunächst mit den derzeit verfügbaren Bauelementen der 300 MHz FADC-Transientenrekorder entwickelt. Um eine höhere Abtastrate zu erreichen, können mehrere FADCs phasenverschoben verwendet werden. Die Phasenverschiebung kann durch eine Verzögerung der analogen Signale erreicht werden. Dafür müssten die analogen Eingangsstufen eine ausreichende Bandbreite haben. Auf diese Art ließen sich mit zwei FADCs eine Abtastrate von 700MHz und mit drei FADCs eine Abtastrate von 1050MHz erreichen.

6 Anhang

6.1 Berechnung des Compton gestreuten Winkels

(Im Bezug auf Kap. 2.2)

In diesem Kapitel werden die Integrale für $F(x)$ und G berechnet.

Aus Kap. 2.2 gilt:

$$F(x) = \int_x^1 f(t) dt \quad (6-1)$$

wobei $f(t) = t + t^{-1}(1 - 2a - 2a^2) + \frac{a^2}{t^2} + a^2 + 2a$ ist.

Nach der Ersetzung durch $\rho = 1 - 2a(1 + a)$ bekommt man:

$$F(x) = \int_x^1 f(t) dt = \int_x^1 \left(t + \frac{1}{t} \rho + \left(\frac{a}{t}\right)^2 + (a^2 + 2a) \right) dt \quad (6-2)$$

Weiter wird $F(x)$ berechnet:

$$\begin{aligned} F(x) &= \left[\frac{t^2}{2} + \rho \ln t - \frac{a^2}{t} + (a^2 + 2a)t \right]_x^1 = \frac{1}{2} + 0 - a^2 + a^2 + 2a - \frac{x^2}{2} - \rho \ln x + \frac{a^2}{x} - \\ &\quad - (a^2 + 2a)x = -\rho \ln x + \frac{1}{2} + 2a - \frac{x^2}{2} + \frac{a^2}{x} - a^2 x - 2ax = -\rho \ln x + \frac{1}{2}(1 - x^2) + \\ &\quad + 2a(1 - x) + a^2 \left(\frac{1}{x} - x \right) = -\rho \ln x + \frac{1}{2}(1 - x)(1 + x) + 2a(1 - x) + \frac{a^2}{x}(1 - x^2) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\rho \ln x + (1-x) \left[\frac{1}{2}(1+x) + 2a + \frac{a^2}{x}(1+x) \right] = -\rho \ln x + (1-x) \left[\frac{1}{2}(1+x) + \right. \\
 &\left. + \frac{a^2}{x} + a^2 + 2a \right]
 \end{aligned}
 \tag{6-3}$$

⇒

$$\underline{F(x) = -\rho \ln x + (1-x) \left[\frac{1}{2}(1+x) + \frac{a^2}{x} + a^2 + 2a \right]}
 \tag{6-4}$$

Jetzt muss die Funktion $G = \int_{\eta}^1 f(x) dx = F(\eta)$ berechnet werden.

Aus (6-4) gilt:

$$G = \int_{\eta}^1 f(x) dx = -\rho \ln \eta + (1-\eta) \left[\frac{1}{2}(1+\eta) + \frac{a^2}{\eta} + a^2 + 2a \right]
 \tag{6-5}$$

$$\begin{aligned}
 G &= -\rho \ln \eta + (1-\eta) \left[\frac{1}{2}(1+\eta) + \frac{a^2}{\eta} + a^2 + 2a \right] = -\rho \ln \eta + \left(1 - \frac{1}{2\alpha+1}\right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2\alpha+1+1}{2\alpha+1} \right) + \right. \\
 &\left. + \frac{(2\alpha+1)}{\alpha^2} + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{2}{\alpha} \right] = -\rho \ln \eta + \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \left[\frac{\alpha+1}{2\alpha+1} + \frac{2\alpha+1}{\alpha^2} + \frac{2\alpha+1}{\alpha^2} \right] = -\rho \ln \eta + 2\alpha(\alpha+1)\eta^2 + \\
 &+ \frac{4}{\alpha}
 \end{aligned}$$

und

$$\underline{G = -\rho \ln \eta + 2\alpha(\alpha + 1)\eta^2 + \frac{4}{\alpha}} \quad (6-6)$$

Nach der Ersetzung von a in der Formel (6-4) durch $a = 1/\alpha$ bekommt man

$$F(x) = -\rho \ln x + (1-x) \left[\frac{1}{2}(1+x) + \frac{1}{\alpha^2 x} + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{2}{\alpha} \right] \quad (6-7)$$

Dann kann die akkumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P(x) = F(x)/G$ bestimmt werden

$$\text{wobei } \rho = 1 - 2a(a+1) = 1 - \frac{2}{\alpha} \left(\frac{1}{\alpha} + 1 \right) = 1 - \frac{2}{\alpha^2} (\alpha + 1).$$

Schließend kann die „Accumulated Probability Funktion“ mit Hilfe der oben berechneten Funktionen in das Simulationsprogramm eingesetzt werden, womit das Problem

$$r = P(x) = \frac{F(x)}{G} \quad (6-8)$$

der Bestimmung des gestreuten Winkels beim Compton-Effekt gelöst ist.

6.2 Generierung von Richtungen bei einer isotropen Verteilung

Die geometrische Darstellung der genannten Methode wird in Abb. 82 gezeigt.

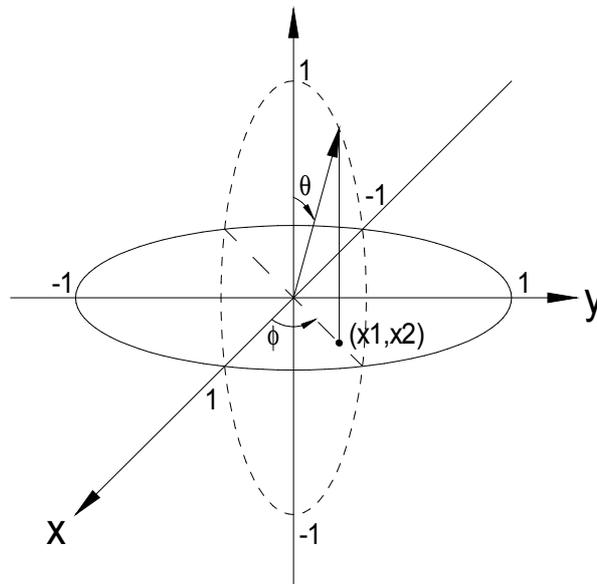


Abb. 82 Erläuterung der „rejection“ Methode für die Generierung von Richtungen bei einer isotropen Verteilung.

Das Paar der Zufallzahlen r_1 und r_2 sind gleichmäßig im Einheitsbereich verteilt. Nach seiner Erzeugung wird es in einen Punkt innerhalb vom Quadrat, das eine Seitenlänge von 2 aufweist, durch die Formel (6-9) transformiert.

$$x_i = 2r_i - 1 \quad (6-9)$$

wobei $i = 1, 2$.

Dadurch sind die Punkte x_1, x_2 gleichmäßig innerhalb von einem Quadrat, das im Ursprung des Koordinatensystems zentriert ist, verteilt. Die Variable S wird durch (6-10) definiert und der Punkt (x_1, x_2) wird nur dann akzeptiert, wenn die Gleichung $S \leq 1$ gilt.

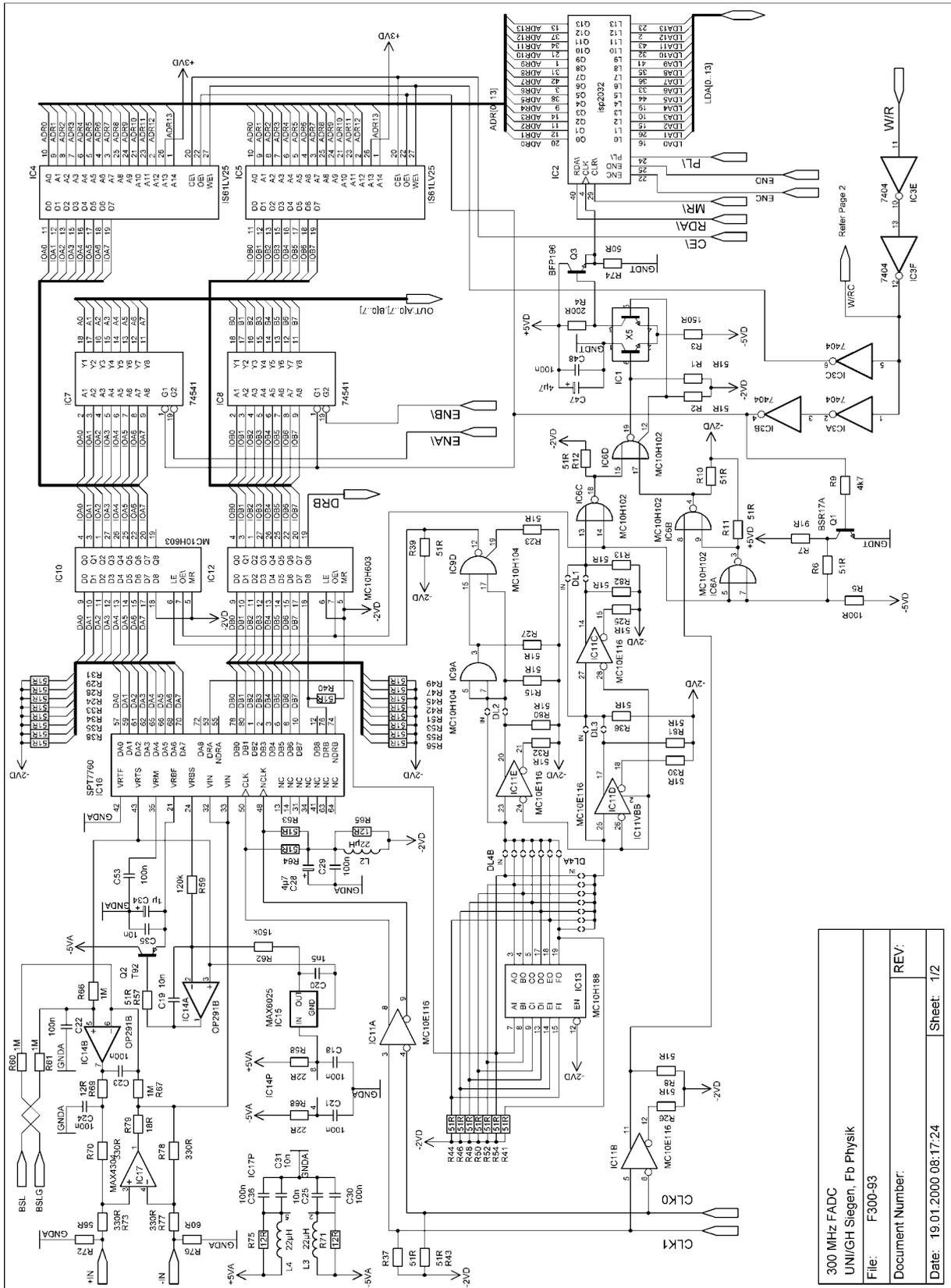
$$S = x_1^2 + x_2^2 \quad (6-10)$$

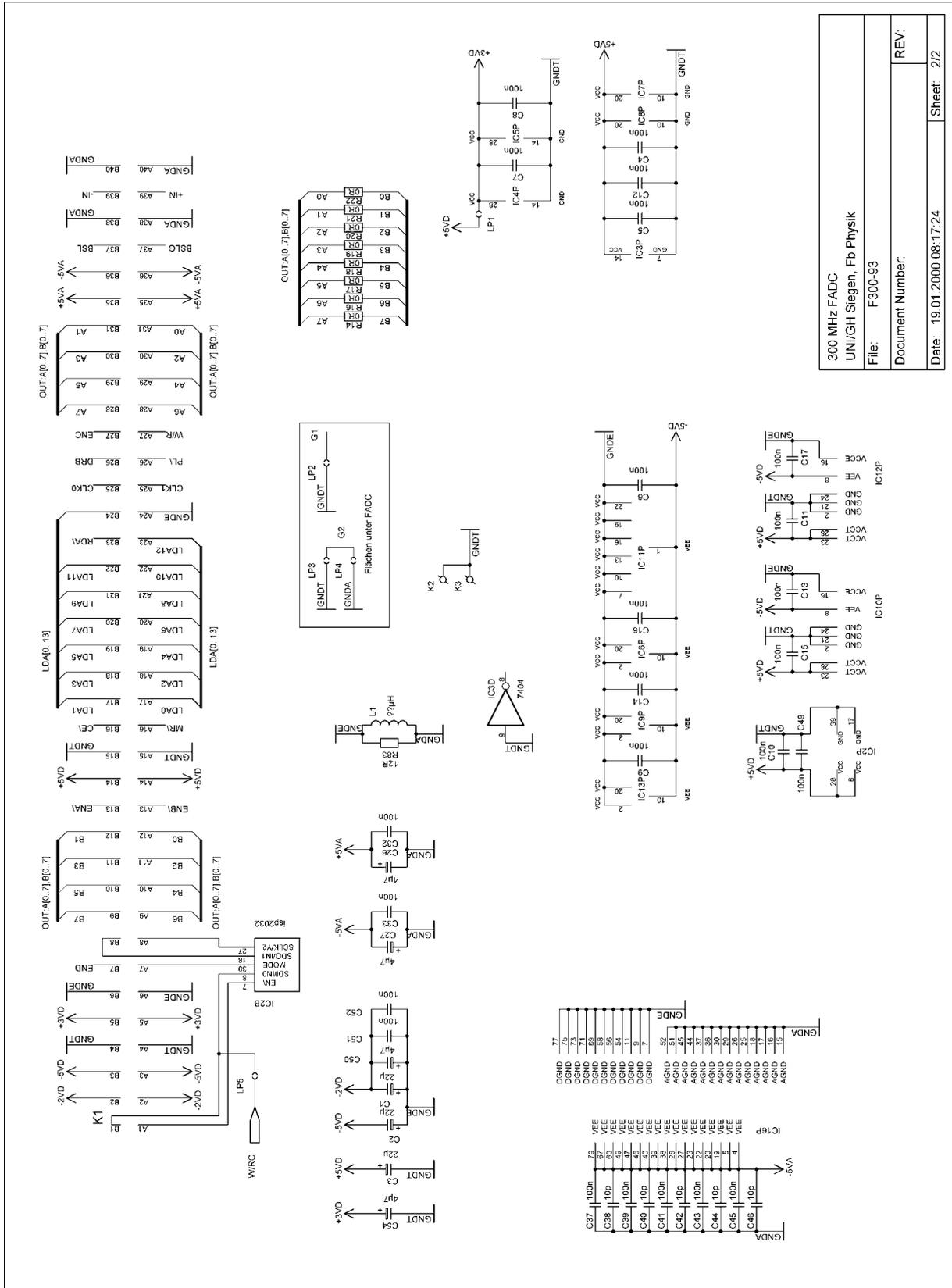
Anderes gesagt, die Punkte innerhalb vom Einheitskreis, der in einem Einheitsquadrat liegt, werden als Messpunkte akzeptiert und der Winkel zwischen der Achse X und dem Radius, der durch den Punkt (x_1, x_2) geht, wird als der Azimutwinkel definiert und uniform im Bereich $(-\pi, \pi]$ verteilt werden. Jetzt müssen der Sinus und der Kosinus ausgerechnet werden. Wie es bekannt ist, besteht eine Schwierigkeit der Berechnung von der Wurzel S . Deswegen wurde ein anderes Verfahren [10] benutzt und es sieht wie es folgt aus:

$$\sin \phi = 2x_1x_2/S, \quad \cos \phi = (x_1^2 - x_2^2)/S \quad (6-11)$$

Zusammenfassend sieht diese Prozedur wie folgt aus: erst wird ein Paar von Zufallzahlen generiert, dann, nachdem S berechnet ist, wird es mit 1 verglichen. Wenn es größer als 1 ist, dann wird ein neues Paar von Zufallzahlen gewürfelt, sonst werden die $\sin \phi$ und $\cos \phi$ berechnet.

6.3 Elektrische Schaltung eines 300MHz-FADCs





6.4 C-Quellcode des Testprogramms

```

//Testprogramm basiert auf dem Programm von Badura(Fortran)
//umgeschrieben und geändert von Schmidt und Volkov
//im März 2000

#include<conio.h>
#include<stdio.h>
#include<windows.h>
#include<math.h>
#define TIEFE 16384//8192 //Speichergröße eines RAM

double usl;
int zeit,mn;
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
void delayloop(int n)
{
    int i;
    for(i=1;i<=n;i++);
}
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
unsigned char GreyToBinary(unsigned char grey)
{
    const unsigned char SetBit[8]={1,2,4,8,16,32,64,128};
    const unsigned char ClearBit[8]={254,253,251,247,239,223,191,127};
    unsigned char tbin;
    int i;

    tbin=grey & SetBit[7];
    for(i=6;i>=0;i--)
    {
        if ((grey & SetBit[i])>0)
        {
            if ((tbin & SetBit[i+1])==0) tbin=tbin|SetBit[i];
            else tbin=tbin & ClearBit[i];
        }
        else
        {
            if ((tbin & SetBit[i+1])>0) tbin=tbin|SetBit[i];
            else tbin=tbin & ClearBit[i];
        }
    }
    return(tbin);
}
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
/////////////////////////////////////////////////////////////////
void input_data(unsigned char b[2][TIEFE],
                unsigned char nurlesen,
                unsigned char ladresse,
                int izahl)
{
    unsigned short atport=0x1B4,atporta=atport,atportb=atport+1;
    unsigned short atportc=atport+2,at_cntl=atport+3;
    unsigned char mr=7,wr=3,mhz=9,iocl=5,el=11,er=15,pl=1,no=13;
    unsigned char rst=130,ifreq=50,mlja=0xFF,mlnein=0,lwarte;
    unsigned char data,difvrb;
    int is,adr,adk,iadk1,iadk2,iw,j,k,i,mm;

    for(i=0;i<=1;i++)
    {
        for(j=0;j<TIEFE;j++)
        {
            b[i][j]=0;
        }
    }
}

```

```

_outp(atport-1,128);
_outp(atport-2,255);
_outp(atport-4,255);
_outp(at_cntl,rst);

//Master-Reset
_outp(at_cntl,mr);
_outp(at_cntl,mr-1);

//Max. Adresse laden
_outp(at_cntl,pl);
_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,iocl-1);
_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,iocl-1);
_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,pl-1);

//RAMs beschreiben
//_outp(at_cntl,mhz);
if (nurlesen) _outp(at_cntl,mhz-1);
else _outp(at_cntl,mhz);
if (nurlesen) _outp(at_cntl,wr-1);
else _outp(at_cntl,wr);
_outp(at_cntl,no);
_outp(at_cntl,no-1);
Sleep(100); //100ms
delayloop(zeit*zeit*100000);
_outp(at_cntl,mhz-1);
_outp(at_cntl,rst);

for(is=1;is <=1;is++)
{
//Initialisierung Adressen=0
_outp(at_cntl,mr-1);
_outp(at_cntl,mhz-1);
_outp(at_cntl,iocl-1);
//_outp(at_cntl,pl);
_outp(at_cntl,pl-1); //Volk
//_outp(at_cntl,wr);
_outp(at_cntl,wr-1);
_outp(at_cntl,mr);
_outp(at_cntl,mr-1);
//_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,iocl-1);

//Control-Register Port 1 initialisieren A,B,C als Output
_outp(atport-1,128);
_outp(at_cntl,pl);
_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,iocl-1);
_outp(at_cntl,iocl);
_outp(at_cntl,iocl-1);

if (is==1) _outp(at_cntl,el);
//if (is==2) _outp(at_cntl,er);

for(adr=0;adr<=izahl;adr++)
{
//Adressen kodieren
adk=adr & 0xFF;
iadk1=adk;
_outp(atport-2,(unsigned char)adk);
adk=adr>>4;
iadk2=adk;
_outp(atport-4,(unsigned char)adk);

//bits 12 und 13 Volk
adk=((adr&0x1000)<<1)+((adr&0x2000)>>1);
adk=adk>>6;
_outp(atport-3,(unsigned char)adk);

for(iw=1;iw<=2;iw++)
{
if (iw==1) _outp(atport,0);
else _outp(atport,64);
}
}

```

```

        _outp(at_cntl,iocl);
        _outp(at_cntl,iocl-1);
        do
        {
            data=(unsigned char) _inp(atportb);
            difvrb=data;
            data=(unsigned char) _inp(atportb);
            if ((difvrb-data)==0)
            {
                difvrb=data;
                data=(unsigned char) _inp(atportb);
            }
        }while((difvrb-data)!=0);
        data=GreyToBinary(data);
        b[iw-1][adr]=data;
    }
    if (is==1) _outp(at_cntl,el-1);
    if (is==2) _outp(at_cntl,er-1);
}
_outp(at_cntl,pl-1);
_outp(at_cntl,rst);
_outp(atport-1,128);
_outp(atport-2,0);
_outp(atport-4,0);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
int blmessen(unsigned char nummer)
{
    unsigned char ilo,ihl;
    int kanal=0x300;
    int regist=0x301,loop1=0x308,loop2=0x30C;
    int jval=0;
    int lb=0x302,hb=0x303;
    int messwert;

    _outp(regist,jval);
    //delayloop(1000);
    _outp(kanal,(int)nummer);
    ilo= _inp(lb);
    //delayloop(1000);
    ihl= _inp(hb);
    //delayloop(1000);
    messwert=(ihl-64*(ihl/64))*256+ilo;

    return messwert;
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
int dac(unsigned char ilow,unsigned char ihigh)
{
    unsigned short low_byte=0x306,high_byte=0x307;

    _outp(low_byte,ilow);
    delayloop(100);
    _outp(high_byte,ihigh);
    delayloop(100);
    return 0;
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void abtasten(unsigned char b[2][TIEFE],int izahl)
{
    unsigned char data,difvrb,mr=7,wr=3,mhz=9,iocl=5,el=11,er=15,pl=1,no=13;
    unsigned char rst=146,ifreq=50,lwarte;
    unsigned short atport=0x1B4,atporta=0x1B4,atportb=atport+1;
    unsigned short atportc=0x1B6,at_cntl=0x1B7;
    int i,j,is,mm,iw;

    for(i=0;i<=1;i++)
    {
        for(j=0;j<TIEFE;j++)

```

```
        {
            b[i][j]=0;
        }
    }

    lware=0;
    _outp(atport-1,128);
    _outp(atport-2,255);
    _outp(atport-4,255);
    _outp(at_cntl,rst);

    //Master-Reset
    _outp(at_cntl,mr);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,mr-1);
    delayloop(100);

//Max. Adresse laden
    _outp(at_cntl,pl);
    delayloop(500);
    _outp(at_cntl,iocl);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,iocl-1);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,iocl);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,iocl-1);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,iocl);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,pl-1);
    delayloop(500);

//RAMS beschreiben
    _outp(at_cntl,mhz);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,wr);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,no);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,no-1);
    Sleep(100);//100 ms

    _outp(at_cntl,mhz-1);
    delayloop(100);
    _outp(at_cntl,rst);
    delayloop(100);

//WRITE-AUS Steuerrung via I/O,Lesen RAMS
    for(is=1;is<=1;is++)
    {
        _outp(at_cntl,mr);
        delayloop(100);
        _outp(at_cntl,mr-1);
        delayloop(100);
        _outp(at_cntl,pl);
        delayloop(300);
        _outp(at_cntl,iocl);
        delayloop(100);
        _outp(at_cntl,iocl-1);
        delayloop(100);
        _outp(at_cntl,iocl);
        delayloop(100);
        _outp(at_cntl,iocl-1);
        delayloop(500);
        _outp(at_cntl,pl-1);
        delayloop(100);
        if (is==1) _outp(at_cntl,el);
        if (is==2) _outp(at_cntl,er);
        delayloop(500);

        for(mm=1;mm<=izahl;mm++)
        {
            for(iw=1;iw<=2;iw++)
            {
                _outp(at_cntl,iocl);
                delayloop(50);
                _outp(at_cntl,iocl-1);
```

```

        delayloop(50);
        do
        {
            delayloop(20);
            data=(unsigned char) _inp(atportb);
            difvrb=data;
            delayloop(20);
            data=(unsigned char) _inp(atportb);
            if ((difvrb-data)==0)
            {
                difvrb=data;
                delayloop(20);
                data=(unsigned char) _inp(atportb);
            }
        }while((difvrb-data)!=0);

        b[iw-1][mm-1]=GreyToBinary(data);

    }
}
if (is==1) _outp(at_cntl,e1-1);
if (is==2) _outp(at_cntl,er-1);
delayloop(20);
}
_outp(at_cntl,rst);
delayloop(100);
_outp(atport-1,128);
delayloop(100);
_outp(atport-2,0);
delayloop(100);
_outp(atport-4,0);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void bline(double u,unsigned char* ilow,unsigned char* ihigh)
{
    int k,l;
    double x,s,t,z;

    x=0.28918e0;
    //x=0.29005e0;
    //x=0.28425e0;

    s=u/x;
    t=s/256.0e0;
    l=(int)t;
    *ihigh=(unsigned char) l;
    z=(t-(double)(int)t)*255.e0;
    k=(int)(z+0.5e0);
    *ilow=(unsigned char) k;
    if((*ilow)<=250) *ilow=*ilow+5;
    else
    {
        *ilow=*ilow-251;
        *ihigh=*ihigh+1;
    }
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void bl(unsigned char lofra,double u,double usoll)
{
    static unsigned char c,ilow,ihigh;
    static double xu,y=72.05e0,xad,xdac=1.0e0/3.5e3,ydac=6.0e-3;//,usl;
    int i,m;

    if (lofra)
    {
        do
        {
            printf("Alte Baseline %7.2f mV\n",usoll);
            printf("Neue Baseline (0..2300 mV):");
            scanf("%lf",&u);
            printf("\n");
        }while ((u>2.3e3)|| (u<0.0e0));
    }
}

```

```

        usoll=u;
        usl=u;
    }
    else
    {
        u=usoll;
        usl=u;
    }
    if (u>=0)
    {
        bline(u,&ilow,&ihigh);
        dac(ilow,ihigh);
        xad=0.0e0;
        i=15;
        for(m=1;m<=1000;m++)
        {
            xad=xad+blmessen((unsigned char) i);
        }
        xad=xad/1000.0e0;
        m=(int)(xad+0.5);
        xu=xad*xdac+ydac;
        // *u=xu*1.023e3;
        u=xu*1.01675e3;
    }
    else
    {
        printf("Baseline Fehler\n");
    }
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
double mittelwert(unsigned char b[2][TIEFE],int izahl)
{
    double mittel=0.0e0;
    int i,j,k=0;
    for(i=1;i<=2;i++)
    {
        for(j=1;j<=izahl;j++)
        {
            k+=b[i-1][j-1];
        }
    }
    mittel=((double)k)/((double)(2*izahl));
    return(mittel);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
double standardabw(unsigned char b[2][TIEFE],int izahl,double mittelw)
{
    int i,j;
    double sigma=0.0e0;

    for(i=1;i<=2;i++)
    {
        for(j=1;j<=izahl;j++)
        {
            sigma+=(mittelw-(double)b[i-1][j-1])*(mittelw-(double)b[i-1][j-1]);
        }
    }
    sigma=sqrt(sigma/(double)(2*izahl));
    return(sigma);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void rampe(unsigned char b[2][TIEFE],double vsoll,int izahl)
{
    double xmitBL[800],xsigBL[800],xspan[800];
    double usoll,u,xu;
    int i,j;
    FILE *datei;
    char st[30]="c:\\data\\rampe.dat";

```

```

for(i=1;i<=800;i++)
{
    xmitBL[i-1]=0;
    xsigBL[i-1]=0;
    xspan[i-1]=0;
}

u=0.0e0;
usoll=0.0e0;
bl(0,u,usoll);
Sleep(500); //500 ms
xu=0.0;
i=0;
do
{
    xu+=10.0e0;
    abtasten(b,izahl);
    usoll=xu;
    u=xu;
    xspan[i]=u-10.0e0;
    xmitBL[i]=mittelwert(b,izahl);
    xsigBL[i]=standardabw(b,izahl,xmitBL[i]);

    printf("\n%6.0f mv   RAM1&RAM2   Mittelwert : %7.3f   Sigma : %6.3f",xspan[i],
           xmitBL[i],xsigBL[i]);
    bl(0,u,usoll);
    i++;
}while(xu<=2205.0);printf("i=%d",i);

u=vsoll;
usoll=u;
bl(0,u,usoll);

remove(st);
datei=fopen(st,"w");
if(datei!=NULL)
{
    for(j=0;j<i;j++)    fprintf(datei,"%e,%e,%e\n",xspan[j],xmitBL[j],xsigBL[j]);
    fclose(datei);
}
else printf("\aDateifehler\n");
Sleep(10000);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void messen(unsigned char b[2][TIEFE],int izahl)
{
    int i,j;
    char st[30]="c:\\data\\messung.dat";
    FILE *datei;

    abtasten(b,izahl);
    remove(st);
    datei=fopen(st,"w");
    if (datei!=NULL)
    {
        for(i=0;i<izahl;i++)
        {
            for(j=0;j<2;j++)
            {
                fprintf(datei,"%d\n",b[j][i]);
            }
        }
        fclose(datei);
    }
    else
    {
        printf("\aDateifehler\n");
        Sleep(10000);
    }
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void messenpar(unsigned char b[2][TIEFE],int izahl)
{

```

```

int i,j;
char st[30]="c:\\data\\messungpar.dat";
FILE *datei;

input_data(b,0x00,0x00,izahl);

remove(st);
datei=fopen(st,"w");
if (datei!=NULL)
{
    for(i=0;i<=izahl;i++)
    {
        for(j=0;j<2;j++)
        {
            fprintf(datei,"%d\n",b[j][i]);
        }
    }
    fclose(datei);
}
else
{
    printf("\aDateifehler\n");
    Sleep(10000);
}
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
int adresswahl()
{
    int i=0;
    do
    {
        printf("\nWaehlen von der maximalen Adresse [0...8193]\n");
        printf("Neuer Wert:");
        scanf("%d",&i);
        printf("\n");
    }while((i<1)|| (i>TIEFE));
    return(i);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
int loop()
{
    int i=0;
    do
    {
        printf("\nWaehlen von Loopparameter \n");
        printf("Neuer Wert:");
        scanf("%d",&i);
        printf("\n");
    }while((i<1)|| (i>100));
    return(i);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
int zeiteinstell()
{
    int i=0;
    do
    {
        printf("\nWaehlen von Zeit fuer die Ramsbeschreibung [0...100]\n");
        printf("Neuer Wert:");
        scanf("%d",&i);
        printf("\n");
    }while((i<0)|| (i>100));
    return(i);
}
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////////
void zeiginfo(unsigned char *mr,unsigned char *wr,unsigned char *mhz,
              unsigned char *iocl,unsigned char *el,unsigned char *er,
              unsigned char *pl,unsigned char *no,unsigned char *rst)
{
    *mr=7;
    *wr=3;

```



```
    {
    case 0: return(0); break;
    case 1: messen(b, izahl); break;
    case 2: rampe(b, usoll, izahl); break;
    case 3: bl(0xFF, usoll, u); break;
    case 4: izahl=adresswahl(); break;
    case 5: messenpar(b, izahl); break;
    case 6: zeit=zeiteinstell(); break;
    case 7: setmodus(usl, usoll); break;
    }
}while(0xFF);
}
```

Literaturverzeichnis

- [1] M. Laval et al., Nucl. Instr. And Meth. A206, (1983) 169
- [2] H. Kobayashi et al., Nucl. Instr. And Meth. A270, (1988) 106
- [3] F. Sauli, *Instrumentation in high energy physics: S. Majewski, Fast Scintillators for high radiation levels*, CERN (1992)
- [4] N. Sauer, Diplomarbeit im Fachbereich Physik, *Entwicklung und Test einer Apparatur zur Lebensdauermessung von Positronen*, Universität-Siegen (1993)
- [5] N. Sauer, Dissertation im Fachbereich Physik, *Materialuntersuchungen mit Positronen*, Universität-Siegen (2001)
- [6] T. Hengstebeck, Diplomarbeit im Fachbereich Physik, *Datenanalyse von Positronenlebensdauerspektren*, Universität-Siegen (2001)
- [7] M. Berger, J.H.Hubel. *XCOM-Photon cross section on a PC*, Center of radiation research, National bureau of standarts, Gaithersburg (1987)
- [8] C. Grupen, *Particle Detektors*, Cambridge University Press (1996)
- [9] H.P. Chan and K.Doi, *Monte Carlo simulation in diagnostic radiology*, In: Monte Carlo Simulation in the Radiological Sciences. Ed. Morin RL, CRC Press(1988)
- [10] Marsaglia, *A current view of random number generators*, Computer Science and Statistics, Amsterdam (1985)
- [11] Hamamatsu Photonics K.K., Elektron Tube Center, *Technical data*, (1998)
- [12] P. Schotanus et al., Nucl.Instr. and Meth., A238, (1985) 564
- [13] E. Dafni, Nucl.Instr. and Meth. A254, (1987) 54
- [14] R. Novotny, TAPS-Collaboration, *TAPS-Report 10/1*, Giessen, Februar 1990

- [15] R. Novotny, TAPS-Collaboration, *TAPS-Report 10/1*, Giessen, Oktober 1990
- [16] K. Wisshak et al., *Nucl.Instr. and Meth. A292*, (1990) 595
- [17] K. Wisshak, F. Käppeler, H. Müller, *Nucl.Instr. and Meth. A251*, (1986) 101
- [18] P. Sperr, *Nucl.Instr. and Meth. A254*, (1987) 635
- [19] W.B.Davenport, *Probability and Random Processes*, Mac Graw Hill, New York 1970
- [20] D. Middleton, *Introduction to Statistical Communication Theory*, Peninsula Publishing, Los Altos, California, 1987
- [21] A. Papoulis, *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*, Mac Graw Hill, Singapore, 1984
- [22] O. Loffeld, *Estimationstheorie I – Grundlagen und Stochastische Konzepte*, Oldenbourg Verlag, München 1990
- [23] A.S.Willsky, H.L.Jones, *A Generalized Likelihood Approach to State Estimation in Linear Systems subject to Abrupt Changes*, IEEE Transactions on Automatic Control, Feb. 1976
- [24] Loffeld, O., *A New Switched Kalman Filter for 3D-Contourmeasuring Problems With a Laser Diode Rangefinder*, Proc. ASST'87, 6. Aachener Kolloquium für Signaltheorie, Informatik Fachberichte Nr. 153, Springer Verlag
- [25] R. Stiehler, Diplomarbeit im Fachbereich Elektrotechnik und Informatik, *Entwicklung und Test einer universell einsetzbaren computergesteuerten Ausleseelektronik für 100MHz-Parallel-ADC-Hybridmodule zur Anwendung in der Proteinkristallographie*, Universität-Siegen(1996)
- [26] O. Loffeld, *Allgemeine Nachrichtentechnik, Vorlesung*, ZESS-PB2 Universität-GH Siegen (12/1999)
- [27] Numerical Recipes in C, *The Art of Scientific Computing*, ISBN 0-521-43108-5
- [28] Dalas Semiconductor MAXIM, Technical data
- [29] R. Boylestad, L. Nashelsky, *Electronic devices and circuit theory*, Englewood Cliffs, ISBN 0-13-250340-9, New Jersey 07632, 1978
- [30] SPT, Technical data for SPT7750

- [31] W.R. Blood, *MECL System Design Handbook*, Motorola Semiconductor Products Inc.,(1988)
- [32] Semiconductor Corporation Lattice, Technical data for ispLSI2032
- [33] Alliance Semiconductor, Technical data for 8K8 CMOS SRAM
- [34] R. Stiehler, Dissertation im Fachbereich Elektrotechnik und Informatik, *Konzeption, Entwicklung und Aufbau einer FADC-basierten Ausleseelektronik für das MAGIC-Teleskop*, Universität-Siegen (2001)
- [35] H. Zander, *Analog-Digital-Wandler in der Praxis*, Verlag Markt&Technik, (1983)
- [36] S. Brandt, *Datenanalyse*, Wissenschaftsverlag Meiningen /Leipzig /Wien /Zürich (1992)
- [37] L. Dalakuras, T. Westermann, *Diskrete Fourierreihen²*, Simulation physikalischer Vorgänge mit Maple. Karlsruhe (1995-1999)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. A.H.Walenta und Herrn Prof. Dr. O.Loffeld für die Themenstellung und die gute Betreuung während für mich äußerst interessanten Arbeit danken. Herrn Prof. Dr. A.H.Walenta danke ich auch für seine ständige Hilfsbereitschaft sowohl auf fachlicher als auch auf privater Ebene.

Herrn Prof. Dr. Pavel danke ich für die viele Anregungen, Hilfestellungen und Geduld, die mir während dieser Arbeit als Elektroingenieur sehr viel geholfen haben.

Herrn Dr.Besch danke ich für die zahlreichen anregenden Diskussionen und Ratschläge, die bei der Vorbereitung und Durchführung des Experiments sehr bedeutsam waren.

Ich danke Herrn Prof.Dr. R.Novotny von der Universität-Gießen für die Diskussionen und die Hilfbereitschaft, die meine Arbeit mit inorganischen Kristallinen verständlich machten.

Herrn Dr.N.Sauer danke ich besonderes für seine Hilfsbereitschaft und für viele tiefsinnigen Gespräche, wobei sein Wissen und seine Erfahrung bei meiner Arbeit sehr bedeutsam waren. In diesem Zusammenhang danke ich den Herrn R.Langer und Herrn T.Hengstebeck für die vielen wichtigen Gespräche, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich bedanke mich bei allen, die mir bei FADC-Entwicklung geholfen haben. Insbesondere bedanke ich mich beim Herrn M.Adamek, R.Seibert und R.Stiehler. Zu ganz besonderem Dank bin ich Herrn W.Marschik für das hervorragende Arbeitsklima während der FADC-Entwicklung und für seine Erfahrung und Hilfe bei der Layout-Entwicklung verpflichtet.

Herrn Y.Gutschin und Herrn Y.Mousienko aus CERN danke ich für die zahlreichen Gespräche, die Hilfbereitschaft und moralische Unterstützung während der Vorbereitung dieser Arbeit.

Die Mitarbeiter des Hybridlabors – Herrn D.Gebauer, Herrn D.Junge und Herrn A.Peper danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit und ständige Hilfbereitschaft bei der Entwicklung des FADCs. Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt,

insbesondere Herrn A.Behner, Herrn O.Meyer, Herrn R.Neumann und Herrn G.Schmidt, die beim Aufbau des Messstandes entscheidend beteiligt waren.

Ich bedanke mich bei allen anderen Mitgliedern der Walenta/Pavel-Gruppe, insbesondere den Herrn Dr.C.Strietzel, Dr.A.Sarvestani, A.Orthen, W.Meissner und H.Wagner für das gute Arbeitsklima.

Frau J.Walenta möchte ich für den Deutschunterricht danken, der es ermöglicht hat, dass diese Arbeit auf Deutsch geschrieben ist.

Meinen Eltern, Tatjana Golowuschkina und Prof. Dr. Gennadij Volkov, danke ich für die volle Unterstützung während meiner Studiums- und Promotionszeit. Ich möchte mich ganz herzlich bei der Frau L.Jantz für ihre ständige Unterstützung und ihre Geduld bedanken, die ich oft während dieser Zeit gebraucht habe. Schließlich möchte ich mich bei meinen Großeltern bedanken, die eine sehr wichtige Rolle in meiner Ausbildung gespielt haben und bis zu ihrem letzten Tag an mich geglaubt haben.

Ihnen widme ich diese Arbeit.