

**Untersuchung von
hintereinandergeschalteten
CdTe- und (Cd,Zn)Te-Detektoren
zur Photonspektroskopie mit
hohem Detektorvolumen**

Diplomarbeit

im Fach Physik

Fakultät für Mathematik und Physik



Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Vorgelegt von

Christian Disch

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs

Freiburg, den 27.01.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen	3
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	3
2.2	Wechselwirkung ungeladener Teilchen mit Materie	5
2.3	Nachweis von Strahlung	8
2.4	Materialeigenschaften von CdTe und (Cd,Zn)Te	11
2.5	Entstehung der Ladungssignale	12
2.5.1	Planare Detektoren	12
2.5.2	Coplanar-Grid Detektoren	15
2.6	Koinzidente Signale	18
2.7	Elektronisches Rauschen	21
2.8	Definition eines Analyse-Standards	22
3	Simulation	27
3.1	Simulierte Wechselwirkungen	27
3.1.1	Der Photoeffekt	28
3.1.2	Die Compton-Streuung	30
3.2	Planare Detektoren	32
3.3	Coplanar-Grid Detektoren	38
3.4	Hintereinandergeschaltete Detektoren	41
4	Entwicklung eines MCA auf Mikrokontroller-Basis	48
4.1	Eigenschaften des Mikrokontrollers	49
4.2	Signalverarbeitung und Koinzidenz	50
4.3	Skalierung der Spektren	54
5	Hardware	58
5.1	Vorverstärker	58
5.2	Subtrahierer	63
5.3	PD 304	68
5.4	NIM-Einschübe	72
6	Messung mit planaren CdTe-Detektoren	74
6.1	Erste Detektorgeneration (R23)	74
6.1.1	Kennlinien	75

6.1.2	Beweglichkeiten und Lebensdauern - Theorie	78
6.1.3	Beweglichkeiten und Lebensdauern - Messungen	83
6.1.4	Bestimmung der Detektorauflösung bei 60 keV Strahlungsenergie . . .	88
6.1.5	Bestimmung der Detektorauflösung bei 662 keV Strahlungsenergie . .	90
6.2	Oberflächenproben	92
6.3	Zweite Detektorgeneration (R24)	97
6.3.1	Kennlinien	98
6.3.2	Bestimmung der Detektorauflösung bei 60 keV Strahlungsenergie . . .	101
6.3.3	Bestimmung der Ladungsträgereffizienz bei 60 keV Strahlungsenergie .	104
6.3.4	Bestimmung der Detektorauflösung bei 662 keV Strahlungsenergie . .	106
6.3.5	Koinzidenzspektren	110
7	Messungen mit (Cd,Zn)Te Coplanar-Grid Detektoren	116
7.1	Bestimmung der optimalen Betriebsparameter	118
7.1.1	Potentiale der Guard-Ringe	122
7.2	Einfluss unterschiedlicher Vorverstärker	123
7.3	Einstrahlungstests	126
7.4	Koinzidenzspektren	129
8	Zusammenfassung und Ausblick	135
9	Anhang	VIII
9.1	Biparametrische Analyse	VIII
9.2	Herleitungen	X
9.2.1	Intensitätsverlust	X
9.2.2	Oberflächenstrom	X
9.2.3	Wichtungspotentiale	XI
9.3	Mikrokontroller	XII
9.3.1	XRAM	XVIII
9.4	Kommunikation mit dem Analog-Digital-Konverter	XIX
9.5	Schaltpläne und Abbildungen	XXI
9.6	Koinzidenzspektren der Detektoren B4 und B6	XXIII
9.7	CPG Spektren	XXV
9.8	Quellcodes des Mikrokontrollers	XXVI
10	Literaturverzeichnis	XXXVIII
11	Danksagung und eidesstattliche Erklärung	XL

Abbildungsverzeichnis

2.1	Streuung eines Teilchens an einem ruhenden Ziel	3
2.2	Energieabhängigkeit der Photon-Wechselwirkungen mit Materie	7
2.3	Paarerzeugungsenergie aufgetragen gegenüber der Bandlücke	10
2.4	Simulationsergebnis eines planaren, 1 mm dicken CdTe Detektors	13
2.5	Vorderseitenkontakte und Schrägansicht eines CPG Detektors	15
2.6	Wichtungspotentiale eines CPG Detektors	16
2.7	Vergleich zwischen einem planaren und einem CPG Detektor	17
2.8	Unterschiedliche Arten koinzidenter Signale	18
2.9	Die Lage koinzidenter Signale im Energiespektrum	19
2.10	Vergleich eines Koinzidenzspektrums mit dem Spektrum eines dicken Einzel- detektors	20
2.11	Automatische Peakfindung und Anpassung der Fitfunktion	24
2.12	Bestimmung der tatsächlichen Peakbreite	25
2.13	Bestimmung der Compton-Kante	26
2.14	Übersichtsgrafik mit sämtlichen relevanten Größen des Spektrums	26
3.1	Massenabschwächungskoeffizient für CdTe, als Funktion der Photonenergie . .	27
3.2	Photoelektrische Absorption in CdTe, NIST Daten und lineare Interpolation . .	29
3.3	Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Photonenergien	31
3.4	Winkelverteilung der Compton-Streuung	32
3.5	Elektrodenkonfiguration der Simulation	33
3.6	Wichtungspotential eines planaren Detektors [He00]	34
3.7	Simulationsergebnis eines 1 mm Detektors mit 500 V Detektorspannung	37
3.8	Schematische Darstellung eines CPG Detektors	38
3.9	Berechnete Wichtungspotentiale eines CPG Detektors	39
3.10	Simuliertes Energiespektrum eines 5 mm dicken CPG Detektors	40
3.11	Aufbau der Simulation	41
3.12	Simulationsergebnis zweier planarer, 1 mm dicker Detektoren	42
3.13	Minimaler Streuwinkel für den Nachweis eines Compton-gestreuten Photons in beiden Detektoren	42
3.14	Simulationsergebnis zweier planarer Detektoren mit Signalverlust	44
3.15	Simulationsergebnis planarer Detektoren inkl. Bleifluoreszenz	45
3.16	Simulationsergebnis gestapelter CPG Detektoren inkl. Signalverlust	46
4.1	Blockschaltbild gestapelter Detektoren und Ausleseelektronik	48
4.2	Photo der Mikrocontrollerplatine	50
4.3	Blockdiagramm der ADC- μ C-Kommunikation	51

4.4	Größe und mittlere Zugriffszeit des Speichers	52
4.5	Bestimmung koinzidenter Signale	52
4.6	Eichung zweier Detektoren	55
4.7	Umskalierung eines Spektrums	56
4.8	Geschwindigkeitstest des Mikrokontrollers	57
5.1	Schematische Darstellung eines Vorverstärkers	59
5.2	Pulserspektrum und Gauß-Fit eines Vorverstärkers PR 304	59
5.3	Bestimmung des Verstärkungsfaktors $P = (1.99 \pm 0.02) \frac{V}{pC}$ eines PR 304 . . .	59
5.4	Vorder- und Rückseiten unterschiedlicher Vorverstärkertypen	61
5.5	Vorverstärkerausgangsamplitude in mV gegenüber der Zeit.	62
5.6	Breite des Vorverstärkerausgangssignals gegenüber der Zeit.	62
5.7	Zeitliche Änderung der Vorverstärkeramplitude bei unterschiedlichen Signalraten	62
5.8	Subtraktion zweier Verteilungen	64
5.9	Zwei Vorverstärker mit unterschiedlichen Testkapazitäten	64
5.10	Subtrahierer mit zwei Vorverstärkern	66
5.11	Vorder- und Rückseite eines PD304 Vorverstärkers	69
5.12	Pulsermessungen der NIM Verstärker und ADCs	73
6.1	Detektoren der ersten Generation (R23), links mit Guard-Ring, rechts ohne . .	74
6.2	Schematische Darstellung der Vorderseite eines CdTe-Detektors	74
6.3	Seitenansicht zweier gestapelter Detektoren	75
6.4	Messaufbau der Kennlinienmessungen	76
6.5	Ergebnis einer Kennlinienmessung an Detektor I von Stapel 1	76
6.6	Kennlinienmessungen der ersten Generation	77
6.7	Feldspitze am Rand des Kontakts	78
6.8	Entfaltetes Detektorsignal	81
6.9	Bestimmung der Beweglichkeit und Lebensdauer, Übersicht	82
6.10	Schematische Darstellung der α -Messungen	83
6.11	Hecht-Relation des Elektronensignals	86
6.12	Hecht-Relation des Löchersignals	86
6.13	Bestimmung der Elektronenbeweglichkeit	87
6.14	Bestimmung der Löcherbeweglichkeit	87
6.15	Digitales 60 keV Spektrum eines Detektors des ersten Stapels	88
6.16	Gauß-Fit eines digitalen 60 keV Spektrums	89
6.17	Kontaktierung der hintereinandergeschalteten Detektoren	90
6.18	Caesium-Spektrum aufgenommen mit Stapel 1	91
6.19	Leckstromanteile	92

6.20	Unterschiedliche Oberflächenproben	93
6.21	Stromstärken der passivierten und nicht-passivierten Streifenpaare	94
6.22	Vergleich eines passivierten und nicht-passivierten Streifenpaares	95
6.23	Stromstärke zwischen benachbarten passivierten Streifenpaaren	96
6.24	Erste und zweite Generation im Vergleich	97
6.25	Elektronik und Detektorstapel mit individuellen Detektoren	98
6.26	Kontaktstromdichten der ersten und zweiten Generation	99
6.27	Guard-Ring-Stromdichten der ersten und zweiten Generation	100
6.28	Aktives Detektorvolumen abhängig vom Guardpotential	100
6.29	B3 60 keV Spektren in Abhängigkeit der Detektorspannung	101
6.30	B3 60 keV Spektrum bei 250 V	103
6.31	Kollimiertes 60 keV Spektrum (B3, 250 V)	103
6.32	Ergebnisse der digitalen 60 keV Messung mit Detektor B4	105
6.33	Verbesserte Detektorelektronik	106
6.34	Detektor B4 662 keV Energiespektrum bei 450 V	108
6.35	Photopeak und Compton-Kante einiger ausgewählter Spannungen (Detektor B4)	109
6.36	Verbesserte Kontaktierung der gestapelten Detektoren	110
6.37	Einzelpektren und Koinzidenzspektrum der Detektoren B4 und B6 bei 250 V .	111
6.38	Simulierte Einzel- und Koinzidenzpektren bei 250 V	112
6.39	Vergleich der koinzidenten Signale der Messung und Simulation	113
7.1	Anodenstruktur und Photo des Redlen II Detektors	116
7.2	Differenz-Wichtungspotential bei unterschiedlichen rel. Verstärkungsfaktoren .	117
7.3	Beschaltung des CPG Detektors Redlen II	118
7.4	662 keV Spektrum des Redlen II mit 2.72% Auflösung	120
7.5	Auflösung, Peak-zu-Tal- und Peak-zu-Compton-Verhältnis des Redlen II bei 3 μ s Pulsformzeit in Abhängigkeit der Rückseiten- und Intergridspannung . . .	121
7.6	Verwendung eines Vorverstärkers PD 304 variablem Verstärkungsfaktor	124
7.7	¹³⁷ Cs Energiespektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung eines PD 304 .	125
7.8	Verschiedene Einstrahlungsrichtungen	126
7.9	Energiespektren des Redlen II bei unterschiedlichen Einstrahlungsrichtungen .	127
7.10	Koinzidenzspektrum, aufgezeichnet mit Redlen II und III	130
7.11	Simulationsergebnis gestapelter CPG Detektoren, Vergleich mit der Messung .	131
7.12	Vergleich koinzidenter Signale der CPG-Simulation und -Messung	132
7.13	Parasitäre Compton-Streuung in den CPG Trägerplatinen	133
9.1	Beispiel einer biparametrischen Analyse	VIII
9.2	Biparametrische Analyse des 662 keV Spektrums von Detektor B4 bei 250 V .	IX

9.3	Eigenschaften der ATmega640/1280/1281/2560/2561 Mikrokontrollerreihe . . .	XII
9.4	Pin-Belegung des ATmega1280	XIII
9.5	Blockschaltbild der ATmega640/1280/1281/2560/2561 Mikrokontrollerreihe .	XIV
9.6	Schaltplan der Mikrokontrollerplatine	XV
9.7	Platinenlayout der Mikrokontrollerplatine	XVI
9.8	Graphische Benutzeroberfläche des Mikrokontrollers	XVII
9.9	Photo des externen Subtrahierers	XVII
9.10	Ansteuern des externen Arbeitsspeichers	XVIII
9.11	Belegung des externen Speichers	XIX
9.12	ADC7070 Timing Diagram	XX
9.13	Bethe-Bloch-Gleichung, Energieverlust geladener Teilchen in Materie	XXI
9.14	Pulsermessungen der NIM Verstärker und ADCs, Versuchsaufbau	XXI
9.15	Die von Elias Hamann entwickelte CPG Elektronik	XXII
9.16	Biparametrische Korrektur eines Spektrums	XXII
9.17	Energiespektrum des oberen Detektors (B4) bei 250 V	XXIII
9.18	Energiespektrum des unteren Detektors (B6) bei 250 V	XXIII
9.19	Koinzidenzspektrum von B4 und B6 bei 250 V	XXIV
9.20	Biparametrisches Spektrum eines planaren 5 mm Detektors	XXIV
9.21	^{137}Cs Spektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung eines PD 304	XXV
9.22	^{137}Cs Spektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung zweier modifizierter Vorverstärker PR 304	XXV

Tabellenverzeichnis

2.1	Materialeigenschaften von CdTe und $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$	11
3.1	Qualität der Einzelspektren und des Koinzidenzspektrums der planaren Simulation	47
3.2	Qualität der Einzelspektren und des Koinzidenzspektrums der CPG Simulation	47
4.1	Maximale Zählrate pro ADC	56
5.1	Gemessene Verstärkungsfaktoren unterschiedlicher Vorverstärker	60
5.2	Peakbreiten- und Positionen zweier PR 304	65
5.3	Peakbreiten- und Positionen zweier PR 304 mod	65
5.4	Peakbreiten- und Positionen zweier PZ 304	65
5.5	Peakbreiten- und Positionen unterschiedlicher Vorverstärker	66
5.6	Auflösung (FWHM) der Vorverstärker und des subtrahierten Signals bei 662 keV	67
5.7	Peakpositionen und -breiten des primären, sekundären und subtrahierten Signals	70
5.8	Äquivalente Rauschladung und Auflösung des PD 304 bei 662 keV	70
5.9	Äquivalente Rauschladung und Auflösung des PD 304 (korrigiert)	71
6.1	Lebensdauern und Beweglichkeiten der Elektronen	84
6.2	Lebensdauern und Beweglichkeiten der Löcher	84
6.3	Qualität des 60 keV Spektrums in Abhängigkeit der Spannung	102
6.4	Qualität des 662 keV Spektrums in Abhängigkeit der Pulsformzeit	107
6.5	Qualität des 662 keV Spektrums in Abhängigkeit der Detektorspannung	107
6.6	Qualität der Einzel- und des Koinzidenzspektrums der Detektoren B4 und B6 .	114
7.1	Auflösung des 662 keV Photopeaks in Abhängigkeit der Pulsformzeit und Intergridspannung	119
7.2	Einfluss der Potentiale der Guard-Ringe auf die Qualität des Spektrums	122
7.3	Verwendete Vorverstärkerpaare und zugehörige Verstärkungsfaktoren. Die Verstärkungsfaktoren sind Kapitel 5.1 entnommen.	123
7.4	Einfluss unterschiedlicher Vorverstärkerpaare auf die Qualität des Spektrums .	124
7.5	Vergleich zweier PZ 304 Vorverstärker mit einem PD 304	125
7.6	Einfluss unterschiedlicher Einstrahlungsrichtungen auf die Qualität des Spektrums	128
7.7	Qualität der Einzelspektren, sowie des Summen- und Koinzidenzspektrums der Koinzidenzmessung mit den CPG Detektoren Redlen II und Redlen III	130

1 Einleitung und Motivation

Halbleiterdetektoren basierend auf Silizium und Germanium konnten in den letzten Jahrzehnten viele klassische Detektoren ablösen und neue Einsatzgebiete, beispielsweise die Verwendung von Silizium-Pixeldetektoren in Digitalkameras, erschließen. Für spektroskopische Anwendungen wird neben einer guten Auflösung meist auch ein großes aktives Detektorvolumen benötigt. Die etablierten Halbleiterdetektoren stoßen hier an ihre Grenzen.

Um Silizium als Detektormaterial einsetzen zu können muss es aufgrund seines geringen spezifischen Widerstands verarmt werden. Die Detektordicke wird dabei durch die Größe der Verarmungszone beschränkt. Germanium dagegen kann zu exzellenten, großvolumigen Detektoren verarbeitet werden, die aufgrund der geringen Bandlücke im Betrieb jedoch stark gekühlt werden müssen.

Für die Produktion von Detektoren mit großer Dicke werden deshalb alternative Verbindungshalbleiter auf ihre Detektoreigenschaften untersucht. Besonders für den Nachweis von Photonen mit Energien oberhalb einiger Kiloelektronenvolt empfiehlt es sich, Materialien mit hoher Kernladungszahl und großer Dichte einzusetzen. Kombiniert mit einer großen Bandlücke, die den Detektorbetrieb bei Raumtemperatur ermöglicht, sowie einem sehr hohen spezifischen Widerstand, der die Notwendigkeit einer Verarmungszone eliminiert, erscheint Cadmiumtellurid als idealer Kandidat für die Herstellung großvolumiger Halbleiterdetektoren.

Hohe Schichtdicken können dabei auf zwei unterschiedliche Arten erreicht werden. Einerseits kann ein CdTe Ingot zu großvolumigen Detektoren verarbeitet werden, deren Kantenlänge einige Zentimeter beträgt. Um das sogenannte „Low Energy Tailing“ — eine Reduktion der Detektorleistung aufgrund schlechter Löchertransporteigenschaften — zu umgehen, werden die Detektoren mit einer speziellen Elektrodenkonfiguration ausgestattet. In dieser, als Coplanar-Grid bekannten Konfiguration ist ein Detektorbetrieb bereits bei vergleichsweise geringen Feldstärken möglich, wodurch leckstrombedingtes, elektronisches Rauschen und die Anforderungen an den Messaufbau und die notwendige Spannungsquelle auf einem Minimum gehalten werden können.

Um die Detektorausbeute des Ingots zu erhöhen, ist es dagegen empfehlenswert, Detektoren mit geringer Schichtdicke zu fabrizieren und diese anschließend zu einem Stapel bestehend aus mehreren Einzeldetektoren zusammenschalten. Bei dünnen Schichten genügt eine einfache, planare Elektrodenstruktur, jedoch müssen koinzidente Ereignisse — die Wechselwirkung eines Photons in mehr als einem der Detektoren — erkannt und entsprechend behandelt werden. Dies stellt erhöhte Anforderungen an die signalverarbeitende Elektronik, führt im Gegenzug jedoch zu einer Verbesserung des Gesamtspektrums.

Neben einem großen Detektorvolumen spielt auch die Energieauflösung des Detektors eine entscheidende Rolle beim Nachweis und bei der Identifikation von Strahlung. Ein Detektor mit einer guten Auflösung ist dazu in der Lage, selbst dicht benachbarte Spektrallinien mit sehr geringer Energiedifferenz von einander zu trennen. Mit immer besseren Detektormaterialien stößt dabei die Signalverarbeitungselektronik immer wieder an ihre Grenzen.

Im Laufe dieser Arbeit werden zunächst die notwendigen Grundlagen, sowie eine Simulation vorgestellt, die beide dem besseren Verständnis hintereinandergeschalteter Detektoren dienen sollen.

Desweiteren wird ein Vielkanalanalysator basierend auf einem Mikrokontroller eingeführt und dessen Fähigkeit diskutiert, koinzidente Signale aus bis zu drei unterschiedlichen Detektoren zu erkennen. Anschließend wird die Signalverarbeitungselektronik untersucht und verbessert. Mit der verbesserten Elektronik werden einzelne, planare Detektoren charakterisiert, Lebensdauern und Beweglichkeiten sowie die Auflösung bei einer typischen Röntgenenergie (60 keV) und einer Referenzquelle mit 662 keV bestimmt.

Nach der Charakterisierung werden die Detektoren paarweise hintereinandergeschaltet und die Resultate mit der Simulation verglichen. Schließlich wird das Konzept hintereinandergeschalteter Detektoren auf zwei großvolumige Coplanar-Grid Detektoren übertragen. Basierend auf den Erfahrungen dieser Arbeit werden Verbesserungsvorschläge gemacht und ein Ausblick auf zukünftige Arbeiten gegeben.

2 Grundlagen

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Aufgrund ihrer großen Reichweite dominiert die Coulomb-Wechselwirkung die Streuprozesse zwischen geladenen Teilchen. Über sie lässt sich der Energieverlust dE berechnen, den ein geladenes Teilchen auf der Strecke dx in einem Material der Dichte ρ erleidet.

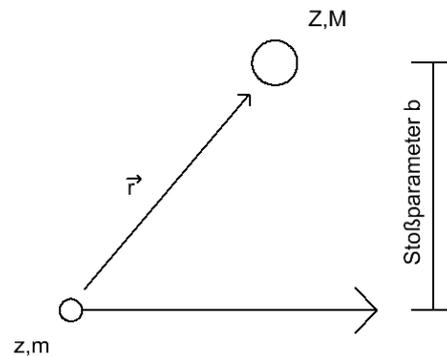


Abb. 2.1: Streuung eines Teilchens mit Ladung z und Masse m an einem ruhenden Ziel mit Ladung Z und Masse M

Betrachtet man die in Abbildung 2.1 dargestellte Streuung, so kann man den transversalen Impulsübertrag mittels

$$\Delta \vec{p}_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F} dt \quad (2.1)$$

$$\Rightarrow |\Delta \vec{p}_{\perp}| = \frac{2r_e m_e c}{b \cdot \beta} \cdot z \cdot Z \quad (2.2)$$

berechnen, wobei $\vec{F} = \frac{q_{elem}^2 \cdot z \cdot Z}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$ die Coulomb-Kraft darstellt, r_e und m_e der klassische Elektronenradius und die Elektronenmasse sind, z und Z die Ladungszahlen der Streupartner, c die Lichtgeschwindigkeit und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Streuteilchen. Mittels

$$\Delta E = \frac{|\Delta \vec{p}_{\perp}|^2}{2M} \quad (2.3)$$

lässt sich daraus der Energieübertrag ΔE in Abhängigkeit des Streuparameters b berechnen. An dieser Stelle kann man bereits abschätzen, dass der Energieübertrag auf ein Hüllenelektron mit Masse $M = m_e$ groß ist gegenüber dem Energieübertrag auf den Atomkern mit Massenzahl A , dessen Masse ein Vielfaches der Proton- und Neutronmasse m_p bzw. m_n beträgt: $M = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n \ll m_e$.

Integriert man nun über alle Stoßparameter b so erhält man einen einfachen Ausdruck der Bethe-Bloch-Gleichung [Fi07]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \cdot \log\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) \quad (2.4)$$

Dabei sind N_A die Avogadro-Zahl, ρ die Dichte, Z und A die Kern- und Massenzahl und I die Ionisationsenergie des Materials, welches von einem Teilchen der Ladung z und Geschwindigkeit β durchquert wird¹.

Fügt man relativistische Korrekturen hinzu so erhält man die Bethe-Bloch-Gleichung² [Fi07]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \cdot \log\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2\right) \quad (2.5)$$

$$= 0.3070 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \cdot \log\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2\right) \quad (2.6)$$

wobei hier das mittlere Ionisationspotential $I \approx Z \cdot 10 \text{ eV}$ über die Kernladungszahl abgeschätzt wird³.

Da Elektronen bei der Streuung aufgrund ihrer mit dem Streuzentrum identischen Masse einen wesentlich kleineren Energieübertrag besitzen müssen sie separat behandelt werden, Gleichung 2.5 beschreibt lediglich den Energieverlust geladener Teilchen mit $m \gg m_e$ [Be53]. Neben der hier gezeigten semiklassischen Herleitung ist auch eine quantenmechanische Betrachtung möglich, die zum selben Ergebnis führt. Quantenmechanisch muss der Energieübertrag der Elektronen ebenfalls getrennt behandelt werden, da es sich bei den Streupartnern in diesem Fall um identische Teilchen handelt.

Um die Eindringtiefe L bei gegebener kinetischer Teilchenenergie E_{kin} zu berechnen wird Gleichung 2.5 umgeformt:

$$-\int_{E_{kin}}^0 \frac{dE'}{dE/dx} = \int_0^L dx \quad (2.7)$$

Die relativistische kinetische Energie beträgt $E_{kin} = (\gamma - 1)mc^2$, wodurch γ und β in Gleichung 2.5 als

$$\gamma = \frac{E_{kin}}{mc^2} + 1 \quad (2.8)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left(\frac{E_{kin}}{mc^2} + 1\right)^2} \quad (2.9)$$

¹ $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v/c$

²Hans Bethe, 1930

³Felix Bloch, 1933

geschrieben werden können. Für Cadmiumtellurid mit $\rho = 6.2 \text{ g/cm}^3$, $Z = 100$ und $A = 240$ ergibt Gleichung 2.7 für α -Strahlung mit 5.5 MeV eine Eindringtiefe von $L = 28 \text{ }\mu\text{m}$.

Neben dem hier beschriebenen Energieverlust geladener Teilchen mittels Ionisation sind noch weitere Prozesse möglich. Bewegt sich beispielsweise ein Elektron mit Geschwindigkeit $v > c'$ durch Materie, wobei c' die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Material beschreibt, so wird Cherenkov-Licht emittiert. Desweiteren wird jedes geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie im Coulomb-Feld der Atomkerne abgelenkt, wodurch Bremsstrahlung entsteht. Beide Prozesse führen zu einem Energieverlust der besonders bei leichten Teilchen wie Elektronen mit dem von Bethe hergeleiteten Energieverlust konkurriert.

2.2 Wechselwirkung ungeladener Teilchen mit Materie

Neben den geladenen Teilchen können auch elektrisch neutrale Teilchen mit Materie wechselwirken. Für Neutrinos ist dabei die schwache Wechselwirkung entscheidend, Neutronen streuen über die starke Wechselwirkung an Atomkernen, und Photonen können über die elektromagnetische Wechselwirkung sowohl mit dem Kern als auch mit Hüllenelektronen interagieren. Bei jeder Wechselwirkung werden geladene Teilchen erzeugt die anschließend nachgewiesen werden können.

Von besonderem Interesse ist hier die Wechselwirkung von Photonen mit der Elektronenhülle, auf sie wird daher genauer eingegangen. Im Detail sind die einzelnen Wechselwirkungsarten:

- **Der Photoeffekt**

Die Absorption des Photons durch ein Hüllenelektron; bei ausreichend großer Energie verlässt das Elektron die Hülle und lässt ein einfach ionisiertes Atom zurück. Aus Gründen der Impuls- und Spinerhaltung kann dieser Prozess nur an gebundenen Elektronen stattfinden. Bis in den zwei- bis dreistelligen keV Bereich ist Photoabsorption die vorherrschende Wechselwirkung. Ihr Wirkungsquerschnitt kann mit

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \cdot E_{\gamma}^{-\frac{7}{2}} \quad (2.10)$$

abgeschätzt werden [Fi07]. Überschreitet die Energie der Photonen die Bindungsenergie einer der inneren Schalen so nimmt der Wirkungsquerschnitt an dieser Stelle sprunghaft zu (vgl. Abbildung 2.2).

- **Die Compton-Streuung**

Die Compton-Streuung beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem qua-

sifreien Elektron; das Photon wird um den Winkel θ aus seiner ursprünglichen Bahn gelenkt und überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Der Energieübertrag kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_e \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\gamma'} \\ \vec{p}_{\gamma'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{e'} \\ \vec{p}_{e'} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$\left(\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} E_{\gamma'} \\ \vec{p}_{\gamma'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_e \\ 0 \end{pmatrix} \right)^2 = \begin{pmatrix} E_{e'} \\ \vec{p}_{e'} \end{pmatrix}^2 \quad (2.12)$$

$$\text{mit } \begin{pmatrix} E_{e'} \\ \vec{p}_{e'} \end{pmatrix}^2 = E_{e'}^2 - |\vec{p}_{e'}|^2 = \left(\sqrt{m_e^2 + |\vec{p}_{e'}|^2} \right)^2 - |\vec{p}_{e'}|^2 = m_e^2 \text{ folgt} \quad (2.13)$$

$$(E_\gamma - E_{\gamma'})^2 + 2(E_\gamma - E_{\gamma'})m_e + m_e^2 - (p_\gamma^2 + p_{\gamma'}^2 - 2|\vec{p}_\gamma||\vec{p}_{\gamma'}|\cos(\theta)) = m_e^2 \quad (2.14)$$

$$|\vec{p}_\gamma| = E_\gamma \text{ und } |\vec{p}_{\gamma'}| = E_{\gamma'} \text{ eingesetzt liefert} \quad (2.15)$$

$$E_{\gamma'} \cdot (E_\gamma + m_e - E_\gamma \cos(\theta)) + E_\gamma \cdot m_e = 0 \quad (2.16)$$

$$\Rightarrow E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (2.17)$$

$$\text{und } E_{e'} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} \cdot (1 - \cos(\theta))} \right) \quad (2.18)$$

Nach der Streuung besitzt das Elektron die Energie $E_{e'}$, das Photon dagegen nur noch die Energie $E_{\gamma'}$. Für Photonenergien oberhalb $E_\gamma = 10 - 100$ keV dominiert die Compton-Streuung, für $E_\gamma \gg m_e$ ist ihr Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{compton}} \propto \frac{\log(E_\gamma)}{E_\gamma}$.

Streut ein Photon an der Elektronenhülle eines Atoms mit Kernladungszahl Z , so ist der gesamte Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung $\sigma_{\text{compton}}^{\text{tot}} \propto Z$. Mit dem Klein-Nishina-Wechselwirkungsquerschnitt¹ kann die Winkelverteilung der gestreuten Photonen berechnet werden (Gleichung 3.9).

¹O. Klein und Y. Nishina 1929

• **Die Paarerzeugung**

Ab einer Photonenergie von $E_\gamma \geq 2 \cdot m_e$ ist die Produktion von Elektron-Positron-Paaren möglich, die Impulserhaltung erwingt dabei jedoch das Vorhandensein eines weiteren Stoßpartners¹. Für Photonenergien oberhalb einiger MeV löst die Paarerzeugung die Compton-Streuung als dominanten Effekt ab, ihr Wirkungsquerschnitt ist für große Energien nur schwach von der Energie abhängig und proportional zu Z^2 .

Abbildung 2.2 illustriert die Beiträge der einzelnen Wechselwirkungen zum totalen Wirkungsquerschnitt². In diesem Beispiel erreicht die Photonenergie bei 1.8 keV die Bindungsenergie der innersten Schale der Elektronenhülle, was zu einem sprunghaften Anstieg der Photoabsorption führt.

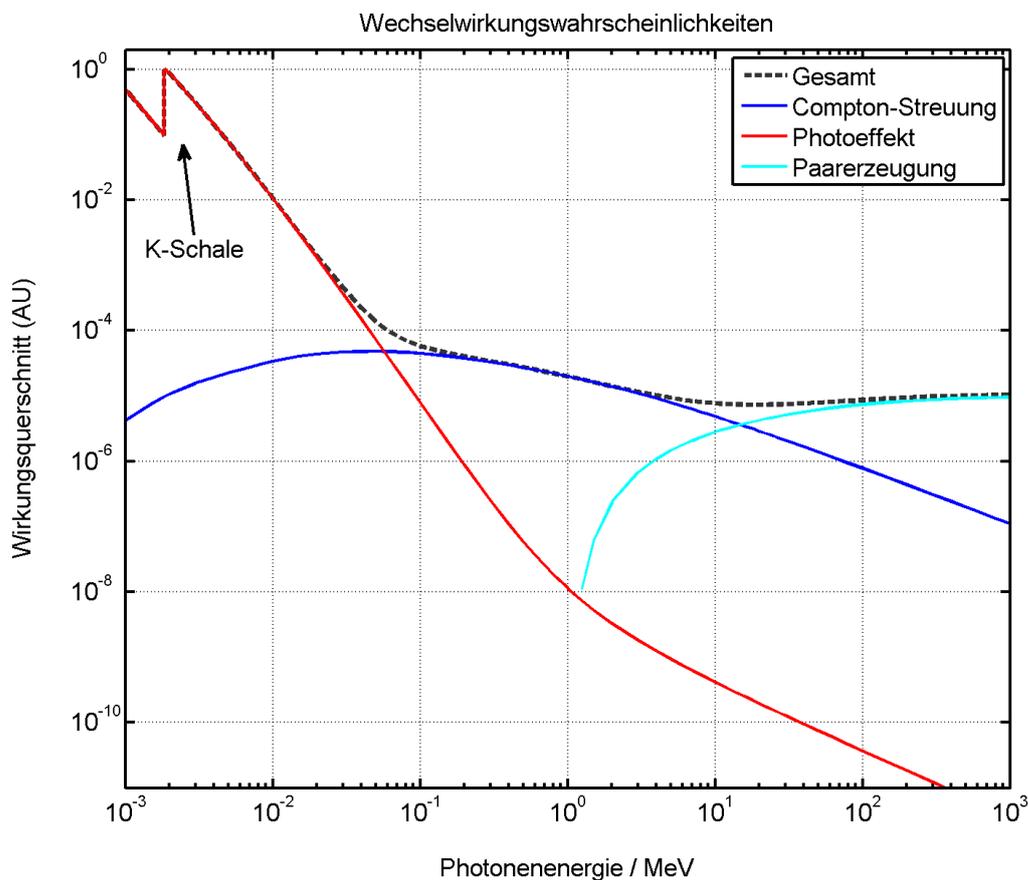


Abb. 2.2: Energieabhängigkeit der Photon-Wechselwirkungen mit Materie [NIST]

¹Beispielsweise ein Atomkern

²Der Wirkungsquerschnitt wurde auf den WQ der K-Schale normiert, als Element wurde Silizium verwendet

2.3 Nachweis von Strahlung

Sämtliche in Kapitel 2.1 und 2.2 vorgestellten Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie erzeugen freie Ladungsträger, sei es durch die Bildung von Elektron-Positron-Paaren oder dem Entfernen gebundener Elektronen aus der Atomhülle. Bei ungeladenen Strahlungsteilchen findet dabei meist eine Punktwechselwirkung statt (Compton-Streuung, Photoeffekt), die ein einzelnes hochenergetisches Elektron hervorbringt. Dieses streut solange an weiteren Elektronen bis es nahezu seine gesamte Energie abgegeben hat. Durch die vielfachen Streuprozesse entsteht eine Ladungsträgerwolke in der Nähe des ursprünglichen Wechselwirkungsorts, deren Größe¹ proportional ist zur ursprünglich vom Strahlteilchen auf das primäre Elektron übertragenen Energie [Fi07].

Geladene Teilchen wechselwirken dagegen entlang der gesamten Wegstrecke und übertragen kontinuierlich Energie. Dies führt zur Anregung und Ionisation der Atome im Material wodurch ebenfalls eine Ladungsträgerwolke entsteht, die jedoch nicht um einen Punkt herum lokalisiert ist sondern den Pfad des Strahlteilchens repräsentiert. Auch hier ist die gesamte Anzahl erzeugter Ladungsträger proportional zur übertragenen Energie.

Gelingt es, die durch die Wechselwirkung erzeugten Ladungsträger nachzuweisen, so können unter Anderem Aussagen gemacht werden über

- den Ort der Wechselwirkung
- die Art der Wechselwirkung
- die Energie und Bewegungsrichtung des Strahlteilchens.

Um manche bzw. alle diese Größen möglichst genau zu erfassen, steht eine Vielzahl unterschiedlicher Detektoren zur Verfügung. Prinzipiell wird immer versucht, die erzeugten Ladungsträger durch ein äußeres elektrisches Feld in Richtung der Elektroden zu bewegen und dabei die auf den Elektroden induzierte Ladung zu messen. Dabei gibt es Detektoren mit planarer Elektrodenkonfiguration, Gasionisationskammern mit unter Umständen tausenden von Drähten zur Bahnrekonstruktion, Vieldrahtproportionalkammern in denen die Ladungsträgermultiplikation in einem ortsabhängigen Feld ausgenutzt wird, mit Flüssigkeit gefüllte Detektoren zur Erzeugung von Cherenkov-Licht, sowie eine Vielfalt an Festkörperdetektoren (organische und anorganische Szintillatoren, Kalorimeter, Halbleiterdetektoren).

Die Anzahl N ursprünglich erzeugter Ladungsträger ist dabei proportional zur im Detektor deponierten Energie ΔE und invers proportional zur Ionisationsenergie I die benötigt wird um

¹Genauer: die Anzahl Ladungsträger

ein Elektron aus dem gebundenen Zustand zu entfernen:

$$N = \frac{\Delta E}{I} \quad (2.19)$$

In Halbleiterdetektoren entspricht die Ionisationsenergie dabei gerade der Energie E_{paar} die notwendig ist, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen.

Bedingt durch das Fano-Rauschen ist es dabei vorteilhaft, möglichst viele Ladungsträger N zu erzeugen, da ihre Anzahl durch Phononfluktuationen [Dam07] die Schwankung

$$\sigma = \sqrt{N \cdot F} \quad (2.20)$$

$$\frac{\sigma}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.21)$$

besitzt und für große N anteilmäßig reduziert wird. F ist dabei der materialabhängige Fano-Faktor. Durch ein einfaches theoretisches Modell kann gezeigt werden, dass die Paarerzeugungsenergie E_{paar} über

$$E_{paar} = \frac{14}{5} E_{gap} + r \cdot (\hbar\omega_R) \quad (2.22)$$

mit der Bandlücke E_{gap} und der Raman-Phononenergie $\hbar\omega_R$ zusammenhängt [Klei67]. Dabei stellt r einen anpassbaren Faktor dar. In Abbildung 2.3 sind die Paarerzeugungsenergien und Bandlücken einiger Halbleiter, sowie der nach Gleichung 2.22 erwartete Zusammenhang eingezeichnet.

Um das Fano-Rauschen zu minimieren erscheint es daher zunächst günstig, einen Halbleiter mit möglichst kleiner Bandlücke¹ zu verwenden. Betrachtet man jedoch die Anzahl intrinsischer Ladungsträger n_i eines Halbleiters so hängt diese folgendermaßen mit der Temperatur T und der Bandlücke E_{gap} zusammen [Sze02]:

$$n_i \propto e^{\left(-\frac{E_{gap}}{2kT}\right)} \quad (2.23)$$

Berücksichtigt man weiterhin das thermische Rauschen σ_{therm} [Dam07]:

$$\sigma_{therm} \propto n \quad (2.24)$$

¹Beispielsweise Germanium

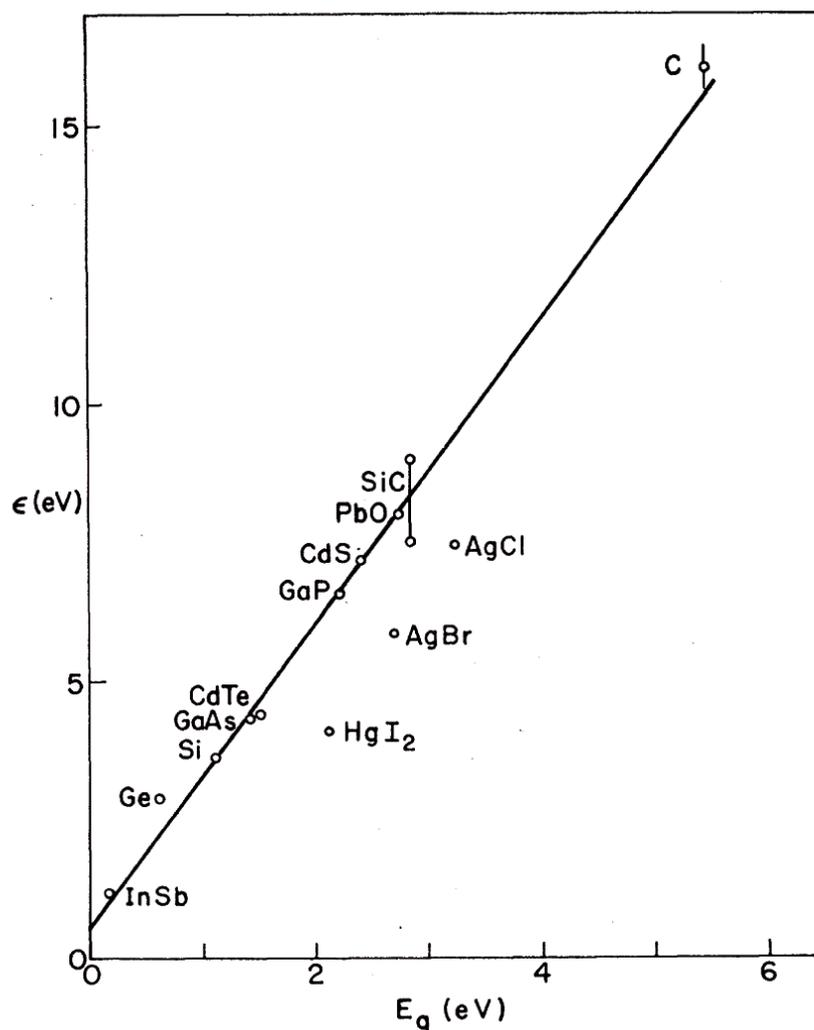


Abb. 2.3: Paarerzeugungsenergie E_{paar} (hier mit ϵ bezeichnet) aufgetragen gegenüber der Bandlücke E_{gap} (hier E_g) [Ali75]

und den Zusammenhang der Elektronenkonzentration n und der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i :

$$n \propto n_i^2 \quad (2.25)$$

$$\Rightarrow \sigma_{therm} \propto e^{\left(-\frac{E_{gap}}{kT}\right)} \quad (2.26)$$

so wird deutlich, dass Halbleiter mit kleiner Bandlücke bei Raumtemperatur von thermischem Rauschen dominiert sind und folglich gekühlt werden müssen. Um Halbleiterdetektoren bei Raumtemperatur einsetzen zu können muss also ein Kompromiss aus Fano- und thermischen Rauschen eingegangen werden. Ein vielversprechendes Material ist CdTe, dessen Eigenschaften in Kapitel 2.4 aufgeführt sind.

2.4 Materialeigenschaften von CdTe und (Cd,Zn)Te

Im Laufe dieser Arbeit werden Detektoren auf Cadmiumtellurid- und Cadmiumzinktelluridbasis untersucht. Um den Einfluss von Zink auf die Materialeigenschaften zu verdeutlichen werden in Tabelle 2.1 die Eigenschaften von CdTe denen einer typischen $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ Mischung gegenübergestellt.

Eigenschaft	Symbol/ Einheit	CdTe	$\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$
Bandlücke	E_{gap} / eV	1.51	1.57
e-h-Paarerzeugungsenergie	E_{paar} / eV	4.50	4.67
Beweglichkeit der Elektronen	$\mu_e / \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	950	1100
Beweglichkeit der Löcher	$\mu_h / \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	80	50
Lebensdauer der Elektronen	$\tau_e / \mu\text{s}$	2	8
Lebensdauer der Löcher	$\tau_h / \mu\text{s}$	1.3	0.6
$\mu \cdot \tau$ -Produkt der Elektronen	$\mu_e \tau_e / \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$	$10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-3}$
$\mu \cdot \tau$ -Produkt der Löcher	$\mu_h \tau_h / \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$	$10^{-5} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-5}$
Spezifischer Widerstand	$\rho / \Omega\text{cm}$	10^{10}	$10^{10} - 10^{11}$
Fano-Faktor	F	0.11	0.09

Tabelle 2.1: Materialeigenschaften von CdTe und $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$. Quellen: [Eis99], [Fou99], [Bal99], [Eri00], [Gun01], [Dam07]

Durch die Zugabe von Zink können die Bandlücke, der spezifische Widerstand sowie die Elektronentransporteigenschaften verbessert werden. Dagegen verschlechtert sich das $\mu \cdot \tau$ -Produkt der Löcher um eine Größenordnung, da durch die Zinkatome die Anzahl der Fallen ansteigt. Durch die Einführung pixelierter Elektroden bzw. einer Coplanar-Grid Konfiguration können die Auswirkungen dieser Verschlechterung gegenüber reinem CdTe jedoch minimiert werden.

2.5 Entstehung der Ladungssignale

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit dem Detektormaterial werden Ladungsträger erzeugt, die durch ein äußeres elektrisches Feld abgesaugt werden können. Gemäß dem Shockley-Ramo-Theorem führt die Bewegung der Ladungsträger zur Induktion einer entsprechenden Gegenladung auf den Elektroden¹:

$$Q_{ind} = -q_0 \cdot \phi(x_0) \quad (2.27)$$

Die induzierte Ladung hängt dabei vom Wichtungspotential² $\phi(x_0)$ am Ort der Wechselwirkung x_0 und der erzeugten Ladung q_0 ab.

Um aus der induzierten Ladung eine Energie zu bilden, wird Q_{ind} über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt, von einem Hauptverstärker geformt und weiter verstärkt, digitalisiert und von einem Vielkanalanalysator in ein Spektrum einsortiert.

2.5.1 Planare Detektoren

Basierend auf der Arbeit von [Hec32] lässt sich die totale, auf der Anode³ induzierte Ladung für eine planare Elektrodenkonfiguration unter Berücksichtigung der endlichen Ladungsträgerlebensdauern folgendermaßen ausdrücken:

$$Q_{ind}^{Anode} = q_0 \cdot \frac{U}{D^2} \cdot \left[\mu_e \tau_e \left(1 - e^{-\frac{x_0 \cdot D}{\mu_e \tau_e \cdot U}} \right) + \mu_h \tau_h \left(1 - e^{-\frac{(D-x_0) \cdot D}{\mu_h \tau_h \cdot U}} \right) \right] \quad (2.28)$$

x_0 ist dabei der Abstand zwischen dem Wechselwirkungsort und der Anode, D der Abstand zwischen den Elektroden und U die zwischen den Elektroden anliegende Spannung. Abhängig vom Wechselwirkungsort kann nun zwischen drei unterschiedlichen Ladungssignalen unterschieden werden:

- **Elektronensignal**

Wird die ursprüngliche Ladung q_0 in der Nähe der Kathode erzeugt, so wird die Signalamplitude (Q_{ind}^{Anode}) durch Elektronen verursacht, die durch den gesamten Detektor zur Anode driften. Dabei wird die Amplitude — neben q_0 und der Detektorspannung — entscheidend durch das $\mu \cdot \tau$ -Produkt der Elektronen bestimmt. Da Elektronen in CdTe übli-

¹Eine ausführliche Herleitung ist in [He00], [Dam07] und Kapitel 3.2 enthalten

²Siehe Anhang 9.2.3

³Analog lässt sich auch eine Gleichung für die Kathode aufstellen

cherweise eine hohe Beweglichkeit und Lebensdauer besitzen, ist ihr Verlust gering und die induzierte Ladung entspricht nahezu der gesamten ursprünglich erzeugten Ladung.

- **Löchersignal**

Wird die ursprüngliche Ladung dagegen in der Nähe der Anode erzeugt, so driften die Löcher — d.h. fehlende Gitterelektronen — zur Kathode, wodurch auf der Anode ebenfalls eine Ladung induziert wird. Da das Produkt aus Löcherbeweglichkeit und Löcherlebensdauer in CdTe etwa eine Größenordnung unter dem der Elektronen liegt, erleiden Löchersignale bei gleicher ursprünglicher Ladung q_0 einen wesentlich größeren Verlust als Elektronensignale.

- **Gemischte Signale**

Bei gemischten Signalen liegt der Wechselwirkungsort zwischen den Elektroden, ein gemischtes Signal ist aus einem Elektronen- und Löcheranteil zusammengesetzt. Die Zusammensetzung entscheidet dabei über die Stärke des Signalverlusts.

Die unterschiedlichen Signaltypen und Zusammensetzungen führen zum sogenannten „Low Energy Tailing“, einem Effekt, der die Verbreiterung einer ursprünglich schmalen Energieverteilung beschreibt und besonders bei hohen Photonenergien auftritt. Abbildung 2.4 demonstriert diesen Effekt anhand dem Simulationsergebnis eines planaren, 1 mm dicken Detektors.

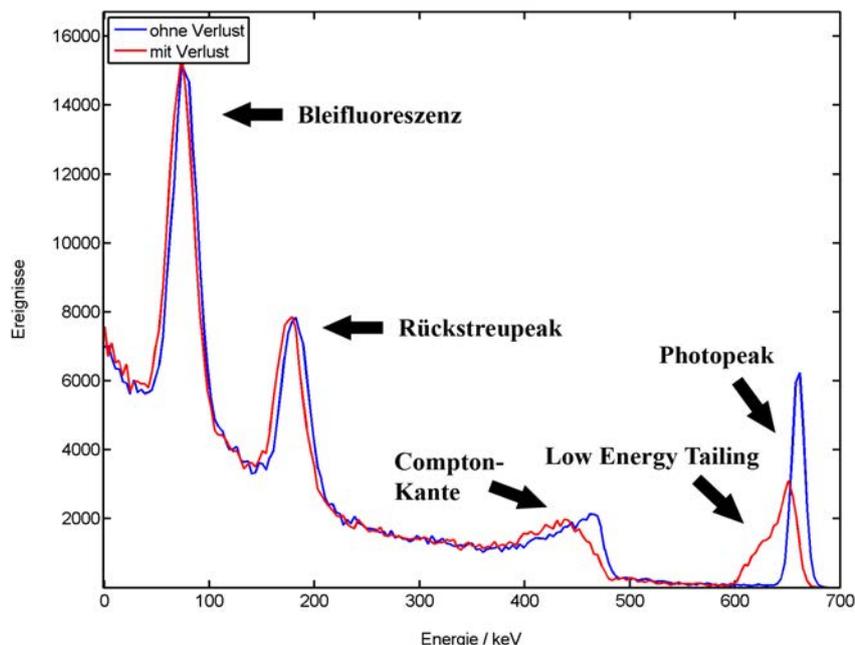


Abb. 2.4: Simulationsergebnis eines planaren, 1 mm dicken CdTe Detektors. Dargestellt ist das Energiespektrum — d.h. die Anzahl Ereignisse pro Energieintervall — einer monoenergetischen γ -Quelle. Der „Low Energy Tailing“-Effekt ist im roten Spektrum erkennbar.

Als Quelle wurde monoenergetische Strahlung mit 662 keV simuliert. Das blaue, im Hintergrund liegende Spektrum beschreibt den idealen Fall, in dem es zu keinerlei Ladungsträgerverlust im Detektor kommt. Photonen, die über den Photoeffekt wechselwirken, übertragen ihre gesamte Energie auf den Detektor und verursachen den Photopeak¹ bei 662 keV. Die Compton-Kante stellt den maximalen Energieübertrag bei der Compton-Streuung dar, sämtliche Ereignisse mit geringerem Energieübertrag werden ebenfalls durch Compton-Streuung — jedoch mit kleinerem Streuwinkel — verursacht. Zusätzlich enthält das simulierte Spektrum zwei weitere, durch den Aufbau des simulierten Experiments bedingte Peaks, auf die in Kapitel 3 genauer eingegangen wird. Das rote Spektrum berücksichtigt den Ladungsträgerverlust, der eine Verbreiterung des Photopeaks verursacht und zusätzlich die Compton-Kante abflacht. Lediglich die beiden niederenergetischen Peaks werden von dieser Verbreiterung nahezu vollständig verschont.

¹Mehrfachstreuung, beispielsweise eine Compton-Streuung und anschließende Photoabsorption, trägt ebenfalls zum Photopeak bei, spielt bei dünnen Detektoren jedoch nur eine untergeordnete Rolle

2.5.2 Coplanar-Grid Detektoren

Ein interessanter Ansatz um „Low Energy Tailing“ bzw. ganz allgemein die schlechten Löchertransporteigenschaften zu unterdrücken, ist die Ausnutzung des Wichtungspotentials. Gelingt es, das Wichtungspotential anhand der Elektrodenkonfiguration so zu konstruieren, dass es nur in der Nähe der Anode(n) von null verschieden ist, so tragen von allen Signalen¹ jeweils nur die Elektronenanteile zur Signalbildung bei.

Die Elektrodenkonfiguration eines Coplanar-Grid Detektors (kurz CPG) erzeugt genau so ein Wichtungspotential. Die Rückseite des Detektors wird durch einen flächigen Kontakt gebildet, der gegenüber der Vorderseite auf negativem Potential gehalten wird. Die Vorderseite wird von zwei ineinandergreifenden Fingerstrukturen gebildet (Abbildung 2.5), zwischen denen eine geringe Potentialdifferenz² angelegt wird. Elektronen, die sich durch den Detektor zur Vorderseite bewegen, werden durch diese Potentialdifferenz zwischen den Vorderseitenelektroden auf eine der Elektroden — die sogenannte ladungssammelnde Elektrode — gelenkt. Berechnet man die Wichtungspotentiale der beiden Vorderseitenelektroden (siehe Anhang 9.2.3), so ergibt sich der in Abbildung 2.6 dargestellte Verlauf.

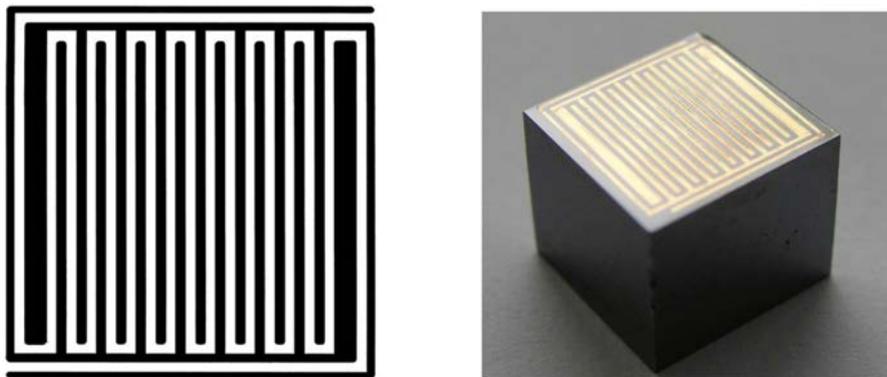


Abb. 2.5: Vorderseitenkontakte (links) und Schrägansicht (rechts) eines Coplanar-Grid Detektors [Ham09]

Auf einem Großteil der Strecke zwischen Rückseite und Vorderseite verlaufen die Wichtungspotentiale der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektroden nahezu identisch (blauer und roter Graph in Abbildung 2.6), erst knapp unterhalb der Vorderseite, etwa bei $\frac{7}{8}D$, steigt das eine Potential steil an während das andere schnell auf null abfällt. Bildet man nun die Differenz der beiden Wichtungspotentiale³, so erhält man ein weiteres Potential, das weitestgehend verschwindend gering und nur in unmittelbarer Nähe der Detektorvorderseite deutlich von Null verschieden ist (grüner Graph in Abbildung 2.6).

¹Die in einer Mindestentfernung von der Anode entstanden sind

²Etwa ein Zehntel der Potentialdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite

³Real werden nicht die Wichtungspotentiale von einander abgezogen, sondern die Signale der beiden Elektroden individuell verstärkt und anschließend subtrahiert. Dies führt zum gleichen Ergebnis.

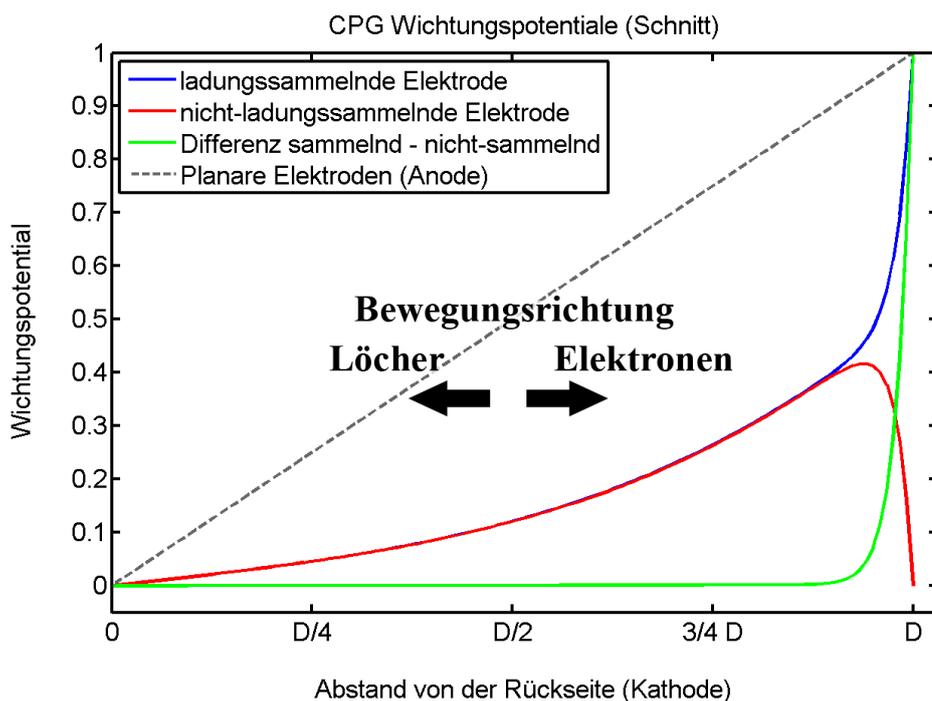


Abb. 2.6: Dargestellt sind die Wichtungspotentiale eines Coplanar-Grid Detektors, sowie das Differenz-Wichtungspotential und das Wichtungspotential einer planaren Elektrodenkonfiguration. Sämtliche Wichtungspotentiale sind gegenüber dem Abstand zur Rückseite aufgetragen.

Im Vergleich zum Wichtungspotential einer planaren Elektrodenkonfiguration (gestrichelte Linie in Abbildung 2.6) wird deutlich, dass die zur Rückseite driftenden Löcher durch das Differenz-Wichtungspotential kaum zur Signalbildung beitragen und ihre Transporteigenschaften für die Detektorleistung somit keine große Rolle spielen.

Abbildung 2.7 zeigt die Auswirkungen der unterschiedlichen Wichtungspotentiale auf die Energiespektren. Links ist das Energiespektrum eines simulierten, 5 mm dicken CPG Detektors abgebildet, rechts das Spektrum eines identisch dimensionierten Detektors mit planarer Elektrodenkonfiguration. Besonders für dicke Detektoren mit großem aktivem Volumen ist die Coplanar-Grid Methode interessant, da die Qualität des Spektrums deutlich verbessert werden kann. Dabei entscheidet die Geometrie¹ über das Ausmaß der Verbesserung. Der in Abbildung 2.5 gezeigte CPG besitzt beispielsweise an den Rändern Elektroden mit doppelter Breite, um Abweichungen der Wichtungspotentiale in diesen Bereichen zu kompensieren.

¹Streifenabstand, Streifenbreite, abgerundete Ecken der Elektroden u.v.m, siehe [Ham09]

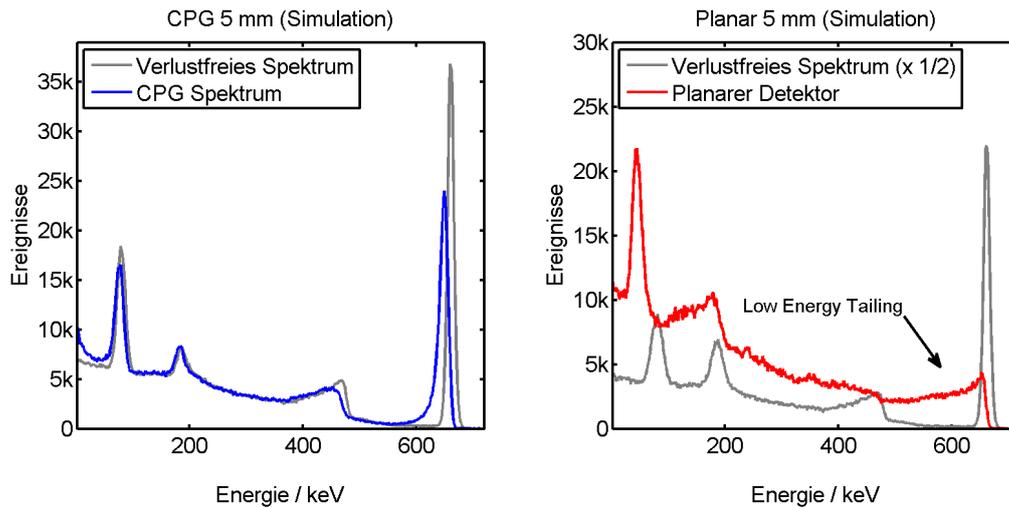


Abb. 2.7: Simulationsergebnisse eines 5 mm dicken CPG Detektors (links) und eines 5 mm dicken Detektors mit planarer Elektrodenkonfiguration, jeweils mit 800 V Detektorspannung. Das Energiespektrum des CPG Detektors (blau) entspricht nahezu dem idealen, verlustfreien Spektrum (grau). Dagegen wird das Spektrum des planaren Detektors (rot) bei identischer Spannung durch „Low Energy Tailing“ stark verzerrt.

2.6 Koinzidente Signale

Betrachtet man zwei Detektoren die sich in unmittelbarem Abstand zu einander befinden und über denen eine monoenergetische Quelle plaziert ist, so ist neben der Wechselwirkung eines Photons in nur einem der beiden Detektoren auch Mehrfachstreuung, d.h. die Wechselwirkung eines Photons in beiden Detektoren möglich. Da solche Ereignisse nahezu gleichzeitig¹ in beiden Detektoren stattfinden, werden sie als koinzident bezeichnet. Bei dünnen Detektoren² kann man zwischen drei unterschiedlichen Arten koinzidenter Signale unterscheiden (Abbildung 2.8).

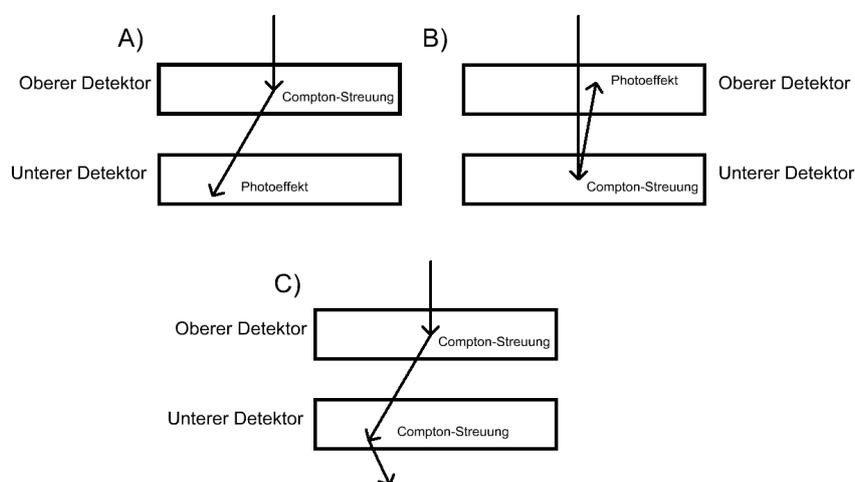


Abb. 2.8: Unterschiedliche Arten koinzidenter Signale

- A) Compton-Streuung unter kleinem Winkel im oberen Detektor, anschließende Photoabsorption im unteren Detektor
- B) Passieren des oberen Detektors ohne Wechselwirkung, Compton-Streuung im unteren Detektor unter nahezu 180° , anschließende Photoabsorption im oberen Detektor
- C) Compton-Streuungen in beiden Detektoren

Beispiele für die Positionen der einzelnen Wechselwirkungen in den jeweiligen Detektoren sowie ihrer Summen im Koinzidenzspektrum sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Das Koinzidenzspektrum enthält dabei alle Signale, die in lediglich einem der Detektoren vorkamen, sowie die individuellen Summen von koinzidenten Ereignissen aus beiden Detektoren.

¹Für eine Wegstrecke von 10 cm benötigt ein Photon im Vakuum ≈ 0.3 ns

²Detektordicke etwa ein Millimeter. Bei dickeren Detektoren wird Mehrfachstreuung in einem Detektor wahrscheinlicher

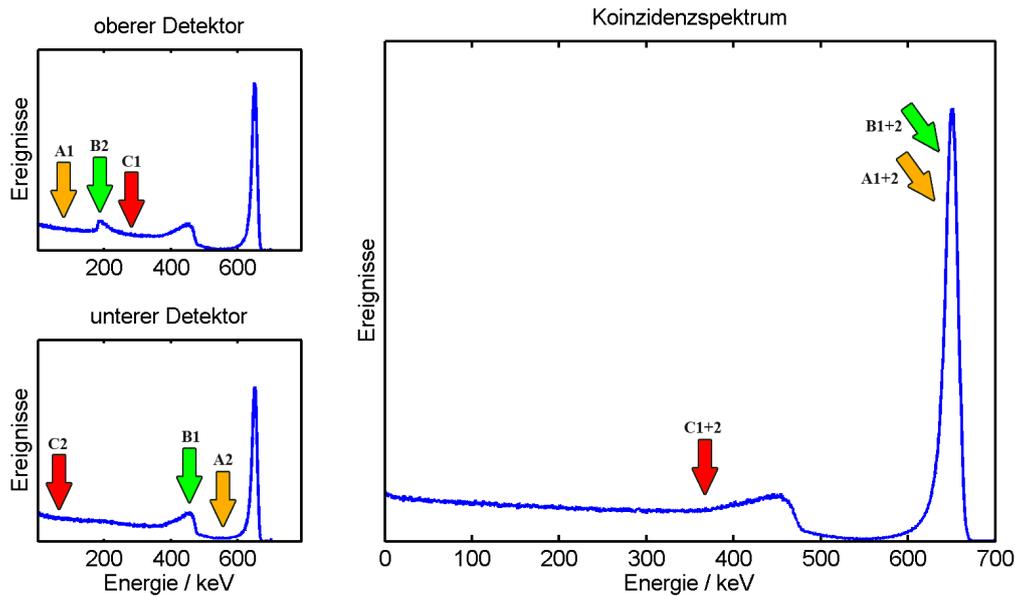


Abb. 2.9: Links sind die Simulationsergebnisse zweier hintereinandergeschalteter Detektoren und Lagen unterschiedlicher koinzidenter Signale in den einzelnen Energiespektren dargestellt. Rechts sind das Koinzidenzspektrum sowie die Lagen der aufsummierten koinzidenten Signale abgebildet.

Ereignisse des Typs A) erscheinen im oberen Detektor bei sehr kleinen Energien, da der Energieübertrag zwischen Photon und Detektor bei der Vorwärtsstreuung unter kleinen Winkeln sehr gering ist. Im unteren Detektor deponieren diese Photonen dann ihre restliche Energie und tragen zum Untergrund zwischen der Compton-Kante, die den maximalen Energieübertrag bei der einfachen Compton-Streuung darstellt, und dem Photopeak bei. Insgesamt hat das Photon seine gesamte Energie, verteilt auf beide Detektoren, abgegeben. Addiert man die deponierten Energien aus beiden Detektoren so erhält man wieder die gesamte Energie des Photons, das koinzidente Signal trägt damit zum Photopeak bei (gelber Pfeil in Abbildung 2.9, rechts).

Ereignisse des Typs B) tragen im unteren Detektor zu Compton-Kante bei, im oberen Detektor bilden sie über den Photoeffekt einen Rückstreupeak bei $E_\gamma - E_{Compton}^{180^\circ}$. Auch hier wird auf beide Detektoren verteilt die gesamte Energie des Photons nachgewiesen, im Koinzidenzspektrum tragen solche Ereignisse ebenfalls zum Photopeak bei.

Der dritte Typ (hier stellvertretend durch zwei Compton-Vorwärtsstreuungen symbolisiert) umfasst alle Ereignisse bei denen nicht die gesamte Energie des Photons auf beide Detektoren verteilt wird. In den Einzelspektren können solche Signale überall zwischen der Compton-Kante und einem verschwindend geringem Energieübertrag liegen, im Koinzidenzspektrum können sie auf dem gesamten Bereich zwischen Null und dem Photopeak beitragen. Da bei solchen Streuungen nicht die gesamte Energie auf die Detektoren übertragen wird, sorgen sie nicht für eine Verbesserung des Koinzidenzspektrums.

Insgesamt kann durch das Erkennen und Addieren koinzidenter Signale eine Verbesserung des Koinzidenzspektrums erreicht werden, da Signale, die für sich allein betrachtet nur den Compton-Untergrund¹ bzw. den Untergrund zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak erhöhen, nach der Addition zum Photopeak beitragen und gleichzeitig den Untergrund reduzieren. Bei vergleichbarer Feldstärke ist das Koinzidenzspektrum zweier dünner gestapelter Detektoren zudem deutlich besser als das Spektrum eines einzelnen Detektors mit großer Dicke. Abbildung 2.10 demonstriert diesen Umstand anhand des Koinzidenzspektrums zweier 1 mm Detektoren gegenüber dem Einzelspektrum eines 2 mm Detektors. Dabei wurden die Detektoren des Stapels mit jeweils 350 V simuliert, der 2 mm Detektor dagegen mit 700 V und identischen Ladungsträgertransporteigenschaften. Da die Ladungsträger im dicken Detektor bei gleichem Feld eine größere Strecke zurücklegen müssen, ist der Verlust in diesem Fall größer, es kommt zu einer ausgeprägten Verzerrung des Photopeaks und der Compton-Kante.

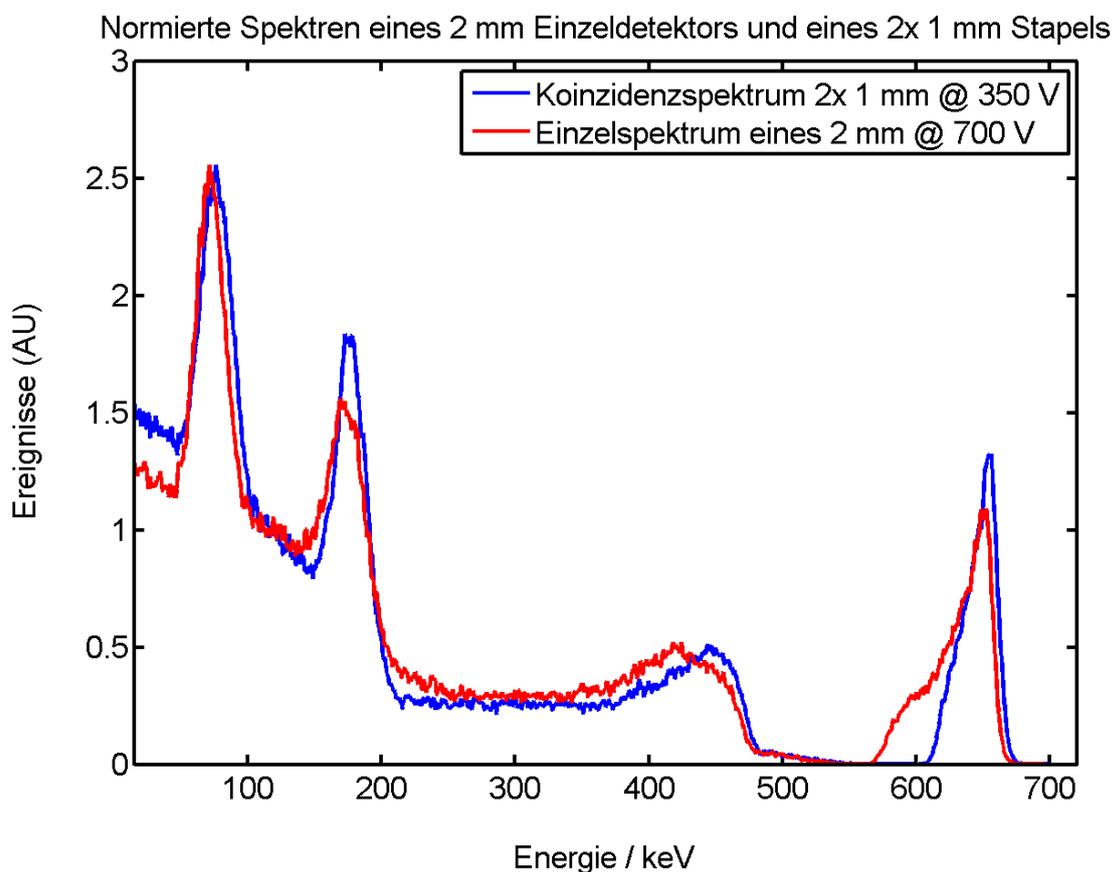


Abb. 2.10: Simulationsergebnis einer Hintereinanderschaltung zweier 1 mm dicker Detektoren, verglichen mit dem Ergebnis eines äquivalenten Einzeldetektors mit 2 mm Dicke. Das Koinzidenzspektrum der dünnen Detektoren ist deutlich weniger „Low Energy Tailing“ unterworfen.

¹Alle Ereignisse links der Compton-Kante

2.7 Elektronisches Rauschen

In Kapitel 2.3 wurden bereits zwei Arten des elektronischen Rauschens erwähnt, der Vollständigkeit halber werden sie hier neben weiteren Arten nochmals aufgezählt¹:

- **Fano Rauschen**

Bedingt durch Gitterschwingungen variiert die Anzahl erzeugter Ladungsträger. Die Schwingungsbreite steigt dabei mit der Wurzel der Anzahl erzeugter Ladungsträger.

- **Thermisches Rauschen und Schrotrauschen**

Weißes, d.h. frequenzunabhängiges Rauschen des Detektors, das durch Fluktuationen der Ladungsträgeranzahl und -geschwindigkeit verursacht wird. Thermisches Rauschen ist dabei immer vorhanden, Schrotrauschen nur, wenn ein Strom durch den Detektor fließt.

- **1/f Rauschen**

Natürliches Rauschen, das eine reziproke Frequenzabhängigkeit besitzt.

Neben dem elektronischen Rauschen des Detektors stellt auch der ladungsempfindliche Vorverstärker eine Rauschquelle dar. Schwankungen des Vorverstärkerausgangssignals werden dabei hauptsächlich durch thermisches Rauschen und Schrotrauschen der Rückkoppelkapazität und des ersten, an der Signalverstärkung beteiligten Feldeffekttransistors verursacht.

¹Für eine ausführliche Diskussion des elektronischen Rauschens siehe [Dam07]

2.8 Definition eines Analyse-Standards

Um verschiedene Spektren zuverlässig miteinander vergleichen zu können, ist die Definition eines einheitlichen Analyse-Standards notwendig. Die Qualität eines Spektrums wird durch viele Faktoren bestimmt, unter anderem durch:

- Die Detektorspannung
- Materialeigenschaften
- Die Detektorauflösung
- Die Pulsformzeit und weitere Hauptverstärkereinstellungen
- Die Elektronik und Auflösung des Vorverstärkers
- Die Bleiabschirmung
- Die Zählrate bzw. Aktivität der verwendeten Quelle(n)
- Die Position der Quelle(n)

Desweiteren spielen bei der Bestimmung der Lage und Breite des bzw. der Photopeaks die Fitgrenzen und die verwendete Fitfunktion eine große Rolle, gleiches gilt für die Höhe der Compton-Kante und des Tals zwischen Photopeak und Compton-Kante. Um anwenderbedingte Einflüsse auf die quantitative Bewertung eines Spektrums zu minimieren, wurde daher ein Matlab-Skript zur einheitlichen Bewertung der gemessenen 662 keV Spektren eingeführt.

Im Falle der verwendeten ^{137}Cs -Quelle enthält das Energiespektrum neben dem 662 keV Photopeak noch zwei weitere, niederenergetische Peaks, einerseits bei 184 keV — verursacht durch Photonen die den Detektor ohne Wechselwirkung passieren, unterhalb des Detektors an der Abschirmung 180° rückgestreut und anschließend im Detektor über den Photoeffekt nachgewiesen werden — andererseits wird die Bleiabschirmung durch die Strahlung der Caesium-Quelle angeregt, und emittiert ihrerseits Photonen mit einer Energie von 80 keV, die ebenfalls über den Photoeffekt nachgewiesen werden. Die Konfiguration der Bleiabschirmung beeinflusst dabei direkt die Signifikanz des 80 keV Peaks und ist entscheidend für den Verlauf des niederenergetischen Untergrunds des Energiespektrums. Bei einer nah am Detektor lokalisierten, vollständigen Abschirmung ist der Detektor vielen, unter verschiedenen Winkeln rückgestreuten Photonen ausgesetzt. Ist der Abstand zwischen der Bleiabschirmung und dem Detektor dagegen groß, so wird der Detektor von einem Großteil der Streustrahlung verfehlt und der niederenergetische Untergrund im Energiespektrum reduziert.

Zur quantitativen Bewertung eines gegebenen 662 keV Spektrums werden vom Skript folgende Schritte abgearbeitet:

1. Bestimmung des Photopeaks

Der von rechts aus gesehen erste, über einer bestimmten Schwelle liegende Peak im Spektrum wird als 662 keV Photopeak interpretiert und seine Position und Höhe als Startwerte für einen vorläufigen Fit abgeschätzt. Als Fitfunktion für den vorläufigen Fit wird ein in x-Richtung verschobener Gauß

$$f(x) = A_{\text{prelim}} \cdot e^{-\frac{(x-x_{0,\text{prelim}})^2}{2 \cdot \sigma_{\text{prelim}}^2}} \quad (2.29)$$

verwendet. Dieser vorläufige Fit bestimmt die Position $x_{0,\text{prelim}}$ und Breite σ_{prelim} des Peaks, anschließend wird innerhalb der Grenzen $[x_{0,\text{prelim}} - a \cdot \sigma_{\text{prelim}}, x_{0,\text{prelim}} + b \cdot \sigma_{\text{prelim}}]$ die Funktion

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (2.30)$$

angepasst¹. Die Faktoren $a > 0$ und $b > 0$ sind frei wählbar, sollten jedoch zur besseren Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Spektren oder Detektoren konstant gehalten werden. Für sämtliche Spektren wurde, wenn nicht anders angegeben, die Fitgrenze $[x_{0,\text{prelim}} - 1 \cdot \sigma_{\text{prelim}}, x_{0,\text{prelim}} + 2 \cdot \sigma_{\text{prelim}}]$, d.h. ein etwas rechtsseitiger Fit, gewählt. Über σ können nun die Breite der Fitfunktion auf halber Höhe (FWHM(absolut) = $2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \log(2)}$) und die Auflösung unter Einbeziehung der x-Achsenverschiebung² x_{offset} des Spektrums berechnet werden:

$$\text{FWHM}(\%) = \frac{2 \cdot \sigma}{x_0 - x_{\text{offset}}} \cdot \sqrt{2 \cdot \log(2)} \quad (2.31)$$

In Abbildung 2.11 (Ausschnitt eines 662 keV Spektrums) wird der Vorgang illustriert, der entgültige Fitbereich ist dort durch ein graues Rechteck markiert. Die aus dem Gauß-Fit erhaltene Auflösung wird als FWHM_{fit} bezeichnet³.

2. Bestimmung der tatsächlichen Auflösung

Die tatsächliche Peakbreite bzw. Auflösung stimmt mit dem in Gleichung 2.31 berechneten Wert nur in seltenen Fällen überein, nämlich dann, wenn der Photopeak einer nahezu idealen Gaußverteilung entspricht. Besonders bei planaren Detektoren und gerin-

¹Bemerkung: Bei den Fitfunktionen wurde bewusst auf einen linearen Untergrund und y-Achsenabschnitt verzichtet, da die ¹³⁷Cs-Quelle nur eine γ -Emission mit 662 keV besitzt, und der Photopeak daher nicht auf dem Compton-Untergrund einer höherenergetischen Emission aufsitzt.

²Unter Umständen ist das Energiespektrum, bedingt durch die verwendete Methode der Signalanalyse, auf der x-Achse verschoben. Diese Verschiebung kann durch Pulsermessungen oder eine Energieeichung des Detektors bestimmt werden.

³FWHM — Full Width Half Maximum — volle Peakbreite auf halber Peakhöhe

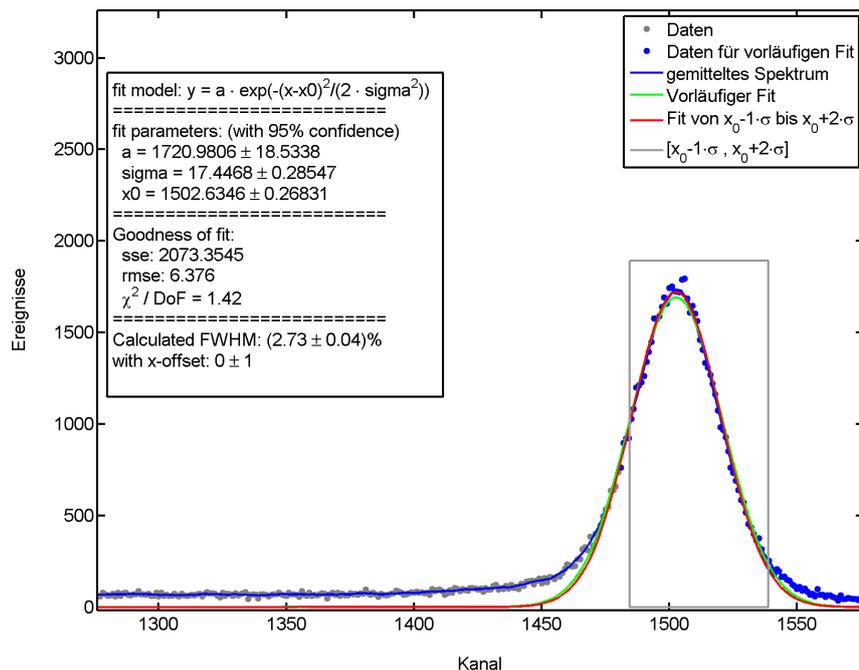


Abb. 2.11: Illustration der automatischen Peakfindung und Anpassung der Fitfunktion: Zunächst wird ein vorläufiger Fit (grün) an die blau markierten Datenpunkte angepasst. Darüber werden die ungefähre Peakposition und -breite bestimmt, mit denen der entgültige Fitbereich (graues Rechteck) festgelegt wird. Innerhalb dieser Fitgrenzen wird der entgültige Fit (rot) durchgeführt, über den die Peakposition und bei ausreichender Symmetrie auch die Peakbreite bestimmt werden.

gen Spannungen kommt es aufgrund von „Low-Energy-Tailing“ jedoch oftmals zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Peaks, die sich nur schwer über eine Fitfunktion ermitteln lässt. Statt dessen werden in die rechte und linke Flanke des Photopeaks jeweils in einem kleinen Bereich um die halbe Höhe Geraden angepasst und darüber die tatsächliche Peakbreite ermittelt¹ (siehe Abbildung 2.12). Neben der Auflösung der Fitfunktion (FWHM_{fit}) erhält man somit noch die abgelesene bzw. interpolierte Peakbreite auf halber Höhe. Die darüber bestimmte Auflösung wird als $\text{FWHM}_{abgelesen}$ bezeichnet. Der Fehler der abgelesenen Auflösung kann aus den Fehlern der linearen Fitparameter und aus dem Fehler der Peakposition des Gauß-Fits abgeschätzt werden. Durch die zusätzlichen Fehler der linearen Fits ist der Fehler der abgelesenen Auflösung dadurch meist etwas größer als der Fehler der Auflösung, die über den Gauß-Fit bestimmt wird.

3. Bestimmung weiterer Größen

Neben der Auflösung des Photopeaks sind noch das Verhältnis der Peakhöhe zur Compton-Kante, sowie das Verhältnis der Peakhöhe zum Tal², interessant. Über diese Verhältnisse

¹Typischerweise ist der Bereich für die linearen Fits in jeder Flanke drei bis fünf Datenpunkte breit.

²„Tal“ bezeichnet den Bereich zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak

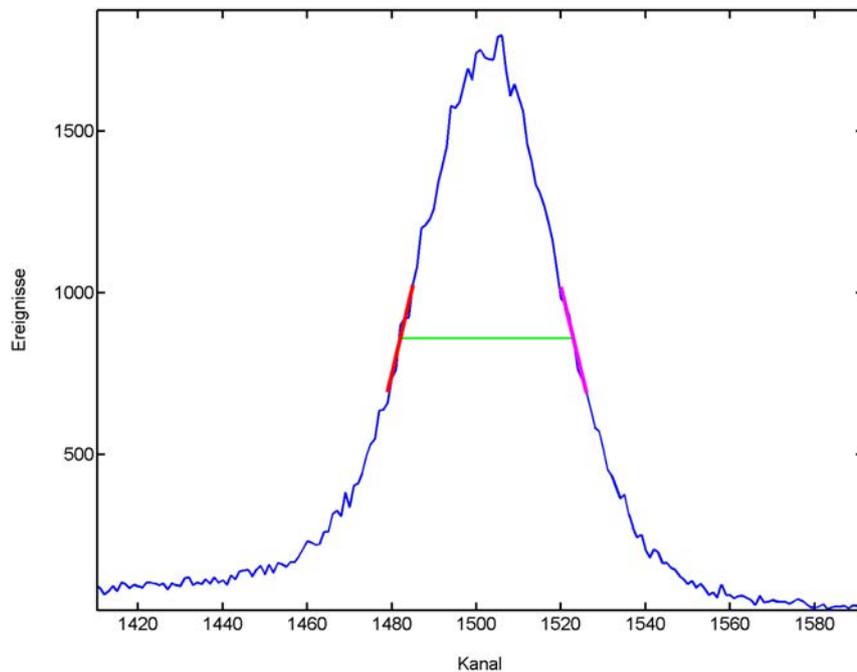


Abb. 2.12: Bestimmung der tatsächlichen Peakbreite: Auf halber Peakhöhe werden in einem kleinen Bereich — vier bis acht Datenpunkte pro Flanke — Geradengleichungen angepasst (rot und magenta), über deren Achsenabschnitte und Steigungen die Peakbreite auf halber Höhe bestimmt wird (grün).

können Aussagen darüber getroffen werden, wie gut der Photopeak vom Untergrund getrennt werden kann.

Die Höhe der Compton-Kante wird bestimmt, indem das Maximum (hellblaue Linie in Abbildung 2.13) des gemittelten Spektrums¹ (dunkelblaue Linie) in einer Umgebung um die theoretische Lage² der Compton-Kante (grüne Linie) gesucht wird. Die Höhe des Tals zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak wird durch eine Mittelwertbildung auf halber Strecke, d.h. bei 570 keV ermittelt, üblicherweise ist dort gerade das Minimum lokalisiert.

Zusätzlich wird eine Grafik (Abbildung 2.14) mit sämtlichen relevanten Größen erstellt, die den Gauß-Fit (rot) und die abgelesene Peakbreite (grün) enthält.

Mit diesem definierten Analysestandard können nun ganze Messreihen miteinander verglichen und der Einfluss der Detektorspannung, Pulsformzeit, etc. abgeschätzt werden. Für jeden Detektor lässt sich somit eine ideale Konfiguration bestimmen, bei der die beste Auflösung bei gleichzeitig großen Peak-zu-Compton- und Peak-zu-Tal-Verhältnissen erreicht wird.

¹Durch die Mittelwertbildung über mehrere benachbarte Kanäle wird der Einfluss statistischer Schwankungen minimiert.

²Die Compton-Kante ist bei realen Detektoren durch eine Gauß-Verteilung verbreitert

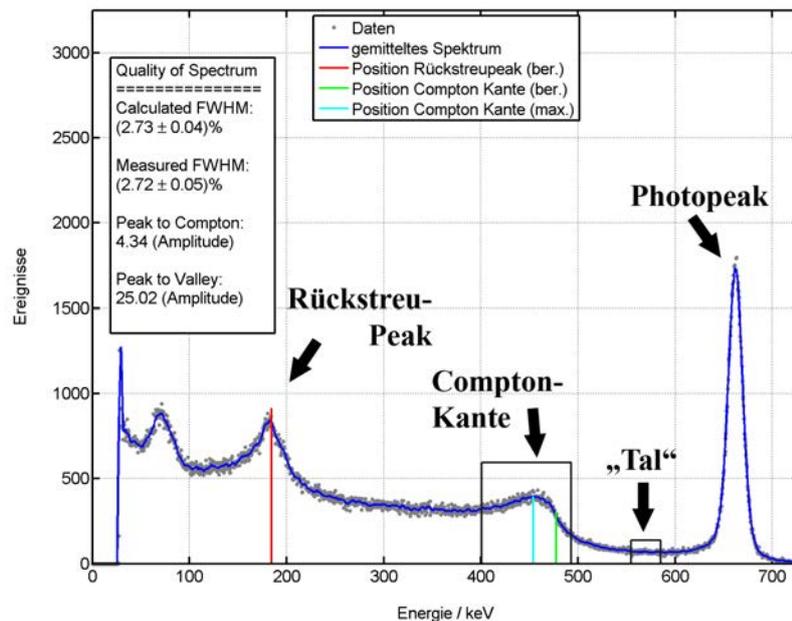


Abb. 2.13: Dargestellt ist die Bestimmung der Compton-Kante (hellblaue Linie) und der Vergleich mit der theoretischen Lage (grüne Linie) der Compton-Kante. Da die Compton-Kante genau wie der Photopeak durch eine Gauß-Verteilung verbreitert ist, befindet sich an der Stelle der theoretischen Lage üblicherweise gerade der Wendepunkt der tatsächlichen, Gaußverbreiterten Compton-Kante. Zudem wird noch die theoretische Lage des Rückstreupeaks (rote Linie) eingezeichnet.

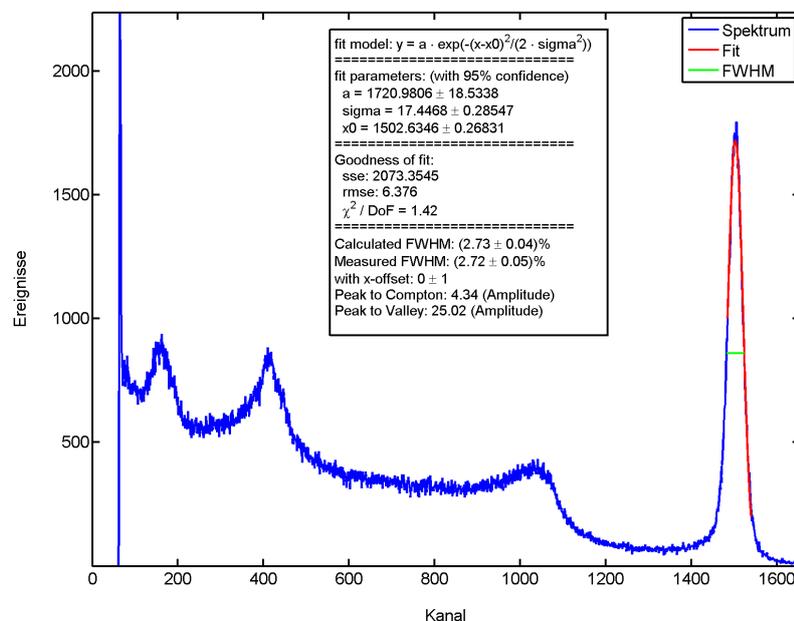


Abb. 2.14: Übersichtsgrafik mit sämtlichen relevanten Größen des Spektrums: Die Grafik enthält die Ergebnisse des Gauß-Fits zur Bestimmung des Photopeaks (rot), Informationen über die Güte des Fits, berechnete und abgelesene Auflösung (grün), sowie die Verhältnisse aus Peakhöhe zu Compton-Kante und Peakhöhe zu Tal.

3 Simulation

In diesem Kapitel wird die Simulation einzelner und übereinander geschichteter Detektoren beschrieben. Zunächst werden die simulierten Wechselwirkungen und Energieüberträge vorgestellt, anschließend werden die Detektorsignale anhand des Wichtungspotentials berechnet, Ladungsträgerverluste und Einflüsse des Detektorrauschens einbezogen und zuletzt einige Einzel- und Koinzidenzspektren vorgestellt.

3.1 Simulierte Wechselwirkungen

Die untersuchten Detektoren werden lediglich γ -Strahlung mit weniger als 1 MeV Energie ausgesetzt, wodurch sich die Wechselwirkung zwischen der Strahlung und den Detektoren auf die Compton-Streuung und den Photoeffekt beschränkt. Abbildung 3.1 zeigt den energieabhängigen Massenabschwächungskoeffizienten μ für CdTe im Bereich 1 keV bis 1 MeV.

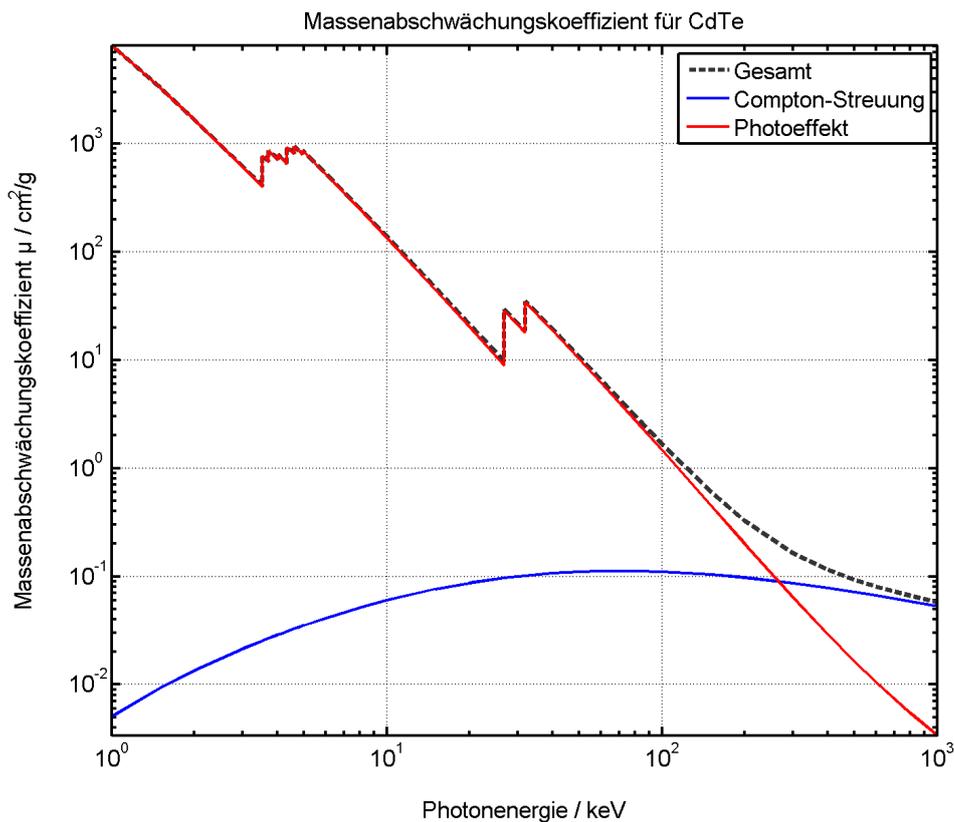


Abb. 3.1: Massenabschwächungskoeffizient für CdTe, als Funktion der Photonenergie [NIST]

In den Kapiteln 3.1.1 und 3.1.2 wird die Umsetzung der beiden Wechselwirkungen diskutiert. Die Compton-Streuung wird über den Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt berechnet, für den Photoeffekt werden NIST-Datensätze verwendet [NIST].

3.1.1 Der Photoeffekt

Für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photo-Effekts existiert kein analytischer Ausdruck, lediglich einige Näherungen für den Wirkungsquerschnitt σ [Fi07]:

$$\sigma \propto E_\gamma^{-\frac{7}{2}} \text{ für } E_\gamma > E_B^K \quad (3.1)$$

$$\sigma \propto E_\gamma^{-1} \text{ für } E_\gamma \gg E_B^K \quad (3.2)$$

bzw. für die Wahrscheinlichkeit ω der Photowechselwirkung [Yan01]:

$$\omega \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^3} . \quad (3.3)$$

E_γ ist dabei die Energie des Photons, E_B^K die Bindungsenergie der K-Schale, Z die Kernladung und n ein Exponent zwischen 4 und 5. Die Bindungsenergie der K-Schale kann mit $E_B^K = Z^2 E_H$ abgeschätzt werden, wobei $E_H = 13.6$ eV die Bindungsenergie der K-Schale des Wasserstoffatoms ist.

Für Photonenergien um und unterhalb der Bindungsenergie der K-Schale weichen die Näherungen jedoch stark vom tatsächlichen Wirkungsquerschnitt ab. Daher wurde auf die Datensätze von NIST [NIST] zurückgegriffen, die für eine Vielfalt von Elementen und Verbindungen Massenabschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenergie zur Verfügung stellen. Der Abschwächungskoeffizient μ ist dabei ein Maß für den Intensitätsverlust einfallender, monoenergetischer Gammastrahlung in einem Material der Dichte ρ und Dicke d^1 :

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot d} \quad (3.4)$$

Betrachtet man nur den Abschwächungskoeffizienten des Photoeffekts, so ist der Anteil ω der einfallenden Strahlung I_0 , die durch den Photoeffekt absorbiert wird, gegeben durch:

$$\omega = \frac{I_0 - I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot d}}{I_0} \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow \omega = 1 - e^{-\mu \cdot \rho \cdot d} \quad (3.6)$$

Mit Gleichung 3.6 ist der Intensitätsverlust der einfallenden Strahlung und gleichzeitig die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines einzelnen Photons auf der Strecke d bestimmt.

¹Herleitung siehe Anhang 9.2.1

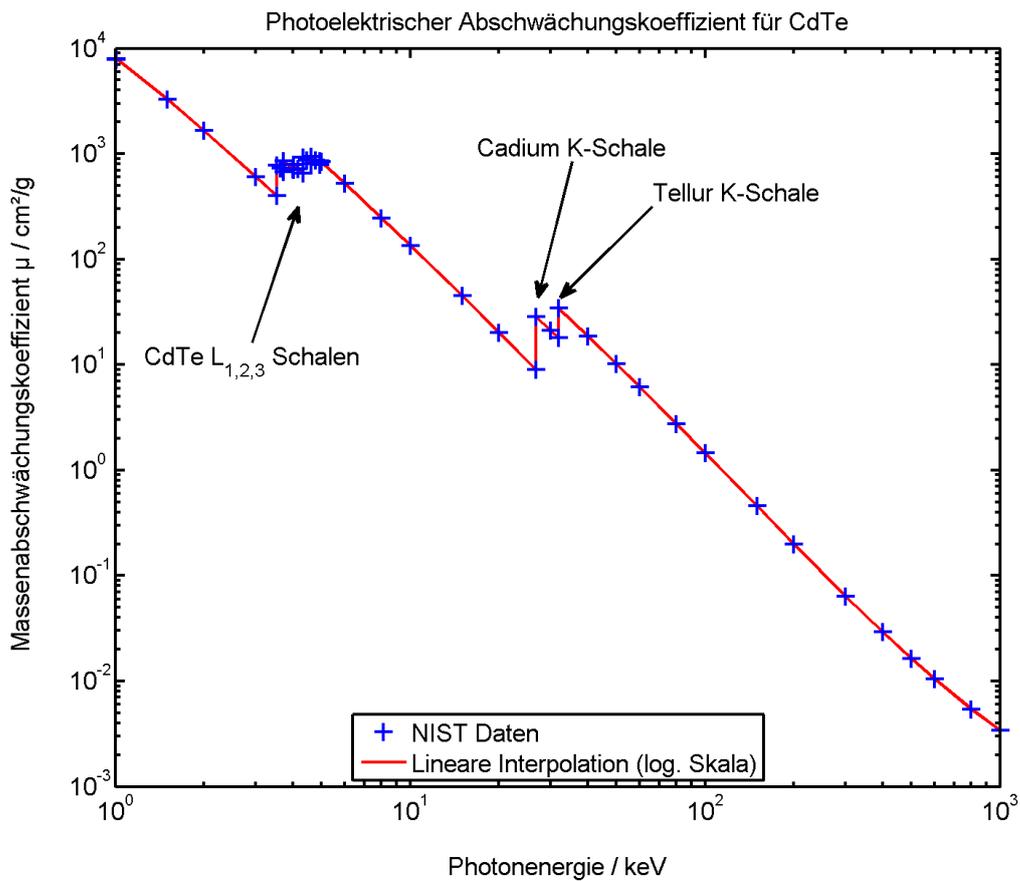


Abb. 3.2: Photoelektrische Absorption in CdTe, NIST Daten und lineare Interpolation

Da nur für diskrete Energien Abschwächungskoeffizienten vorliegen ('+' in Grafik 3.2), wird auf einer doppelt-logarithmischen Skala zwischen den vorhandenen Datenpunkten linear interpoliert (roter Graph in Abbildung 3.2). Somit können der Massenabschwächungskoeffizient μ und darüber die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für beliebige Photonenergien berechnet werden.

3.1.2 Die Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung überträgt ein einfallendes Photon einen Teil seiner Energie auf ein (gebundenes) Elektron. In Kapitel 2.2 wurde für den Energieübertrag die Gleichung

$$\Delta E = E_\gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \right) \quad (3.7)$$

hergeleitet, das Photon besitzt nach der Streuung um den Winkel θ relativ zu seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung noch die Energie $E_{\gamma'}$:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (3.8)$$

Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen geht aus dem Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt [Klei29] hervor:

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \cdot (P(E_\gamma, \theta) - P^2(E_\gamma, \theta) \cdot \sin^2(\theta) + P^3(E_\gamma, \theta)) \quad (3.9)$$

$$\text{mit } P = \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta)) \right)^{-1} = \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \quad (3.10)$$

Wobei $r_e = \frac{q_{elem}^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-15}$ m der klassische Elektronenradius ist.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für die Compton-Streuung eines Photons an einem ruhenden Elektron ist das Integral über alle Raumwinkel, der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Delta\Omega)$ für die Streuung in ein bestimmtes Raumwinkelelement $[\theta, \theta + \Delta\theta]$ ist:

$$\sigma_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} d\phi \sin(\theta) d\theta \quad (3.11)$$

$$\sigma(\Delta\Omega) = 2\pi \int_\theta^{\theta+\Delta\theta} \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega'} \sin(\theta') d\theta' \quad (3.12)$$

In Abbildung 3.3 sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Photonenergien abgebildet. Für große Energien ist die Rückwärtsstreuung ($\theta > 90^\circ$) stark unterdrückt und Vorwärtsstreuung unter kleinen Winkeln wird bevorzugt. Mit Gleichung 3.7 folgt damit, dass hochenergetische Photonen im Mittel nur einen Bruchteil ihrer Energie auf das Elektron übertragen.

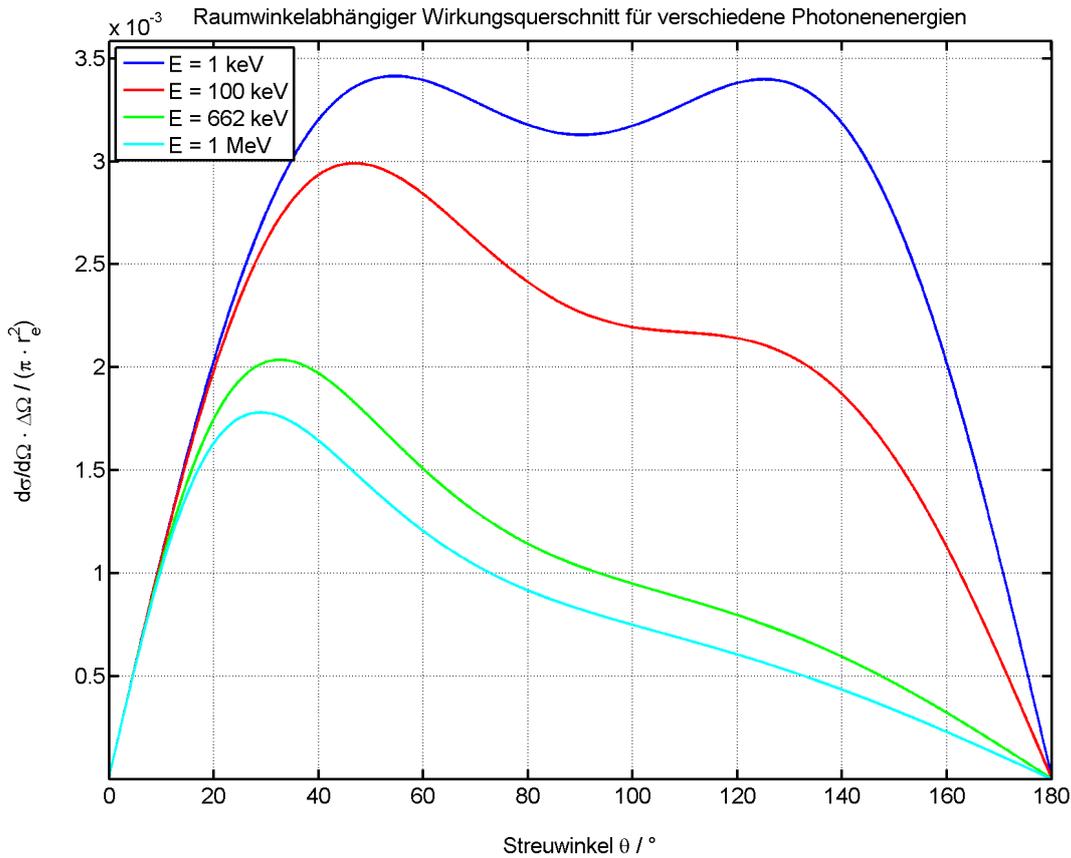


Abb. 3.3: Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}$ für unterschiedliche Photonenergien in Abhängigkeit des Streuwinkels

Die Wahrscheinlichkeit ω , in ein gegebenes Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ zu streuen, ist gegeben durch:

$$\omega(\Delta\Omega) = \frac{\sigma(\Delta\Omega)}{\sigma_{tot}} \quad (3.13)$$

Mit Hilfe der Verteilungsfunktion $W(\Delta\Omega_j) = \sum_{i=1}^j \omega_i(\Delta\Omega_i)$ kann nun die Wahrscheinlichkeitsverteilung zu jeder gegebenen Photonenergie simuliert werden. Abbildung 3.4 illustriert den Wirkungsquerschnitt, die Verteilungsfunktion und Winkelverteilung von einfach gestreuten 662 keV Photonen.

Anhand des Klein-Nishina-Wechselwirkungsquerschnitts können somit Streuwinkel und Energieübertrag bei der Compton-Streuung berechnet werden. Der Energieübertrag auf das Elektron stellt dabei die durch die Streuung im Detektor deponierte Energie dar, der Streuwinkel bestimmt die neue Flugbahn des gestreuten Photons.

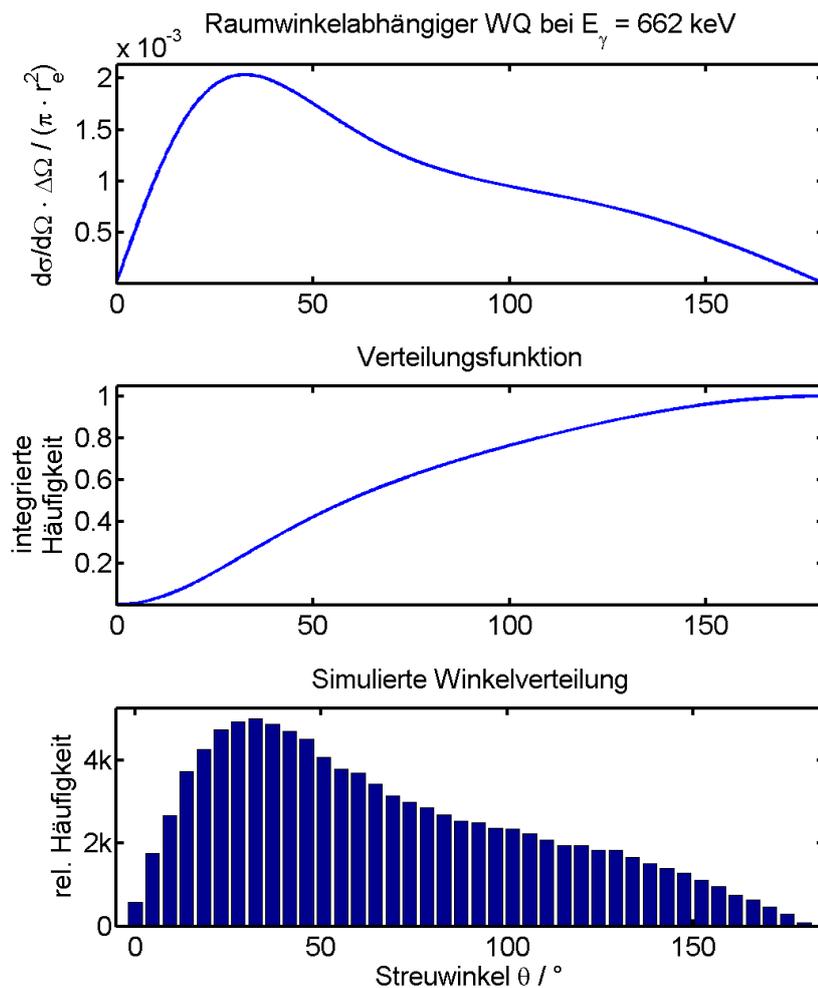


Abb. 3.4: Raumwinkelabhängiger Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung (oben), Verteilungsfunktion der Winkelverteilung (mitte) und simulierte Winkelverteilung bei 10^5 Compton-Streuungen mit $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ (unten).

3.2 Planare Detektoren

Für die Simulation wurde mittels Matlab ein Skript erstellt, welches die stückweise Bewegung der Photonen durch den Detektor, dabei auftretende Wechselwirkungen, Energieüberträge und -verluste, sowie das Erstellen eines Energiespektrums beinhaltet. Der Detektor wird über seine Eckpunkte definiert und die Elektroden in die x-y-Ebene gelegt. Die Oberseite wird in einen Kontakt und einen Guard-Ring aufgeteilt, die Unterseite durch einen flächigen Kontakt gebildet (Abbildung 3.5).

Photonen können überall im Raum um den Detektor herum mit beliebiger Bewegungsrichtung und Energie erzeugt werden, für kollimierte Einstrahlung senkrecht auf die obere Elektrode wird der Entstehungsort der Photonen dagegen auf einen kleinen Bereich oberhalb des Detektors beschränkt und die ursprüngliche Bewegung verläuft entlang der negativen z-Achse.

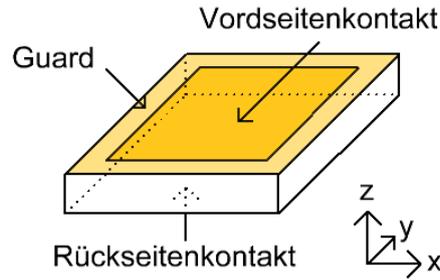


Abb. 3.5: Elektrodenkonfiguration der Simulation

Die Wegstrecke eines Photons wird in Segmente $\Delta d \ll D^1$ unterteilt. Für hinreichend kleine Δd kann die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit auf der Strecke Δd durch die in Kapitel 3.1 hergeleiteten Formeln ausgedrückt werden:

$$\omega_{Photo} = 1 - e^{-\mu(E_\gamma) \cdot \rho \cdot \Delta d} \quad (3.14)$$

$$\omega_{Compton} = N_T \cdot \frac{\sigma_{Compton}^{tot}}{F} \quad (3.15)$$

$\mu(E_\gamma)$ ist der material- und energieabhängige Massenabschwächungskoeffizient, die Anzahl Streupartner N_T unterhalb der Fläche F wird mittels

$$N_T = Z \cdot \Delta d \cdot F \cdot \frac{\rho}{\mu_{mol}} \cdot N_A \quad (3.16)$$

berechnet. Dabei ist Z die Kernladungszahl, ρ die Dichte, μ_{mol} die Molmasse und N_A die Avogadro-Konstante².

Im Falle einer Photowechselwirkung wird die gesamte Energie des Photons auf den Detektor übertragen und das Photon vernichtet, bei der Compton-Streuung werden nach Kapitel 3.1.2 Streuwinkel³ und Energieübertrag berechnet, das Photon setzt seinen Weg anschließend mit reduzierter Energie und neuer Bewegungsrichtung fort. Verursacht ein Photon mehr als eine Wechselwirkung — z.B. eine Compton-Streuung mit anschließendem Photoeffekt — so werden die einzelnen Energieüberträge aufsummiert. Damit wird berücksichtigt, dass ein realer Detektor nicht in der Lage ist, Ereignisse mit derart kurzen zeitlichen Abständen (< 0.1 ns) zu trennen.

¹ D ist die Detektordicke bzw. der Abstand zwischen den Elektroden

² $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

³In der Ebene senkrecht zur Einfallsrichtung wird um einen zufälligen, gleichverteilten Winkel $\phi \in [0, 2\pi]$ gedreht, lediglich der Streuwinkel θ in der Einfalls- Ausfallsebene wird berechnet

3 Simulation

Sowohl bei der Compton-Streuung als auch beim Photoeffekt wird die Energie zunächst auf ein einzelnes Elektron übertragen, welches durch Stöße weitere Elektronen aus ihren gebundenen Zuständen hebt. Die dadurch im Detektor erzeugte Ladungsmenge ist proportional zur deponierten Energie:

$$q_0 = \frac{\text{Energieübertrag des Photons}}{\text{Energie um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen}} \cdot q_{elem} \quad (3.17)$$

Dabei ist q_{elem} die Elementarladung¹.

Die freien Elektronen werden anschließend im elektrischen Feld in Richtung der Anode beschleunigt bis sie die Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v}_{e,Drift} = -\mu_e \cdot \vec{E} \quad (3.18)$$

erreicht haben. Auf ihrem Weg zur Anode induzieren sie auf beiden Elektroden jeweils eine Ladungsmenge Q_{ind} , die nach dem Shockley-Ramo-Theorem [He00] durch die folgende Gleichung gegeben ist:

$$Q_{ind,e}(t) = -q_{0,e} \cdot (\phi(x(t)) - \phi(x_0)). \quad (3.19)$$

$\phi(x)$ ist das Wichtungspotential der betrachteten Elektrode, x_0 der Abstand zwischen Wech-

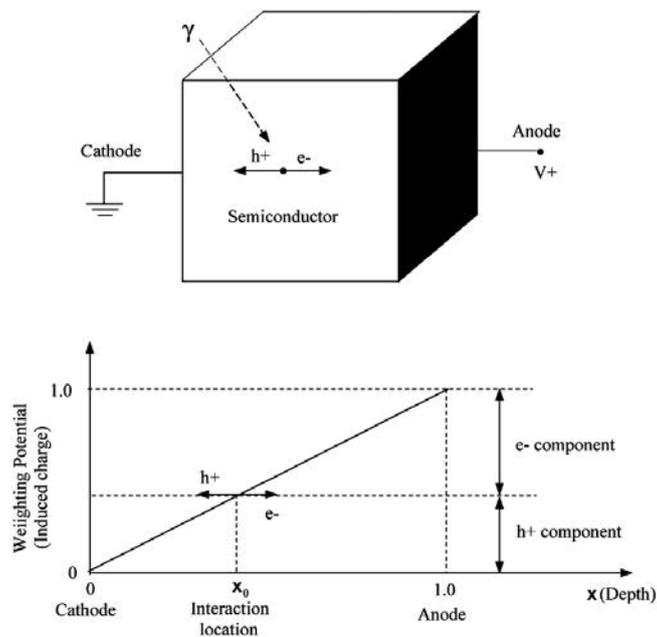


Abb. 3.6: Wichtungspotential eines planaren Detektors [He00]

selwirkungsort und Kathode, und $x(t)$ der momentane Abstand zwischen der Ladung q_0 und

¹Für Elektronen ist $q_{elem} = -1.602 \cdot 10^{-19}$ C, für Löcher ist $q_{elem} = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C

der Kathode. Für eine ausführliche Berechnung des Wichtungspotentials sei auf den Anhang 9.2.3 verwiesen. In Abbildung 3.6 ist das Anoden-Wichtungspotential eines planaren Detektors abgebildet, durch die Bewegung der Elektronen wird auf der Anode maximal die Ladungsmenge

$$Q_{ind,e}^{Anode} = -q_{0,e} \cdot (\phi(D) - \phi(x_0)) \quad (3.20)$$

induziert, wobei man das Wichtungspotential im Falle planarer Elektroden als

$$\phi(x) = \frac{x}{D} \quad (3.21)$$

schreiben kann, wodurch sich 3.20 zu

$$Q_{ind,e}^{Anode} = q_{0,e} \cdot \left(\frac{x_0}{D} - 1 \right) \quad (3.22)$$

vereinfacht. Damit kann für jeden beliebigen Wechselwirkungsort x_0 die auf der Anode induzierte Ladung berechnet werden.

Neben den Elektronen werden bei der Wechselwirkung auch Löcher erzeugt, wobei die Elektronen- und Löcherladungsmengen betraglich identisch sind, da für jedes freie Elektron ein Loch zurückbleibt. Die Löcher werden ebenfalls im elektrischen Feld auf die Geschwindigkeit

$$\vec{v}_{h,Drift} = \mu_h \cdot \vec{E} \quad (3.23)$$

beschleunigt und driften in Richtung Kathode. Auf der Anode induzieren sie während ihrer meist deutlich langsameren Drift die Ladungsmenge $Q_{ind,h}(t)$:

$$Q_{ind,h}(t) = -q_{0,h} \cdot (\phi(x(t)) - \phi(x_0)) \quad (3.24)$$

$$Q_{ind,h}^{Anode} = -q_{0,h} \cdot (\phi(0) - \phi(x_0)) \quad (3.25)$$

$$Q_{ind,h}^{Anode} = q_{0,h} \cdot \left(\frac{x_0}{D} \right) = -q_{0,e} \cdot \left(\frac{x_0}{D} \right) \quad (3.26)$$

Die insgesamt auf der Anode induzierte Ladungsmenge ist damit:

$$Q_{ind}^{Anode} = Q_{ind,e}^{Anode} + Q_{ind,h}^{Anode} \quad (3.27)$$

$$Q_{ind}^{Anode} = q_{0,e} \cdot \left(\frac{x_0}{D} - 1 \right) + (-q_{0,e}) \cdot \left(\frac{x_0}{D} \right) \quad (3.28)$$

$$Q_{ind}^{Anode} = -q_{0,e} = q_{0,h} = |q_0| \quad (3.29)$$

$Q_{ind}^{Anode} = |q_0|$ entspricht dabei gerade der ursprünglich erzeugten Ladungsmenge. In einem realen Detektor sind die freien Ladungsträger jedoch Streu- und Rekombinationsprozessen¹ unterworfen und können von Störstellen² für längere Zeit eingefangen werden. Für die Ladungsträger ergibt sich daher eine effektive Lebensdauer $\tau_{e,h}$ und ihre zeitliche Entwicklung kann durch

$$q(t) = q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.30)$$

beschrieben werden. Der Ladungsträgerverlust hängt über die Driftzeit von der Driftstrecke und -geschwindigkeit und dem elektrischen Feld ab, und führt dazu, dass die auf den Elektroden induzierte Ladung vom Wechselwirkungsort und der Feldstärke abhängt. Um die endliche Lebensdauer der Ladungsträger zu berücksichtigen überführt man das Shockley-Ramo-Theorem (Gleichung 3.19) in integrale Form:

$$Q_{ind}(x) = - \int_{x_0}^x q(x') \cdot \frac{d\phi(x')}{dx'} dx' \quad (3.31)$$

$$\text{mit } q(x') = q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = q_0 \cdot \exp \left[- \int_{x_0}^{x'} \frac{dx''}{v(x'')} \right] \quad (3.32)$$

$$\text{und } v(x'') = \mu \cdot \left| \vec{E} \right| \quad (3.33)$$

Für einen planaren Detektor mit homogenem elektrischen Feld $\left| \vec{E} \right| = \frac{U}{D}$, wobei U die am Detektor anliegende Spannung ist, und dem in Gleichung 3.21 angegeben Anodenwichtungspotential ergibt Gleichung 3.31 für die auf der Anode induzierte Ladungsmenge:

$$Q_{ind}^{Anode} = Q_{ind,e}^{Anode} + Q_{ind,h}^{Anode} \quad (3.34)$$

$$= |q_0| \frac{U}{D^2} \cdot \left[\mu_e \tau_e \cdot \left(1 - e^{-\frac{(D-x_0) \cdot D}{\mu_e \tau_e \cdot U}} \right) + \mu_h \tau_h \cdot \left(1 - e^{-\frac{x_0 \cdot D}{\mu_h \tau_h \cdot U}} \right) \right] \quad (3.35)$$

¹Streuung am Kristallgitter, Rekombination mit Ladungsträgern

²Beispielsweise Inhomogenitäten des Gitters oder Verunreinigungen im Material

Damit sind alle für die Simulation benötigten Größen bekannt. In Abbildung 3.7 ist das Simulationsergebnis für einen 1 mm dicken CdTe-Detektor mit 2% Auflösung (FWHM¹) abgebildet der mit folgenden Parametern simuliert wurde:

$$\mu_e = 1200 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}, \tau_e = 2.2 \mu\text{s}, \mu_h = 100 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}, \tau_h = 2.3 \mu\text{s}$$

$$\rho_{\text{mittel}} = 7.45 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}, \mu_{\text{mol}} = 120 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}, Z_{\text{mittel}} = 50$$

$$\Delta d = 5 \mu\text{m}, D = 1 \text{ mm}, E_\gamma = 662 \text{ keV}, U = 500 \text{ V}$$

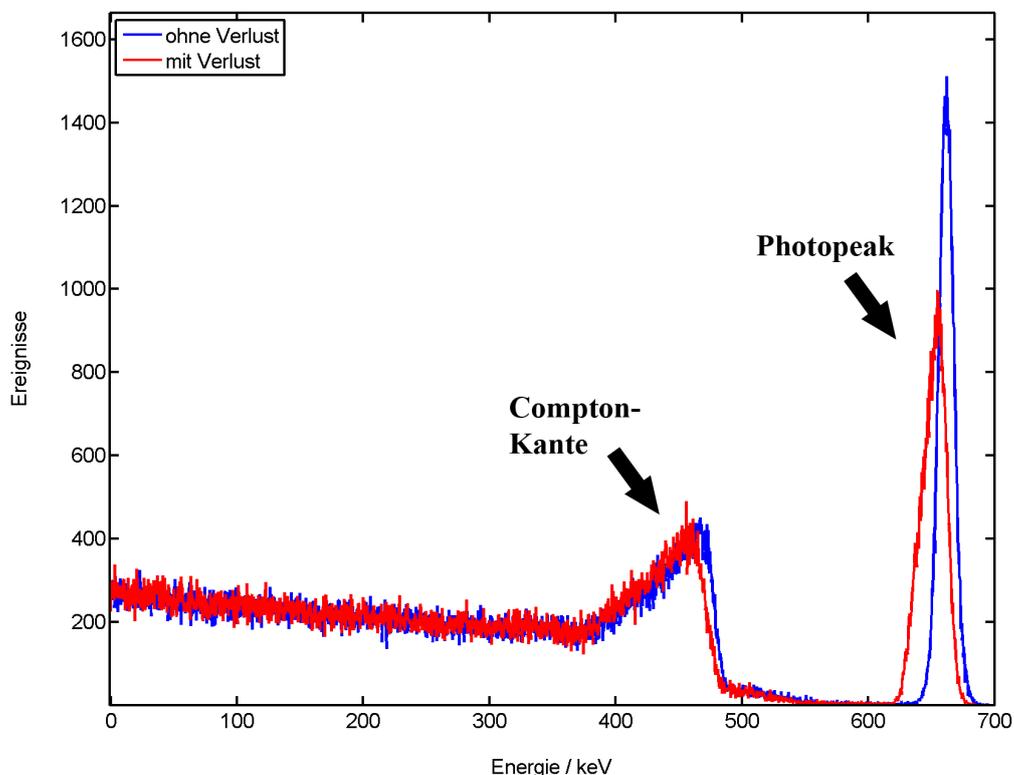


Abb. 3.7: Simulationsergebnis eines 1 mm Detektors mit 500 V Detektorspannung. Dargestellt sind die Energiespektren mit und ohne Berücksichtigung von Ladungsträgerverlusten.

Der blaue Graph in Abbildung 3.7 stellt ein ideales, verlustfreies Spektrum dar, sozusagen den Grenzfall $\tau_{e,h} \rightarrow \infty$. Der rote Graph berücksichtigt die durch endliche Ladungsträgerlebensdauern bedingten Signalverluste, die eine zusätzliche Verbreiterung des 662 keV Photopeaks verursachen („Low Energie Tailing“), die Peakhöhe reduzieren und das Spektrum insgesamt auf der x-Achse stauchen.

¹Full Width Half Maximum, Peakbreite auf halber Höhe

3.3 Coplanar-Grid Detektoren

Im Gegensatz zu einer planaren Elektrodenkonfiguration existiert für den Coplanar-Grid Detektor kein analytischer Ausdruck für das Wichtungspotential, zusätzlich ist die Feldstärke in der Nähe der oberen Gitter ortsabhängig. Um die Wichtungspotentiale der collecting- und non-collecting Elektroden sowie das elektrische Feld zu erhalten muss die Poisson-Gleichung

$$\vec{\nabla}^2 \phi(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\rho}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \quad (3.36)$$

gelöst werden. Dabei genügt es, Gleichung 3.36 auf einem zweidimensionalen Gitter zu lösen, d.h. in einer senkrecht zu den Grids stehenden Ebene (vgl. Abbildung 3.8).

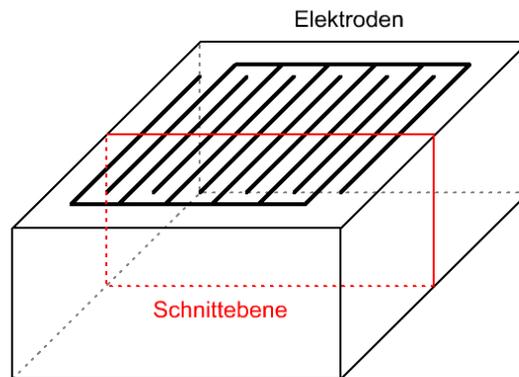


Abb. 3.8: Schematische Darstellung eines CPG Detektors, rot eingezeichnet ist die Ebene, entlang der die Wichtungspotentiale berechnet werden.

Die Details des Lösungsverfahrens sind dem Anhang 9.2.3 zu entnehmen. Unter geeigneten Randbedingungen erhält man die Lösungen der Poisson-Gleichung für die Wichtungspotentiale der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektroden¹, sowie den tatsächlichen Potentialverlauf $\phi(\vec{r})$, aus dem sich das elektrische Feld berechnen lässt.

Im Detektor am Ort \vec{r}_0 erzeugte Elektronen bewegen sich zur nächstgelegenen ladungssammelnden Elektrode \vec{r}_C , Löcher zur Rückseite (\vec{r}_{BS}). Auf den Elektroden der Vorderseite werden dadurch folgende Ladungen induziert:

$$Q_{ind}^C = - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_C} q_e(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \phi_C(\vec{r}) d\vec{r} - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_{BS}} q_h(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \phi_C(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.37)$$

$$Q_{ind}^{NC} = - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_C} q_e(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \phi_{NC}(\vec{r}) d\vec{r} - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_{BS}} q_h(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \phi_{NC}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.38)$$

¹Wichtungspotentiale mit ϕ_C bzw. ϕ_{NC} bezeichnet, induzierte Ladungen mit Q_{ind}^C und Q_{ind}^{NC}

Angenommen die leichten Feldunterschiede im Bereich der Grids haben keine größeren Auswirkungen auf die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger, so kann man für $q_{e,h}(\vec{r})$ den Ausdruck

$$q_{e,h}(\vec{r}) = q_0 \cdot \exp \left[-\frac{\Delta r \cdot D}{\mu\tau \cdot \vec{E}(\vec{r}_0) \cdot \vec{e}_{\vec{r}_C, BS - \vec{r}_0}} \right] \quad (3.39)$$

verwenden. Mit $\vec{E}(\vec{r}_0) \cdot \vec{e}_{\vec{r}_C, BS - \vec{r}_0}$ wird das elektrische Feld am Entstehungsort der Ladungsträger in Richtung der nächstgelegenen ladungssammelnden Elektrode (\vec{r}_C) bzw. der Rückseite (\vec{r}_{BS}) berechnet, Δr ist der zwischen \vec{r}_0 und \vec{r} zurückgelegte Weg, D die Detektordicke. Da die Wichtungspotentiale und das elektrische Feld nur auf einem diskreten Gitter bekannt sind werden die Integrale in Gleichung 3.37 und 3.38 in Summen umgewandelt und die Position \vec{r} der Ladungsträger auf den nächstgelegenen Gitterpunkt gerundet. Abbildung 3.9 zeigt die Wichtungspotentiale der Vorderseitenelektroden (links und rechts oben), das tatsächliche Potential (links unten), mit dessen Hilfe das elektrische Feld $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r})$ berechnet werden kann, sowie einen Schnitt der Wichtungspotentiale entlang der Detektordicke auf Höhe einer ladungssammelnden Elektrode.

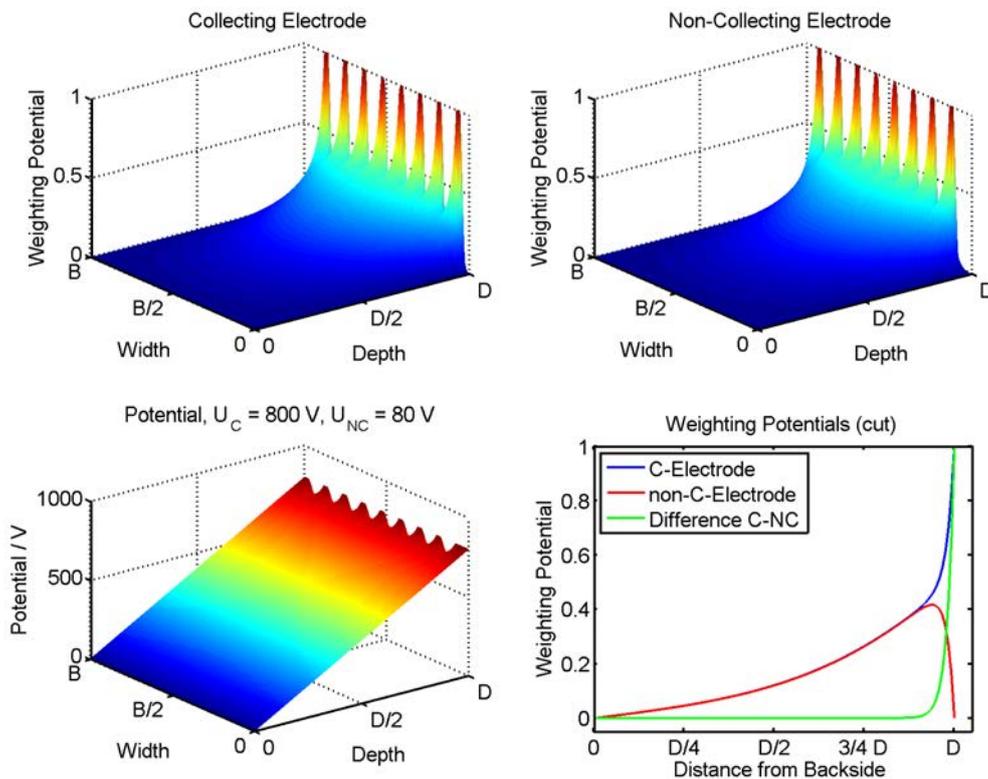


Abb. 3.9: Berechnete Wichtungspotentiale eines Coplanar-Grid Detektors (oben links und rechts), sowie das tatsächliche Potential (unten links) und ein Schnitt entlang der Dicke des Detektors.

Für die anschließende Simulation wurden die gleichen Materialparameter wie in Kapitel 3.2 verwendet, die Spannung zwischen ladungssammelnder Elektrode und Rückseite betrug 800 V, die Spannung zwischen den Gittern wurde auf 80 V gesetzt. Die Wichtungspotentiale und das elektrische Feld wurden auf einem 120×120 Gitter berechnet, die Detektorgröße auf $5 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ mit acht Streifenpaaren und Guardring festgelegt und als Quelle ^{137}Cs mit $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ simuliert. Trotz der vergleichsweise geringen Feldstärke¹ von lediglich $160 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$ ist der Photopeak in Abbildung 3.10 symmetrisch da die schlechten Löchertransporteigenschaften für die Funktionsweise des Coplanar-Grid Detektors keine Rolle spielen.

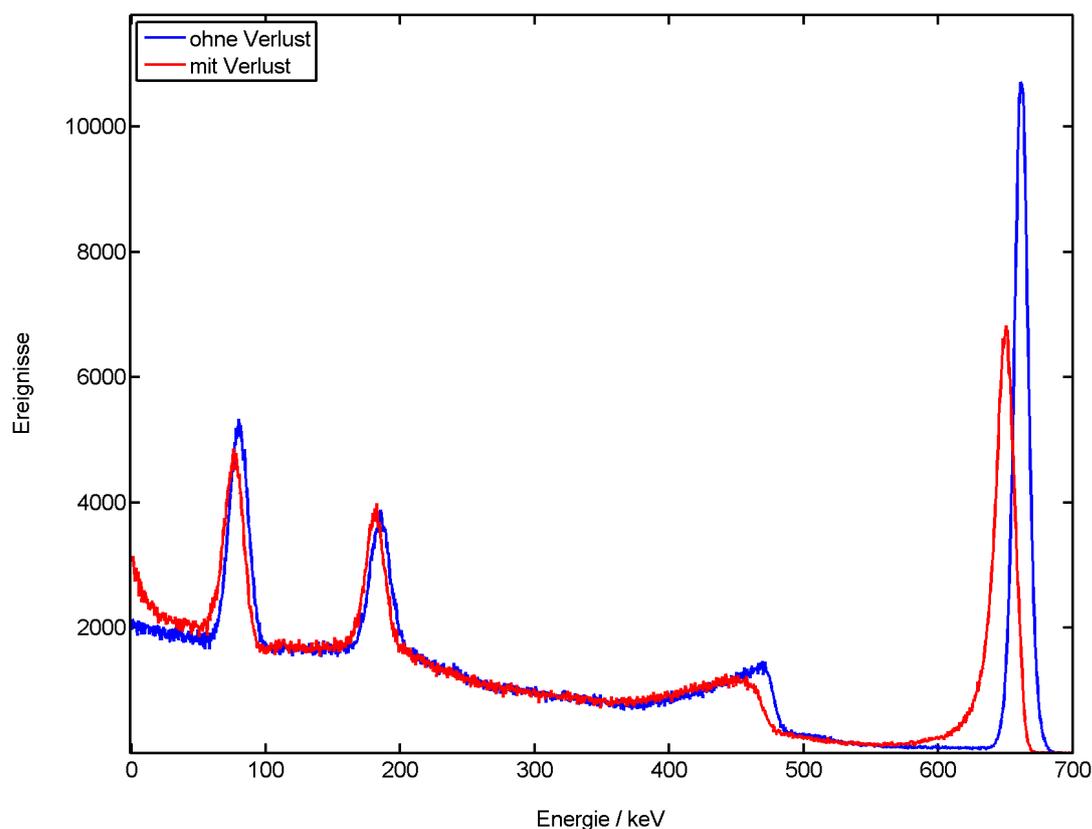


Abb. 3.10: Simuliertes Energiespektrum eines 5 mm dicken Coplanar-Grid Detektors bei 800 V. Die Simulation beinhaltet zusätzlich zur monoenergetischen ^{137}Cs -Quelle weitere Peaks bei 80 und 184 keV, deren Ursache im nächsten Kapitel erläutert wird.

¹Planare Detektoren benötigen etwa $350 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$ um eine vergleichbare Symmetrie zu erreichen

3.4 Hintereinandergeschaltete Detektoren

Die Simulation kann ohne größeren Aufwand auf zwei Detektoren erweitert werden. Ereignisse von Photonen die in beiden Detektoren wechselwirken werden dabei zusätzlich in ein gesonder-tes Koinzidenzspektrum sortiert. Zunächst wird im Abstand von einem Millimeter unterhalb des oberen Detektors ein weiterer Detektor simuliert. Die Quelle mit monoenergetischer Strahlung wird oberhalb des Stapels, d.h. oberhalb von Detektor 1 platziert. Der Aufbau der Simulation ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

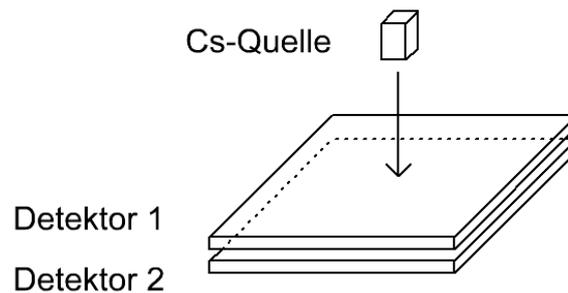


Abb. 3.11: Aufbau der Simulation hintereinandergeschalteter Detektoren. Zwischen Detektor 1 und 2 befinden sich 1 mm Abstand, oberhalb von Detektor 1 wird eine 662 keV Quelle simuliert.

Strahlung, die den ersten Detektor ungehindert passiert, kann nun zusätzlich im zweiten Detektor wechselwirken. Besonders interessant sind dabei die Ereignisse, bei denen eine 180° Compton-Streuung im zweiten Detektor stattfindet. Diese Photonen erleiden den maximalen Energieverlust und tragen im unteren Detektor zur Compton-Kante bei. Da sich ihre Bewegungsrichtung nach der Streuung komplett umkehrt passieren sie den oberen Detektor erneut, diesmal mit einer wesentlich geringeren Energie. Verbunden damit steigt der Wirkungsquerschnitt der Photowechselwirkung im ersten Detektor und ein Teil der zurückgestreuten Photonen wird vollständig absorbiert.

In Abbildung 3.12 bilden sie im Spektrum von Detektor 1 (links oben) eine Schulter bei 184 keV. Der Großteil dieser Schulter wird von rückgestreuten Photonen gebildet, deren Streuwinkel etwas unterhalb 180° lag, womit ihr Energieverlust im unteren Detektor etwas geringer ausfiel. Der minimale Rückstreuwinkel, bei dem die Photonen den oberen Detektor erneut passieren lässt sich dabei aus den Simulationsparametern abschätzen (vgl. Abbildung 3.13):

$$\alpha_{min} \approx 180^\circ - \tan^{-1} \left(\frac{\text{Kantenlänge des Detektors}}{\text{Abstand der Detektoren}} \right) = 110^\circ \quad (3.40)$$

Dabei wird angenommen, dass ein Photon an der Außenkante des unteren Detektors gestreut und an der gegenüberliegenden Außenkante des oberen Detektors nachgewiesen wird. Die

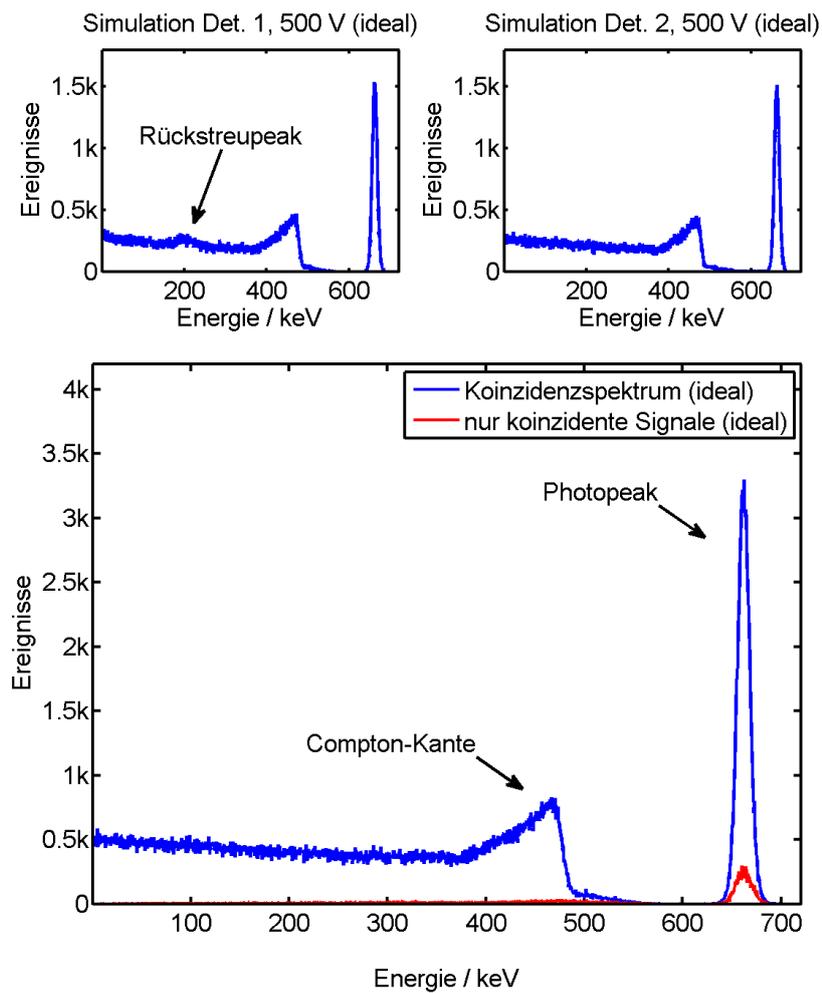


Abb. 3.12: Simulationsergebnis zweier 1 mm dicker Detektoren. Oben links ist das Spektrum des oberen Detektors abgebildet, das zusätzlich zum Photopeak und der Compton-Kante noch einen zusätzlichen Peak enthält, der durch aus dem unteren Detektor zurückgestreute Photonen gebildet wird. Der untere Detektor (oben rechts) besitzt dagegen keinen Rückstreupeak, ebensowenig das Koinzidenzspektrum (unten). Neben dem Koinzidenzspektrum (unten, blau) ist noch ein weiteres Spektrum (rot) eingezeichnet, das die Lage der addierten, koinzidenten Signale verdeutlicht.

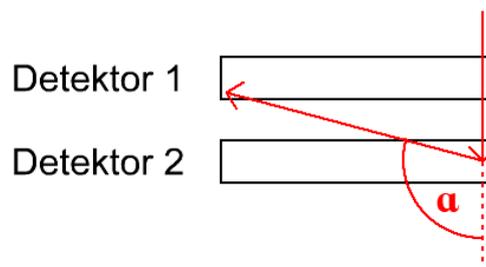


Abb. 3.13: Seitliche Ansicht des simulierten Experiments. Eingezeichnet ist der minimaler Streuwinkel α für den Nachweis eines Compton-gestreuten Photons in beiden Detektoren.

Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist jedoch recht gering, dementsprechend schnell fällt die Schulter des Rückstreupeaks für höhere Energien auf den durch einfache Compton-Streuungen verursachten Untergrund ab.

In der Simulation befindet sich unterhalb von Detektor 2 kein Material, sein Spektrum besitzt daher keinen Rückstreupeak. Da der Rückstreupeak im oberen Detektor vollständig durch koinzidente Ereignisse — eine Compton-Streuung im unteren Detektor verbunden mit einer weiteren Wechselwirkung im oberen Detektor — gebildet wird, fehlt er im Koinzidenzspektrum (Abbildung 3.12 unten). Die meisten koinzidenten Signale befinden sich nach ihrer Summation entweder im Photopeak (Compton+Photoeffekt) oder in der Nähe der Compton-Kante (eine Compton-Streuung in jedem Detektor). Dabei ist die zweifache Compton-Streuung für sämtliche koinzidenten Signale rechts der Compton-Kante verantwortlich.

Abbildung 3.14 zeigt den Einfluss der Ladungsträgerverluste auf das Koinzidenzspektrum. Analog zu den Einzelspektren verschlechtert sich die Detektorauflösung, koinzidente Signale sind jedoch nach wie vor im Photopeak und dem Bereich um die Compton-Kante konzentriert.

Im Experiment tritt neben den monoenergetischen Photonen der Cäsium-Quelle noch Streustrahlung auf, verursacht durch Compton-Streuung an der Abschirmung des Versuchsaufbaus. Unter anderem werden dadurch auch im unteren Detektor (Det. 2 in Abbildung 3.15) des Stapels und im Koinzidenzspektrum ein Rückstreupeak sichtbar. Dieser entsteht durch Photonen, die beide Detektoren passieren, im Metall einige Zentimeter unterhalb des Stapels unter nahezu 180° zurückgestreut und anschließend von jeweils nur einem oder beiden Detektoren nachgewiesen werden. Der Nachweis eines vom Metall rückgestreuten Photons in beiden Detektoren verursacht die Anhäufung koinzidenter Signale (roter Graph in Abbildung 3.15) im Rückstreupeak. Dadurch, dass der minimale Rückstreuwinkel durch die große Entfernung zwischen den Detektoren und dem Metall stark angehoben wird erscheint der Rückstreupeak nun tatsächlich als nahezu symmetrischer Peak.

Zusätzlich wird noch die Fluoreszenz der Bleiabschirmung in der Nähe der Quelle simuliert. Sie entsteht mit isotroper Raumwinkelverteilung oberhalb von Detektor 1 und wird aufgrund ihrer geringen Energie und damit verbundenen kleinen freien Weglänge nahezu vollständig im oberen Detektor nachgewiesen¹. Desweiteren wird durch Streustrahlung der Untergrund des Spektrums angehoben, der Großteil aller koinzidenten Signale ist jetzt auf den Photo- und Rückstreupeak verteilt. Da Annahmen über die Häufigkeit der Bleifluoreszenz und Streustrahlung gemacht werden mussten, wird keine quantitative Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erwartet, in erster Linie soll die Simulation lediglich Aufschluss geben über die Verteilung ko-

¹Vgl. Abbildung 3.1, in einem Millimeter CdTe werden 94% aller Photonen mit 80 keV Energie über den Photoeffekt absorbiert, von den 662 keV Photonen dagegen nur 2%

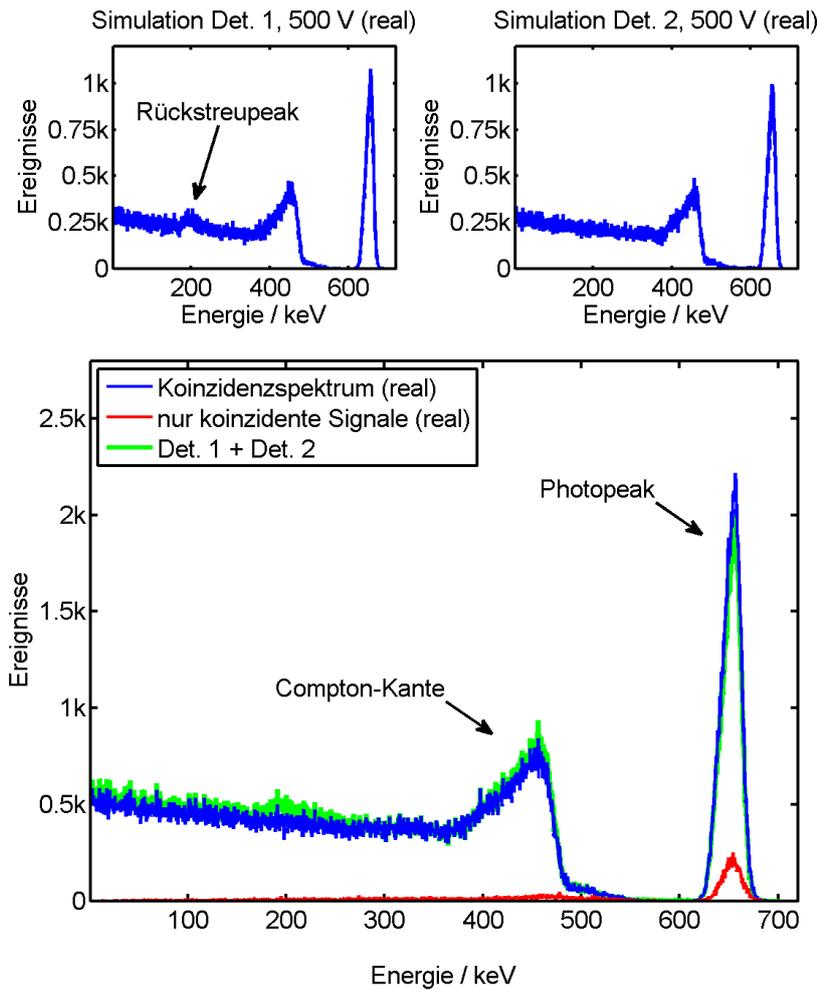


Abb. 3.14: Simulationsergebnis zweier 1 mm Detektoren. Im Gegensatz zu Abbildung 3.12 wurde hier der Signalverlust in den Detektoren berücksichtigt. Neben dem Koinzidenzspektrum (unten, blau) wurde zusätzlich ein einfaches Summenspektrum (unten, grün) eingezeichnet, das durch die Addition der beiden Einzelspektren der Detektoren gebildet wird (oben links und rechts). Da das Summenspektrum keine koinzidenten Signale berücksichtigt, enthält es den Rückstreupeak sowie eine leicht überhöhte Compton-Kante. Der Photopeak des Koinzidenzspektrums ist gegenüber dem Photopeak des Summenspektrums durch koinzidente Signale vergrößert.

inzidenter Signale und die Vorteile von gestapelten, dünnen Detektoren gegenüber einzelnen, dicken Detektoren darstellen.

Tauscht man die dünnen, planaren Detektoren gegen zwei $5 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ CPG Detektoren so ändert sich der Verlauf des Spektrums koinzidenter Signale (roter Graph in Abbildung 3.16). Es werden nun mehr koinzidente Ereignisse im Photopeak nachgewiesen, was einerseits an der erhöhten Rückstreuung durch die vergrößerte Detektordicke liegt, andererseits ist die

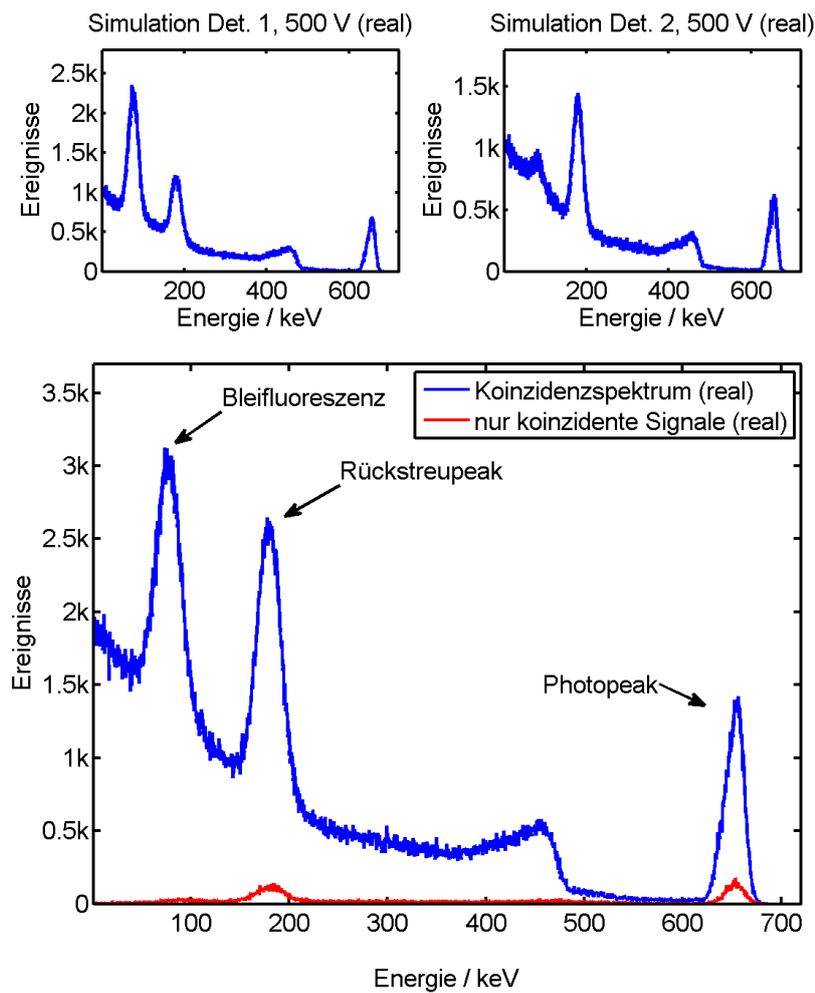


Abb. 3.15: Simulationsergebnis zweier 1 mm dicker Detektoren unter Berücksichtigung der Bleifluoreszenz und Streustrahlung. Durch die Primärstrahlung werden die Bleiatome der Abschirmung angeregt und emittieren 80 keV Photonen, zudem wird ein Großteil der Primärstrahlung unterhalb von Detektor 2 an der Abschirmung zurückgestreut, was zu einer deutlichen Vergrößerung des Rückstreupeaks in sämtlichen Spektren führt (vgl. Abbildung 3.14)

Wechselwirkungswahrscheinlichkeit¹ durch das wesentlich größere Detektorvolumen deutlich erhöht und ein größerer Anteil der im oberen Detektor vorwärtsgestreuten Photonen wird im unteren Detektor nachgewiesen, der untere CPG Detektor besitzt infolgedessen ein schlechteres Peak-zu-Tal-Verhältnis.

¹In der Simulation wechselwirken 40% aller simulierten Photonen mit mindestens einem der CPG Detektoren, im Falle der 1 mm Detektoren sind es lediglich 10%

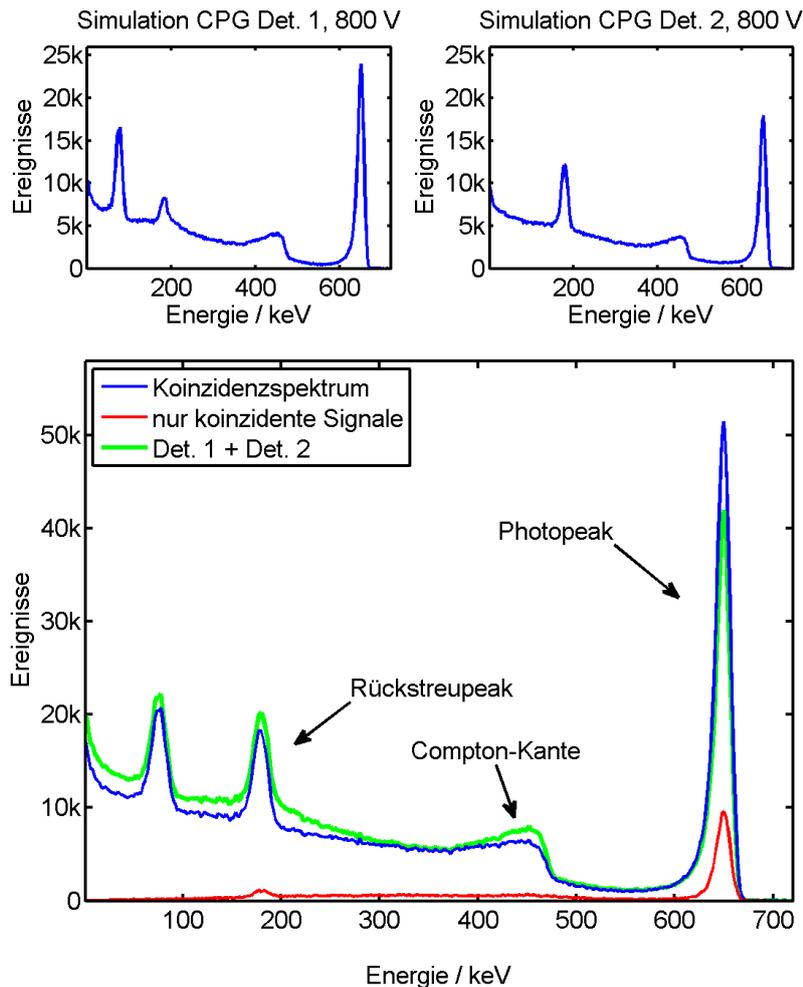


Abb. 3.16: Simulationsergebnis zweier 5 mm dicker Coplanar-Grid Detektoren unter Berücksichtigung der Bleifluoreszenz und Streustrahlung. Gegenüber 1 mm dünnen, planaren Detektoren ist der Photopeak sowohl in den Einzelspektren (oben links und rechts) als auch im Koinzidenzspektrum (unten, blau) aufgrund des zwanzigfachen Detektorvolumens wesentlich deutlicher ausgeprägt. Zudem ist der Anteil koinzidenter Signale (unten, rot) vergrößert und die Unterschiede zwischen dem Koinzidenzspektrum und dem einfachen Summenspektrum (unten, grün) sind deutlich sichtbar.

Um den Einfluss koinzidenter Signale auf die Auflösung und Höhe des Photopeaks abzuschätzen wurden die simulierten Einzel- und Koinzidenzspektren eines Stapels bestehend aus planaren 1 mm Detektoren und eines CPG Stapels gemäß der in Kapitel 2.8 vorgestellten Analyse untersucht. Kurz gefasst werden dabei die Auflösung des Photopeaks sowie die Verhältnisse von Peakhöhe zu Compton-Kante und Peakhöhe zu Tal¹ bestimmt. Die Auflösung wird dabei auf zwei Arten bestimmt: einerseits wird die tatsächliche Peakbreite auf halber Höhe gemessen ($FWHM_{abgelesen}$), andererseits wird sie über die Breite des Gauß-Fits berechnet ($FWHM_{fit}$). Entspricht der Photopeak nahezu einer Gauß-Verteilung, so stimmen die berechnete und abge-

¹Der Bereich zwischen Compton-Kante und Photopeak, etwa 500 bis 600 keV

lesene¹ Auflösung nahezu überein. Für planare Detektoren existiert aufgrund des „Low Energy Tailings“ üblicherweise eine Abweichung zwischen den beiden Auflösungen (die tatsächliche Peakbreite ist immer größer als die berechnete), für Coplanar-Grid Detektoren stimmen die Werte dagegen in den meisten Fällen recht gut überein. Die Ergebnisse der Analyse sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 zusammengefasst.

- **Planare Detektoren**

Spektrum	$\text{FWHM}_{\text{abgelesen}}$	FWHM_{fit}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
Det. 1 (o)	3.23%	$(2.72 \pm 0.12)\%$	2.35	1248
Det. 2 (u)	3.42%	$(2.64 \pm 0.10)\%$	2.33	204
1+2	3.32%	$(2.64 \pm 0.09)\%$	2.35	361
Koinz.	3.33%	$(2.71 \pm 0.08)\%$	2.84	999

Tabelle 3.1: Qualität der Einzelspektren und des Koinzidenzspektrums der planaren Simulation

- **CPG Detektoren**

Spektrum	$\text{FWHM}_{\text{abgelesen}}$	FWHM_{fit}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
Det. 1 (o)	2.61%	$(2.47 \pm 0.03)\%$	6.41	128
Det. 2 (u)	2.60%	$(2.44 \pm 0.03)\%$	5.46	47.6
1+2	2.60%	$(2.45 \pm 0.02)\%$	6.01	73.8
Koinz.	2.57%	$(2.42 \pm 0.02)\%$	9.55	157

Tabelle 3.2: Qualität der Einzelspektren und des Koinzidenzspektrums der CPG Simulation

Um den Einfluss der nur qualitativ simulierten Streustrahlung auszuschließen, wurden Spektren untersucht bei denen lediglich eine Quelle oberhalb von Detektor 1 simuliert wurde.

Die Summation koinzidenter Ereignisse verbessert die Qualität des Koinzidenzspektrums gegenüber der Addition der Einzelspektren („1+2“)², besonders das Verhältnis aus Peakhöhe und Compton-Kante wird vergrößert da koinzidente Signale aus der Compton-Kante und dem Rückstreupic des unteren bzw. oberen Detektors aufsummiert zum Photopeak beitragen. Gleiches gilt für das Peak-zu-Tal-Verhältnis. Durch das größere Detektorvolumen sind diese Effekte bei der CPG Simulation besonders deutlich zu beobachten.

¹Die abgelesene Peakbreite wird durch lineare Interpolation auf halber Höhe bestimmt, siehe dazu Kapitel 2.8

²Einfache Addition der Einzelspektren ohne Berücksichtigung der Koinzidenz

4 Entwicklung eines MCA auf Mikrokontroller-Basis

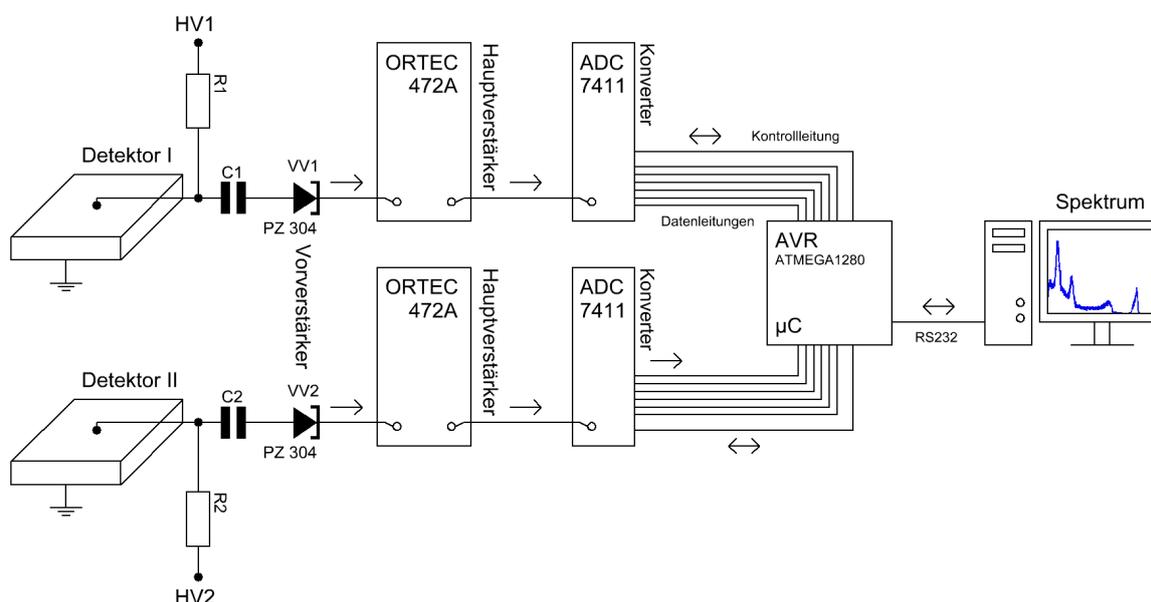


Abb. 4.1: Blockschaltbild gestapelter Detektoren und Ausleseelektronik

Die Koinzidenz zweier Signale kann auf verschiedene Arten festgestellt werden, es existieren beispielsweise NIM¹-Module die zeitgleiche Signale aufaddieren können. Theoretisch wäre es auch denkbar, die Signale zu digitalisieren und mit einem PC auf Koinzidenz zu überprüfen. Beide Möglichkeiten haben jedoch Nachteile: die Realisierung mittels NIM erfordert einen zusätzlichen Analogteil, um die Signale vor dem Addieren zu skalieren (siehe Kapitel 4.3), zudem wird für jedes Spektrum ein zusätzlicher Hardware-MCA² benötigt. Computer können einen Großteil der NIM-Module durch Software ersetzen, besitzen jedoch in den meisten Fällen keine ausreichende Anzahl an Schnittstellen und der direkte Zugriff auf die Hardware (CPU, Arbeitsspeicher und Schnittstellen) ist nicht möglich. Unter Windows wird mit Matlab beispielsweise lediglich eine Zeitauflösung von ≥ 10 ms erreicht, was die maximale Zählrate des Systems stark einschränkt und gleichzeitig eine untere Grenze von etwa 10 ms für das Koinzidenz-Fenster festlegt. Eine dritte Möglichkeit — die Verwendung eines Mikrokontrollers (kurz μC) — eliminiert diese Nachteile vollständig. Moderne μC besitzen eine Vielzahl serieller und paralleler Schnittstellen, können externe Speichermodule ansteuern und ermöglichen Zeitaufösungen von unter einer Mikrosekunde. Ein geeigneter Mikrokontroller ist somit in der Lage, mit mehreren Analog-Digital-Wandlern (kurz ADC) zu kommunizieren, Signale auf Koinzidenz zu überprüfen und gleichzeitig als MCA zu agieren. Die Kommunikation mit dem

¹Nuclear Instrumentation Module

²Multi-Channel-Analyser — Vielkanalanalysator

PC wird auf ein Minimum beschränkt, da nur komplette Spektren zwischen μC und Computer übertragen werden. Zusammengefasst sind die Anforderungen an den Mikrokontroller:

- Hohe Taktrate / Geschwindigkeit, um eine gute zeitliche Auflösung und schnelle Signalverarbeitung zu gewährleisten;
- Mindestens drei parallele, 8 bit breite Schnittstellen für die Kommunikation mit zwei bis drei ADCs;
- Eine serielle Schnittstelle für die Kommunikation mit dem PC;
- Ausreichend interner Arbeitsspeicher bzw. die Möglichkeit externen Speicher anzusteuern.

4.1 Eigenschaften des Mikrokontrollers

Um die oben genannten Anforderungen zu erfüllen, wurde ein 8 Bit ATMEL AVR ATmega1280 ausgewählt. Die wichtigsten Eigenschaften dieses μC sind nachstehend zusammengefasst. Eine Übersicht ist im Anhang 9.3 zu finden.

- 4 kbyte EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read-Only Memory) zur Programmierung des μC
- 8 kbyte interner Speicher und bis zu 64/128 kbyte externer Speicher
- 16 MHz Taktrate
- Zwei 8 bit und vier 16 bit Zähler
- Vier serielle Schnittstellen
- Zehn parallele 8 bit Schnittstellen, eine parallele 6 bit Schnittstelle
- Acht Hardware-Interrupts

Schaltplan und Platinenlayout¹ wurden mit Eagle² erstellt und die Platine anschließend in der Elektronik-Werkstatt des Physikalischen Instituts gefertigt. Die Vielzahl paralleler Schnittstellen ermöglicht den Anschluss³ von drei 13 bit ADCs, aus Speicherplatzgründen werden von jedem ADC zunächst jedoch nur 12 bit verwendet. Für jeden ADC (bzw. Detektor) sollte im Speicher des μC ein Spektrum erstellt werden können, zusätzlich muss noch ausreichend Platz vorhanden sein für die Bestimmung eines Koinzidenzspektrum, welches die nicht-koinzidenten

¹Abbildung 9.6 und 9.7 in Anhang 9.3

²www.cadsoft.de

³Eine detaillierte Beschreibung der Kommunikation zwischen ADC und μC befindet sich im Anhang 9.4

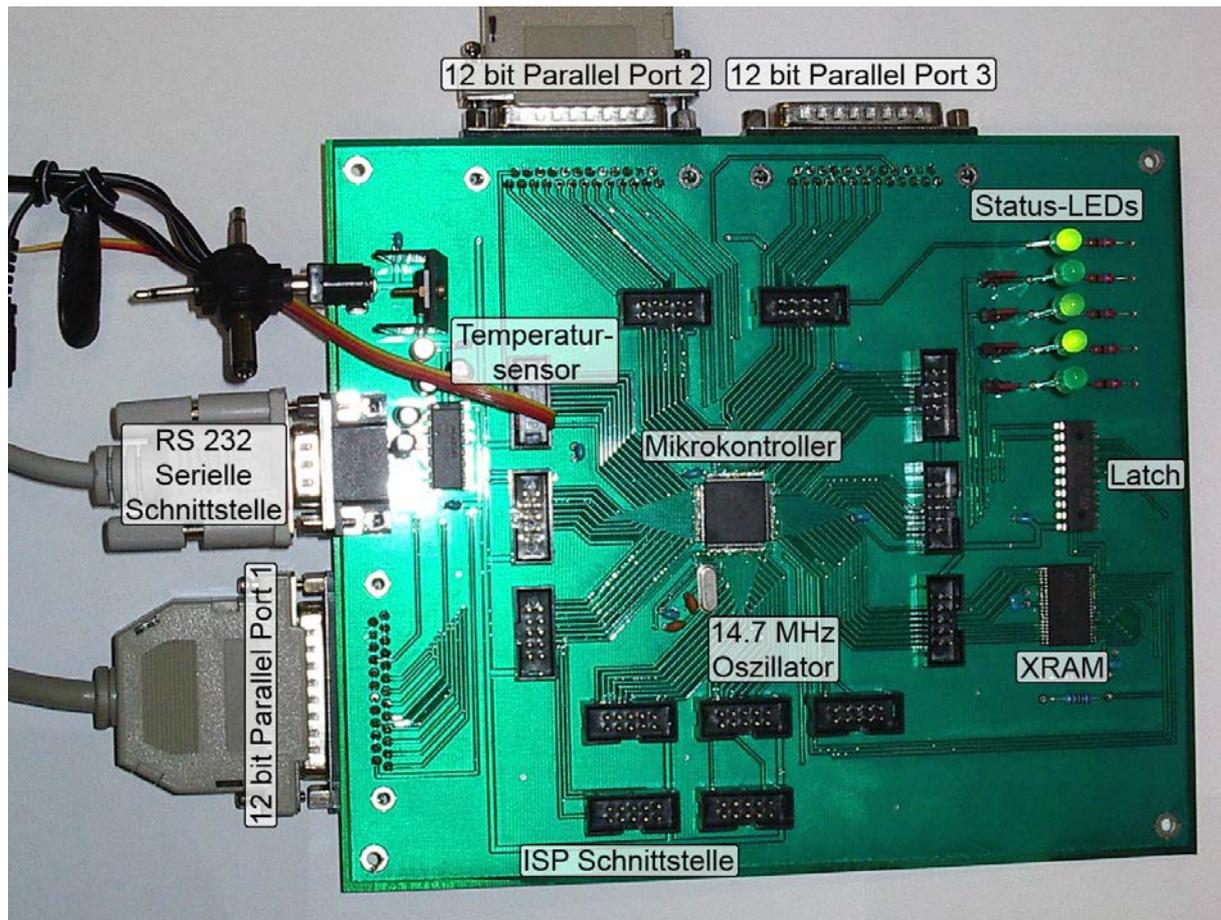


Abb. 4.2: Beschriftetes Photo der Mikrocontrollerplatine. Schaltplan und Platinenlayout sind in Abbildung 9.6 und 9.7 dargestellt.

Signale und die Summen der koinzidenten Signale enthält. Die Tiefe der Spektren, d.h. wie viele Ereignisse pro Kanal gezählt werden können, beträgt hardwarebedingt ein Vielfaches von 8 bit und wurde auf 32 bit¹ festgelegt. Jedes Spektrum mit 12 bit bzw. 4096 Kanälen Breite benötigt damit $4096 \cdot 32 \text{ bit} = 16 \text{ kbyte}$ Speicher, für die geforderten vier Spektren werden damit bereits 64 kbyte benötigt, das Achtfache des internen Speichers. Um zukünftige Erweiterungen — beispielsweise die Vergrößerung von 4096 auf 8192 Kanäle — zuzulassen wurde daher der größtmögliche externe Speicher mit 128 kbyte gewählt².

4.2 Signalverarbeitung und Koinzidenz

Registriert der Detektor ein Ereignis, so wird das entstandene Ladungssignal vom Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt, welches anschließend mit einem NIM-Verstärker geformt und letztendlich von einem ADC auf seine Höhe analysiert und in eine 12 bit Zahl konver-

¹Pro Kanal können somit $2^{32} \approx 4 \cdot 10^9$ Ereignisse gezählt werden

²Details zum externen Speicher siehe Anhang 9.3

tiert wird. Der ADC signalisiert dem μC nach der Konversion, dass ein Ereignis zum Auslesen bereitsteht, indem eine Befehlsleitung von logisch 1 auf 0 gesetzt wird. Diese Änderung löst im Mikrokontroller einen Interrupt aus, der den für das Auslesen des ADCs zuständigen Programmteil aufruft. Innerhalb weniger Taktzyklen wird die digitalisierte Amplitude eingelesen und der μC signalisiert dem ADC die erfolgreiche Datenübertragung, wodurch gleichzeitig neue Konversionen erlaubt werden¹. Um den ADC nach einem fehlgeschlagenen Auslesen oder einem verpassten Interrupt nach einiger Zeit wieder freizugeben wird er periodisch² vom Mikrokontroller zurückgesetzt. Die Kommunikation zwischen dem μC und einem ADC ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

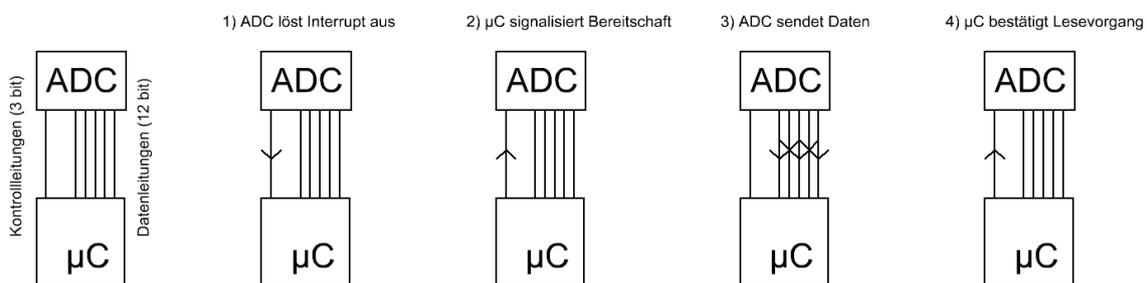


Abb. 4.3: Blockdiagramm der ADC- μC -Kommunikation

Nachdem der Mikrokontroller ein Signal eingelesen hat wird der Wert des entsprechenden Kanals um eins erhöht. Dazu muss zuerst der aktuelle Wert des Kanals aus dem externen Speicher gelesen, anschließend verändert und der neue Wert zurückgeschrieben werden. Dieser Vorgang nimmt jedoch etliche Taktzyklen in Anspruch, sperrt den μC nach jedem Signal einige Mikrosekunden und erschwert die Bestimmung koinzidenter Signale. Daher werden alle Signale nach dem Einlesen zuerst in einen Teil des internen, wesentlich schnelleren Speichers des μC geschrieben (vgl. Abbildung 4.4). Ist der Zwischenspeicher vollständig gefüllt so werden die einzelnen Signale in die jeweiligen Spektren einsortiert und der interne Speicher zurückgesetzt. Die gesamte Totzeit bleibt dadurch zwar unverändert, wird aber nach jedem einzelnen Ereignis auf ein Minimum reduziert, was wesentlich kleinere Koinzidenzzeiten ermöglicht³. Wird nur ein ADC verwendet so können etwa 1000 Signale zwischengespeichert werden, bei der Verwendung von maximal drei ADCs finden pro Konverter noch 300 Signale im internen Speicher Platz.

¹Nach einer erfolgreichen Konversion wartet der ADC üblicherweise bis der μC den Lesevorgang beendet hat, in dieser Zeit sind keine weiteren Konversionen möglich

²Etwa 100 mal pro Sekunde

³Koinzidenzzeiten von unter einer Mikrosekunde im Vergleich zu 10 bis 20 μs ohne Verwendung des Zwischenspeichers

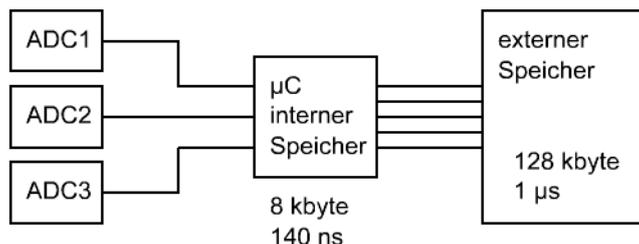


Abb. 4.4: Größe und mittlere Zugriffszeit des Speichers

Der Zwischenspeicher kann bei der Verwendung von drei ADCs als eine 300×3 Matrix aufgefasst werden — d.h. pro ADC eine existiert jeweils Spalte mit 300 Signalen. Finden innerhalb der vorgegebenen Koinzidenzzeit¹ in unterschiedlichen Detektoren Ereignisse statt, so werden sie in die entsprechenden Zellen der gleichen Zeile geschrieben. Verstreicht die Koinzidenzzeit dagegen ohne weitere Ereignisse, so wird das nächste Ereignis in einer anderen Zeile gespeichert. Koinzidente Signale sind nun dadurch gekennzeichnet, dass sie in der gleichen Zeile stehen. Ereignisse, die außerhalb der Koinzidenzzeit stattfanden stehen dagegen in unterschiedlichen Zeilen (vgl. Abbildung 4.5).

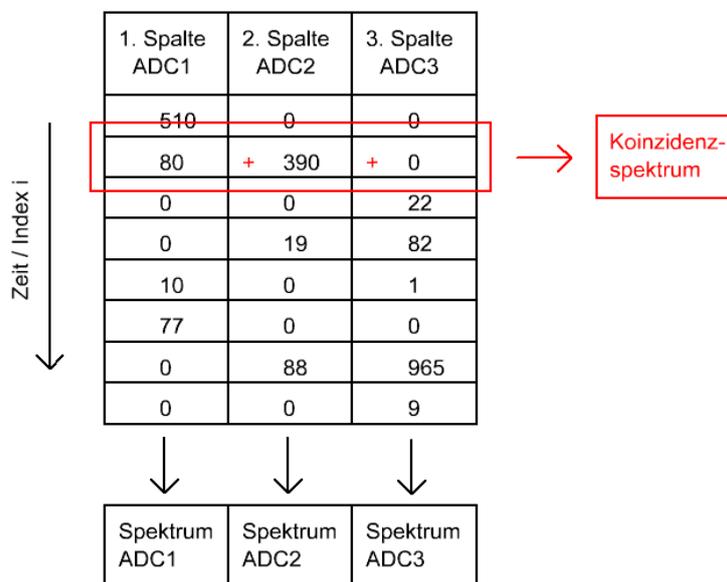


Abb. 4.5: Illustration des Verfahrens zur Bestimmung koinzidenter Signale. Das Verstreichen der Koinzidenzzeit erhöht den Laufindex i , der bestimmt, in welche Zeile neue Signale geschrieben werden.

¹Das kleinstmögliche Zeitfenster, in dem Koinzidenz festgestellt werden kann, beträgt ≈ 500 ns und kann in 70 ns Schritten vergrößert werden.

Ist der Zwischenspeicher gefüllt, so werden die Signale jedes ADCs in separate Einzelspektren und die Summe jeder Zeile in ein Koinzidenzspektrum einsortiert, welches somit neben den Summen koinzidenter Signale auch alle nicht-koinzidenten Einzelsignale enthält. Desweiteren ist es nützlich, ein zusätzliches Spektrum zu bilden, welches nur koinzidente Signale (bzw. deren Summen) enthält¹. Mittels dieses Spektrums können Aussagen über die eingestellte Koinzidenzzeit und die Häufigkeit und Verteilung koinzidenter Signale getroffen werden. Enthält es nur sehr wenige bis gar keine Ereignisse so wurde die Koinzidenzzeit zu kurz gewählt oder es trat kaum Koinzidenz auf. Zeigt dieses Spektrum dagegen viele Ereignisse die näherungsweise gleichverteilt und zum Teil größer als die größten Einzelereignisse² sind so wurde entweder die Koinzidenzzeit zu groß gewählt, d.h. es werden beispielsweise die Photoabsorptionen zweier unterschiedlicher Photonen als gleichzeitig gewertet, oder aber die unteren Schwellen³ der ADCs sind sehr niedrig eingestellt und ermöglichen die Konversion vieler Störsignale mit geringer Amplitude, die zufällig gleichzeitig mit Ereignissen der anderen ADCs auftreten. In diesem Fall wird eine $1/f$ -Verteilung der rein koinzidenten Signale erwartet, da hauptsächlich elektronisches Rauschen mit geringen Amplituden addiert wird. Die Simulation in Kapitel 3.4 hat gezeigt, dass ein Großteil der koinzidenten Ereignisse im Photopeak zu erwarten sind, d.h. bei geeigneter Wahl der Koinzidenzzeit und unteren Schwellen der ADCs sollte bei realen Detektoren ebenfalls eine Anhäufung an dieser Stelle zu beobachten sein.

Die fünf Spektren können jederzeit von einem angeschlossenen Computer mit 115 kbit/s über die serielle Schnittstelle ausgelesen werden. Pro Spektrum werden für das Auslesen etwa zwei Sekunden benötigt, währenddessen der μC keine eingehenden Detektorsignale verarbeiten kann⁴. Um die kommunikationsbedingte Totzeit so gering wie möglich zu halten, können die zu übertragenden Spektren selektiert werden, und selbst bei der Auswahl aller Spektren werden nur diejenigen gesendet, die seit der letzten Übertragung eine Änderung erfuhren. In der Praxis hat es sich als nützlich erwiesen, die Spektren in etwa zwei-minütigen Intervallen auszulesen und alle 30 Minuten abzuspeichern.

In Abbildung 9.8 ist der Kontrollteil der Auslesesoftware dargestellt, die mit Matlab erstellt wurde. Über das Parameter-Fenster können die aktuellen Einstellungen des Mikrokontrollers ausgelesen und verändert werden. Dazu zählen die Koinzidenzzeit, Skalierungsfaktoren und das Ein- und Ausschalten einzelner Interrupts und der Koinzidenz.

¹Hier werden nur die Summen aus Zeilen mit mehr als einem Eintrag > 0 einsortiert

²Laufzeitunterschiede der Signale aufgrund unterschiedlicher Kabellängen liegen im Bereich < 10 ns und können vom Mikrokontroller nicht aufgelöst werden.

³Analog-Digital-Konverter besitzen unterschiedliche Schwellen, mit denen die Digitalisierung besonders kleiner und wahlweise auch sehr großer Signale unterdrückt werden kann.

⁴Der μC besitzt nur einen Kern, der während des Auslesens kontinuierlich Daten aus dem externen Speicher an die serielle Schnittstelle schreibt.

4.3 Skalierung der Spektren

In einem System aus zwei gestapelten Detektoren besitzen idealerweise beide Detektoren die gleiche Ladungsträgereffizienz bzw. das gleiche $\mu \cdot \tau$ - Produkt und die Verstärkungsfaktoren der Vor- und Hauptverstärker sind jeweils identisch. In einem realen Messaufbau können die Ladungsträgereffizienzen der Detektoren und besonders die Verstärkungsfaktoren der Elektronik dagegen stark von einander abweichen. Dies hat zur Folge, dass zwei Photonen gleicher Energie in den Detektoren bzw. der jeweiligen Elektronik unterschiedliche Signalamplituden A erzeugen:

$$A_i = q_0 \cdot \eta_i \cdot P_i \cdot V_i \quad (4.1)$$

$\eta_i \leq 1$ beschreibt dabei die Ladungsträgereffizienz des i -ten Detektors, q_0 ist die ursprünglich erzeugte Ladungsmenge, P_i ist der Verstärkungsfaktor des i -ten Vorverstärkers und V_i ist der Verstärkungsfaktor des i -ten Hauptverstärkers. V_i hängt dabei von den vielzähligen Einstellungsmöglichkeiten der Hauptverstärker ab, neben der groben und feinen Verstärkung spielen auch die Pulsformzeit und Wiederherstellung der Grundlinie (Baseline Restoration, kurz BLR) eine Rolle. Zusätzlich besitzen die Analog-Digital-Konverter noch einstellbare Offsets, mit denen das jeweilige Spektrum zu höheren oder niedrigeren Kanälen hin verschoben werden kann. Es genügt daher nicht, zwei koinzidente Signale nach ihrer Digitalisierung im Mikrocontroller einfach zu addieren. Statt dessen muss eines der Signale um einen Faktor a gestreckt und unter Umständen noch mit einer Verschiebung y_0 versehen werden bevor es mit dem anderen Signal verrechnet werden kann:

$$A_{Koinz} = A_1 + (a \cdot A_2 + y_0) \quad (4.2)$$

Aus einer Eichung der beiden Detektoren gewinnt man den Skalierungsfaktor a und die Verschiebung y_0 . Die Detektoren werden dabei in ihrer hintereinandergeschalteten Konfiguration verwendet und mit einer oder mehreren Quellen bestrahlt, so dass die Spektren genügend signifikante Peaks aufweisen. Anhand der Peakpositionen kann anschließend z.B. Detektor 2 auf Detektor 1 geeicht werden: Auftragung der Peakpositionen von Detektor 1 gegenüber den Peakpositionen von Detektor 2 mit anschließendem linearem Fit ergibt den Skalierungsfaktor a und die Verschiebung y_0 mit deren Hilfe Signale aus Detektor 2 auf das Spektrum von Detektor 1 umgerechnet und addiert werden können. Abbildung 4.6 zeigt die Eichung zweier planarer Detektoren anhand der Photopeaks einer Caesium- und Europium-Quelle.

Durch das Umskalieren entstehen je nach Skalierungsfaktor Kanäle, die zu viele bzw. zu wenige Ereignisse zählen. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, müssen die umskalierten Ereignisse

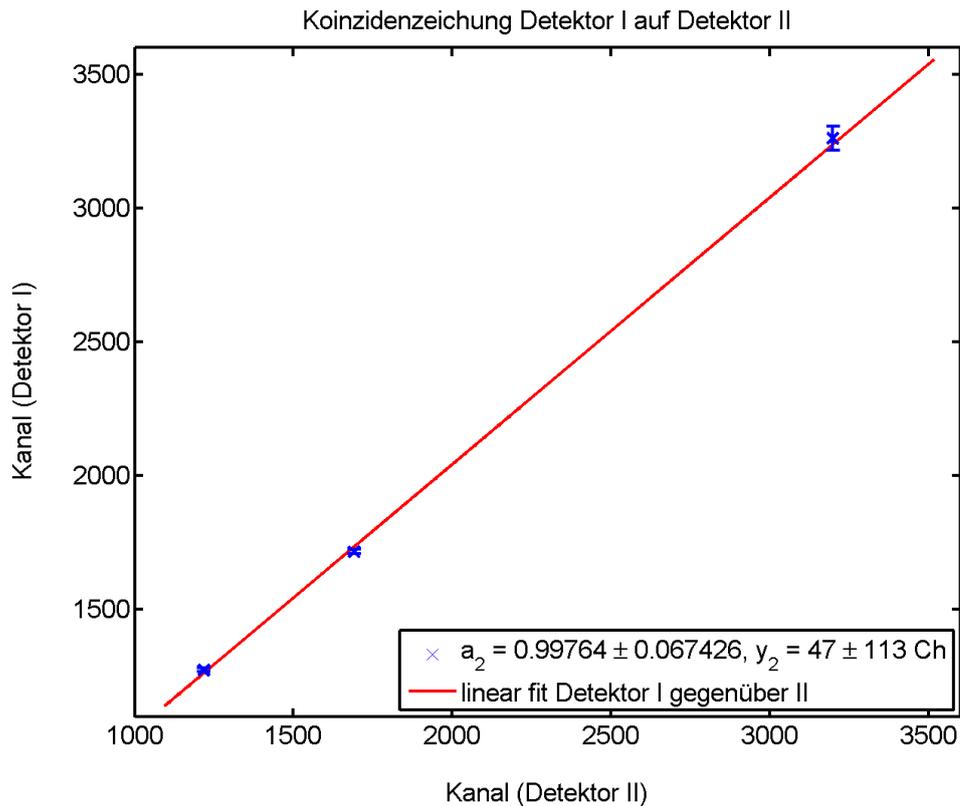


Abb. 4.6: Eichung zweier Detektoren. Aufgetragen sind die Positionen signifikanter Peaks des ersten Detektors gegenüber den Positionen derselben Peaks des zweiten Detektors. Über einen linearen Fit können der Umrechnungsfaktor a und Achsenabschnitt y_0 für die Umrechnung des Energiespektrums des zweiten Detektors auf die Skala des Energiespektrums des ersten Detektors bestimmt werden.

korrekt auf benachbarte Kanäle verteilt werden. Diese richtige Verteilung wird erreicht, indem man zu jedem Ereignis A eine gleichverteilte Zufallszahl $Z \in [-0.5, 0.5]$ addiert, das Ergebnis mit dem Skalierungsfaktor a multipliziert und anschließend rundet (rnd). Gegebenenfalls wird noch die Verschiebung y_0 ausgeführt:

$$A' = rnd[a \cdot (A + Z \in [-0.5, 0.5]) + y_0] \quad (4.3)$$

Das Ergebnis dieser Neuverteilung und Umskalierung ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

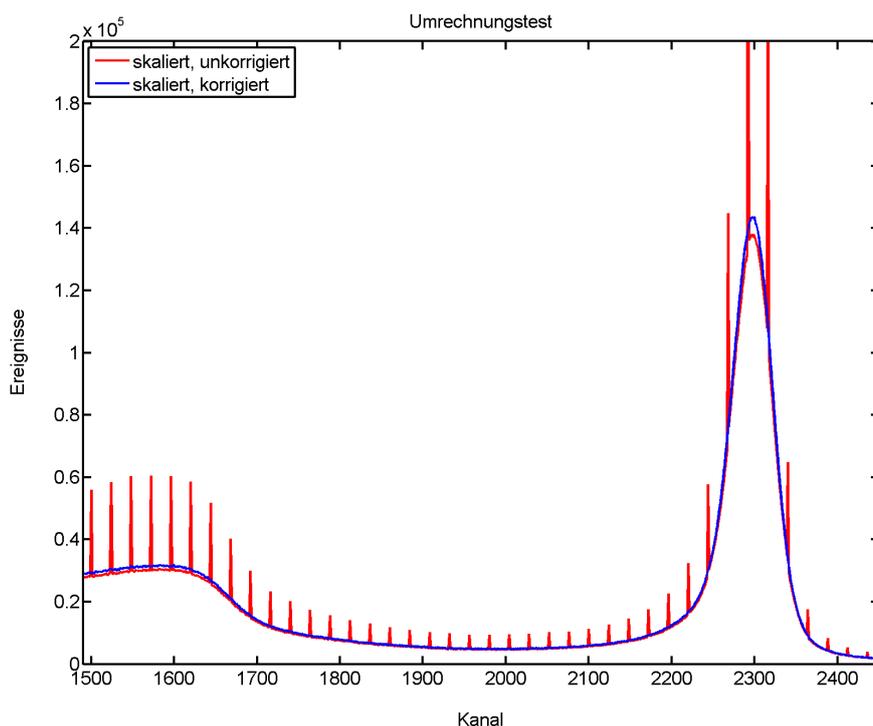


Abb. 4.7: Rot dargestellt ist ein mit $a < 1$ skaliertes Spektrum, dessen Ereignisse lediglich skaliert und erneut gerundet wurden. Als Resultat zählen manche Kanäle die doppelte Anzahl Ereignisse, während dazwischen zu wenig gezählt wird. Das blaue Spektrum wurde unter Berücksichtigung von Gleichung 4.3 berechnet, und besitzt einen wesentlich glatteren Verlauf.

Da das Umskalieren im Mikrocontroller dutzende Rechenschritte erfordert, wird es nur für ko- inzidente Signale beim Leeren des Zwischenspeichers durchgeführt. Um den Einfluss dieser zusätzlichen Rechnungen auf die maximale Zählrate des μC abzuschätzen, wurden Pulsermes- sungen vorgenommen, bei denen ein, zwei und drei ADCs mit und ohne Koinzidenz¹ verwendet wurden. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Anzahl ADCs	max. Zählrate ohne Koinzidenz	max. Zählrate mit Koinzidenz
1	8100 Hz	-
2	7300 Hz	3300 Hz
3	6600 Hz	2200 Hz

Tabelle 4.1: Maximale Zählrate pro ADC

Bei der Verwendung zweier gestapelter Detektoren mit Koinzidenz können also pro Detektor ca. 3000 Ereignisse pro Sekunde verarbeitet werden.

¹Ohne Koinzidenz bedeutet hier, dass die Signae zwar gleichzeitig vorlagen, im Mikrocontroller jedoch nicht skaliert und addiert wurden

Zusätzlich zu den Zählraten wurde mit der Pulsermessung die Erfolgsquote beim Erkennen koinzidenter Signale überprüft, indem die Anzahl der als koinzident erkannten Signale mit Ereignissen der Einzelspektren verglichen wurde. Dabei wurde festgestellt, dass, selbst bei der jeweils maximalen Zählrate, 100% aller koinzidenten Pulser signale auch als solche erkannt wurden. Eine Messung zur Verarbeitungsgeschwindigkeit und Effektivität bei der Erkennung koinzidenter Signale ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

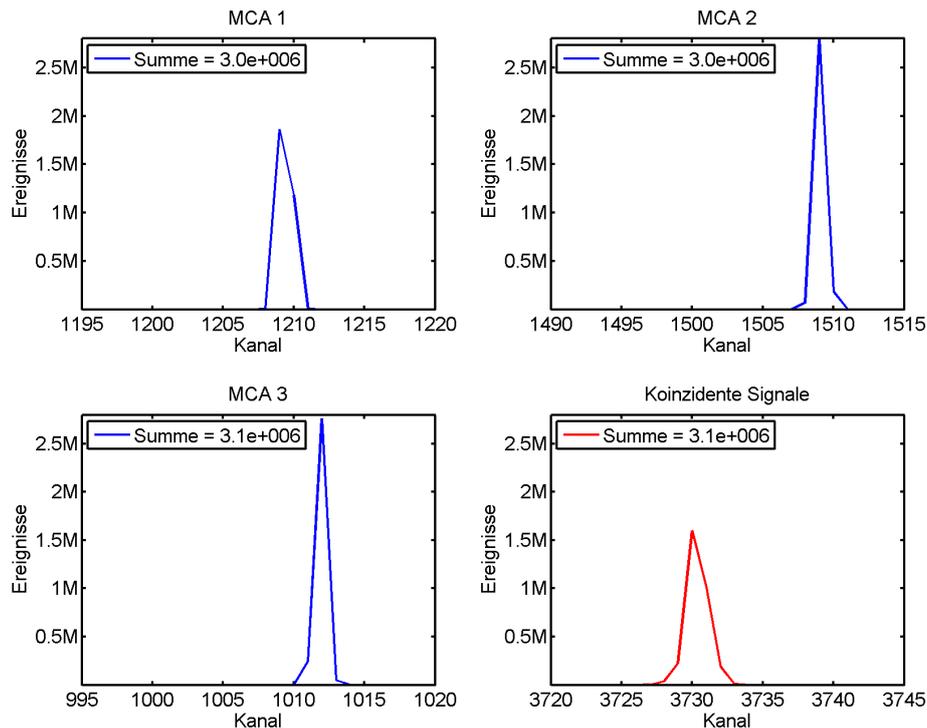


Abb. 4.8: Geschwindigkeitstest des Mikrokontrollers: ein mit 10 kHz betriebener Pulser versorgt drei an den μC angeschlossene ADCs mit Signalen. Sowohl die Einzelspektren (blaue Graphen) als auch das Spektrum mit koinzidenten Signalen (roter Graph) besitzen jeweils $3 \cdot 10^6$ Ereignisse. In diesem Modus beträgt die maximale Zählrate 2200 Hz.

Durch die Summation dreier Gauß-verteilter Größen wird der Peak im Koinzidenzspektrum verbreitert, seine Amplitude ist dementsprechend reduziert. Die Fläche unter allen Peaks ist jedoch identisch¹. Würden nicht alle Ereignisse als Koinzidenz interpretiert werden, so würde das Koinzidenzspektrum eine abweichende Anzahl Ereignisse enthalten und weitere Peaks² besitzen.

¹Während des Auslesens durch den PC zählte der μC stellenweise weiter, daher enthalten die ersten beiden ausgelesenen Spektren (MCA 1 und MCA 2) lediglich $3.0 \cdot 10^6$ Ereignisse, die zuletzt ausgelesenen Spektren (MCA 3 und das Koinzidenzspektrum) dagegen bereits $3.1 \cdot 10^6$ Ereignisse.

²Summen aus den Signalen von jeweils zwei ADCs und unter Umständen noch einzelne Signale

5 Hardware

Zwischen der Entstehung eines Detektorsignals und seiner schlussendlichen Digitalisierung ist das Signal etlichen Änderungen unterworfen: zuerst wird das auf den Elektroden des Detektors induzierte Ladungssignal durch den ladungsempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt, anschließend wird dieses im Hauptverstärker (Shaping Amplifier) mit einer vorgegebenen Zeitkonstanten differenziert, integriert, und von einigen Millivolt Eingangsamplitude auf ein mehrere Volt großes Ausgangssignal verstärkt, welches wiederum von einem Analog-Digital-Wandler auf seine Amplitude untersucht und digitalisiert wird. Um einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der ursprünglich im Detektor deponierten Energie bzw. Ladung, und dem digitalisierten Signal zu gewährleisten, müssen sämtliche an der Signalverarbeitung beteiligten Geräte lineare Verstärkungsfaktoren besitzen und dürfen keinerlei zeitlicher oder temperaturbedingter Drift — beispielsweise durch Eigenerwärmung — unterworfen sein. Der bereits vorhandene Messaufbau sowie die neuentwickelten Komponenten wurden daher auf ihre Linearität und zeitliche Konstanz untersucht. Desweiteren wurden die Verstärkungsfaktoren einiger erworbener und selbstgebauter Vorverstärker bestimmt und verglichen.

5.1 Vorverstärker

Bei einem ladungsempfindlichen Vorverstärker wird die nachzuweisende Ladungsmenge q über einen Rückkoppelkondensator (C2 in Abbildung 5.1) aufintegriert und ein Spannungssignal erzeugt, dessen Amplitude proportional ist zu q . Um z.B. die Ladungsträgereffizienz η eines Detektors zu bestimmen, ist es notwendig, den Verstärkungsfaktor $P \left[\frac{\text{V}}{\text{pC}} \right]$ des Vorverstärkers möglichst genau zu kennen.

Um den Verstärkungsfaktor P zu bestimmen, wird mit einem Pulser ein Rechtecksignal¹ erzeugt, das über einen 51Ω Widerstand eine definierte Ladungsmenge auf die Testkapazität (C1 in Abbildung 5.1) aufbringt. Das Spannungssignal des Vorverstärkers wird am Ausgang durch einen Kondensator (C3 $\approx 10 \mu\text{F}$) entkoppelt², und, um Reflexionen an den Kabelenden zu minimieren, werden der Vorverstärkerausgang und der Eingang des Oszilloskops jeweils mit 51 bzw. 50Ω abgeschlossen. Mit dem Oszilloskop wird der Spannungsabfall über dem Eingangswiderstand R3 gemessen.

¹Anstiegszeit 2 ns

²Operationsverstärker besitzen am Ausgang typischerweise eine Gleichspannungsverschiebung von einigen hundert Millivolt

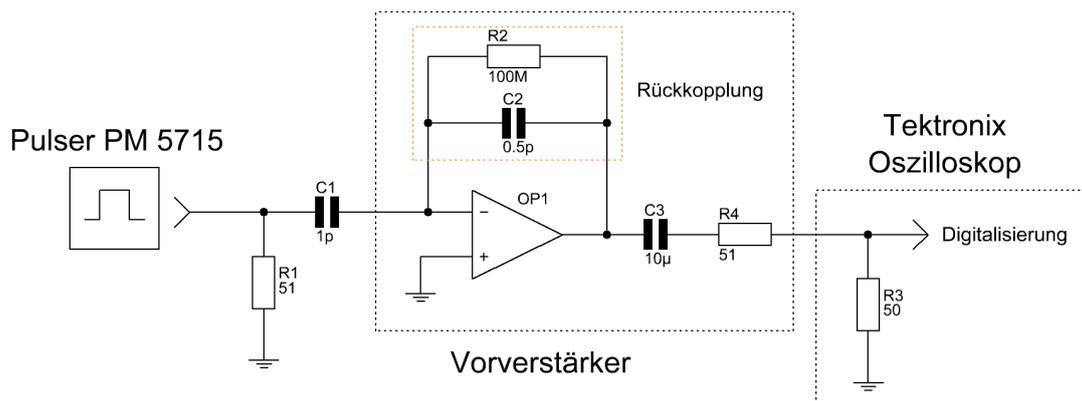


Abb. 5.1: Schematische Darstellung eines Vorverstärkers: Über den Kondensator C2 wird die Ladung am Eingang des Operationsverstärkers OP1 aufintegriert, die Spannung am Ausgang des Operationsverstärkers ist dabei proportional zur Ladung.

Wird nun für unterschiedliche Pulsamplituden jeweils ein Spektrum bestehend aus mehreren hundert Pulsersignalen gemessen und die Peakposition mittels Gauß-Fit bestimmt (Abbildung 5.2), so können diese Peakpositionen gegenüber der erzeugten Ladung aufgetragen und durch einen linearen Fit der Verstärkungsfaktor bestimmt werden (Abbildung 5.3).

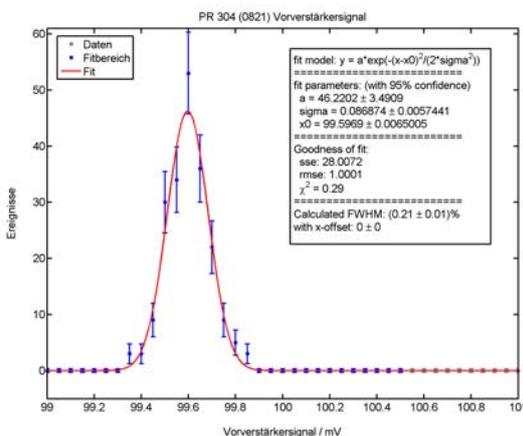


Abb. 5.2: Pulsspektrum und Gauß-Fit eines Vorverstärkers PR 304

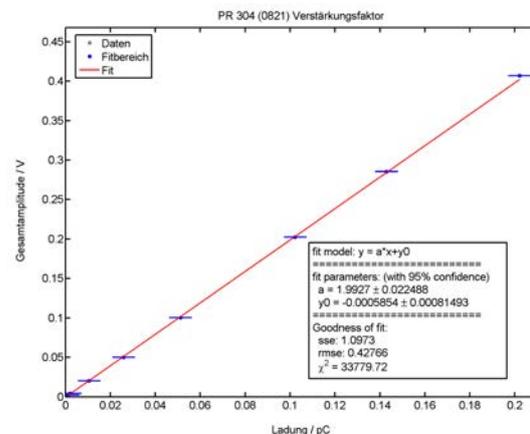


Abb. 5.3: Bestimmung des Verstärkungsfaktors $P = (1.99 \pm 0.02) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ eines PR 304

In Tabelle 5.1 sind die Verstärkungsfaktoren einiger gekaufter¹ und selbstentwickelter bzw. modifizierter Vorverstärker² aufgeführt, in Abbildung 5.4 sind die unterschiedlichen Typen abgebildet.

Über den bekannten Verstärkungsfaktor³ der PR 304 kann darauf geschlossen werden, dass die Testkapazität C1 mit (1 ± 0.25) pF sehr nah an 1 pF liegt und der dadurch verursachte syste-

¹Vorverstärker des Typs PR 304 der Firma Eurorad

²Entwickelt von Andreas Zwerger. Vorverstärker mit Bezeichnung PZ 304 und PD 304

³http://www.eurorad.com/PDF/CAT_preampli.pdf

Vorverstärker	Rückkoppelkap. C2 / pF	Verstärkungsfaktor / $\frac{V}{pC}$	Sollwert / $\frac{V}{pC}$
PZ 304 I	0.5	1.51 ± 0.01	-
PZ 304 II	0.2	1.00 ± 0.01	-
PR 304 (0346)	0.5	1.93 ± 0.02	2
PR 304 (0821)	0.5	1.99 ± 0.02	2
PR 304 mod (4416)	0.2	4.23 ± 0.08	(5)
PR 304 mod (J31)	0.2	4.59 ± 0.12	(5)
PR 304 (AC) (0724)	0.5	2.04 ± 0.03	2
PZ 304 A	0.5	1.50 ± 0.02	-
PZ 304 B	0.5	1.51 ± 0.02	-

Tabelle 5.1: Gemessene Verstärkungsfaktoren unterschiedlicher Vorverstärker. PZ 304 sind von Andreas Zwerger entwickelte Vorverstärker, PR 304 von Eurorad gekaufte, und PR 304 mod sind modifizierte PR 304 mit verkleinerter Rückkoppelkapazität, wodurch die Verstärkungsfaktoren vergrößert werden. Jeder Vorverstärker ist durch eine Seriennummer (z.B. 0346) oder eine interne Bezeichnung (I, II, etc.) markiert.

matische Fehler gering ist. Bei den PR 304 mod handelt es sich um umgelötete Varianten der gekauften PR 304, bei denen die Rückkoppelkapazität C2 verkleinert wurde. Theoretisch skaliert der Verstärkungsfaktor reziprok mit der Rückkoppelkapazität, der errechnete Wert für die modifizierte Vorverstärker beträgt $P_{mod} = P_{orig} \cdot \frac{0.5 \text{ pF}}{0.2 \text{ pF}} = 2.5 \cdot P_{orig}$. Die von der Theorie abweichenden Werte deuten darauf hin, dass die n-JFETs¹ an den Eingängen der Vorverstärker² keine so große Verstärkung zulassen, bzw. neben der Rückkoppelkapazität weitere Bauteile Einfluss nehmen auf den Verstärkungsfaktor³.

Abweichungen bei den eingelöteten Kondensatoren sind für die um ca. 10% verschiedenen Verstärkungsfaktoren der modifizierten PR 304 verantwortlich. Um reproduzierbare Verstärkungsfaktoren zu erreichen, empfiehlt es sich daher, an dieser Stelle Kondensatoren mit möglichst geringer Toleranz zu verwenden oder vor dem Einbau die Kapazität möglichst genau zu bestimmen.

Die restlichen Vorverstärker (PZ 304 I, II, A und B) wurden an der Universität Freiburg⁴ entwi-

¹Junction Field Effect Transistor

²Tatsächlich wird ein Vorverstärker durch JFETs und Bipolartransistoren aufgebaut, der Einfachheit halber wurde in Abbildung 5.1 stellvertretend ein Operationsverstärker abgebildet.

³Die parasitäre Kapazität der JFETs könnte hier eine Rolle spielen, da sie parallel zur Rückkoppelkapazität liegt und die gesamte Kapazität $C_{ges} = C2 + C_{JFET}$ dadurch vergrößert wird. Dies wiederum reduziert den Verstärkungsfaktor.

⁴Andreas Zwerger

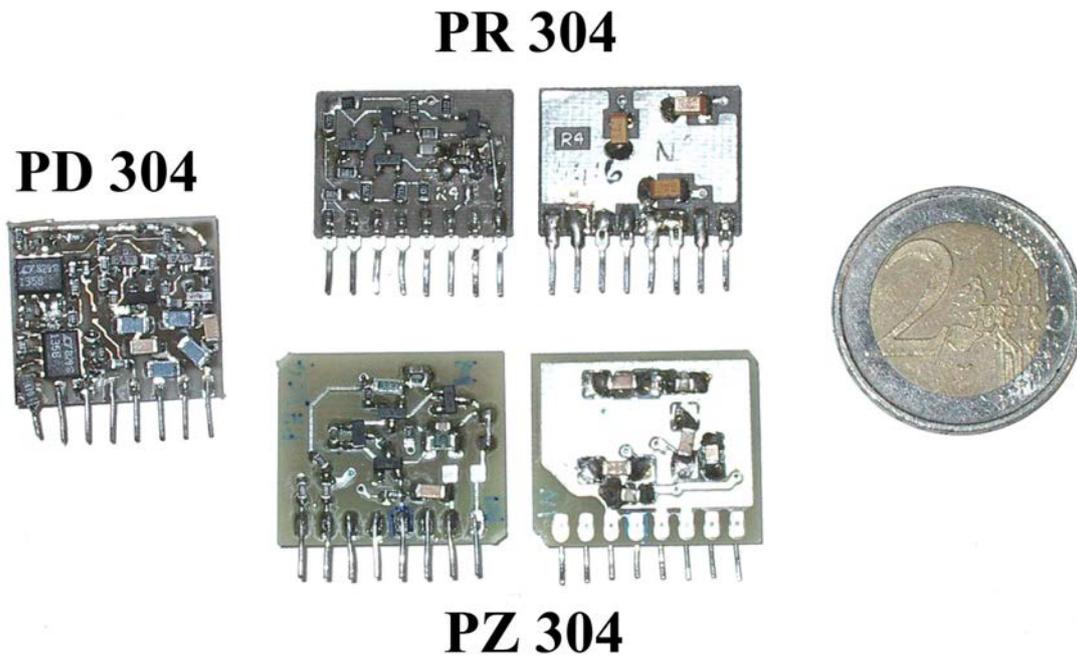


Abb. 5.4: Vorder- und Rückseiten unterschiedlicher Vorverstärkertypen: PR 304 sind kommerziell erhältlich, PZ 304 sind kompatible Vorverstärker aus der internen Entwicklung. Vorverstärker des Typs PD 304 (siehe Kapitel 5.3) besitzen zwei Kanäle und eine Subtrahiererschaltung für die Verwendung mit Coplanar-Grid Detektors.

ckelt. Ihre Verstärkungsfaktoren sind gegenüber den gekauften PR 304, auf denen sie basieren, etwas geringer, und skalieren nicht wie erwartet mit der Rückkoppelkapazität (vgl. PZ 304 I und II). Ein kleinerer Kondensator C2 bewirkt hier eine Reduktion des Ausgangssignals.

Um die Konstanz des Pulsers während der Messungen zu überprüfen, wurde die Pulseramplitude vor und nach jeder Messung bestimmt, die relative Abweichung befand sich dabei im Bereich $\pm 0.3\%$ für alle eingestellten Amplituden.

Desweiteren wurde die zeitliche Stabilität der Vorverstärker überprüft. Dazu wurden digitale Spektren aufgezeichnet und in bestimmten Intervallen¹ zurückgesetzt. Die somit erhaltenen momentanen Peakpositionen wurden anschließend auf einer Zeitachse dargestellt und auf Drifts und Schwankungen untersucht. Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen das Ergebnis einer solchen Messung. Abgesehen von einer temperaturbedingten Drift nach dem Einschalten des Vorverstärkers bei $t = 0$ liegt die zeitliche Drift im Bereich $1 \frac{\mu\text{V}}{\text{h}}$. Selbst bei einer Signalamplitude von lediglich einem Millivolt entspricht diese Drift nur 0.1% der Amplitude, und liegt damit weit unterhalb typischer Detektorauflösungen².

Zusätzlich spielt das nieder- und hochfrequente Verhalten der Vorverstärker eine Rolle, d.h. die Änderung der Signalamplitude in Abhängigkeit der Häufigkeit eingehender Signale. Neben der

¹Typischerweise etwa alle 10 Minuten

²CdTe erreicht ca. 20% FWHM bei einer Photonenergie von 60 keV, was einer Signalamplitude von $\approx 3 \text{ mV}$ entspricht

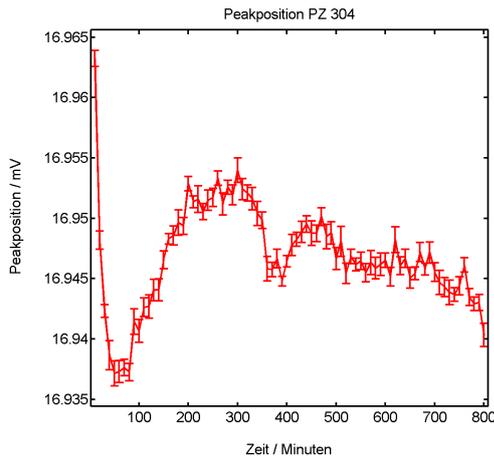


Abb. 5.5: Vorverstärker Ausgangsamplitude in mV gegenüber der Zeit.

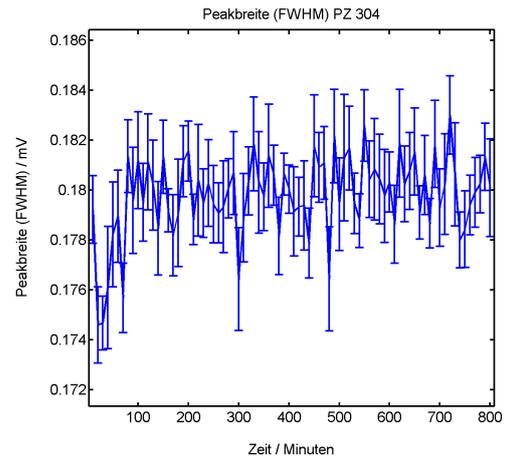


Abb. 5.6: Breite des Vorverstärker Ausgangssignals gegenüber der Zeit.

Tatsache, dass schnell auf einander folgende Signale nicht so gut aufgelöst werden können wie zeitlich weit auseinanderliegende¹, wird der Vorverstärker durch eine hohe Signalrate stärker erwärmt und sein Ausgangssignal möglicherweise verändert. Abbildung 5.7 zeigt Messungen bei Pulsfrequenzen von 10 Hz und 100 kHz, sowie die Drift des Pulsers.

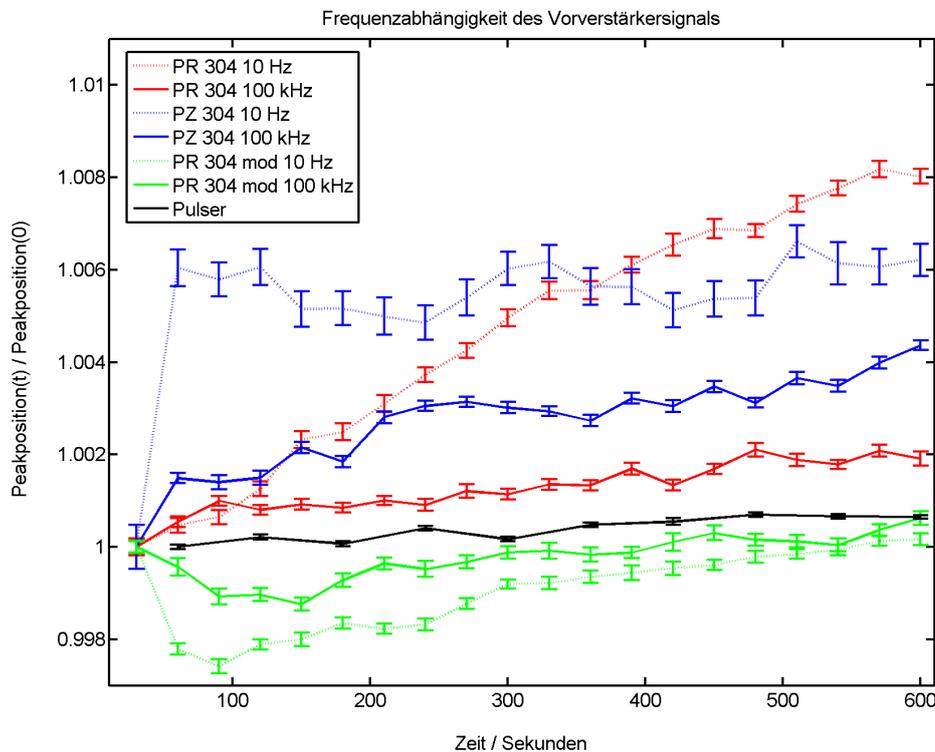


Abb. 5.7: Zeitliche Änderung der Vorverstärkeramplitude bei unterschiedlichen Signalraten. Die Amplituden sind auf $A(t = 0)$ normiert.

¹Bei hohen Signalraten befinden sich viele Signale auf den abklingenden Flanken vorheriger Signale, wodurch ihre Amplitude verfälscht wird.

Die modifizierten PR 304 (grün) zeigen nahezu keinen Zusammenhang zwischen der Signalrate am Eingang und der Ausgangsamplitude. Bei den selbstgebauten PZ 304 (blau) beträgt der Unterschied nach 10 Minuten etwa 0.2%, für die PR 304 (rot) liegt er bei 0.6%. Da sich die Aktivität einer radioaktiven Quelle jedoch nicht sprunghaft ändert und die Unterschiede der Signalamplituden bei 10 bzw. 100 000 Signalen pro Sekunde gering ausfallen stellt diese frequenzabhängige Verschiebung für die geplante Anwendung kein Problem dar. Zwischen dem Einschalten und dem tatsächlichen Messbeginn sollten jedoch einige Minuten gewartet werden, bis sich an den Vorverstärkern eine Gleichgewichtstemperatur eingestellt hat.

5.2 Subtrahierer

Das Signal eines Coplanar-Grid Detektors wird durch Subtraktion der Signale der ladungssammelnden- und nicht-ladungssammelnden Elektroden gebildet. Um diese Subtraktion durchzuführen, wurde an der Universität Freiburg¹ eine analoge, auf Operationsverstärkern basierende Schaltung entworfen², bei der ein Eingangssignal B invertiert und von einem anderen Eingangssignal A abgezogen werden kann. Das Ausgangssignal $C = A - B$ entspricht damit genau dem Differenzsignal eines Coplanar-Grid Detektors³.

Durch die Subtraktion zweier fehlerbehafteter Größen — in diesem Fall zweier Detektorsignale, die einer Gaußverteilung $f(x) = e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}}$ mit Breite σ folgen — vergrößert sich der Fehler des Ergebnisses gemäß Fehlerfortpflanzung zu:

$$\text{Differenz} = A - B \quad (5.1)$$

$$\sigma_{Diff}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 \quad (5.2)$$

Dabei sind $\sigma_{A,B}$ die Breiten der Vorverstärkersignale und σ_{Diff} die Breite des Subtrahierer-Ausgangssignals. In Abbildung 5.8 ist dieser Effekt dargestellt.

Zusätzlich verursacht die Subtrahiererelektronik durch Johnston-Nyquist- und 1/f-Rauschen eine Verbreiterung des Ausgangssignals:

$$\text{Differenz} = A - B \quad (5.3)$$

$$\sigma_{Diff}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 + \sigma_{sub}^2 \quad (5.4)$$

¹Elias Hamann

²Siehe Abbildung 9.9 in Anhang 9.3

³ A = ladungssammelnde Elektrode, B = nicht-ladungssammelnde Elektrode

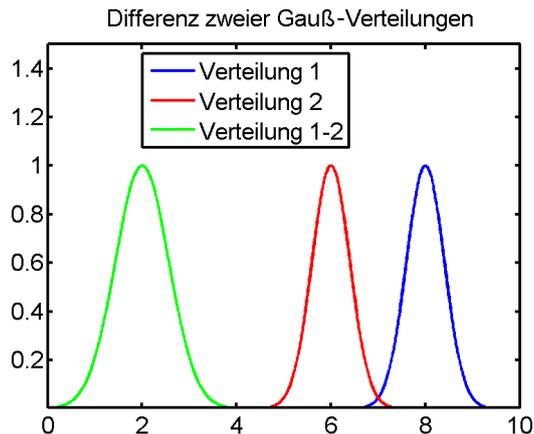


Abb. 5.8: Subtraktion zweier Gauß-Verteilungen mit Breiten σ_1 und σ_2 . Die Differenz der Verteilungen besitzt die Breite $\sigma_{diff}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$.

σ_{sub} beschreibt dabei den Beitrag des Subtrahierers zur Verbreiterung des Ausgangssignals. Für unterschiedliche Vorverstärkerpaare und verschiedene Vorwiderstände¹ RV1 und RV2 (Abbildung 5.9) wurden zuerst die Breiten der einzelnen Vorverstärker und anschließend die Breite des Subtrahierer-Ausgangssignals bestimmt.

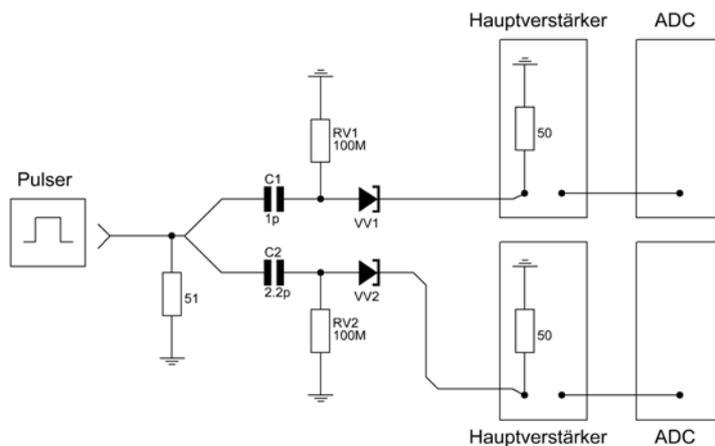


Abb. 5.9: Zwei Vorverstärker VV1 und VV2 mit unterschiedlichen Testkapazitäten

Wie bereits bei den vorangegangenen Vorverstärkermessungen wurden die Vorverstärker über Testkapazitäten (C1 mit 1 pF und C2 mit 2.2 pF in Abbildung 5.9) und einen Pulser mit Signalen versorgt, und für jeden Vorverstärker und jede Konfiguration Spektren bestehend aus mehreren tausend Signalen aufgezeichnet. Die Peakpositionen und -breiten wurden anschließend mittels Gauß-Fits bestimmt. Da das Tektronix Oszilloskop maximal ≈ 20 Signale pro Sekunde auslesen kann, und die absolute Pulshöhe für diese Messung nicht entscheidend ist, wurde die in Kapitel 4 vorgestellte Mikrocontrollerplatine verwendet, und eine Signalarate von

¹Die Vorwiderstände sind notwendig, um die Elektroden der Detektoren im tatsächlichen Versuchsaufbau auf die entsprechenden Potentiale zu bringen

1000 Ereignissen pro Sekunde eingestellt. Tabellen 5.2 bis 5.4 enthalten die Peakbreiten σ_1 und σ_2 und -positionen x_1 und x_2 der einzelnen Vorverstärkersignale abhängig von den verwendeten Vorwiderständen.

- **2x PR 304**

RV / M Ω	σ_1 / ch	x_1 / ch	σ_2 / ch	x_2 / ch ¹
10	7.681 ± 0.004	3274	7.585 ± 0.004	1654
100	6.004 ± 0.003	3290	5.617 ± 0.002	1629
∞	5.552 ± 0.002	3296	4.8606 ± 0.0017	1645

Tabelle 5.2: Peakbreiten- und Positionen zweier PR 304

- **2x PR 304 mod**

RV / M Ω	σ_1 / ch	x_1 / ch	σ_2 / ch	x_2 / ch
10	15.739 ± 0.013	3333	16.155 ± 0.012	1654
100	12.067 ± 0.009	3355	11.910 ± 0.008	1652
∞	11.673 ± 0.014	3398	10.791 ± 0.007	1660

Tabelle 5.3: Peakbreiten- und Positionen zweier PR 304 mod

- **2x PZ 304**

RV / M Ω	σ_1 / ch	x_1 / ch	σ_2 / ch	x_2 / ch
10	6.081 ± 0.004	2447	6.332 ± 0.004	1292
100	4.694 ± 0.004	2449	4.771 ± 0.003	1289
∞	4.424 ± 0.003	2457	4.213 ± 0.002	1291

Tabelle 5.4: Peakbreiten- und Positionen zweier PZ 304

Es sei angemerkt, dass die Verstärkungsfaktoren der Hauptverstärker während der PR 304 mod Messungen um die Hälfte reduziert wurden, da die Spektren nur über jeweils 4096 Kanäle verfügen und die modifizierten PR 304 die doppelte Verstärkung der unveränderten PR 304 besitzen. Die Größe der verwendeten Vorwiderstände steht in direktem Zusammenhang mit der Peakbreite und hat einen minimalen Einfluss auf die Peakposition. Um bei Detektormessungen eine möglichst gute Auflösung zu erzielen, sollten die Vorwiderstände daher so groß wie möglich gewählt werden. Um den Spannungsabfall über ihnen so gering wie möglich zu halten, sollte ihr Wert jedoch nur einem Bruchteil des Detektorwiderstands entsprechen.

Anschließend wurden die Vorverstärkersignale mittels Subtrahierer von einander abgezogen (Abbildung 5.10) und die Breite des Ausgangssignals für einige Widerstands- und Vorverstärkerkonfigurationen bestimmt (Tabelle 5.5). Mit den unmodifizierten PR 304, einem CZT CPG¹

¹(Cd,Zn)Te Redlen II Detektor

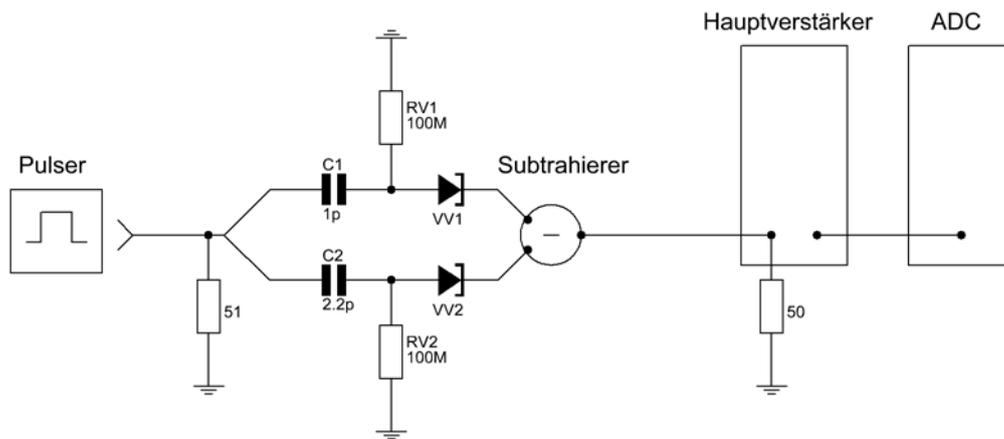


Abb. 5.10: Test der Subtrahiererauflösung: die Vorverstärker VV1 und VV2 erzeugen dank der unterschiedlichen Testkapazitäten C1 und C2 Signale mit unterschiedlicher Amplitude, deren Differenz durch den Subtrahierer gebildet und von einem Hauptverstärker geformt wird.

RV / MΩ	σ		x_0		σ		x_0	
	PR 304	PR 304	PR 304 mod	PR 304 mod	PZ 304	PZ 304	PZ 304	
10	11.341 ± 0.008	1798	22.46 ± 0.02	1723	9.515 ± 0.007	1220		
100	8.850 ± 0.006	1773	17.167 ± 0.017	1780	7.330 ± 0.007	1227		
∞	7.810 ± 0.005	1795	15.350 ± 0.010	1803	6.661 ± 0.006	1234		

Tabelle 5.5: Peakbreiten- und Positionen unterschiedlicher Vorverstärker

und einer 662 keV ^{137}Cs -Quelle wurde eine Eichung des Spektrums durchgeführt und die Energie pro Kanal bestimmt. Über die bekannten Verstärkungsfaktoren der modifizierten PR 304 und PZ 304 konnte die Energie pro Kanal dieser Vorverstärker berechnet werden, ohne neue Spektren aufnehmen zu müssen. Die Umrechnungsfaktoren der einzelnen Vorverstärker sind:

- **PR 304:** $0.236 \frac{\text{keV}}{\text{ch}}$ (aus Eichung)
- **PR 304 mod:** $0.118 \frac{\text{keV}}{\text{ch}}$ (berechnet)
- **PZ 304:** $0.315 \frac{\text{keV}}{\text{ch}}$ (berechnet)

Damit kann die Auflösung der Elektronik zu jeder gegebenen Photonenergie¹ berechnet werden. Um den Einfluss des zur Eichung benötigten Detektors auf die Umrechnungsfaktoren zu eliminieren, wurde bei späteren Messungen (siehe Kapitel 5.3) eine äquivalente Rausladung (Equivalent Noise Charge - ENC) eingeführt. Tabelle 5.6 fasst die Auflösung der einzelnen Vorverstärker und des subtrahierten Signals in Kombination mit dem zur Eichung verwendeten Detektor zusammen. Da bei Detektormessungen typischerweise 100 MΩ Vorwiderstände (RV1

¹In Verbindung mit dem zur Eichung verwendeten Detektor

und RV2 in Abbildung 5.9) eingesetzt werden, wird hier auf die Diskussion anderer Vorwiderstände verzichtet.

Konfiguration	PR 304	PR 304 mod	PZ 304
Einzel	0.50%	0.50%	0.53%
Subtrahiert	0.74%	0.72%	0.82%
Subtrahiert ideal	0.71%	0.71%	0.75%

Tabelle 5.6: Auflösung (FWHM) der Vorverstärker und des subtrahierten Signals bei 662 keV

„Einzel“ bezeichnet dabei die Auflösung¹ eines Vorverstärkers, „Subtrahiert“ die Auflösung des Differenzsignals zweier Vorverstärker, und „Subtrahiert ideal“ berücksichtigt den Einfluss des Subtrahierers, gemäß Gleichung 5.2.

In Kombination mit dem Detektor Redlen II beträgt die Auflösung jedes einzelnen Vorverstärkers 662 keV $\approx 0.5\%$, die Auflösung des subtrahierten Coplanar-Grid Signals liegt bei $\approx 0.76\%$. Mit Gleichung 5.4 kann zudem der Einfluss des Subtrahierers auf die Auflösung bestimmt werden:

$$\sigma_{sub}(100 \text{ M}\Omega, 662 \text{ keV}) = \sqrt{(0.76\%)^2 - 2 \cdot (0.5\%)^2} = 0.27\% \quad (5.5)$$

Betrachtet man die Zusammensetzung der Breite σ_{total} des Ausgangssignals:

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{elektrisch}^2 + \sigma_{Detektor}^2 \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow \sigma_{Detektor} = \sqrt{\sigma_{total}^2 - \sigma_{elektrisch}^2} \quad (5.7)$$

so wird jedoch schnell klar, dass $\sigma_{Detektor}$ und σ_{total} für $\sigma_{total}^2 \gg \sigma_{elektrisch}^2$ nur unmerklich von einander abweichen, d.h. für Detektorauflösungen oberhalb $\approx 2.5\%$ spielt die zusätzliche Verbreiterung durch die Elektronik kaum eine Rolle.

¹FWHM in Prozent = $2 \cdot \sigma \sqrt{2 \cdot \ln(2)} / \text{Peakposition}$

5.3 PD 304

Der Vorverstärker PD 304¹ vereint zwei Vorverstärker des Typs PZ 304 und einen Subtrahierer auf einer einzigen Trägerplatine die in ihren Ausdehnungen nur minimal über der Größe eines einzelnen Vorverstärkers liegt (vgl. Abbildung 5.4 in Kapitel 5.1, links). Die Vorteile eines solch kompakten Aufbaus liegen in sehr kurzen Signalstrecken² und einer gleichmäßigen Erwärmung aller beteiligten Komponenten, wodurch temperaturbedingtes Auseinanderdriften der individuellen Vorverstärker minimiert wird.

Der Subtrahierer des PD 304 ist mit einem linearen 0 – 5 k Ω Potentiometer (bezeichnet mit \uparrow R33) ausgestattet (siehe Abbildung 5.11), welches den relativen Verstärkungsfaktor g zwischen den Vorverstärkern kontrolliert. Dadurch können die Vorverstärker aufeinander abgestimmt, d.h. die Verstärkungsfaktoren angeglichen werden.

In Abbildung 5.11 sind die Vorder- und Rückseite eines PD304 abgebildet. Auf der Vorderseite sind die zur Signalverstärkung notwendigen Feldeffekt- und Bipolartransistoren, sowie die Operationsverstärker des Subtrahierers untergebracht, die Rückseite enthält etliche Kondensatoren zur Glättung der Versorgungsspannungen, sowie das Potentiometer \uparrow R33 (weiß) zur Einstellung des relativen Verstärkungsfaktors. Der Verstärkungsfaktor des primären Vorverstärkers wurde, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, bestimmt zu:

$$P^{prim} = (1.43 \pm 0.01) \frac{V}{pC} \quad (5.8)$$

Da der sekundäre Vorverstärker keinen Ausgang besitzt, musste sein Verstärkungsfaktor über den Subtrahiererausgang bestimmt werden³. Um eine Verfälschung durch den relativen Verstärkungsfaktor auszuschließen, wurde \uparrow R33 = 2463 Ω eingestellt, wodurch $g = 1$ gesetzt wurde. Anschließend wurde der Verstärkungsfaktor des sekundären Vorverstärkers bestimmt:

$$P^{sek} = (1.46 \pm 0.02) \frac{V}{pC} \quad (5.9)$$

Die um $\approx 2\%$ unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren P^{prim} und P^{sek} werden durch Bauteilunterschiede der individuellen Vorverstärker verursacht⁴, den größten Einfluss auf die individuellen Vorverstärkerschaltungen besitzen hierbei die jeweiligen Rückkoppelkondensatoren, deren Kapazität bei (0.5 ± 0.02) pF liegt, und 4% Abweichung zulässt. Über das Potentiometer

¹Entwickelt von Andreas Zwerger, Universität Freiburg

²Der Abstand zwischen den Vorverstärkern und dem Subtrahier beträgt nur noch einige Millimeter im Vergleich zu ca. 10 cm bei Verwendung des in Kapitel 5.2 vorgestellten Subtrahierers

³Der Verstärkungsfaktor des primären Vorverstärkers wurde ebenfalls über den Subtrahiererausgang bestimmt, hier spielte der rel. Verstärkungsfaktor g jedoch keine Rolle

⁴Die für das Einstellen des relativen Verstärkungsfaktors zuständigen Widerstände besitzen eine Abweichung von $< 0.1\%$, ihr Einfluss auf den Verstärkungsfaktor kann daher ausgeschlossen werden.

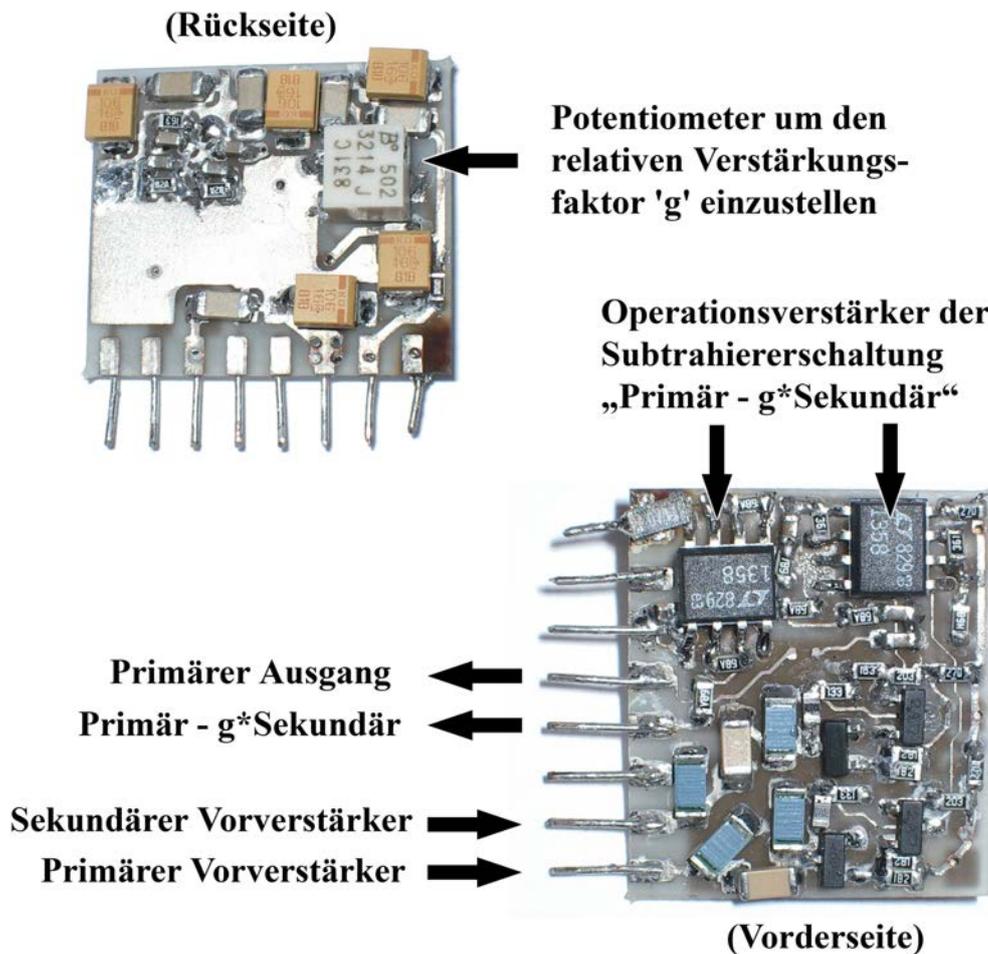


Abb. 5.11: Potentiometer $\uparrow R33$ (oben) und Ein-/Ausgänge des PD 304 (unten)

$\uparrow R33$ kann P^{sek} jedoch auf den Wert von P^{prim} eingestellt werden, $\uparrow R33$ muss dazu lediglich auf den Wert 2911Ω eingestellt werden.

Um die Auflösung der einzelnen Vorverstärker zu bestimmen, wurde eine Testkapazität mit $C = 1 \text{ pF}$ verwendet, die über ein Rechtecksignal der Amplitude $U = 102.5 \text{ mV}$ aufgeladen wurde, was einer Ladung $Q = 102.5 \text{ fC}$ entsprach. Für jeden Vorverstärker wurde ein Spektrum aufgenommen, und die Peakposition und -breite über einen Gauß-Fit bestimmt. Hierbei ist zu beachten, dass immer das Differenzsignal beider Vorverstärker betrachtet und der Eingang des jeweils nicht verwendeten Vorverstärkers offen gelassen wurde. Die individuellen Peakbreiten σ_{ind} enthalten damit zusätzlich eine Verbreiterung durch die Tatsache, dass immer zwei fehlerbehaftete Größen voneinander abgezogen werden:

$$\sigma_{ind}^2 = \sigma_{prim}^2 + \sigma_{sek}^2 + \sigma_{sub}^2 \quad (5.10)$$

Da das Signal des sekundären Vorverstärkers vor der Subtraktion noch invertiert werden muss¹, wird für diesen Vorverstärker eine minimal schlechtere Auflösung erwartet. Um gleichzeitig eine Eichung des Spektrums durchführen zu können wurde bei unterschiedlichen Pulseramplituden gemessen, die über einen Abschwächer eingestellt wurden (Tabelle 5.7). Die Peakpositio-

Pulser / mV	x_{prim} / ch	$\sigma_{prim} / \text{ch}$	x_{sek} / ch	σ_{sek} / ch	x_{diff} / ch	$\sigma_{diff} / \text{ch}$
102.5	3602.5	2.74 ± 0.03	3705.3	2.77 ± 0.03	3415.5	2.86 ± 0.05
51.25	1826.8	2.68 ± 0.04	1865.6	2.86 ± 0.04	1728.7	2.79 ± 0.04
25.63	910.0	2.63 ± 0.03	928.8	2.87 ± 0.03	862.8	2.80 ± 0.05
12.81	453.1	2.74 ± 0.04	462.9	2.84 ± 0.05	428.9	2.82 ± 0.04

Tabelle 5.7: Peakpositionen und -breiten des primären, sekundären und subtrahierten Signals

nen der einzelnen Vorverstärkerkanäle sind mit x_{prim} und x_{sek} bezeichnet, σ_{prim} und σ_{sek} sind die entsprechenden Peakbreiten. Um x_{diff} und σ_{diff} zu messen, wurden, wie in Kapitel 5.2, unterschiedliche Testkapazitäten verwendet². Mittels der aus den Eichungen bekannten Umrechnungsfaktoren (Ladung pro Kanal, Achsenabschnitt) und den mittleren Peakbreiten kann die äquivalente Rauschladung (Equivalent Noise Charge - ENC) der einzelnen Vorverstärker und des subtrahierten Signals berechnet werden. Über die äquivalente Rauschladung (ENC) kann anschließend die Auflösung der Elektronik für beliebige Photonenergien und Detektoren berechnet werden:

$$\text{FWHM} = \frac{\sigma_{ENC}}{q_0} = \frac{\sigma_{ENC}}{\frac{E_\gamma}{E_{Paar}} \cdot q_{elem} \cdot \eta} \quad (5.11)$$

Dabei beschreibt $\frac{E_\gamma}{E_{Paar}} \cdot q_{elem}$ die im Detektor erzeugte Ladungsmenge, und η berücksichtigt die Detektoreffizienz. Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 5.8 zusammengefasst, ebenso eine Berechnung der Vorverstärkerauflösung³ (FWHM) für einen CdTe Detektor mit $\eta = 100\%$ bei 662 keV.

Signal	σ / ch	σ_{ENC} / fC	FWHM
primär	2.70	0.0764	0.75%
sekundär	2.84	0.0787	0.77%
Differenz	2.82	0.10	0.98%

Tabelle 5.8: Äquivalente Rauschladung und Auflösung des PD 304 bei 662 keV

¹Die Subtraktion ist über eine Addition realisiert, bei der eines der Eingangssignale invertiert wird

²Testkapazität des primären Vorverstärkers 2.2 pF, des sekundären 1 pF

³Auflösung des 662 keV Photopeaks in CdTe, $q_0(662 \text{ keV}) = 24.1 \text{ fC}$

Angenommen, die Subtrahiererschaltung verursacht eine konstante Verbreiterung σ_{sub} der Vorverstärkersignale, so können die jeweiligen Breiten als

$$\sigma_{prim,gemessen}^2 = \sigma_{prim,real}^2 + \sigma_{sub}^2 \quad (5.12)$$

$$\sigma_{sek,gemessen}^2 = \sigma_{sek,real}^2 + \sigma_{sub}^2 \quad (5.13)$$

$$\sigma_{diff,gemessen}^2 = \sigma_{prim,real}^2 + \sigma_{sek,real}^2 + \sigma_{sub}^2 \quad (5.14)$$

geschrieben werden. Einsetzen der gemessenen Größen und Auflösen nach σ_{sub} liefert:

$$\sigma_{sub} = 0.045 \text{ fC}$$

Damit können die tatsächlichen Vorverstärkerbreiten- und Auflösungen ($\sigma_{prim,real}$ und $\sigma_{sek,real}$) bei 662 keV und 100% Effizienz berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.9 dargestellt.

	Breite / fC	FWHM
$\sigma_{prim,real}$	0.062	0.61%
$\sigma_{sek,real}$	0.065	0.64%
σ_{sub}	0.045	0.44%

Tabelle 5.9: Äquivalente Rauschladung und Auflösung des PD 304 (korrigiert)

Verglichen mit den ebenfalls selbstentwickelten¹ PZ 304 fallen die Verstärkungsfaktoren des PD 304 etwas geringer aus ($1.43 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ gegenüber $1.51 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$), auch die Auflösungen der einzelnen Signale sowie des Differenzsignals sind etwas schlechter, zudem ist der Einfluss des PD 304 Subtrahierers wesentlich größer als der Einfluss des externen Subtrahierers (0.44% FWHM gegenüber 0.27% FWHM bei 662 keV). Die relativ starke Signalverbreiterung durch den PD 304 Subtrahierer ist wahrscheinlich in der Erwärmung des Subtraktionsschaltkreises begründet, der bei zukünftigen Versionen jedoch durch eine Absenkung der Versorgungsspannung entgegengewirkt werden soll.

¹Andreas Zwerger, Universität Freiburg

5.4 NIM-Einschübe

Neben den Vorverstärkern sind auch Hauptverstärker und Analog-Digital-Konverter an der Signalverarbeitung beteiligt, deren Konstanz und Linearität eine genauso große Rolle spielt. Daher musste eine relativ große Auswahl an NIM-Einschüben auf ihre einwandfreie Funktion überprüft werden. Die Geräte wurden dabei mit Pulssignalen¹ versorgt und auf eventuelle Temperaturdrifts oder nicht-Linearitäten untersucht. Es wurden zwei Verstärker des Typs ORTEC 472A und drei des Typs ORTEC 450 Research Amplifier überprüft, von denen alle Geräte Wackelkontakte an den Grob- und Feinverstärkungseinstellungen, und teilweise Schwankungen und sprunghafte Änderungen der Verstärkungsfaktoren aufwiesen. Die Geräte wurden der Elektronik-Werkstatt des Physikalischen Instituts zur Reparatur überlassen, bei der defekte Potentiometer ausgetauscht und Schleifkontakte gereinigt wurden. Nach der Reparatur wurden die Verstärker erneut überprüft und bis auf einen ORTEC 450 als funktionstüchtig erachtet. Desweiteren wurden je drei ADCs des Typs FAST ComTec 7070 und des Typs Silena 7411 überprüft, wobei hier einer der 7070 entweder bei der Digitalisierung oder am Signalausgang ein defektes Bit besaß, und bestimmte Pulshöhen falsch darstellte, was sich in benachbarten nicht- und doppeltzählenden Kanälen im Spektrum äußerte. In [Abbildung 5.12](#) ist der zeitliche Verlauf einer Pulsermessung mit der in [Abbildung 9.14](#) dargestellten Konfiguration zu erkennen. Mit dem Pulser wurden 1.9 V große Signale mit 1.5 μ s Anstiegs- und 20 μ s Abklingzeit erzeugt, die einerseits direkt von zwei ADCs digitalisiert, und andererseits mit einem ORTEC 450 Verstärker geformt und anschließend von einem weiteren ADC digitalisiert wurden. Vor dem Verstärker wurde das Pulssignal um einen Faktor 200 abgeschwächt und durch den Verstärker wieder um annähernd den gleichen Faktor verstärkt.

ADC7070 I ([Abbildung 5.12](#), roter Graph) zeigte nahezu keine Temperaturabhängigkeit oder Verschiebungen und die Pulssignale waren auf einen bis maximal zwei benachbarte Kanäle verteilt. Der Verlauf der ADC7411-Peakposition (blau) repräsentiert dagegen den Temperaturverlauf bereits recht gut (vgl. die Position der Minima und Maxima der Temperatur und Peakposition), die Schwankung um ± 0.5 Kanäle stellt jedoch in der Praxis kein Problem dar, da Detektor- und Vorverstärkerbreiten um ein Vielfaches größer sind. Der Hauptverstärker ORTEC 450 (grün) zeigt neben diversen sprunghaften Änderungen ebenfalls eine gewisse Temperaturabhängigkeit, jedoch sind auch diese Schwankungen um ± 0.8 Kanäle noch weit unterhalb der üblichen Detektor- und Vorverstärkerauflösungen. Das Abschwächen und anschließende Verstärken des Pulssignals führte zu keiner nennenswerten Verbreiterung bzw. Verschlechterung der Auflösung, d.h. die Einflüsse der Verstärker und ADCs auf die Breite des Detektorsignals können im Allgemeinen vernachlässigt werden. Die Schwankungen und Temperatur-

¹Die Konstanz des Pulsers wurde mit Oszilloskop-Messungen verifiziert

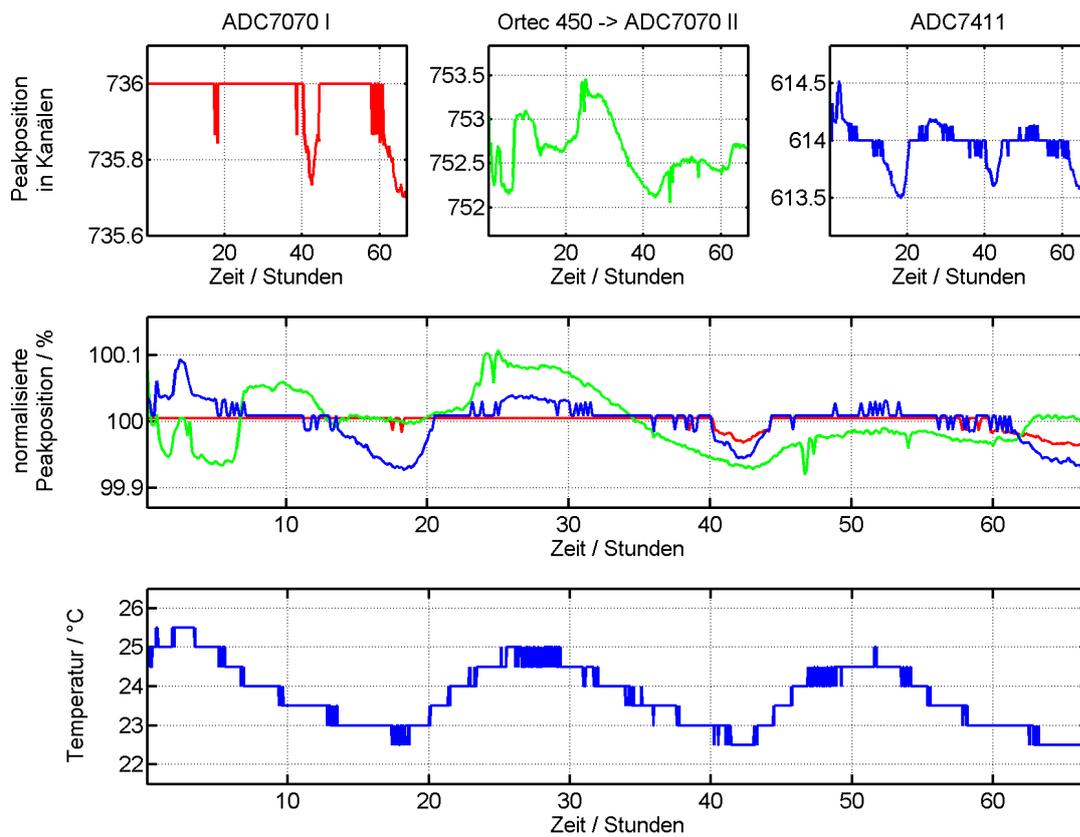


Abb. 5.12: Dargestellt sind die zeitlichen Änderungen der Ausgangsamplituden zweier Analog-Digital-Konverter (oben links und rechts), sowie die Änderungen der Ausgangsamplitude eines Hauptverstärkers (oben mitte). Im mittleren Graph sind relative Änderungen der Ausgangsamplituden gegenüber der Zeit dargestellt, darunter ist der Temperaturverlauf während der Messung abgebildet. Die Messdauer betrug drei Tage.

abhängigkeiten der restlichen Verstärker und ADCs sind mit den in Abbildung 5.12 gezeigten Verläufen vergleichbar.

6 Messung mit planaren CdTe-Detektoren

Bei den zur Verfügung stehenden Detektoren handelt es sich um 1 mm dicke, quadratische Cadmiumtellurid-Stücke mit Kantenlänge 7 mm. Als Ausgangsmaterial wurden Acrorad-Wafer verwendet, die im FMF¹ gesägt, poliert und mit Platinkontakten versehen wurden. Aufgrund der Kontaktgeometrie entsteht für den Detektorbetrieb eine Vorzugsrichtung, idealerweise sollte die unstrukturierte Rückseite gegenüber der aus einem Kontakt und einem Guard-Ring (kurz „Guard“) bestehenden Vorderseite auf negativem Potential gehalten werden.

6.1 Erste Detektorgeneration (R23)

Die erste Generation CdTe-Detektoren besitzt einen quadratischen, ca. $4.3 \times 4.3 \text{ mm}^2$ großen Vorderseitenkontakt (Fläche 18.55 mm^2), umgeben von einem ca. 1 mm breiten, nicht kontaktierten Bereich und einem 1 mm breiten Guard-Ring. Die Schichtdicke beträgt 1 mm, die Rückseite ist vollständig metallisiert. Zu Testzwecken wurden zusätzlich einige Detektoren ohne Guard-Ring gefertigt, sie verfügen über einen vergrößerten Vorderseitenkontakt mit vergrößerter Fläche. Anhand dieser Detektoren wird die Effektivität des Guard-Ringes untersucht, der den Vorderseitenkontakt vor Oberflächenströmen schützen soll.

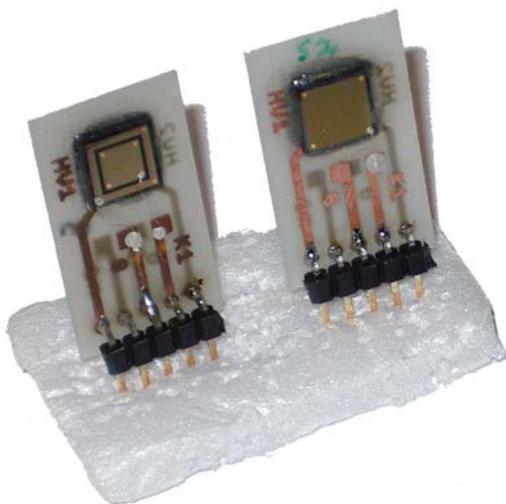


Abb. 6.1: Detektoren der ersten Generation (R23), links mit Guard-Ring, rechts ohne



Abb. 6.2: Schematische Darstellung der Vorderseite eines CdTe-Detektors

Vorderseitenkontakt, Guard-Ring und Zwischenbereich sind von einer Passivierung bedeckt, an den jeweiligen Eckpunkten ist eine elektrische Kontaktierung möglich (siehe Abbildungen 6.1

¹Freiburger Materialforschungszentrum, Dr. Alex Fauler

und 6.2). Die Detektoren wurden paarweise, Rückseite-zu-Rückseite, auf 0.5 mm starke Platinen aufgeklebt¹ (Abbildung 6.3).

Um die Integration mit der bestehenden Vorverstärkerelektronik zu ermöglichen, wurde ein fünfpoliger Stecker verwendet. Der Guard-Ring beider Detektoren wurden daher auf einen Kontakt zusammengelegt, die restlichen Kontakte (Vorder- und Rückseitenelektroden) individuell von den Detektoren zur Vorverstärkerelektronik geführt.

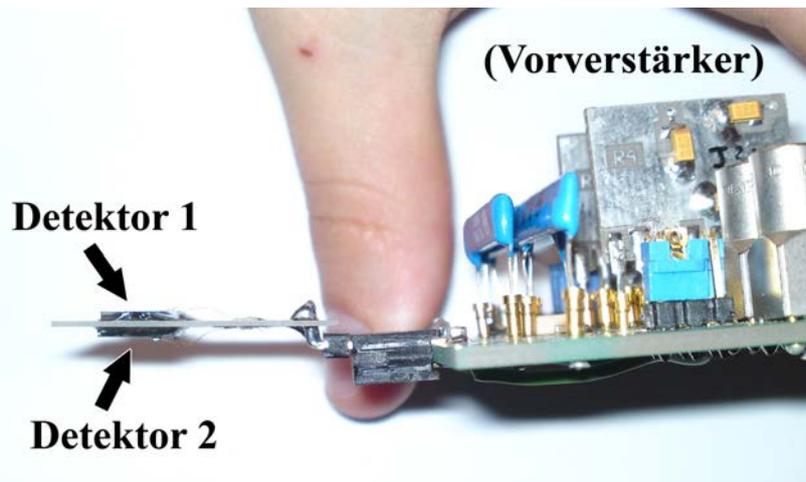


Abb. 6.3: Seitenansicht zweier hintereinandergeschalteter Detektoren. Links sind zwei planare Detektoren zu erkennen, die Rückseite-zu-Rückseite auf einer 0.5 mm starken Platine befestigt wurden. Rechts ist ein Teil der Ausleseelektronik sichtbar.

Zur Befestigung der Detektoren wurde seitlich Zwei-Komponenten-Epoxidklebstoff aufgetragen, der Rückseitenkontakt zwischen Platine und Detektor wurde mit einem Leitsilbertropfen hergestellt. Vorderseite und Guard-Ring wurden mit Golddrähten und Leitsilber kontaktiert. Insgesamt wurden sechs Detektoren paarweise auf drei Platinen befestigt und kontaktiert. Die Detektorpaare wurden mit Stapel 1 bis Stapel 3 bezeichnet, die jeweiligen Detektoren erhielten die Nummern I bzw. II. Stapel 2 besaß zwei Detektoren ohne Guard-Ring, Stapel 1 und 3 dagegen Detektoren mit Guard-Ring.

6.1.1 Kennlinien

Der erste Schritt bei der Charakterisierung neuer Detektoren ist immer die Messung des Leckstroms in Abhängigkeit der Spannung. Zusätzlich kann noch der Einfluss des Guard-Ringes auf den Leckstrom untersucht werden. Der Messaufbau und das Ergebnis einer solchen Messung sind in den Abbildungen 6.4 und 6.5 dargestellt.

¹Um so wenig koinzidente Signale wie möglich zu verlieren, wurde ein großer Bereich der Platinen zwischen den Detektoren freigestellt.

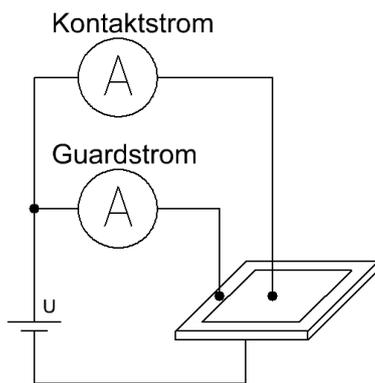


Abb. 6.4: Messaufbau der Kennlinienmessungen

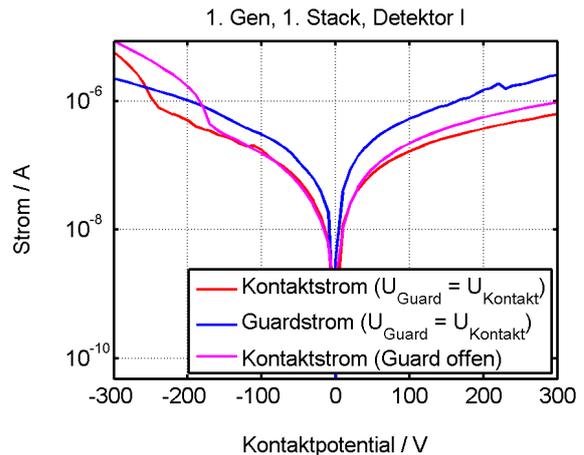


Abb. 6.5: Ergebnis einer Kennlinienmessung an Detektor I von Stapel 1

Für die Messungen wurden zwei Keithley 6487 Picoamperemeter verwendet, die über interne Spannungsquellen verfügen und für die Messung von Stromstärken bis in den Picoampere-Bereich ausgelegt sind. Da die Potentiale der einzelnen Spannungsquellen gegeneinander kleine Verschiebungen besitzen, wurde lediglich die Spannungsquelle von einem der Geräte verwendet und nach Abbildung 6.4 geteilt. Die Spannungen wurden jeweils von 0 V ausgehend eingestellt¹, zu jeder Spannung wurden typischerweise 20 bis 30 Messwerte pro Gerät aufgezeichnet. Die Kommunikation zwischen den Picoamperemeter und dem Computer erfolgte über die GPIB²-Schnittstelle, zur Ansteuerung wurde ein kompaktes Matlab-Skript geschrieben. Die Messungen wurden mit allen kontaktierten Detektoren durchgeführt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 6.6 zusammengefasst.

Auf die Darstellung von Fehlerbalken wurde zu Gunsten der Übersichtlichkeit verzichtet, generell betragen die Schwankungen etwa 3% der Messwerte. In Sperrrichtung ($U > 0$) zeigen alle Detektoren das gleiche Verhalten, bei 200 V liegen die Leckströme zwischen 300 nA und 1 μ A. In Durchlassrichtung ($U < 0$) ist bei manchen Detektoren eine plötzliche Zunahme der Stromstärke zu beobachten. Die Detektoren des zweiten Stapels besitzen anstelle des Guard-Ringes vergrößerte Vorderseitenkontakte, dementsprechend sind dort die Stromstärken um einen Faktor zwei bis drei größer. Bei den restlichen Detektoren wurde der Guard-Ring während der Messung immer auf Kontaktpotential gehalten.

Aus den bekannten Abmessungen der Proben kann der spezifische Widerstand berechnet werden, er beträgt zwischen $3.7 \cdot 10^8$ und $1.2 \cdot 10^9 \Omega\text{cm}$ und liegt damit ein bis zwei Größenordnungen unter dem für CdTe üblichen Wert von $\rho \approx 10^{10} \Omega\text{cm}$. TDCM³ Messungen⁴ vor dem Sägen

¹1. Messung: 0 bis 300 V, Rückkehr auf 0, 2. Messung 0 bis -300 V

²General Purpose Interface Bus, IEEE 488

³Time Dependend Charge Measurement, kontaktlose Bestimmung des spezifischen Widerstands

⁴A. Fauler, A. Zwerger, Freiburger Materialforschungszentrum bzw. Universität Freiburg

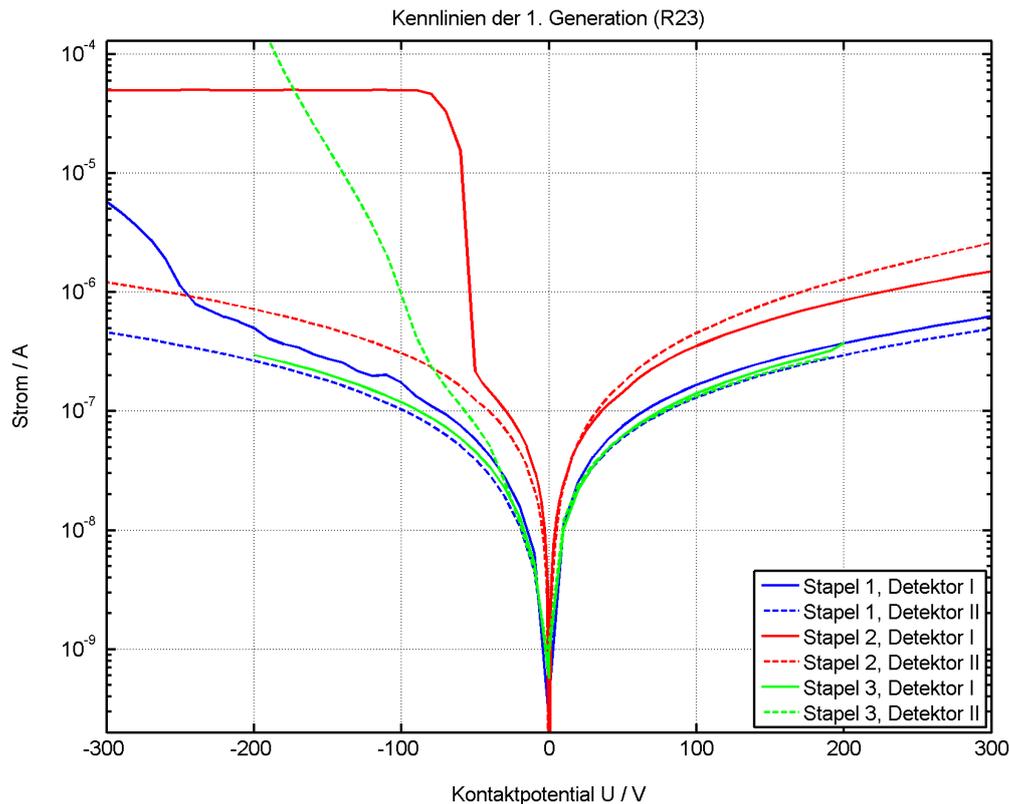


Abb. 6.6: Ergebnis der Kennlinienmessungen der ersten Generation CdTe-Detektoren. Aufgetragen ist die gemessene Kontaktstromstärke, d.h. die Stromstärke zwischen Vorder- und Rückseitenkontakt, gegenüber der eingestellten Spannung. In Sperrrichtung ($U > 0$) ist das Verhalten aller Detektoren identisch, die Stromstärke nimmt näherungsweise linear mit der Spannung zu. In Durchlassrichtung ($U < 0$) zeigen einige Detektoren Durchbrüche und als Folge davon eine sprunghafte Zunahme der Stromstärke (vgl. durchgezogener roter und gestrichelter grüner Graph). Während der Messung des zweiten Stapels (Detektoren ohne Guard-Ring) wurde der Strom auf $50 \mu\text{A}$ begrenzt.

der zur Herstellung der Detektoren verwendeten Wafer ergaben Werte im Bereich $5 \cdot 10^9 \Omega\text{cm}$, die leicht oberhalb der hier bestimmten Werte liegen. Möglicherweise führen Ströme über den Rand des Vorderseitenkontakts zu einer scheinbaren Reduktion des spez. Widerstands: Da sich an den Rändern des Kontakts Feldspitzen ausbilden können (vgl. Abbildung 6.7), wird dort ein verhältnismäßig großer Strom fließen, dessen Flächenstromdichte groß ist gegenüber der Stromdichte des Kontakts. Die Anteile des Kontaktstroms, d.h. der Strom über den Rand des Kontakts, entlang der Feldspitzen (roter Pfeil in Abbildung 6.7) als auch der Strom zwischen der Gesamtfläche des Kontakts und der Rückseite (schwarze Pfeile in Abbildung 6.7) sind nicht getrennt messbar und tragen gleichermaßen zur Berechnung des spez. Widerstands $\rho \propto \text{Fläche} / I_{\text{total}}$ bei. Vergrößert man den Rand des Kontakts, beispielsweise indem man statt eines großen Kontakts viele kleine Pixel aufbringt, so bleiben die Kontaktfläche und der Strom zwischen Kontakt und Rückseite nahezu identisch während der Strom über den stark vergrößerten Rand entsprechend

zunimmt. Dieser Effekt ist bei MediPix-Auslesechips zu beobachten, die mit identischem Detektormaterial bestückt sind. Da ein Kontakt des Detektormaterials pixeliert ist¹, verschlechtert sich das Verhältnis von Kontaktfläche zu Kontaktrand, und der gemessene spezifische Widerstand sinkt infolge dessen um über eine Größenordnung² auf $10^8 \Omega\text{cm}$. Dabei handelt es sich wahrscheinlich nicht um eine Verschlechterung des Materials infolge der Prozessierung³, sondern um den Einfluss der hier besprochenen Kontaktgeometrie. Untersuchungen zum Einfluss der Prozessierung und der Kontaktränder stehen noch aus.

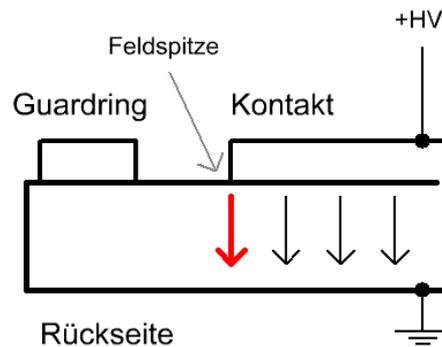


Abb. 6.7: Seitenansicht eines Detektors. An den Rändern des Kontakts kann es zur Ausbildung von Feldspitzen kommen, die mehr Ladungsträger injizieren und zu einer Vergrößerung der Stromstärke und scheinbaren Reduktion des spezifischen Widerstands führen.

6.1.2 Beweglichkeiten und Lebensdauern - Theorie

Die Bestimmung der Beweglichkeit und Lebensdauer von Elektronen und Löchern ist in [Dam07, Seite 56 ff] ausführlich beschrieben, deshalb werden die einzelnen Schritte der Auswertung hier nur kurz zusammengefasst: Strahlt man mit α -Teilchen auf einen Detektor ein, so dringt die Strahlung nur wenige μm tief ins Material ein und erzeugt Elektron-Loch-Paare (siehe Kapitel 2.1). Erfolgt die Einstrahlung über eine der Elektroden, so wird bei angelegter Spannung eine Ladungsträgersorte sofort abgeführt während die andere Sorte Ladungsträger durch den Detektor zur entgegengesetzten Elektrode driftet. Die auf den Elektroden induzierte Ladung Q_{ind} hängt damit nur noch von der Beweglichkeit und Lebensdauer der Ladungsträger ab, die näherungsweise die ganze Detektordicke D überwinden müssen. Gleichung 3.35 aus Kapitel 3.2 wird dadurch vereinfacht:

$$Q_{ind} = \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu\tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{D^2}{|U| \cdot \mu\tau}}\right) \quad (6.1)$$

¹Im Falle des MediPix II 65536 Pixel

²Dr. Alex Fauler, Freiburger Materialforschungszentrum

³Zur Metallisierung der Kontakte sind mehrere Prozessschritte mit hohen Temperaturen notwendig

Das Vorzeichen der induzierten Ladung hängt dabei von der betrachteten Elektrode und Ladungsträgersorte ab.

Desweiteren kann man die zeitliche Entwicklung $Q_{ind}(t) = \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$ und deren Ableitung $dQ_{ind}(t)/dt$ betrachten:

$$\frac{dQ_{ind}(t)}{dt} = \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \tau \cdot \left(\frac{1}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (6.2)$$

$$= \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.3)$$

Entwickelt man $dQ_{ind}(t)/dt$ um $t = 0$:

$$\left. \frac{dQ_{ind}(t)}{dt} \right|_{t=0} = \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu + \sigma(O, O^2, O^3, \dots) \quad (6.4)$$

und betrachtet nur den Term nullter Ordnung, so erhält man einen Zusammenhang zwischen der Steigung α

$$\alpha = \left. \frac{dQ_{ind}(t)}{dt} \right|_{t=0} = \pm \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \quad (6.5)$$

der induzierten Ladung und der Beweglichkeit μ der betrachteten Ladungsträgersorte. Da die induzierte Ladung nicht direkt messbar ist, wird sie mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt und anschließend mit einem Oszilloskop digitalisiert. Über den Verstärkungsfaktor P_{VV} des Vorverstärkers wird der Zusammenhang zwischen dem Ladungs- und Spannungssignal hergestellt:

$$U_{ind} = \pm P_{VV} \cdot \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{D^2}{|U| \cdot \mu \tau}}\right) \quad (6.6)$$

$$\left. \frac{dU_{ind}(t)}{dt} \right|_{t=0} = \beta = \pm P_{VV} \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu \quad (6.7)$$

Bei sehr schnell ansteigenden Signalen¹ muss zusätzlich die Antwortfunktion des Vorverstärkers² berücksichtigt werden, da das am Oszilloskop gemessene Signal eine Faltung aus dem eigentlichen Detektorsignal und dieser Antwortfunktion darstellt [Dam07, Seite 50 ff]. Für die Messungen wurde auf einen bereits charakterisierten Vorverstärker des Typs PR 304 zurückgegriffen, dessen Zeitkonstante in [Gre06, Dam07] mit $\tau_{VV} = 18$ ns angegeben wird. Bei der Entfaltung der gemessenen Signale wird die Tatsache ausgenutzt, dass eine Faltung in der Zeit-

¹Anstiegszeiten unterhalb 30 ns

²Näherungsweise eine Kondensatoraufladung: $U(t) = U_{max} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{VV}}}\right)$.

domäne einer Multiplikation in der Frequenzdomäne entspricht:

$$C = A * B \quad (6.8)$$

$$C(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi)B(t - \xi)d\xi \quad (6.9)$$

$$\tilde{C}(\omega) = \tilde{A}(\omega) \cdot \tilde{B}(\omega) \quad (6.10)$$

Ist $C(t)$ das gemessene Signal und $B(t)$ die Antwortfunktion des Vorverstärkers, so erhält man das gesuchte Detektorsignal $A(t)$ mittels:

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{\tilde{C}(\omega)}{\tilde{B}(\omega)} \quad (6.11)$$

$$A(t) = IFT \left(\tilde{C}(\omega) / \tilde{B}(\omega) \right) \quad (6.12)$$

Wobei IFT die inverse Fourier-Transformation darstellt.

Das gemessene Signal und die Antwortfunktion müssen also fourier-transformiert, dividiert und rücktransformiert werden, um das tatsächliche Detektorsignal zu erhalten. Da jedes Signal auf diese Art entfaltet werden muss, empfiehlt es sich, auf die schnelle Fouriertransformation (FFT - Fast Fourier Transformation) zurückzugreifen, die bei diskreten Transformationen gegenüber der klassischen Fouriertransformation einen erheblichen Geschwindigkeitsvorteil besitzt [Smith]. Vor der Entfaltung wird auf jedes Signal noch ein Tiefpassfilter angewendet um hochfrequentes Rauschen sowohl im ursprünglichen als auch im entfaltenen Signal zu unterdrücken [Dam07]. Das Frequenzspektrum des gefilterten Signals muss jedoch noch sämtliche für den schnellen Anstieg benötigten Anteile enthalten, d.h. die Abschneidefrequenz kann nicht beliebig niedrig gewählt werden. In Abbildung 6.8 sind das ursprüngliche Elektronensignal (blau) sowie das gefilterte (grün) und das entfaltetete Signal (hellblau) dargestellt.

Um die Steigung β zu bestimmen, wird vom Ursprung des Signals bis zu einem Bruchteil $0 < B \leq 1$ der Signalamplitude ein linearer Fit durchgeführt (roter Graph in Abbildung 6.8). Die dadurch bestimmte Steigung hängt unter Umständen stark vom Parameter B ab. Deshalb wird die Steigung jedes Signals mit unterschiedlichen Parametern $0.3 \leq B \leq 0.8$ bestimmt und in verschiedene Spektren einsortiert. Anschließend wird in Abhängigkeit von B die maximale Steigung bestimmt (Abbildung 6.9, links).

Neben der Signalsteigung wird noch die Amplitude jedes Signals bestimmt¹ und in ein Amplitudenspektrum einsortiert, dort die Peakposition ermittelt und gegen die Detektorspannung aufgetragen (Abbildung 6.9, rechts). Die Anpassung der Hecht-Relation (Gleichung 6.1) liefert das $\mu \cdot \tau$ -Produkt und den Wert $U_0 = P_{VV} \cdot q_0$ für den Grenzfall $U \rightarrow \infty$.

¹Zur Amplitudenbestimmung siehe Anhang 9.1

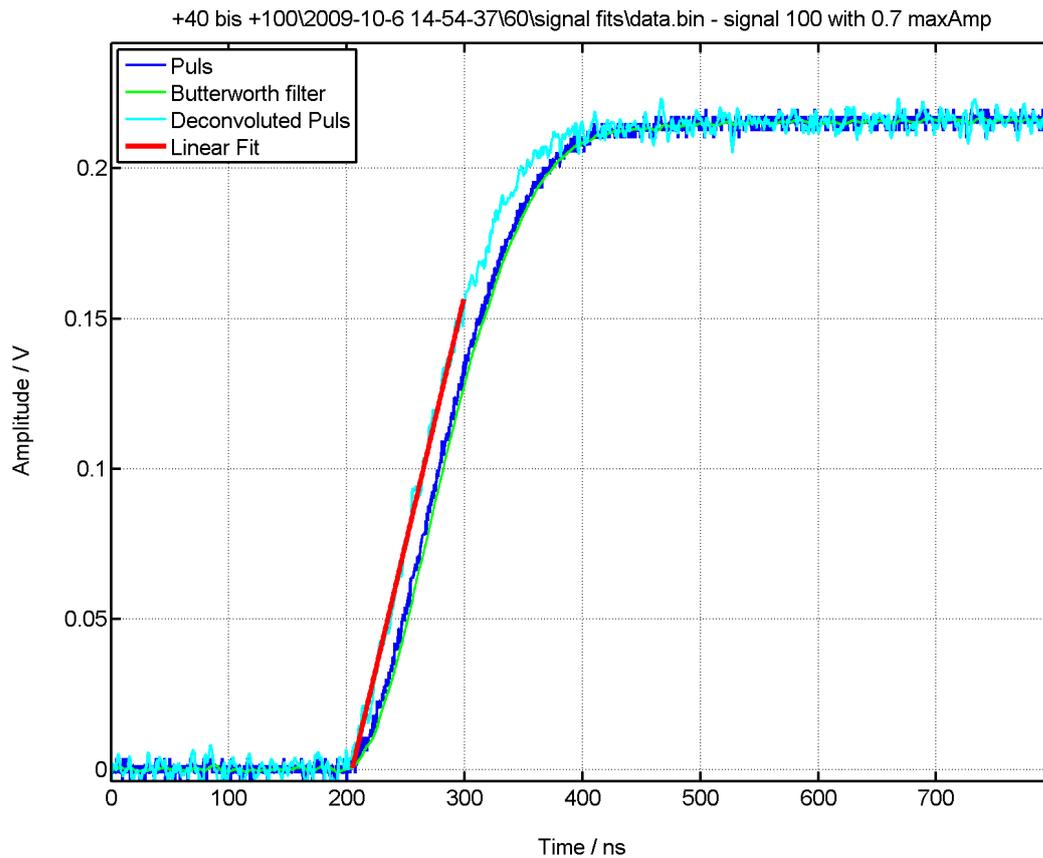


Abb. 6.8: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf eines Detektorsignals eines 1 mm dicken Detektors. Im Hintergrund ist das ursprünglich mit dem Oszilloskop gemessene Signal abgebildet (dunkelblau). Der Tiefpassfilter (Butterworth, grün) entfernt einen Großteil des Rauschens, die Steigung des Signals bleibt jedoch erhalten. Das entfaltete Signal (hellblau) weicht deutlich vom aufgezeichneten Signal ab. Um die Steigung des entfaltenen Signals zu bestimmen, wird ein linearer Fit vom Ursprung des Anstiegs bis zu einem Bruchteil der Signalamplitude durchgeführt (rot).

Trägt man die Steigungen $\beta(U) = P_{VV} \cdot \frac{q_0}{D^2} \cdot |U| \cdot \mu$ gegen die Detektorspannung U auf, so stellt die Beweglichkeit μ (genauer: $\mu \cdot P_{VV} \cdot q_0 = \mu \cdot U_0$) einen Proportionalitätsfaktor dar und kann über einen linearen Fit ermittelt werden. Mit dem aus der Hecht-Relation erhaltenen $\mu \cdot \tau$ -Produkt und der aus den Signalsteigungen erhaltenen Beweglichkeit μ kann nun noch die Lebensdauer $\tau = \frac{\mu \cdot \tau}{\mu_{Steig}}$ berechnet werden. Eine Übersicht sämtlicher Schritte ist in Abbildung 6.9 dargestellt, als Vorlage für die überarbeitete Auswertung diente ein in [Dam07] entwickeltes Matlab-Skript. Zusätzlich zur vollständig automatisierten Auswertung¹ wurde die Oszilloskop-Auslesegeschwindigkeit von ≈ 3 auf ≈ 20 Signale pro Sekunde gesteigert und eine Hochspannungsversorgung für den Detektor angesteuert, um das Aufnehmen kompletter Messreihen, z.B. über ein Wochenende, zu ermöglichen.

¹Sämtliche Fits, Bestimmung der Peakpositionen und Berechnung aller relevanten Größen werden selbstständig von Programm durchgeführt

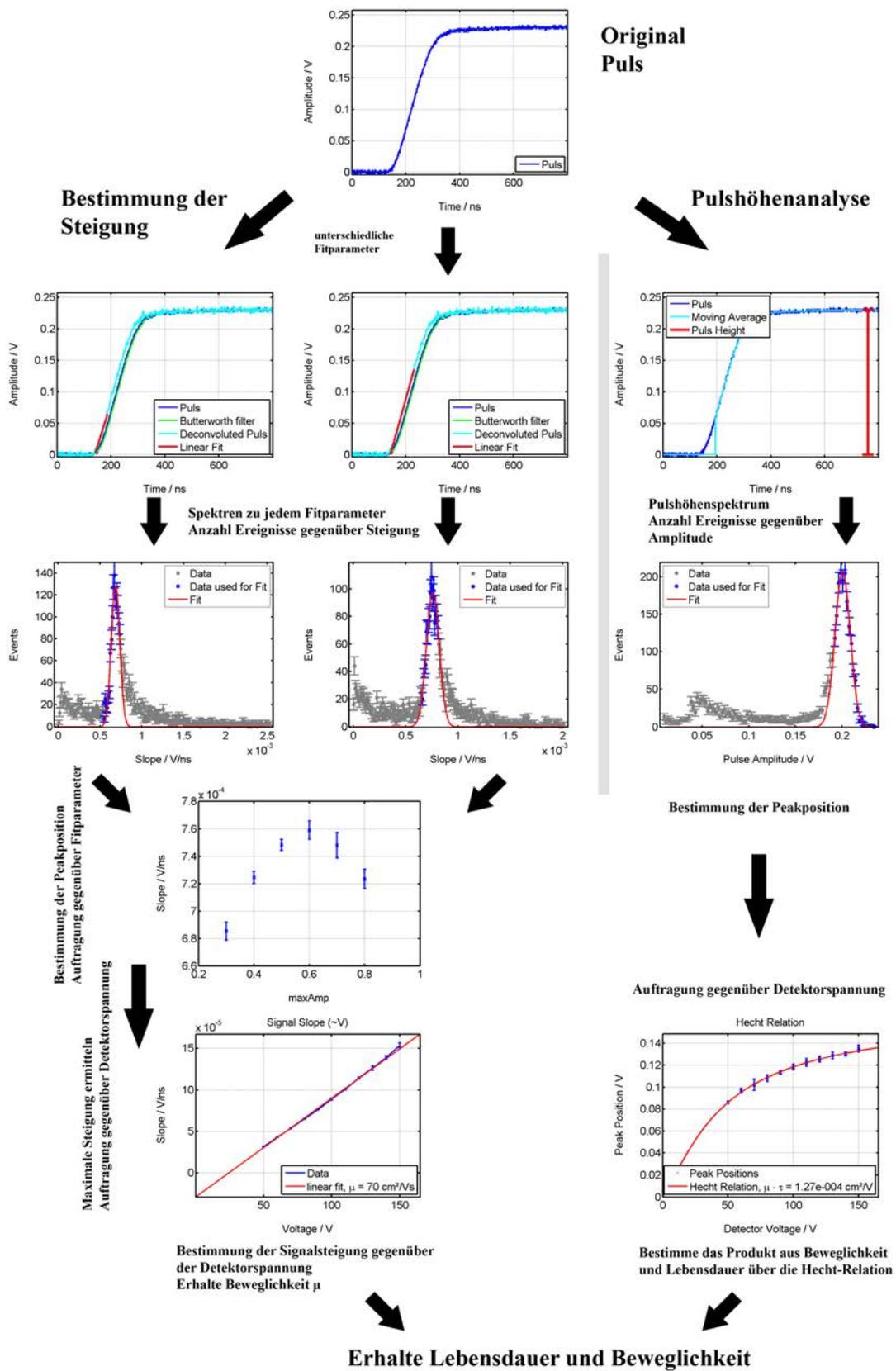


Abb. 6.9: Bestimmung der Beweglichkeit und Lebensdauer. Links: Analyse der Signalsteigung in Abhängigkeit der Fitgrenze und Bestimmung der Beweglichkeit μ ; Rechts: Pulshöhenanalyse, Hecht-Relation und Bestimmung des $\mu \cdot \tau$ -Produkts.

6.1.3 Beweglichkeiten und Lebensdauern - Messungen

Um die Beweglichkeit und Lebensdauer der Elektronen und Löcher zu bestimmen, wurden die einzelnen Detektoren über den Vorderseitenkontakt mit 5.5 MeV α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle bestrahlt. Damit der Energieverlust der α -Teilchen zwischen Quelle und Detektor möglichst gering gehalten wird, wurden die Messungen im Vakuum¹ durchgeführt. Der Detektor wurde gemäß Abbildung 6.10 kontaktiert, zum Verstärken der Detektorsignale wurde ein Vorverstärker des Typs PR 304 mit Verstärkungsfaktor $P_{VV} = (1.99 \pm 0.02) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ eingesetzt.

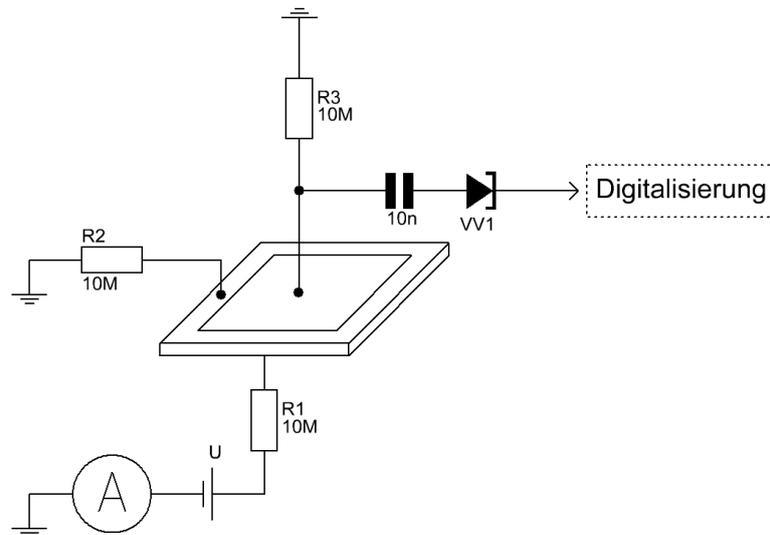


Abb. 6.10: Schematische Darstellung der α -Messungen

Um Löchersignale zu messen, wurde der Detektor in Sperrrichtung betrieben ($V_{Source} < 0$) und jeweils 5000 Signale bei Spannungen im Bereich -50 V bis -150 V mit einem digitalen Oszilloskop aufgezeichnet. Bei gleicher Polarität das Elektronensignal zu messen, würde eine Einstrahlung über die Rückseite erfordern, da auf jeder Platine jedoch zwei Detektoren Rückseite-zu-Rückseite aufgeklebt wurden, musste statt dessen die Spannung umgepolt und die Detektoren in Durchlassrichtung bis maximal 100 V betrieben werden. Zusätzlich fällt über den $10\text{ M}\Omega$ Vorwiderständen (R1 bis R3 in Abbildung 6.10) ein Teil der eingestellten Spannung ab, die am Detektor anliegende Spannung U_{Det} wird deshalb aus der gemessenen Stromstärke I und der eingestellten Spannung U_{ges} berechnet:

$$U_{Det} = U_{ges} - \left(R_1 + \frac{R_2 \cdot R_3}{R_2 + R_3} \right) \cdot I \quad (6.13)$$

¹Druck $\approx 10^{-2}$ mbar

Die Hecht-Relationen, d.h. die Auftragung der Peakposition gegenüber der Detektorspannung, sowie die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher einiger Detektoren sind in den Abbildungen 6.11, 6.12, 6.13 und 6.14 dargestellt. Eine Zusammenfassung aller Messergebnisse befindet sich in den Tabellen 6.1 und 6.2.

• **Elektronen**

Stapel-Det.	$\mu \cdot \tau / \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$	$\mu / \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$\tau / \mu\text{s}$
1 - I	$(3.5 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$	1168 ± 74	3.0 ± 1.6
1 - II	$(2.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	1203 ± 22	1.7 ± 0.6
2 - I	$(0.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	590 ± 280	1.5 ± 1.0
2 - II	$(3.01 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$	1232 ± 10	2.44 ± 0.10
3 - I	$(1.3 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$	1299 ± 26	1.00 ± 1.3
3 - II	$(1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	1178 ± 43	1.08 ± 0.3

Tabelle 6.1: Lebensdauern und Beweglichkeiten der Elektronen

• **Löcher**

Stapel-Det.	$\mu \cdot \tau / \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$	$\mu / \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$\tau / \mu\text{s}$
1 - I	$(1.27 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$	70 ± 3	1.82 ± 0.12
1 - II	$(1.29 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$	68 ± 4	1.9 ± 0.2
2 - I	$(1.97 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$	63 ± 4	3.1 ± 0.2
2 - II	$(1.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	57 ± 10	2.2 ± 1.0
3 - I	$(1.12 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$	67 ± 2	1.66 ± 0.14
3 - II	$(1.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	58 ± 8	2.8 ± 1.0

Tabelle 6.2: Lebensdauern und Beweglichkeiten der Löcher

Bis auf eine Messung liegen sämtliche Elektronenbeweglichkeiten und -lebensdauern leicht über den für CdTe typischen Werten von:

$$\mu_e \approx 950 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad \text{und} \quad \tau_e \approx 2 \mu\text{s}$$

Die Löcherbeweglichkeiten liegen dagegen leicht unter den in Tabelle 2.1 angegebenen Werten, die Lebensdauern etwas darüber:

$$\mu_h \approx 80 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad \text{und} \quad \tau_h \approx 1.3 \mu\text{s}$$

Die teilweise großen Fehler bei den $\mu \cdot \tau$ -Produkten und infolgedessen bei den Lebensdauern haben unterschiedliche Ursachen. Bei den Elektronensignalen konnte die Detektorspannung nicht beliebig klein gewählt werden¹, die meisten Datenpunkte für eine Anpassung der

¹Untere Grenze etwa 20 V, bei kleineren Spannungen war kein Peak mehr auszumachen.

Hecht-Relation liegen daher in einem relativ flachen Teil der Hecht-Relation, der große Variationen des $\mu \cdot \tau$ -Produkts zulässt (vgl. Abbildung 6.11). Bei den Löchersignalen wurde dagegen selbst bei hohen Spannungen keine Sättigung erreicht (vgl. Abbildung 6.12), zudem musste die Aufzeichnung der Löchersignale je nach Detektorspannung auf unterschiedlichen Zeitskalen durchgeführt werden, da die Löchersignale bedingt durch die geringe Löcherbeweglichkeit nur sehr langsam ansteigen. Durch das nachträgliche Zusammenfügen mehrerer, auf unterschiedlichen Zeitskalen aufgenommener Messreihen entstehen in manchen Fällen Sprünge zwischen benachbarten Datenpunkten. Zusätzlich werden Löchersignale bei kleiner Detektorspannung in ihrer Amplitude unterschätzt, da das Ausgangssignal des Vorverstärkers bereits beginnt, abzufallen bevor die induzierte Ladung am Eingang ihren Maximalwert erreicht¹. Dadurch folgen die Peakpositionen der kleinen Spannungen nicht vollständig dem von der Hecht-Relation vorhergesagten Verlauf. Je nach Detektor waren diese Effekte mehr oder weniger stark beobachtbar.

¹Dies stellt nur für Signale mit einer Anstiegszeit $> 2 \mu\text{s}$ ein Problem dar, da der Vorverstärker eine Abklingzeit von $\approx 100 \mu\text{s}$ besitzt. Durch eine Entfaltung des Vorverstärkerausgangssignals mit einer Funktion $e^{-\frac{t}{\tau_{\text{abkling}}}}$ kann der Einfluss der endlichen Abklingzeit zwar korrigiert werden, dies wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nicht durchgeführt.

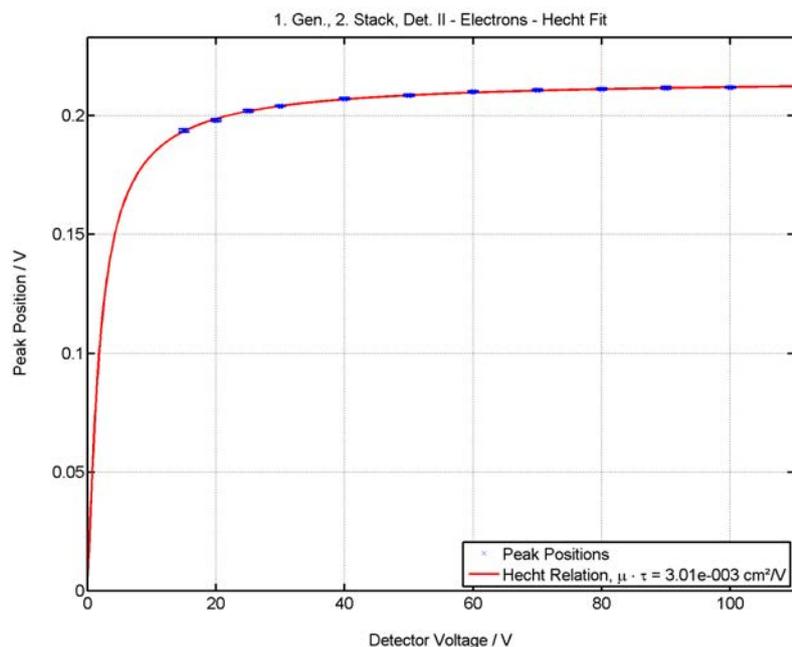


Abb. 6.11: Dargestellt sind die Peakpositionen (blau) und der theoretische Verlauf der Hecht-Relation (rot) gegenüber der Detektorspannung. Aus der Hecht-Relation wird das $\mu \cdot \tau$ -Produkt der Ladungsträger bestimmt. In dieser Abbildung sind die Messdaten der Elektronensignale von Detektor II aus Stapel 2 gezeigt.

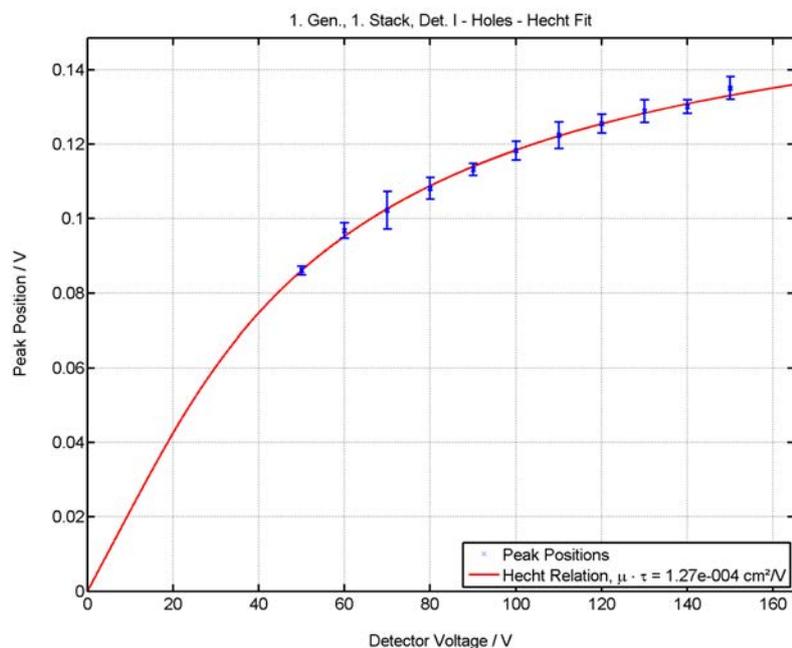


Abb. 6.12: Dargestellt sind die Peakpositionen (blau) und der theoretische Verlauf der Hecht-Relation (rot) gegenüber der Detektorspannung. Aus der Hecht-Relation wird das $\mu \cdot \tau$ -Produkt der Ladungsträger bestimmt. In dieser Abbildung sind die Messdaten der Löcher-signale von Detektor I aus Stapel 1 gezeigt.

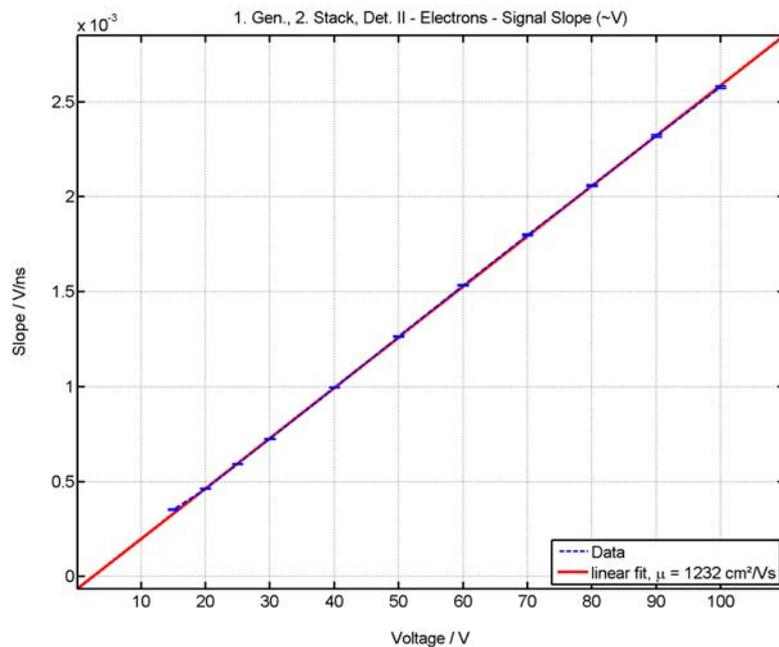


Abb. 6.13: Dargestellt sind die Signalsteigungen (blau) gegenüber der Detektorspannung. Über einen linearen Fit (rot) kann der Proportionalitätsfaktor zwischen Signalsteigung und Spannung bestimmt werden, er liefert die Beweglichkeit der Ladungsträger. In dieser Abbildung sind die Messdaten der Elektronensignale von Detektor II aus Stapel 2 gezeigt.

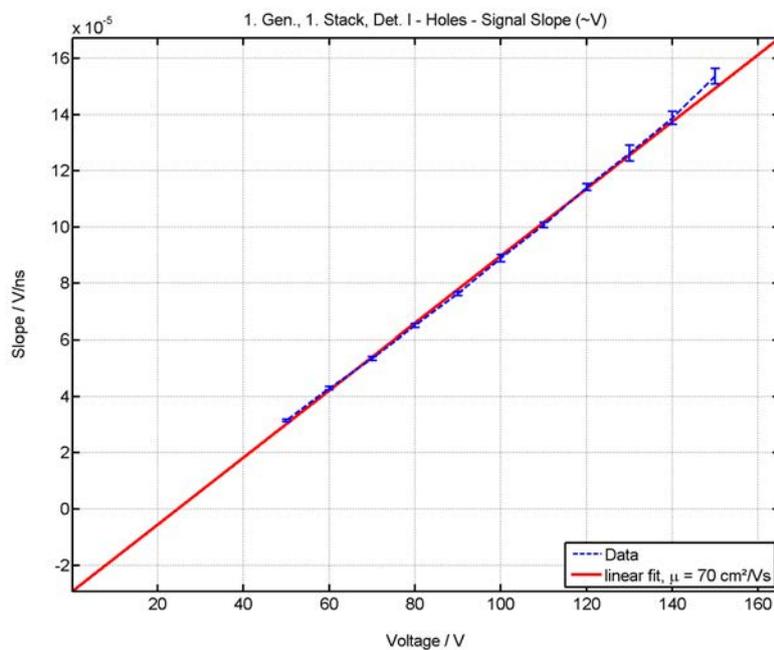


Abb. 6.14: Dargestellt sind die Signalsteigungen (blau) gegenüber der Detektorspannung. Über einen linearen Fit (rot) kann der Proportionalitätsfaktor zwischen Signalsteigung und Spannung bestimmt werden, er liefert die Beweglichkeit der Ladungsträger. In dieser Abbildung sind die Messdaten der Löchersignale von Detektor I aus Stapel 1 gezeigt.

6.1.4 Bestimmung der Detektorauflösung bei 60 keV Strahlungsenergie

Die Detektoren von Stapel 1 wurden mit 60 keV Photonen aus einer ^{241}Am -Quelle bestrahlt. Bei Detektorspannungen zwischen -50 V und -150 V wurden einzelne Vorverstärkersignale mit einem Oszilloskop digitalisiert, die Amplituden bestimmt¹ und in ein Spektrum einsortiert.

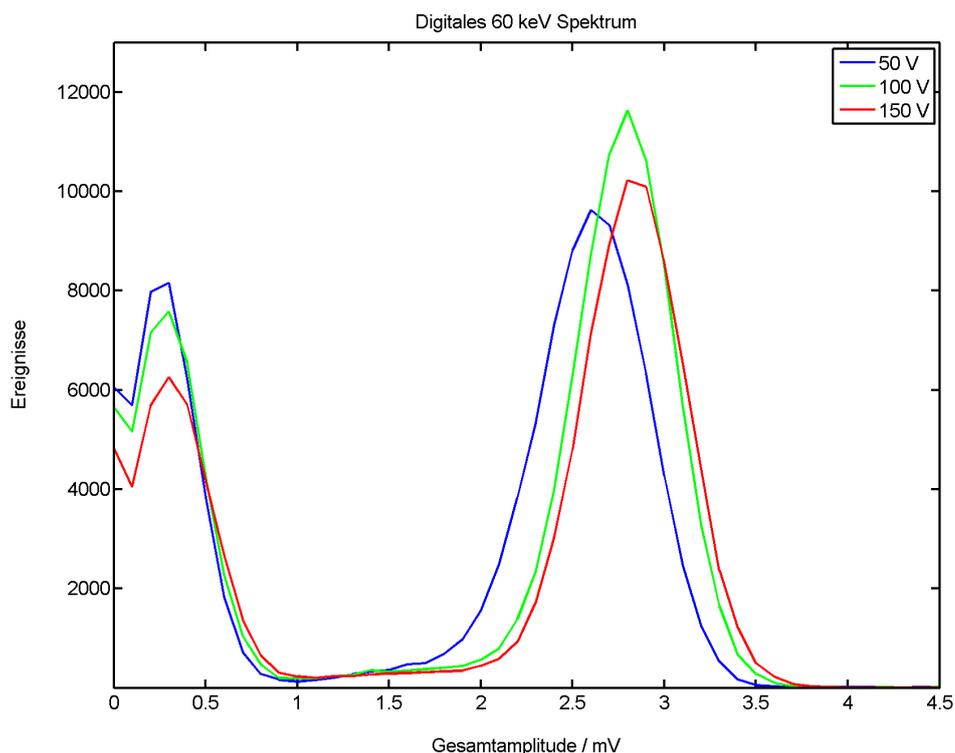


Abb. 6.15: Drei digital aufgezeichnete 60 keV Spektren eines Detektors aus Stapel 1 bei unterschiedlichen Spannungen.

In Abbildung 6.15 sind drei Spektren abgebildet, die bei Detektorspannungen von -50 V , -100 V und -150 V gemessen wurden. Im Bereich -50 V bis -100 V kommt es durch die Spannungserhöhung noch zu einer deutlichen Steigerung der Ladungsträgereffizienz, zu erkennen an den weit auseinanderliegenden Peaks. Oberhalb -100 V erreicht die Ladungsträgereffizienz langsam ihr Maximum, der -150 V Peak ist gegenüber -100 V kaum verschoben. Über den bekannten Verstärkungsfaktor² $P_{PZ304} = 1.51 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ und die im Detektor erzeugte Ladungsmenge $q_0 = \frac{60\text{ keV}}{4.50\text{ eV}/(1.602 \cdot 10^{-19}\text{ C})} = 0.0022\text{ pC}$ kann die Signalamplitude bei 100% Ladungs-

¹Siehe Anhang 9.1

²Siehe Kapitel 5.1

trägereffizienz berechnet werden:

$$U_{max} = P_{PZ304} \cdot q_0 \quad (6.14)$$

$$U_{max} = 1.51 \frac{\text{V}}{\text{pC}} \cdot 0.0022 \text{ pC} = 3.3 \text{ mV} \quad (6.15)$$

Um die tatsächliche Signalamplitude, mit deren Hilfe die die Ladungsträgereffizienz $\eta =$

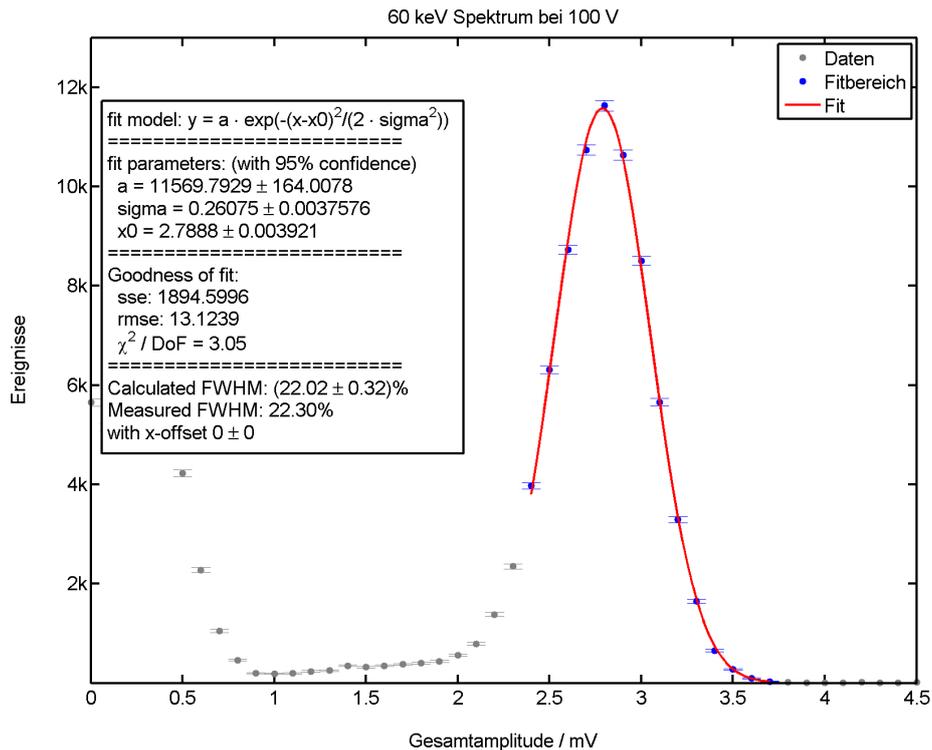


Abb. 6.16: Gauß-Fit eines digitalen 60 keV Spektrums

$\frac{U_{Det}}{U_{max}}$ berechnet werden kann, zu bestimmen, wurde eine Gauß-Funktion an die Daten angepasst (Abbildung 6.16). Bei -100 V Detektorspannung liegt der Photopeak bei $(2.789 \pm 0.004) \text{ mV}$ und die Ladungsträgereffizienz beträgt:

$$\eta = (84.52 \pm 0.12)\%$$

Erhöht man die Detektorspannung um weitere 50 V so steigt die Effizienz auf

$$\eta = (85.8 \pm 0.2)\%$$

Gleichzeitig verschlechtert sich die abgelesene Auflösung¹ jedoch von 22.3% auf 23.4%.

¹Fehler im Bereich 0.4%; Die Auflösung wurde durch lineare Interpolation im Bereich der halben Höhe bestimmt, siehe Kapitel 2.8.

6.1.5 Bestimmung der Detektorauflösung bei 662 keV Strahlungsenergie

Um die Detektorleistung bei höheren Photonenergien zu untersuchen, wurde eine ^{137}Cs -Quelle mit einer Photonenergie von 662 keV verwendet. Die Kompatibilität der hintereinandergeschalteten Detektoren zur vorhandenen Elektronik¹ ermöglichte die Verwendung einer ursprünglich für Coplanar-Grid Detektoren gedachten Ausleseelektronik.

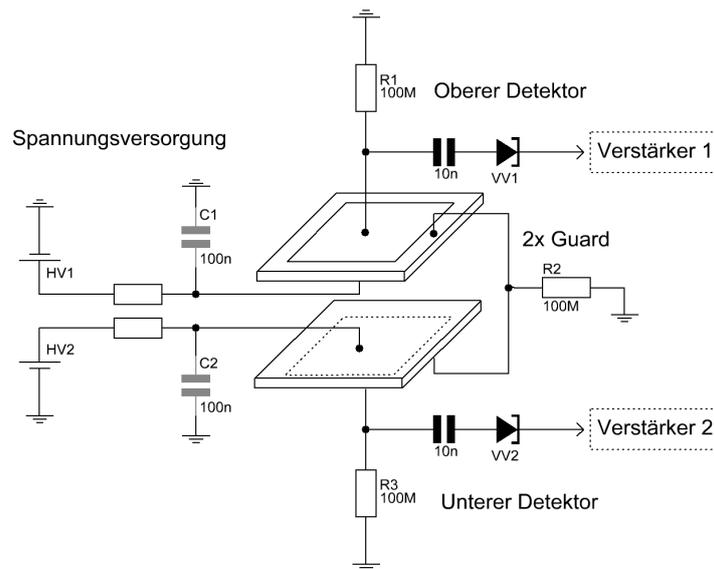


Abb. 6.17: Kontaktierung der hintereinandergeschalteten Detektoren. Die Guard-Ringe beider Detektoren wurden zusammengelegt, und über einen gemeinsamen Widerstand auf Massepotential gebracht, die restlichen Elektroden wurden individuell kontaktiert. Als Vorverstärker (VV1 und VV2) kamen zwei PZ 304 zum Einsatz.

Die Detektoren wurden gemäß Abbildung 6.17 kontaktiert, anschließend wurden Energiespektren mit unterschiedlichen Detektorspannungen und Quellen aufgenommen. In Abbildung 6.18 ist ein Caesium-Spektrum dargestellt, das mit den Detektoren von Stapel 1 aufgenommen wurde.

Beide Detektoren zeigten das erwartete Spektrum, bestehend aus Photopeak und Compton-Kante, Detektor II besaß zusätzlich ansatzweise einen Rückstreupeak² bei Kanal ≈ 1000 . Die Auflösung des Photopeaks beider Detektoren — definiert als die volle Peakbreite auf der halben Höhe (FWHM - Full Width Half Maximum) geteilt durch die Peakposition — betrug $\approx 8\%$.

Es zeigte sich schnell, dass eine zusätzliche Glättung der Detektorspannungen (C1 und C2 in Abbildung 6.17) notwendig war. Dadurch konnte der elektronische Untergrund reduziert und die Auflösung der Detektoren auf $\approx 6\%$ verbessert werden.

¹Siehe Anhang Abbildung 9.15

²Photonen die den oberen Detektor ohne Wechselwirkung passieren und im unteren Detektor um 180° gestreut werden, erscheinen im oberen Detektor mit der Energie $E_\gamma - \Delta E_{Compton}^{180^\circ} = 662 \text{ keV} - 478 \text{ keV} = 184 \text{ keV}$

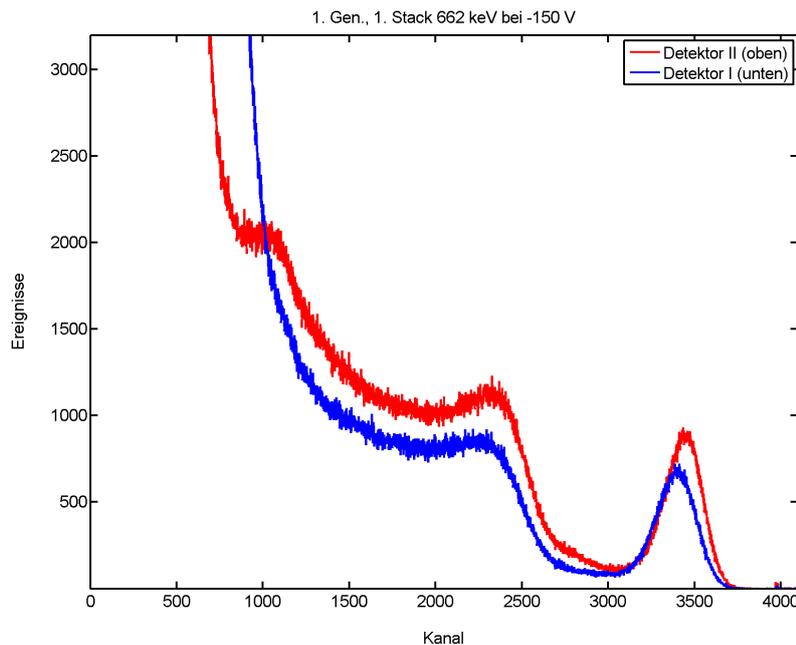


Abb. 6.18: Gemessenes Impulshöhenspektrum zweier übereinander angeordneter Detektoren unter Bestrahlung mit einer Caesium-Quelle. Die Zählrate des unteren Detektors (blau) ist wie erwartet reduziert, da ein Teil der Strahlung im oberen Detektor (rot) absorbiert wird.

Im Laufe der Messungen zeigte sich, dass die Detektoren, die über einen Guard-Ring verfügten, generell weniger elektronisches Rauschen besaßen und bei höheren Spannungen betrieben werden konnte, als Detektoren ohne Guard-Ring. Desweiteren wurden Koinzidenzmessungen durchgeführt, die jedoch kein zufriedenstellendes Ergebnis lieferten. Ursache hierfür war einerseits die verhältnismäßig schlechte Detektorleistung bei Langzeitmessungen: Nach einigen Stunden Messdauer nahm der elektronische Untergrund von fünf der sechs kontaktierten Detektoren jeweils stark zu, ein Langzeitbetrieb war nur bei sehr kleinen Spannungen durchführbar¹, bei denen die Energiespektren durch „Low-Energy-Tailing“ beeinflusst wurden. Als Ursache für den plötzlichen Anstieg des elektronischen Untergrunds wurde zunächst die Eigenerwärmung der Detektoren bzw. die vergleichsweise hohe Umgebungstemperatur während der Messung² vermutet, durch Kühlungsversuche konnten temperaturbedingte Effekte jedoch ausgeschlossen werden. Möglicherweise kam es im Laufe der Messung durch die angelegte Spannung zu einer Polarisation der Detektoren³, oder aber bei der elektrischen Kontaktierung wurde zu viel Leitsilber aufgebracht, welches teilweise in den Detektor eindiffundierte und sich negativ auf die Detektoreigenschaften auswirkte. Um den Einfluss der Kontaktierung zu untersuchen, sind

¹Bedingt durch die Aktivität der Quelle und das geringe Detektorvolumen mussten sowohl die vorläufigen Energiespektren zur Eichung der Detektoren, als auch das Koinzidenzspektrum über einen Zeitraum von 12 bis 24 Stunden aufgezeichnet werden

²Die Messungen wurden während der Sommermonate durchgeführt

³Ein Effekt, der bei Medipix-Auslesechips, die mit demselben Detektormaterial bestückt sind, beobachtbar ist. (A. Zwerger, Universität Freiburg)

jedoch weitere Messreihen an unterschiedlich kontaktierten Detektoren notwendig. Da Drahtbonden¹ aufgrund der mechanischen Eigenschaften von CdTe ausgeschlossen ist, wurde bei der nächsten Detektorgeneration (Kapitel 6.3) darauf geachtet, die Kontaktierung mit möglichst wenig Leitsilber durchzuführen.

Andererseits entsprach die Verteilung koinzidenter Signale nicht dem Verlauf der Simulation. Statt dessen wurde eine $1/f$ -Verteilung koinzidenter Signale beobachtet². Als Ursache wurde das Verhalten der Analog-Digital-Konverter vermutet³. Ein Austausch der Konverter gegen eine ältere Bauart konnte das Problem lösen, aufgrund der schlechten Detektorleistungen wurde für weitere Messungen jedoch die nächste Detektorgeneration (Koinzidenzmessungen siehe Kapitel 6.3.5) abgewartet.

6.2 Oberflächenproben

Üblicherweise setzt sich der Leckstrom eines Detektors aus zwei Anteilen zusammen. Einerseits fließt ein Teil durch das Volumen, dessen Betrag hauptsächlich durch den spezifischen Widerstand, die Detektordicke und Kontaktgröße bestimmt ist. Andererseits existiert noch ein Randstrom entlang der Oberfläche bzw. der Seitenflächen des Detektors, der unter anderem durch die Oberflächenbehandlung und -passivierung beeinflusst wird (vgl. Abbildung 6.19).

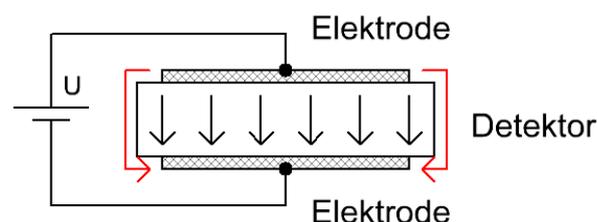


Abb. 6.19: Unterschiedliche Leckstrombeiträge: die schwarzen Pfeile symbolisieren den Strom durch das Volumen des Detektors, die roten Pfeile markieren den Pfad des Oberflächenleckstroms zwischen der Vorder- und Rückseite.

Um den Einfluss der Passivierung und Kontaktgeometrie auf den Randstrom abzuschätzen, wurden einige Oberflächenproben gefertigt. Probengröße und -material waren dabei identisch zum Detektormaterial der ersten Detektorgeneration. Die hergestellten Probentypen sind in Abbildung 6.20 skizziert und nachfolgend näher erläutert.

¹„Wirebonding“ - Ein Prozess, bei dem ein dünner Draht mittels Ultraschall auf einer dafür vorgesehenen Elektrode befestigt wird.

²Ein Hinweis darauf, dass viele zufällige Koinzidenzen auftraten

³Die zuerst verwendeten ADCs des Typs 7070 erlauben auch ohne Auslesevorgang durch den μC erneut Konversionen, d.h. während der μC im Falle einer Koinzidenz den ersten ADC ausliest wird das Ausgangssignal des zweiten ADCs unter Umständen durch eine weitere Konversion überschrieben.

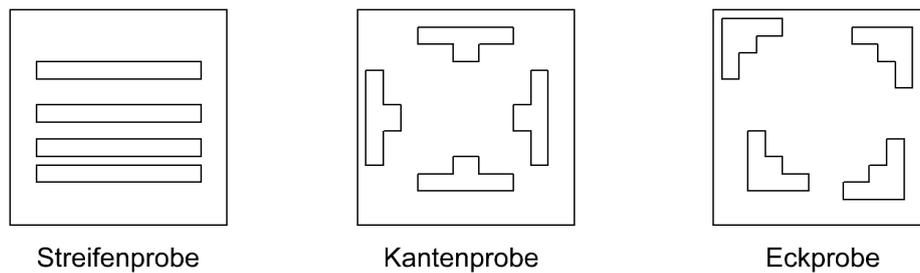


Abb. 6.20: Unterschiedliche Oberflächenproben, Draufsicht. Die Streifenproben (links) besitzen keinen Rückseitenkontakt, bei den anderen Proben (mitte und rechts) ist die Rückseite jeweils mit einem vollflächigen Kontakt versehen.

- **Streifenproben**

Auf jeder Streifenprobe (Abbildung 6.20, links) befinden sich vier Streifen mit unterschiedlichen Abständen, anhand denen der Leckstrom entlang der Detektoroberfläche, beispielsweise zwischen Vorderseitenkontakt und Guard-Ring, in Abhängigkeit des Abstands untersucht wird. Die Rückseite ist nicht kontaktiert.

- **Kantenproben**

Die Kantenproben (Abbildung 6.20, mitte) besitzen T-förmige Kontakte mit unterschiedlichen Abständen zur Sägekante, sowie einen flächigen Rückseitenkontakt. Mit ihnen wird der Randstrom untersucht, der bei einem Detektor durch die Potentialdifferenz zwischen Guard-Ring und Rückseitenkontakt verursacht wird.

- **Eckproben**

Bei diesen Proben wurden rechtwinklige Kontakte in den Ecken aufgebracht (Abbildung 6.20, rechts), um eventuelle Feldspitzen und damit verbundene Leckströme zu untersuchen. Die Kontaktfläche und Länge der Stirnseite sind identisch zu denen der Kantenproben, wodurch der Volumen- und Randanteil des Leckstroms identisch sein sollten.

Von jedem Probentyp wurden mehrere Ausführungen gefertigt (passiviert und nicht-passiviert), desweiteren wurden Streifenpaare mit Abständen von 50, 100 und 200 μm bzw. 125, 250 und 500 μm hergestellt.

Die erste Oberflächenprobe wurde mittels Leitsilber und Golddraht kontaktiert, eine Vergleichsmessung mit gefederten Goldnadeln zeigte jedoch keinerlei Unterschiede zwischen den Kontaktierungsmethoden, weshalb bei allen weiteren Proben die Kontaktierung mittels Nadeln durchgeführt wurde. Als Messgerät wurde ein Keithley 6487 Picoamperemeter verwendet, alle Messungen wurden in einer abgedunkelten Probestation durchgeführt. Auf die Ergebnisse der Streifenproben wird nachfolgend näher eingegangen, die Kanten- und Eckproben werden nur zu-

sammenfassend erwähnt.

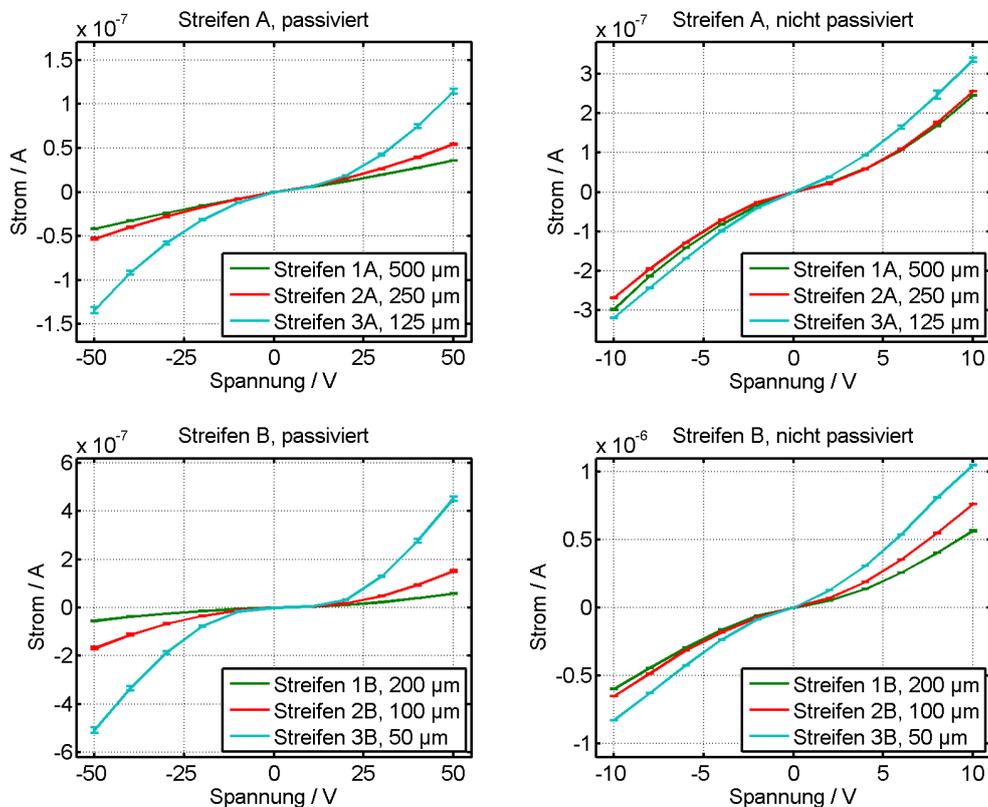


Abb. 6.21: Stromstärken der passivierten und nicht-passivierten Streifenpaare. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der x- und y-Achsen. Dargestellt sind die Stromstärken der passivieren (links) und nicht-passivierten (rechts) Streifenproben gegenüber der Potentialdifferenz zwischen benachbarten Streifen

Durch die Passivierung konnte der Oberflächenstrom zwischen benachbarten Streifenpaaren um einen Faktor ≈ 100 reduziert werden (siehe Abbildung 6.22).

Desweiteren ist noch der Zusammenhang zwischen dem Leckstrom und dem Streifenabstand von Interesse, beispielsweise wenn der Vorderseitenkontakt und der Guard-Ring auf unterschiedlichen Potentialen liegen. In Abbildung 6.23 ist zu erkennen, dass der Leckstrom ab einem Streifenabstand von etwa $200 \mu\text{m}$ nur noch unwesentlich abnimmt, bei kleineren Abständen steigt er dagegen wie in erster Näherung erwartet reziprok mit dem Abstand¹.

Die Leckströme über die Ränder bzw. Ecken betragen bei den passivierten Proben etwa 30 nA bei 50 V , bei den nicht-passivierten Proben liegen sie um einen Faktor 5 bis 10 höher. Der Abstand zum Rand bzw. zur Ecke hat dabei kaum Einfluss auf den Leckstrom, desweiteren konnte kein nennenswerter Unterschied zwischen den Rand- und Eckproben festgestellt wer-

¹Siehe Anhang 9.2.2

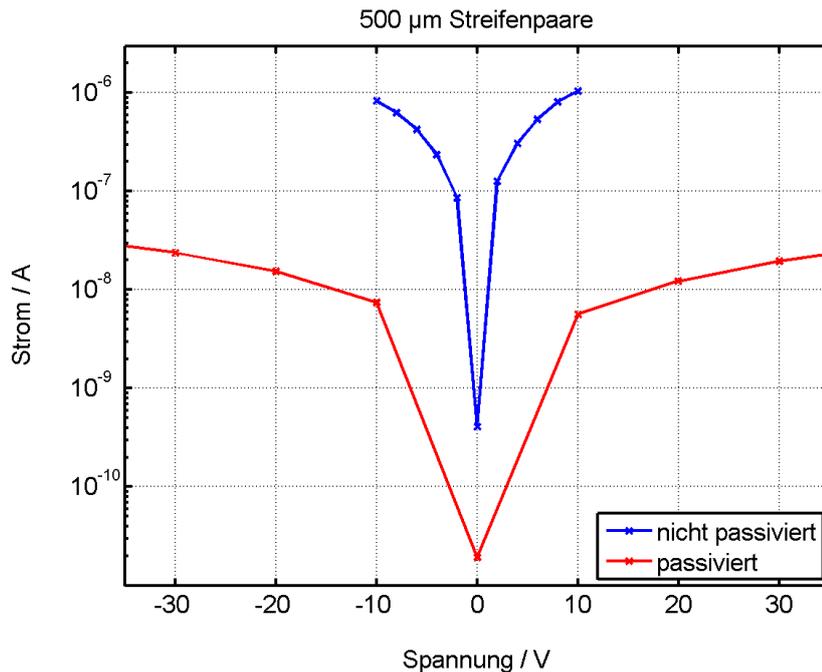


Abb. 6.22: Vergleich eines passivierten und nicht-passivierten 500 µm Streifenpaares. Aufgetragen sind die gemessenen Ströme gegenüber der eingestellten Potentialdifferenz. Durch die Passivierung konnte die Stromstärke um einen Faktor 100 reduziert werden. Messfehler liegen im Bereich 10^{-10} A.

den. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde die Kontaktgeometrie der zweiten Detektorgeneration folgendermaßen modifiziert:

- **Vollständig passivierte Oberfläche**

Bei der ersten Detektorgeneration wurde nicht komplett bis zur Sägekante passiviert, bei der zweiten Generation bedeckt die Passivierung dagegen die gesamte Oberfläche¹.

- **Der Guard-Ring wurde näher an den Rand gerückt**

Da der Randstrom nur unwesentlich vom Abstand zwischen Kontakt und Sägekante abhängt wurde der Guard-Ring näher an den Rand verschoben, wodurch der Vorderseitenkontakt und damit das aktive Detektorvolumen vergrößert werden konnten.

- **Kleinerer Abstand zwischen dem Guard-Ring und dem Vorderseitenkontakt**

Bis zu einem Streifenabstand von 200 µm blieb der Oberflächenleckstrom relativ konstant, daher wurden Vorderseitenkontakt und Guard-Ring näher zusammengerückt und eine zusätzliche Vergrößerung des Kontakts ermöglicht.

Desweiteren wurden die Ecken des Vorderseitenkontakts abgerundet, um eventuelle Feldspitzen an diesen Stellen zu vermeiden. Die Auswirkungen dieser Änderungen werden in Kapitel 6.3.1 diskutiert.

¹Bis auf einige freigestellte Punktkontakte zur elektrischen Kontaktierung

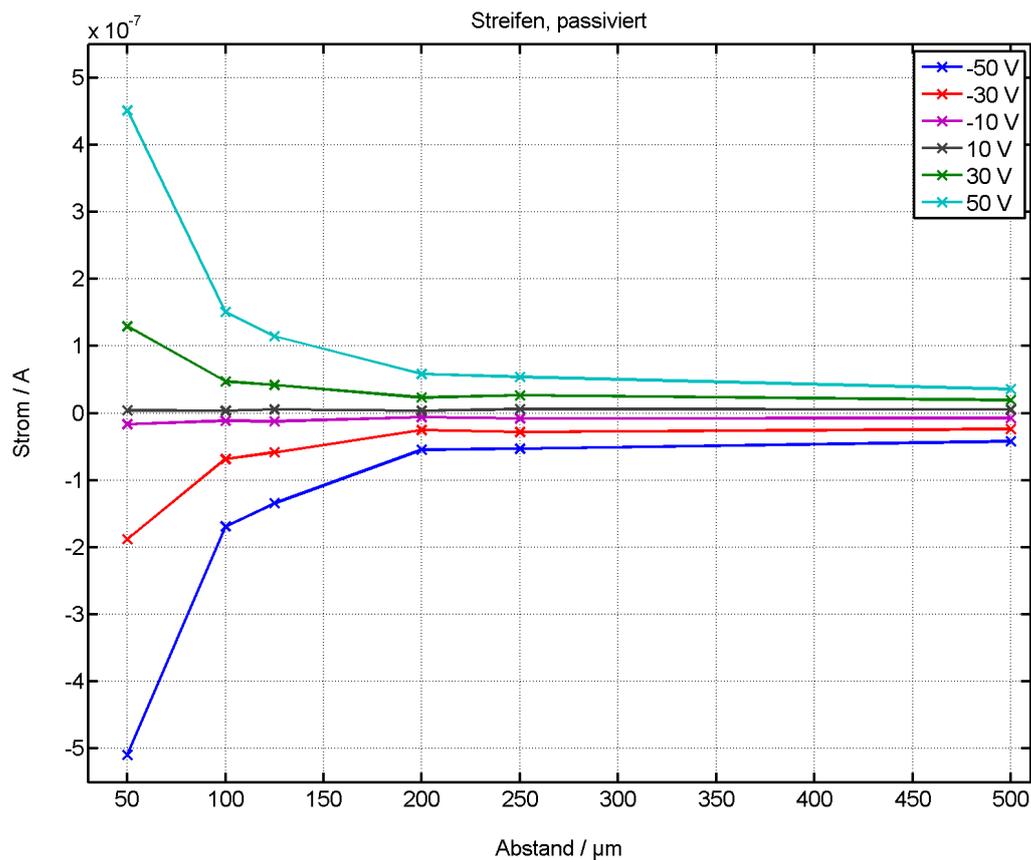
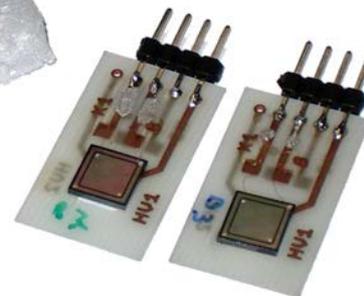
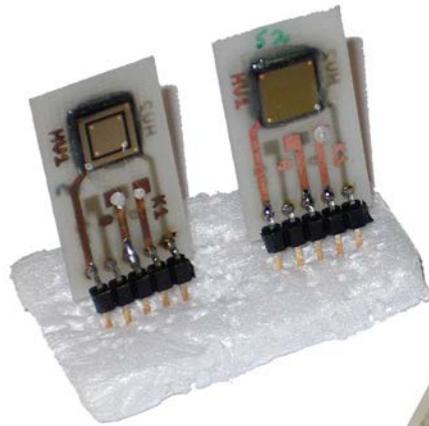


Abb. 6.23: Dargestellt ist die Stromstärke zwischen benachbarten, passivierten Streifenpaaren in Abhängigkeit des Streifenabstands und der Potentialdifferenz zwischen den Streifen. Bei kleinen Abständen ist ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Spannung und der Stromstärke zu erkennen, ab 200 μm Streifenabstand wird die Stromstärke dagegen nur noch unwesentlich reduziert. Auf die Darstellung von Fehlerbalken wurde verzichtet, da jeder Datenpunkt aus etwa 30 Mittelwerten gebildet wurde, und eine Standardabweichung von $\approx 10^{-10}$ A besitzt.

6.3 Zweite Detektorgeneration (R24)

Die Gesamtgröße der Detektoren ist identisch zur Größe der ersten Detektorgeneration, durch die in Kapitel 6.2 besprochenen Änderungen konnte die Fläche des Vorderseitenkontakts jedoch um 44% gesteigert werden¹. Gleichmaßen vergrößerte sich auch das aktive Detektorvolumen um 44%. Dank einer neuen Elektronik (Abbildung 6.25) mussten die Detektoren nicht mehr paarweise aufgeklebt werden, was eine Kombination beliebiger Detektoren ermöglichte. Insgesamt wurden sieben Detektoren kontaktiert, die alle über identische Kontaktstrukturen verfügten: ein vollflächiger Rückseitenkontakt, sowie eine Vorderseite, die von einem vergrößerten Kontakt und einem zu den Rändern hin verschobenen Guard-Ring gebildet wurde. Die Kontaktierung erfolgte analog zu den Detektoren der ersten Generation, es wurde jedoch zusätzlich darauf geachtet, möglichst wenig Leitsilber zu verwenden, und die Detektoren nur auf einem sehr kleinen Teilstück mit Epoxidklebstoff zu fixieren.

1. Generation (R23)



2. Generation (R24)

Abb. 6.24: Vergleich zwischen der ersten und zweiten Detektorgeneration

Auf eine erneute Bestimmung der Ladungsträgerbeweglichkeiten und -lebensdauern wurde verzichtet, da zur ersten Generation identisches Material verwendet wurde. Mit den ersten vier Detektoren — bezeichnet mit B1 bis B4 — wurden Kennlinienmessungen durchgeführt und die Stromstärken mit denen der ersten Generation verglichen. Zwei Detektoren wurden mit 60 keV Photonen bestrahlt, um die Auflösung im Röntgenbereich zu bestimmen. Der Schwerpunkt der Messungen lag jedoch auf Koinzidenzspektren mit 662 keV Photonen.

¹Von 18.55 auf 26.75 mm²

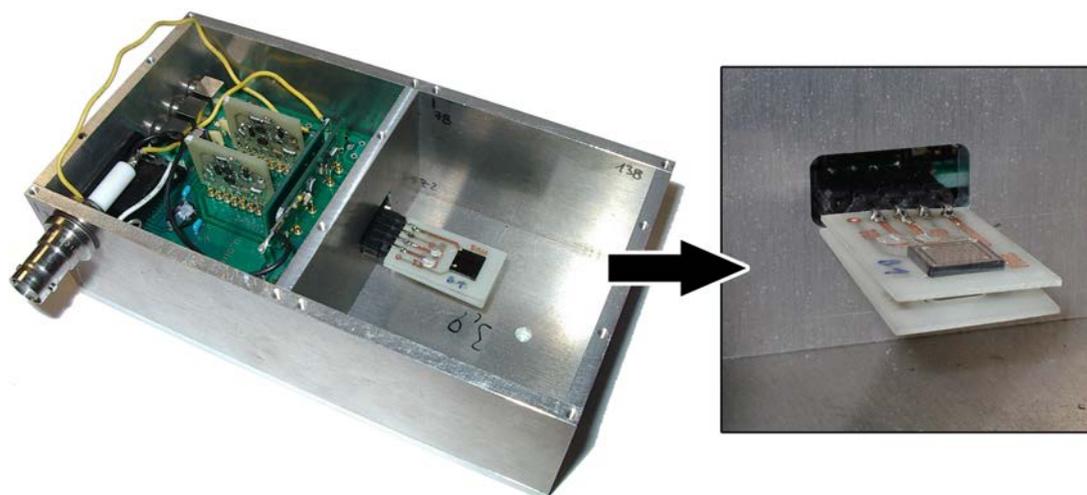


Abb. 6.25: Links ist die Signalverarbeitungselektronik sichtbar, die neben den Vorverstärkern eine Glättung der Detektorspannung enthält. Rechts sind zwei Detektoren auf individuellen Platinen zu erkennen. Der untere Detektor ist dabei um 180° in der Horizontalen verdreht, so dass sich nach wie vor die Rückseiten der Detektoren gegenüberstehen

6.3.1 Kennlinien

Die Leckstrommessungen zwischen Vorder- und Rückseitenkontakt bzw. Guard-Ring und Rückseitenkontakt wurden wie in Kapitel 6.1.1 beschrieben durchgeführt: Guard-Ring und Kontakt wurden bei sämtlichen Messungen auf identischem Potential gehalten, welches relativ zur Rückseite variiert wurde. Um die Ergebnisse mit den Messungen der ersten Generation vergleichen zu können, wurden die Stromdichten, d.h. der Strom pro Fläche $J = I/A$ berechnet.

Insgesamt sind die Stromdichten der zweiten Generation (durchgezogene Graphen in Abbildung 6.26) etwas geringer, besonders die Detektoren B3 und B4 zeigen eine um etwa einen Faktor 5 reduzierte Stromdichte. Beim Kontaktieren der Detektoren B1 und B2 wurde, trotz aller Anstrengungen, vermutlich etwas zu viel Leitsilber verwendet, welches in die Oberfläche eindiffundierte und den Leckstrom vergrößerte. Der spezifische Widerstand der Detektoren B3 und B4 beträgt $\approx 3.5 \text{ G}\Omega\text{cm}$, was um einen Faktor 3 unter dem für CdTe üblichen Wert von $10^{10} \text{ }\Omega\text{cm}$ liegt.

Neben den Leckströmen zwischen Vorder- und Rückseitenkontakt wurden gleichzeitig die Leckströme zwischen Guard-Ring und Rückseitenkontakt gemessen und auf die Fläche des Guard-Ringes normiert (Abbildung 6.27).

Gegenüber der ersten Detektorgeneration sind die Guardströme der zweiten Generation infolge der Passivierung etwas reduziert. Desweiteren besitzen sie einen wesentlich stabileren Zusammenhang zwischen der Stromstärke und der eingestellten Spannung (vgl. durchgezogene und gestrichelte Graphen in Abbildung 6.27). Der verringerte Abstand zwischen dem Guard-Ring und der Sägekante hatte keinen negativen Einfluss auf den Guard-Ring-Strom.

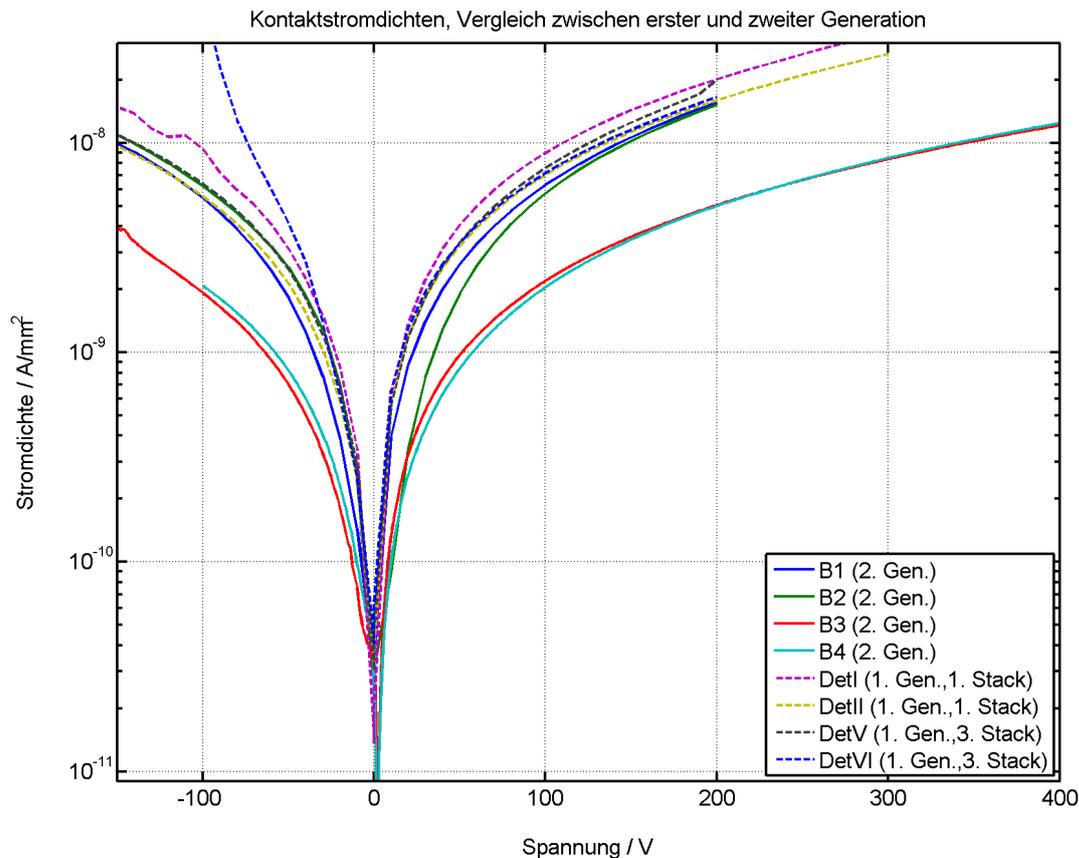


Abb. 6.26: Aufgetragen sind die Vorderseitenkontaktstromdichten der ersten und zweiten Detektorgeneration gegenüber der eingestellten Spannung. Das Guardpotential folgte dabei dem Vorderseitenkontaktpotential, wodurch der Volumenanteil der Stromdichte gemessen werden konnte. Zwei Detektoren der zweiten Generation (B1 und B2) besitzen Stromstärken, die mit denen der ersten Generation vergleichbar sind. Die anderen beiden Detektoren der zweiten Generation (B3 und B4) zeigen dagegen eine deutlich reduzierte Stromdichte.

Desweiteren ist es auch denkbar, den Guard-Ring auf ein vom Vorderseitenkontakt abweichendes Potential zu bringen. Den Guard-Ring auf Rückseitenpotential zu legen könnte theoretisch die Detektoreigenschaften verbessern und das aktive Volumen geringfügig vergrößern, da dadurch alle Feldlinien auf den Vorderseitenkontakt (siehe Abbildung 6.28 A und B) zeigen, wodurch dieser immer die vollständige Ladung einsammeln würde¹. Der genaue Einfluss des Guard-Ring-Potentials muss jedoch in weiteren Messungen untersucht werden, den theoretischen Verbesserungen der Detektorleistung bei $U_{\text{Kontakt}} \neq U_{\text{Guard}}$ wird dabei sicher durch eine Vergrößerung des Oberflächenleckstroms zwischen Vorderseitenkontakt und Guard-Ring entgegengewirkt.

¹Befinden sich Vorderseitenkontakt und Guard-Ring auf gleichem Potential, so kann es zum sogenannten „Charge-Sharing“ kommen, d.h. dem Aufteilen der Ladungsträgerwolke zwischen Guard-Ring und Kontakt.

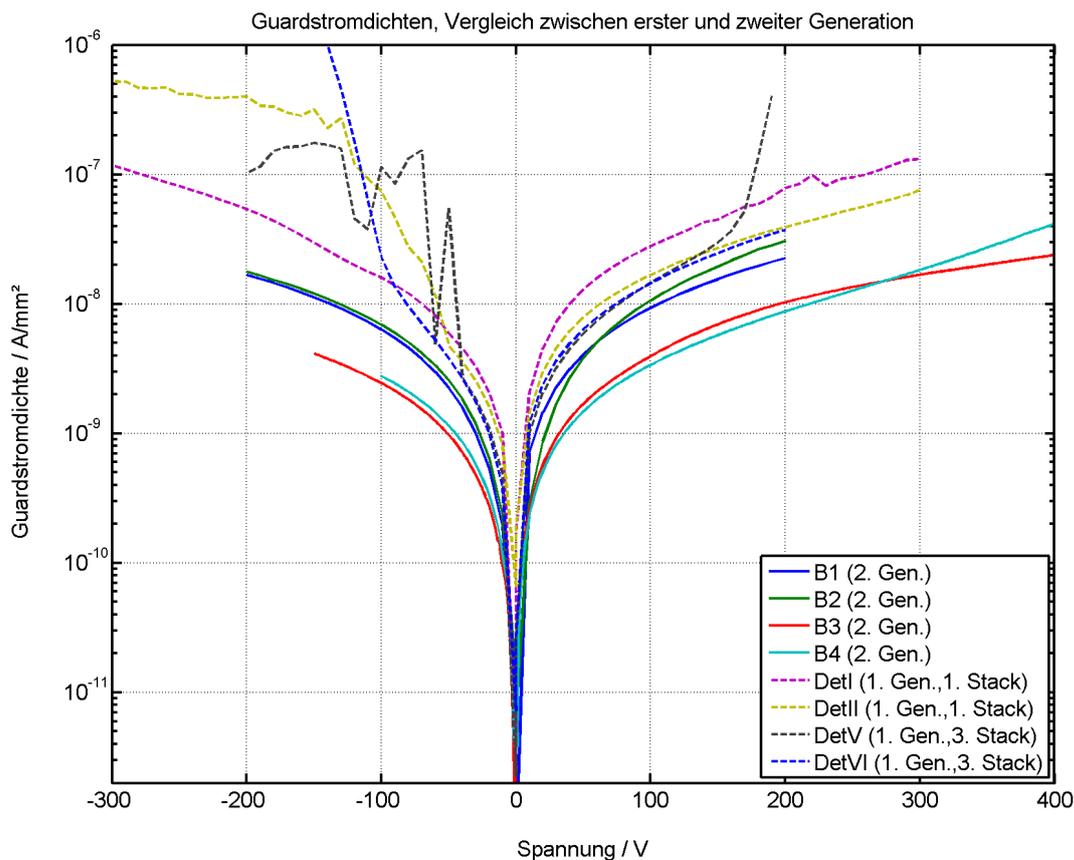


Abb. 6.27: Aufgetragen sind die Guard-Ring-Stromdichten der ersten und zweiten Detektorgeneration gegenüber der eingestellten Spannung. Die Guard-Ring-Stromdichten der zweiten Generation (durchgezogene Linien) sind trotz des kleineren Abstands zwischen Guard-Ring und Sägekante infolge der Passivierung reduziert.

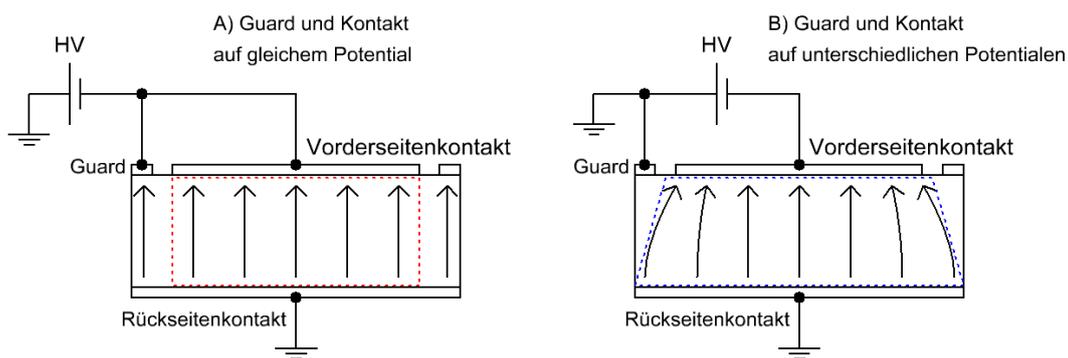


Abb. 6.28: Aktives Detektorvolumen in Abhängigkeit des Guardpotentials. Links befinden sich Vorderseitenkontakt und Guard-Ring auf gleichem Potential, die Feldlinien zeigen von der Rückseite ausgehend senkrecht auf die Vorderseite. Rechts befindet sich der Guard-Ring dagegen auf Rückseitenpotential, die Feldlinien werden dadurch im Randbereich des Detektors auf den Vorderseitenkontakt gekrümmt.

6.3.2 Bestimmung der Detektorauflösung bei 60 keV Strahlungsenergie

Mit dem Detektor B3 wurden Energiespektren bei unterschiedlichen Detektorspannungen und Pulsformzeiten aufgezeichnet. Zielsetzung war die Bestimmung einer idealen Kombination aus Detektorspannung und Pulsformzeit, bei der der Photopeak des Americium-Spektrums¹ eine möglichst geringe Breite aufweist und sich deutlich vom Untergrund abhebt. Die Pulsformzeit des Hauptverstärkers hat dabei einen großen Einfluss auf die Breite des Photopeaks: bei großen Pulsformzeiten wird mehr elektronisches Detektorrauschen mitgeformt², wodurch die Amplitudenverteilung der geformten Signale zusätzlich verbreitert wird. Wird dagegen sehr kurz geformt, so erreichen die Vorverstärkersignale unter Umständen innerhalb der Pulsformzeit nicht ihre maximale Amplitude. Für kleine Spannungen, bei denen das Detektorrauschen üblicherweise gering und die Anstiegszeit der Signale groß ist, stellte sich heraus, dass große Pulsformzeiten im Bereich 1 bis 2 μs das beste Ergebnis lieferten, bei Spannungen oberhalb $\approx 200\text{ V}$ musste die Pulsformzeit aufgrund des zunehmenden Detektorrauschens auf $0.25\text{ }\mu\text{s}$ reduziert werden.

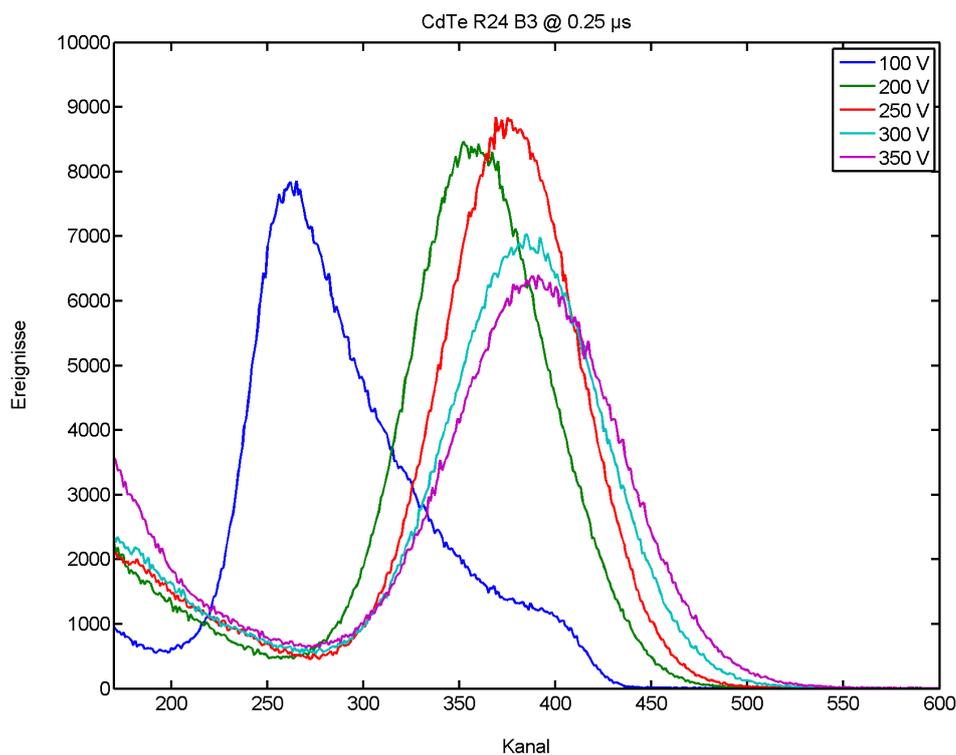


Abb. 6.29: Energiespektren einer ^{241}Am -Quelle mit 60 keV γ -Strahlung, aufgezeichnet mit dem Detektor B3. Dabei wurde die Detektorspannung zwischen 100 und 350 V variiert, die Pulsformzeit betrug $0.25\text{ }\mu\text{s}$.

¹ 60 keV Photonenergie

²Detektorrauschen auf einer Zeitskala von einigen μs

In Abbildung 6.29 ist das Ergebnis der Messreihe mit $0.25 \mu\text{s}$ Pulsformzeit dargestellt, die Spannung wurde dabei über eine Keithley SMU 237 eingestellt, als Vorverstärker kam ein PZ 304 zum Einsatz, dessen Signale mit einem ORTEC 472A Hauptverstärker geformt und anschließend von einem Silena 7411 ADC digitalisiert wurden. Deutlich zu erkennen ist die Asymmetrie des Photopeaks bei 100 V Detektorspannung (blauer Graph), die Ursache hierfür liegt in der für diese Spannung zu geringen Pulsformzeit. Ein Großteil der Signale benötigt bei 100 V deutlich länger als $0.25 \mu\text{s}$, um die maximale Amplitude zu erreichen. Infolgedessen werden im Spektrum die meisten Signale zu weit links platziert. Nur wenige Signale — meist mit verschwindend geringem Löcheranteil — erreichen bei 100 V nach $0.25 \mu\text{s}$ bereits ihre maximale Amplitude, sie bilden die Schulter bei Kanal ≈ 400 . Um die ideale Detektorspannung bei einer Pulsformzeit von $0.25 \mu\text{s}$ zu bestimmen, wurden die Photopeaks für Detektorspannungen oberhalb 200 V auf ihre Auflösung, sowie das Verhältnis aus der Peakhöhe und dem links danebenliegenden Tal untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst, die beste erzielte Auflösung beträgt 22.7%. Spektren, die mit größerer Pulsformzeit und geringeren Detektorspannungen aufgezeichnet wurden, zeigten dagegen lediglich Auflösungen $> 25\%$.

Spannung / V	FWHM_{fit}	$\text{FWHM}_{abgelesen}$	Peak-zu-Tal
200	$(24.6 \pm 0.2)\%$	24.1%	16.9
250	$(22.62 \pm 0.08)\%$	22.6%	17.7
300	$(25.9 \pm 0.2)\%$	25.4%	11.7
350	$(28.2 \pm 0.3)\%$	27.5%	9.4

Tabelle 6.3: Qualität des mit Detektor B3 aufgezeichneten 60 keV Energiespektrums in Abhängigkeit der Spannung. Die Pulsformzeit betrug $0.25 \mu\text{s}$.

Die Spannung, bei der das qualitativ hochwertigste Spektrum, d.h. ein möglichst schmaler Photopeak mit wenig Untergrund erzielt wurde, beträgt 250 V (siehe Abbildung 6.30). Eine weitere Erhöhung der Detektorspannung führte zu einer Verschlechterung der Auflösung¹ und des Verhältnisses aus Peakhöhe und Tal.

Um den Einfluss von Streustrahlung und Signalen aus dem Randbereich des Detektors zu minimieren, wurde die Amerizium-Quelle für eine weitere Messung durch eine $\approx 2 \text{ cm}$ starke Bleiplatte, in die eine Bohrung mit $d = 1 \text{ mm}$ eingearbeitet worden war, auf das Zentrum des Vorderseitenkontakts kollimiert. Die Zählrate wurde dadurch von 1500 auf 0.8 Hz reduziert und die Messdauer von 10 Minuten auf 12 Stunden verlängert. Als Detektorspannung wurde der als ideal bestimmte Wert von 250 V eingestellt, die Pulsformzeit betrug $0.25 \mu\text{s}$.

Durch die kollimierte Einstrahlung konnte die Auflösung von 22.6% auf 20.2% verbessert wer-

¹Die zur Berechnung der Auflösung benötigte Energieeichung des Spektrums wurde dabei durch eine Pulsermessung bestimmt.

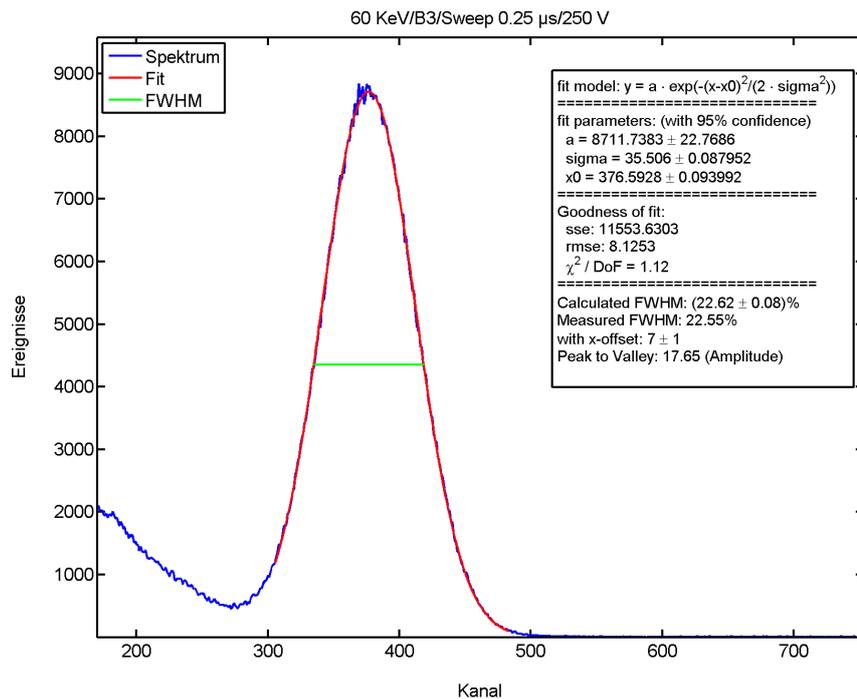


Abb. 6.30: Ein mit Detektor B3 gemessenes Energiespektrum (60 keV Strahlungsenergie) bei 250 V Detektorspannung und 0.25 μ s Pulsformzeit.

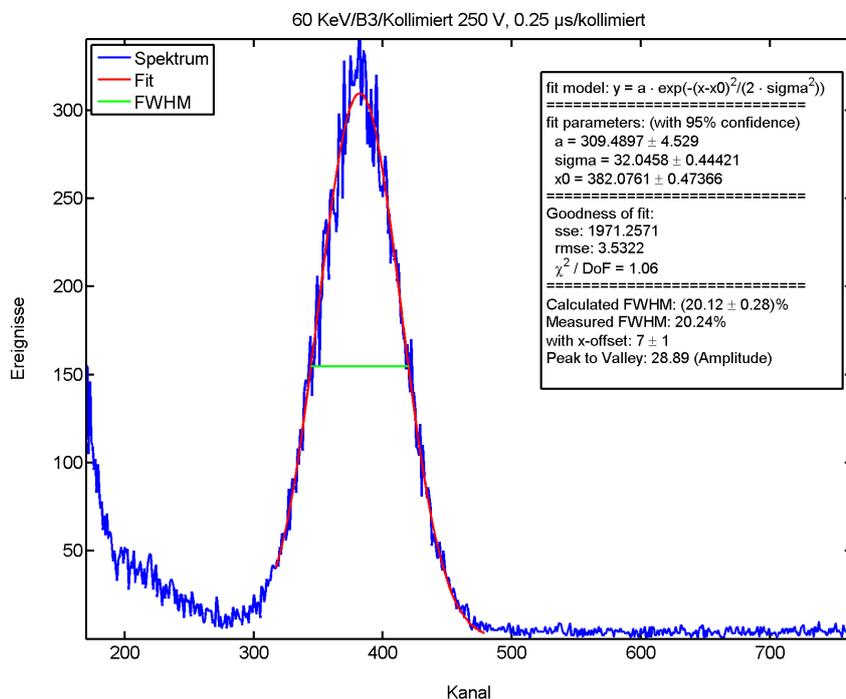


Abb. 6.31: Ein mit Detektor B3 gemessenes Energiespektrum (60 keV Strahlungsenergie). Die Quelle wurde während der Messung auf eine Fläche mit Durchmesser 1 mm kollimiert. Gegenüber dem Spektrum der unkollimierten Messung (Abbildung 6.30) wurde die Auflösung verbessert und der Untergrund links des Photopeaks reduziert.

den¹ (siehe Abbildung 6.31). Streustrahlung, Ladungsteilung zwischen Vorderseitenkontakt und Guard-Ring, sowie verzerrte und stark reduzierte Signale aus dem Randbereich des Detektors wurden fast vollständig eliminiert und das Verhältnis von Peak zu Tal von 17.7 ± 0.6 nahezu verdoppelt auf 29 ± 4 . Unter realistischen Bedingungen, beispielsweise beim medizinischen Röntgen, wird die kollimierte Auflösung jedoch kaum erreicht werden, da dort Quellen bzw. Röntgenröhren mit weitaus höherer Aktivität eingesetzt werden². Die kollimierte Messung diente lediglich der Materialuntersuchung unter optimalen Bedingungen.

6.3.3 Bestimmung der Ladungsträgereffizienz bei 60 keV Strahlungsenergie

Um die Ladungsträgereffizienz der Detektoren der zweiten Generation zu bestimmen, wurden, wie in Kapitel 6.1.4 beschrieben, digitale Spektren mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Dabei wurde die Detektorspannung zunächst in 10 V Schritten von 20 auf 100 V, anschließend in 20 V Schritten auf 300 V erhöht. Die Messdauer betrug jeweils eine Stunde. Da die Vorwiderstände mit $100 \text{ M}\Omega$ gegenüber den Detektorwiderständen ($\approx 3.5 \text{ G}\Omega$, vgl. Kapitel 6.3.1) klein waren, wurde auf die Berechnung der tatsächlichen Detektorspannung verzichtet, zudem ist hier eine exakte Kenntnis der Detektorspannung nicht entscheidend.

Abbildung 6.32 zeigt die Ergebnisse der Messungreihe. Dabei wurde zuerst über die Vorder- und anschließend über die Rückseite eingestrahlt. Die Ladungsträgereffizienz (links oben) wurde analog zu Kapitel 6.1.4 aus der Peakposition berechnet, welche bei jeder Spannung über einen Gauß-Fit bestimmt wurde. Bei vorderseitiger Einstrahlung findet ein Großteil der Wechselwirkung in der Nähe des positiven Vorderseitenkontakts statt, infolgedessen besitzen die erzeugten Detektorsignale einen großen Löcheranteil und besonders bei kleinen Spannungen kommt es zu einem erheblichen Signalverlust aufgrund der geringen Löchermobilität. Dies äußert sich in der vergleichsweise niedrigen Ladungsträgereffizienz bei vorderseitiger Einstrahlung und kleinen Detektorspannungen. Dagegen generiert die Einstrahlung über die Rückseite Signale mit großem Elektronenanteil. Infolgedessen steigt die Ladungsträgereffizienz auf dieser Seite schneller mit der Detektorspannung an und erreicht ein größeres Maximum. Bei der maximal eingestellten Spannung von 300 V betragen die Ladungsträgereffizienzen $(86.6 \pm 0.3)\%$ für die rückseitige, und $(84.5 \pm 0.3)\%$ für die vorderseitige Einstrahlung. Die Detektoren der ersten Generation erreichten bei 150 V und vorderseitiger Einstrahlung eine Effizienz von $(85.8 \pm 0.2)\%$, was gut mit den Werten der zweiten Detektorgeneration übereinstimmt.

Die über den Gauß-Fit bestimmte Auflösung (Abbildung 6.32, links unten) zeigte das glei-

¹Fehler im Bereich 0.1% bzw. 0.4%

²Bei pixelierten Kontakten wird die Auflösung jedoch durch den Small Pixel Effekt verbessert [Wil07]

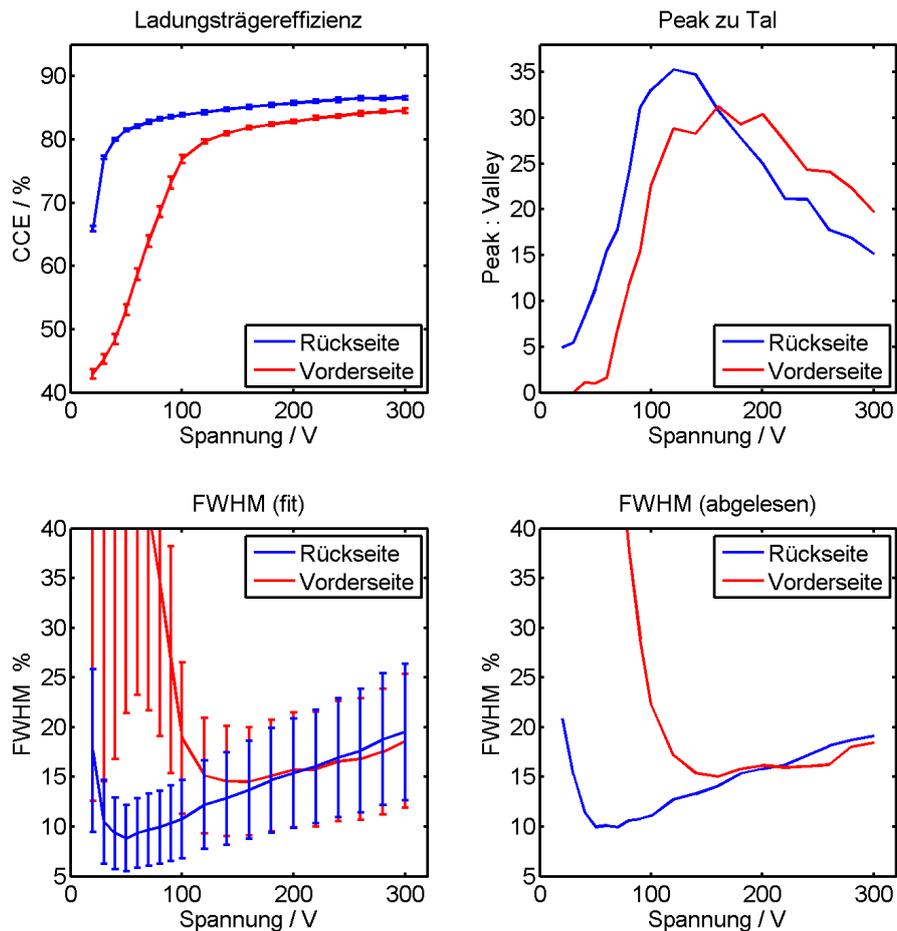


Abb. 6.32: Dargestellt sind die Messergebnisse einer spannungsabhängigen Messreihe, die mit Detektor B4 durchgeführt wurde. Bei jeder Detektorspannung wurde das Amplitudenspektrum auf seine Peakposition, -breite und -höhe untersucht. Über die Peakposition wird die Ladungsträgereffizienz (oben links) in Abhängigkeit der Spannung bestimmt. Desweiteren liefert die Peakposition zusammen mit der Peakbreite die Auflösung des Photopeaks (unten links bzw. unten rechts). Mit der Peakhöhe und der Größe des Tals zwischen dem Photopeak und dem elektronischen Untergrund des Spektrums lässt sich zudem das Peak-zu-Tal-Verhältnis in Abhängigkeit der Spannung darstellen. Bei rückseitiger Einstrahlung (blaue Graphen), d.h. die Wechselwirkung zwischen Photon und Detektor findet in der Nähe der Kathode statt, ist der Elektronenanteil der Detektorsignale besonders groß. Aufgrund der guten Transporteigenschaften der Elektroden werden hier höhere Ladungsträgereffizienzen und eine bessere Auflösung erzielt, als bei der Einstrahlung über die Vorderseite, die hauptsächlich Löchersignale erzeugt.

che Verhalten wie die direkt abgelesenen Auflösungen (Abbildung 6.32, rechts unten). Bedingt durch die schlechten Löchertransporteigenschaften ist bei vorderseitiger Einstrahlung eine wesentlich höhere Detektorspannung notwendig, um die Auflösung zu verbessern. Nach dem Erreichen einer maximalen Auflösung ($\approx 10\%$ FWHM bei rückseitiger Einstrahlung, $\approx 15\%$ FWHM bei vorderseitiger Einstrahlung) steigt die Peakbreite mit zunehmender Spannung wie-

der an. Dafür verantwortlich ist die Zunahme des Leckstroms, der das thermische Rauschen sowie das Schrotrauschen im Detektorsignal vergrößert, wodurch die Amplitudenverteilung verbreitert wird.

Das Verhältnis aus Peakhöhe und links danebenliegendem Tal erreicht für beide Seiten ein Maximum zwischen 100 und 200 V, um anschließend wieder abzufallen. Ursache hierfür ist die Verschlechterung der Auflösung, d.h. Verbreiterung des Peaks, mit zunehmender Spannung. Ein guter Kompromiss aus Auflösung und Peak-zu-Tal-Verhältnis bei der rückseitigen Einstrahlung niederenergetischer Photonen¹ liegt bei etwa 100 V Detektorspannung, die Auflösung beträgt dort $\approx 11\%$, und der Photopeak hebt sich bereits deutlich vom Untergrund ab (Peak zu Tal: ≈ 33).

6.3.4 Bestimmung der Detektorauflösung bei 662 keV Strahlungsenergie

Als Vorbereitung auf die Koinzidenzmessungen wurde die Auflösung einzelner Detektoren bei einer Strahlungsenergie von 662 keV untersucht. Dabei wurden optimale Detektorspannungen und Pulsformzeiten ermittelt. Desweiteren kam eine neue Elektronik zum Einsatz, deren Schaltung in Abbildung 6.33 dargestellt ist.

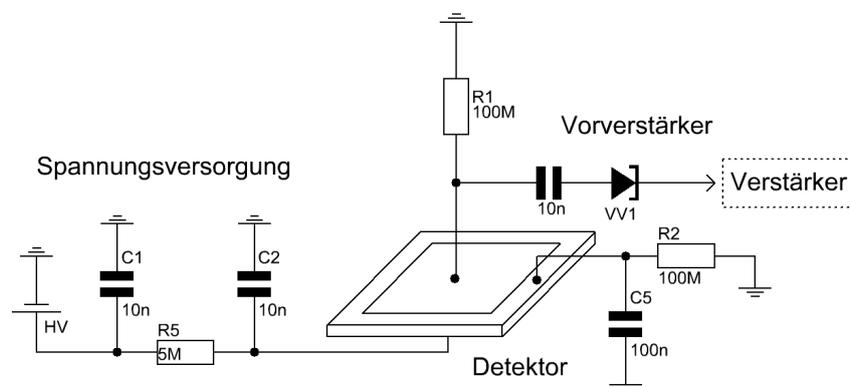


Abb. 6.33: Verbesserte Elektronik: Die Detektorspannung erhält eine zusätzliche Glättung (Kondensator C1), ebenso der Guard-Ring (Kondensator C5)

Die Detektoren wurden gemäß Abbildung 6.33 beschaltet, die Detektorspannung wurde über eine Keithley Source-Measure-Unit erzeugt. Als Vorverstärker kam ein Vorverstärker des Typs PZ 304 zum Einsatz. Mit einem Oszilloskop wurde die Anstiegszeit der Detektorsignale bei Spannungen zwischen 200 und 300 V auf etwa 400 ns geschätzt. Zur Bestimmung der optimalen Pulsformzeit (kurz PFZ) wurden anschließend Spektren mit 0.25, 0.5 und 1 μ s Pulsformzeit bei

¹Bei hohen Photonenergien findet die Wechselwirkung zwischen den Photonen und dem Detektor gleichverteilt über die gesamte Detektordicke statt, im Gegensatz zu niedrigen Photonenergien, bei denen der Großteil aller Wechselwirkungen abhängig von der Einstrahlungsrichtung in der Nähe der Anode bzw. Kathode stattfindet.

250 V Detektorspannung gemessen. Aufgrund der in Tabelle 6.4 dargestellten Ergebnisse wurde

PFZ / μs	FWHM _{abgelesen}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
1	3.27%	1.53	18.9
0.5	3.13%	1.36	19.5
0.25	3.56%	1.07	7.5

Tabelle 6.4: Qualität des 662 keV Spektrums in Abhängigkeit der Pulsformzeit

als ideale Pulsformzeit 0.5 μs gewählt¹ und in einer weiteren Messreihe die Detektorspannung zwischen 100 und 700 V variiert. Für diese Messungen wurde der Detektor B4 verwendet, da mit ihm selbst bei sehr hohen Spannungen noch Spektren aufgezeichnet werden konnte. Die Ergebnisse der Messungreihe sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst.

Spannung / V	FWHM abgelesen/%	FWHM fit/%	Peak-zu- Compton	Peak-zu- Tal
100	3.38	(1.70 \pm 0.11)	1.16	3.2
150	3.04	(1.62 \pm 0.09)	1.29	12.5
200	3.34	(1.91 \pm 0.09)	1.46	18.4
250	3.18	(2.12 \pm 0.11)	1.62	21.6
300	3.04	(2.08 \pm 0.10)	1.75	24.7
450	3.01	(2.39 \pm 0.10)	1.86	23.7
400	2.91	(2.51 \pm 0.09)	1.89	24.9
450	2.77	(2.48 \pm 0.10)	1.92	25.1
500	2.89	(2.72 \pm 0.08)	1.86	30.9
550	2.83	(2.70 \pm 0.08)	1.91	32.4
600	2.99	(2.81 \pm 0.07)	1.93	30.5
650	2.97	(2.95 \pm 0.08)	1.90	33.0
700	3.24	(3.11 \pm 0.08)	1.73	31.4

Tabelle 6.5: Qualität des 662 keV Spektrums in Abhängigkeit der Detektorspannung. Die Spektren wurden mit Detektor B4 und einer Pulsformzeit von 0.5 μs aufgezeichnet. Für den großen Unterschied zwischen der abgelesenen und gefitteten Auflösung siehe Abbildung 6.35. Die Fehler der abgelesenen Auflösungen sind dabei vergleichbar mit den Fehlern der aus den Fits erhaltenen Auflösungen, die Fehler des Peak-zu-Compton- und Peak-zu-Tal-Verhältnisses betragen $\approx 5\%$.

Die Messdauer pro Spannung betrug sechs Stunden. Bei 450 V Detektorspannung wurde die beste Auflösung erreicht, bei 600 bis 650 V wurde dagegen das beste Peak-zu-Compton- bzw. Peak-zu-Tal-Verhältnis erzielt. In Abbildung 6.34 ist das bei 450 V Detektorspannung aufgezeichnete Energiespektrum dargestellt.

Besonders bei kleinen Detektorspannungen existieren große Unterschiede zwischen der Breite

¹Oberhalb 500 V wurde die Pulsformzeit probeweise auf 0.25 μs reduziert, dies führte jedoch zu einer erheblichen Verformung des Photopeaks, da die Anstiegszeit der Signale selbst bei sehr hohen Spannungen nicht unter 400 ns beträgt.

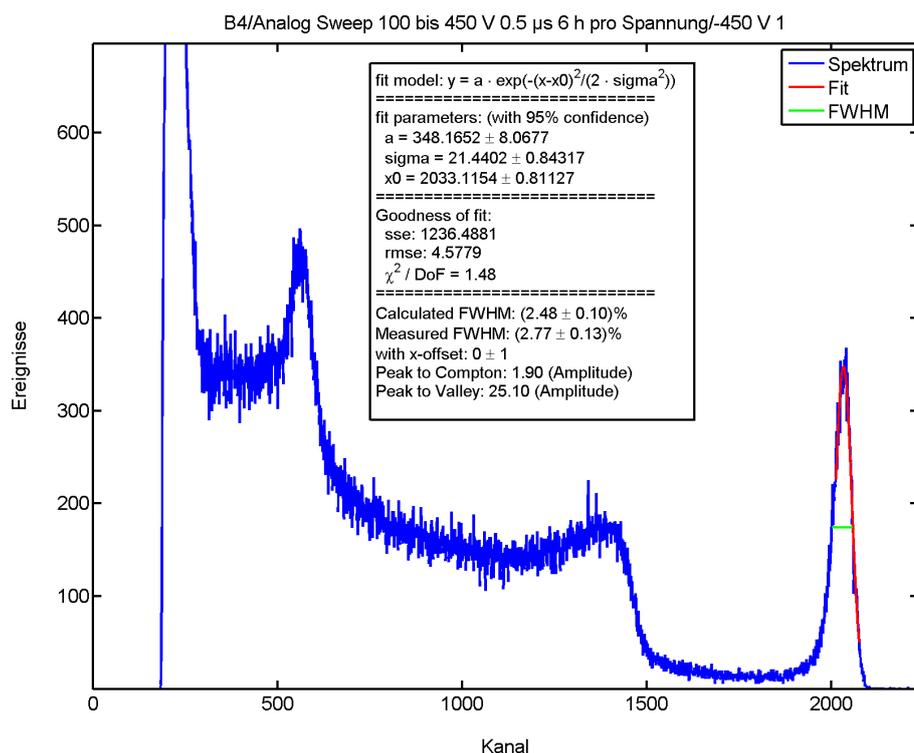


Abb. 6.34: Dargestellt ist ein 662 keV Energiespektrum, aufgezeichnet mit dem Detektor B4 bei 450 V Spannung und einer Pulsformzeit von 0.5 μ s

des Gauß-Fits und der tatsächlichen Peakbreite (vgl. Tabelle 6.5, FWHM_{fit} und $\text{FWHM}_{abgelesen}$). Grund dafür ist der Effekt des „Low Energie Tailing“, wodurch der Photopeak zusätzlich verbreitert wird. In Abbildung 6.35 sind einige, bei unterschiedlichen Spannungen aufgezeichnete Spektren dargestellt, wobei zur Verdeutlichung jeweils der Bereich um den 662 keV Photopeak vergrößert wurde.

Gegenüber der ersten Detektorgeneration konnte die Auflösung des 662 keV Photopeaks von $\approx 6\%$ FWHM (vgl. Kapitel 6.1.5) auf $\approx 3\%$ FWHM verbessert werden. Einerseits sind dafür Verbesserungen der Elektronik verantwortlich¹, andererseits zeigten die Detektoren der zweiten Generation generell bessere Leistungen² und ermöglichten den Betrieb bei höheren Detektorspannungen.

¹Zusätzliche Glättung der Detektorspannung, sowie größere Vorwiderstände

²Besonders ein besseres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis

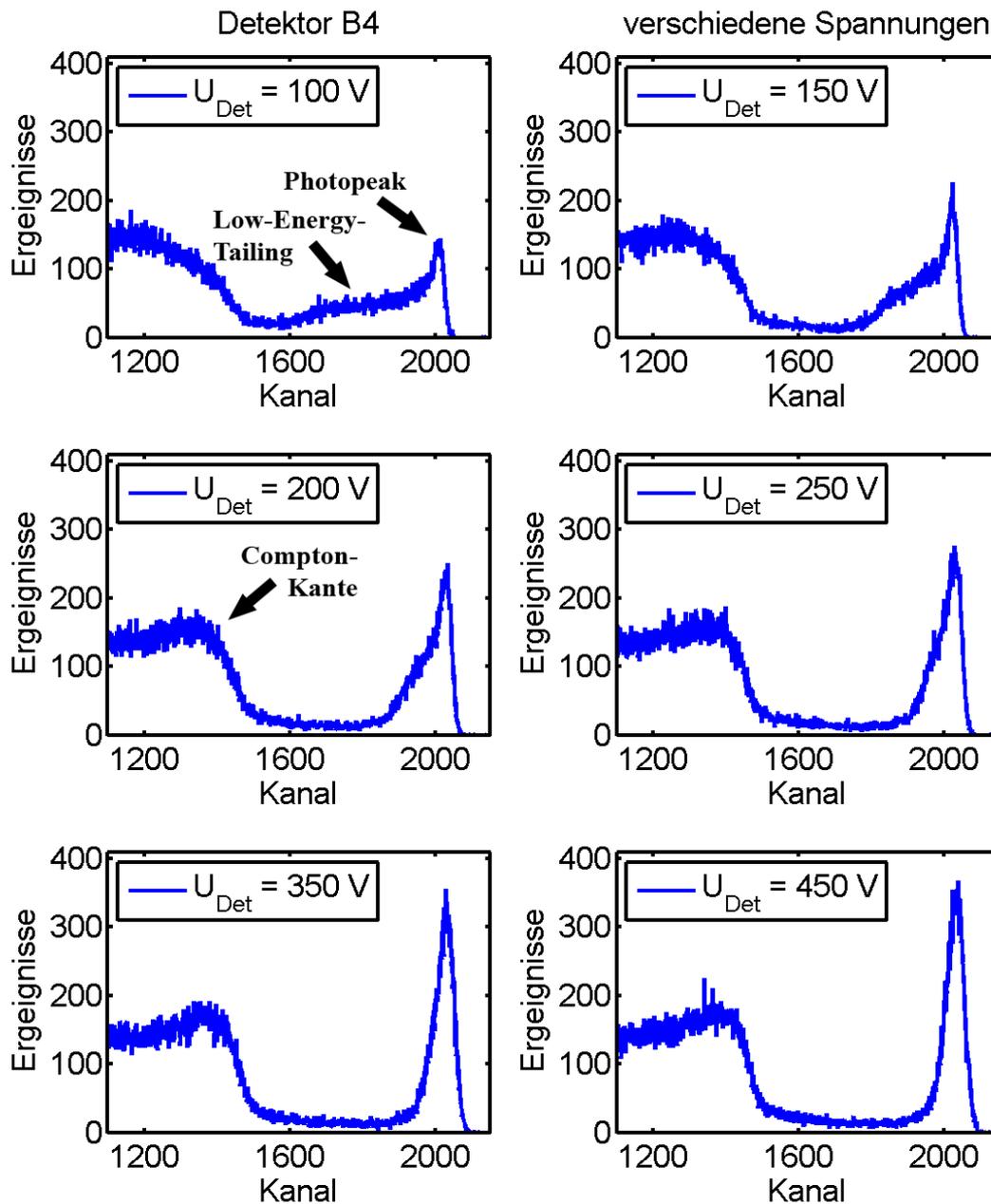


Abb. 6.35: Photopeak und Compton-Kante einiger ausgewählter Spannungen. Dargestellt sind Ausschnitte einiger, mit Detektor B4 gemessener 662 keV Spektren. Bei kleinen Detektorspannungen (oben) besitzt der Photopeak einen scharfen Bereich (an den Fitfunktion zur Bestimmung der Position angepasst wird), sowie eine durch „Low-Energy-Tailing“ verbreiterte linke Flanke. Bei mittleren Spannungen (mitte) ist dieser Effekt nur noch als Schulter in der linken Flanke des Photopeaks zu erahnen, zudem wird die Compton-Kante deutlich ausgeprägter. Bei hohen Spannungen (unten) ist der Photopeak nahezu symmetrisch, die tatsächlichen und die berechneten Peakbreiten stimmen hier recht gut überein (vgl. Tabelle 6.5)

6.3.5 Koinzidenzspektren

Um die Detektoren der zweiten Generation nicht mehr paarweise betreiben zu müssen, wurde eine neue Elektronik entwickelt, die in Abbildung 6.25 dargestellt ist. Effektiv entspricht die Schaltung der bereits aus Kapitel 6.1.5 (Abbildung 6.17) bekannten, Änderungen wurden bei der Glättung der Detektorspannungen (Kondensatoren C1 und C3 in Abbildung 6.36) und der Beschaltung der Guard-Ringe vorgenommen. Durch die zusätzlichen Kondensatoren auf der Spannungsquellenseite wurde eine bessere Glättung der Detektorspannung gewährleistet. Da sich die Detektoren der zweiten Generation auf individuellen Platinen befanden, konnte jeder Guard-Ring einzeln kontaktiert und die Detektoren dadurch vollständig entkoppelt werden.

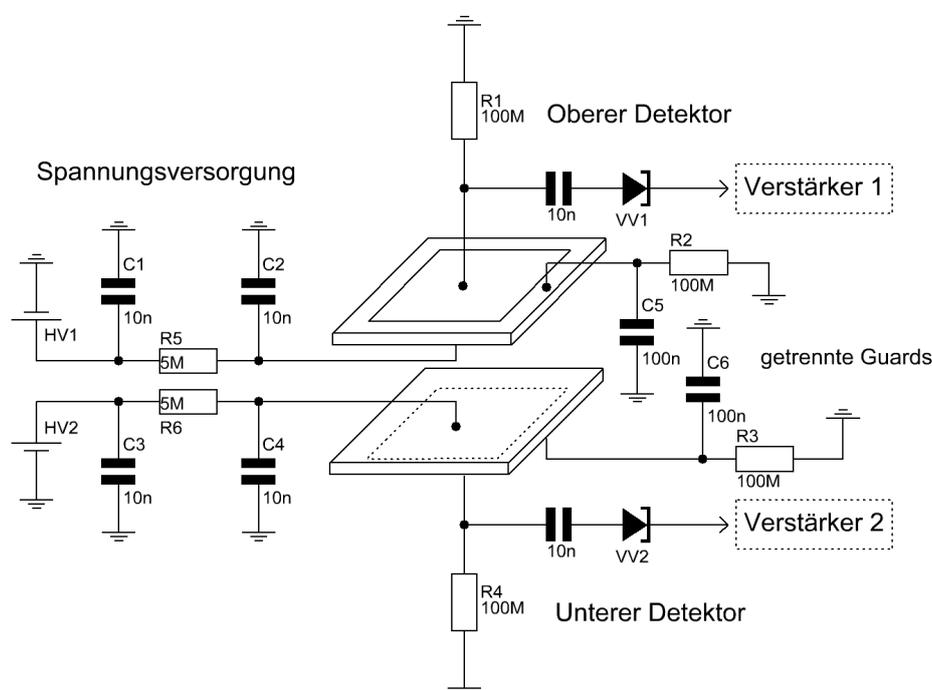


Abb. 6.36: Verbesserte Kontaktierung der hintereinandergeschalteten Detektoren (vgl. Abbildung 6.17). Zusätzlich zur π -Glättung der Detektorspannungen sind die Guard-Ringe individuell kontaktiert und ebenfalls geglättet (Kondensatoren C5 und C6). Als Vorverstärker (VV1 und VV2) wurden zwei PZ 304 verwendet.

Die Detektorsignale wurden von zwei Vorverstärkern des Typs PZ 304 verstärkt, die Detektorspannung wurde mit einer Keithley SMU 237 generiert. Die Vorverstärkersignale wurden von zwei Hauptverstärkern des Typs ORTEC 472A geformt, und anschließend mit zwei Silena 7411 Analog-Digital-Konvertern digitalisiert. Koinzidente Signale wurden dabei von dem in Kapitel 4 vorgestellten Mikrokontroller erkannt und in ein Koinzidenzspektrum einsortiert.

Nachdem die einzelnen Detektoren der zweiten Generation hinreichend charakterisiert worden waren, wurden die Detektoren B4 und B6, die die beste Detektorleistung zeigten, hintereinan-

dergeschaltet, und eine Eichmessung bei 250 V Detektorspannung und einer Signalformzeit von $0.5 \mu\text{s}$. Über die Positionen des Photo- sowie Rückstreu- und Bleipeaks wurden die Detektoren aufeinander abgestimmt¹, und über einen Zeitraum von fünf Tagen ein Koinzidenzspektrum aufgezeichnet.

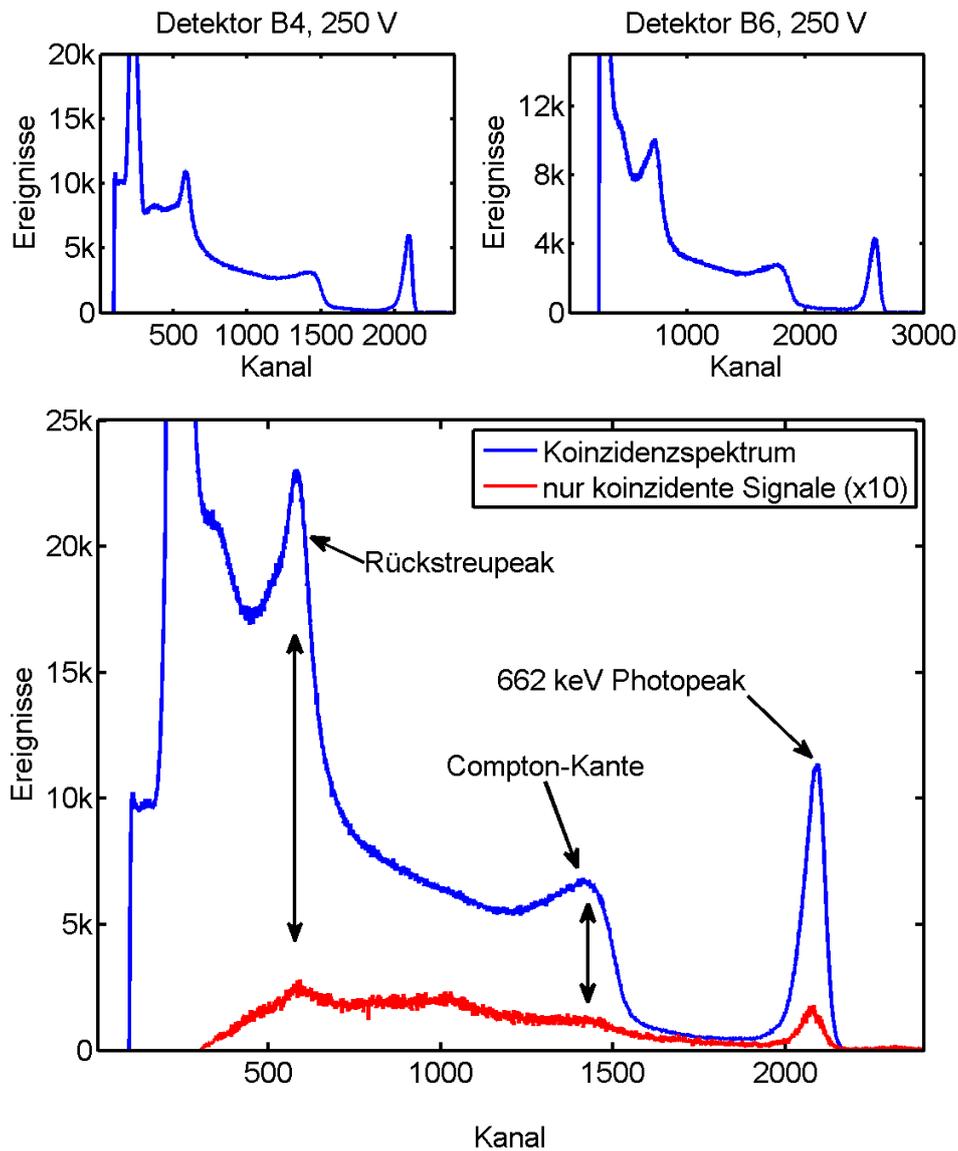


Abb. 6.37: Links oben ist das Einzelspektrum des oberen Detektors (B4), rechts oben das Einzelspektrum des unteren Detektors (B6) dargestellt. Unten sind das Koinzidenzspektrum (blau), sowie der Anteil koinzidenter Signale am Koinzidenzspektrum (rot, um einen Faktor 10 hochskaliert) abgebildet. Darin ist eine Anhäufung koinzidenter Signale im Photo- und Rückstreupeak zu erkennen, sowie eine Schulter auf der Höhe der Compton-Kante.

¹Dabei wurden nicht die Verstärkungsfaktoren der ORTEC Hauptverstärker verändert, sondern der Korrekturfaktor für die Umrechnung der Signale des zweiten Detektors auf die Skala des ersten Detektors bestimmt (vgl. Kapitel SkalSpek). Die Umrechnung der Signale wurde dabei vom Mikrokontroller übernommen.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.37 dargestellt. Neben der Anhäufung koinzidenter Ereignisse im Photopeak existiert auf der Höhe der Compton-Kante noch eine Schulter, zudem ist eine weitere Anhäufung im Rückstreupeak erkennbar. Der Anteil koinzidenter Signale (rot) beträgt dabei $\approx 1\%$ des Koinzidenzspektrums.

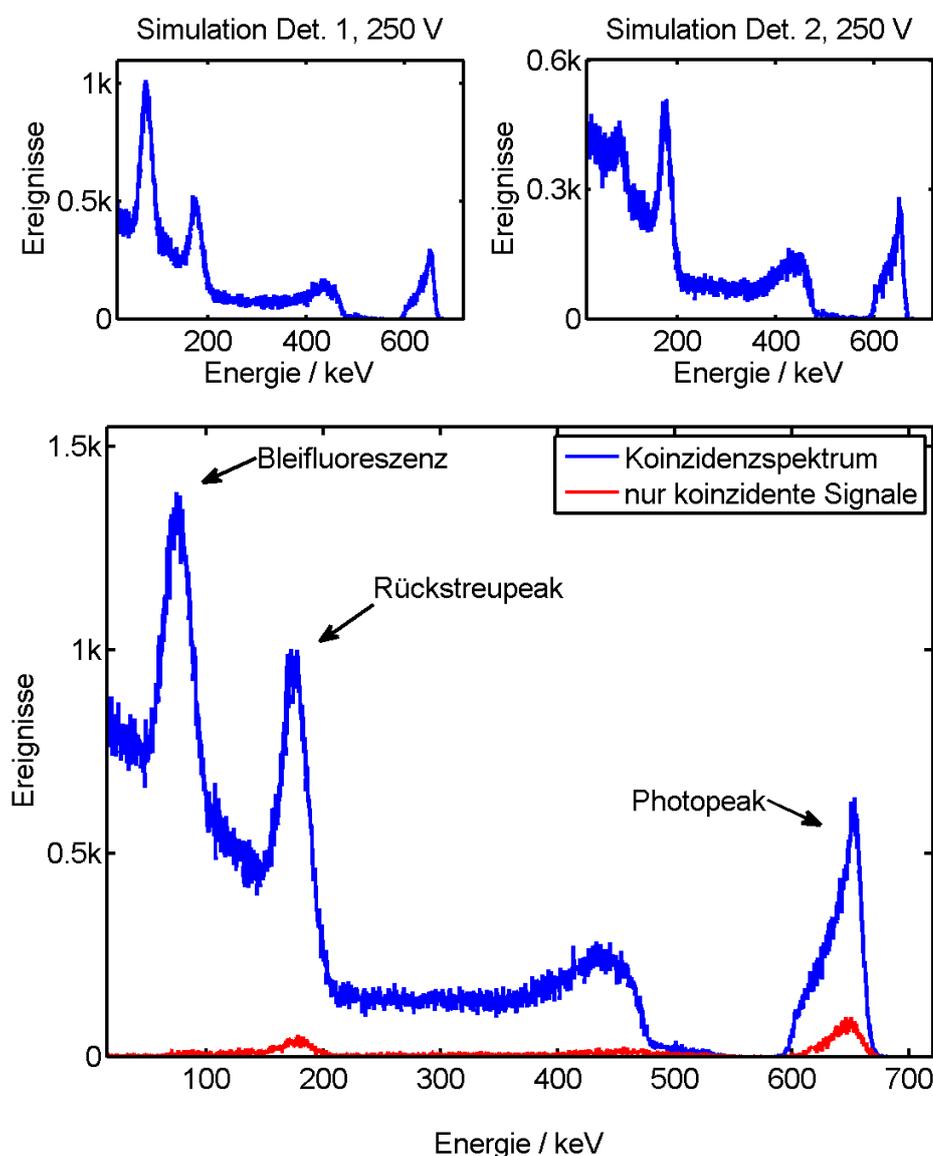


Abb. 6.38: Simulationsergebnis zweier hintereinandergeschalteter Detektoren bei 250 V Detektorspannung. Oben sind die Einzelspektren des oberen (oben links) und unteren (oben rechts) Detektors dargestellt, unten das Koinzidenzspektrum (blau) und der Anteil koinzidenter Signale aus beiden Detektoren (rot). Anhäufungen koinzidenter Signale existierten in der Simulation im Photo- und Rückstreupeak.

Ein Vergleich mit der Simulation (Abbildung 6.38) zeigt, dass im Photopeak mehr koinzidente Ereignisse erwartet werden, insgesamt liegt der Anteil koinzidenter Signale in der Simulation mit $\approx 3\%$ deutlich über dem gemessenen Anteil.

Um die koinzidenten Ereignisse besser mit der Simulation vergleichen zu können, wurden die simulierten und gemessenen Spektren, die jeweils nur koinzidente Ereignisse enthalten (d.h. die roten Graphen aus den Abbildungen 6.37 und 6.38), in Abbildung 6.39 dargestellt.

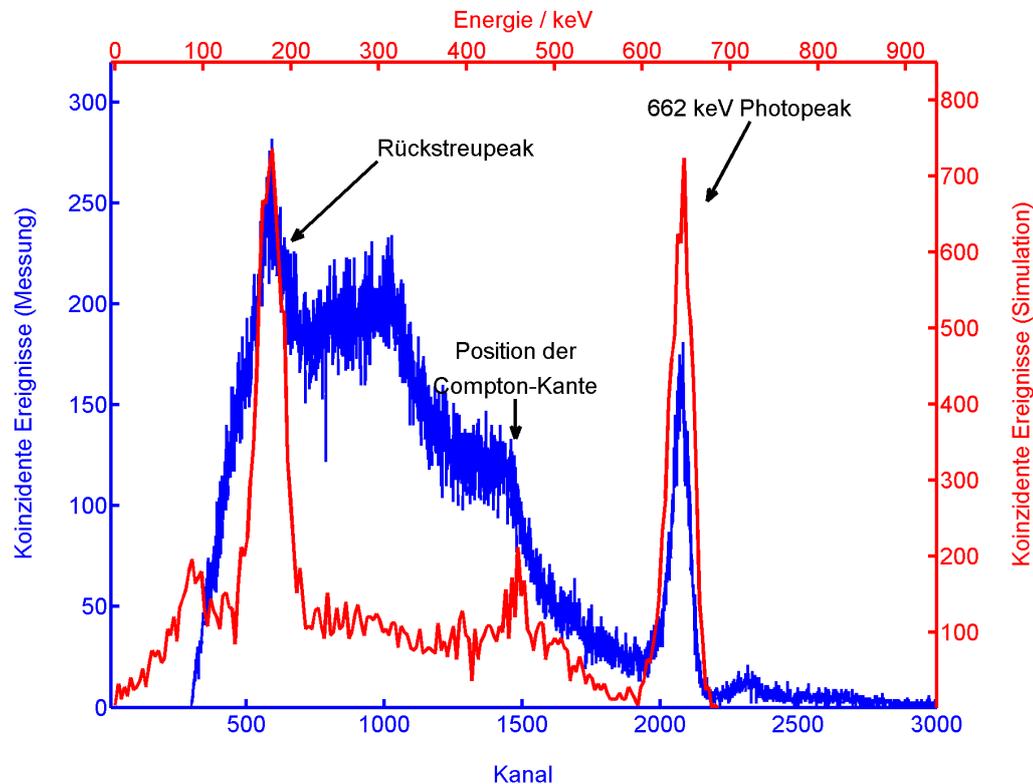


Abb. 6.39: Dargestellt sind die koinzidenten Signale der Messung (blaue Achse), sowie die koinzidenten Signale der Simulation (rote Achse). Beide Spektren besitzen Anhäufungen koinzidenter Signale im Photo- und Rückstreupeak, sowie eine Schulter an der Position der Compton-Kante (Für die Position der Compton-Kante siehe Abbildung 6.37 bzw. 6.38). Lediglich im Bereich zwischen der Lage der Compton-Kante und dem Rückstreupeak existieren Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Messung und der Simulation.

Abbildung 6.39 zeigt eine qualitative Übereinstimmung zwischen den Verteilungen der simulierten und gemessenen Koinzidenzen¹, Anhäufungen im Rückstreu- und Photopeak sind sowohl in der Messung als auch in der Simulation vorhanden, desweiteren besitzen beide Verteilungen eine Schulter an der Position der Compton-Kante. Lediglich im Bereich zwischen dem Rückstreupeak und der Compton-Kante weichen Messung und Simulation von einander ab. Da in diesem Energiebereich jedoch Streustrahlung² eine große Rolle spielt, und diese nur näherungsweise in die Simulation übernommen wurde, kann hier keine komplette Übereinstimmung erwartet werden.

Die Tatsache, dass über den Photopeak hinaus kaum koinzidente Ereignisse auftraten, deutet darauf hin, dass es während der Messung zu sehr wenigen zufälligen Koinzidenzen, d.h. der

¹Die Verteilungen sind dabei in unabhängigen Achsen dargestellt und auf die Höhe des Rückstreupeaks normiert.

²Photonen, die an der Bleiabschirmung des Experiments gestreut werden

Addition zweier unabhängiger Ereignisse, kam.

In Tabelle 6.6 sind die Auflösungen und Merkmale der Energiespektren der Detektoren B4 und B6 zusammengefasst, im Anhang 9.6 sind die einzelnen Fits abgebildet.

Spektrum	$\text{FWHM}_{\text{abgelesen}}$	FWHM_{fit}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
Det. B4 (o)	2.92%	$(2.29 \pm 0.04)\%$	1.93	30.9
Det. B6 (u)	3.67%	$(3.18 \pm 0.05)\%$	1.55	20.1
Koinz.	3.28%	$(2.72 \pm 0.05)\%$	1.74	23.5

Tabelle 6.6: Qualität der Einzel- und des Koinzidenzspektrums der Detektoren B4 und B6

Anteilmäßig stellen die koinzidenten Signale mit $\approx 1\%$ des gemessenen Koinzidenzspektrums einen wesentlich kleineren Anteil dar, als von der Simulation vorhergesagt wurde. Zudem weicht die gemessene Verteilung koinzidenter Signale von der simulierten Verteilung ab. Deshalb weist das Koinzidenzspektrum der Detektoren B4 und B6 gegenüber den Einzelspektren keine Verbesserung auf (vgl. Tabelle 3.1 in Kapitel 3.4). Die Peak-zu-Compton- und Peak-zu-Tal-Verhältnisse, sowie die Auflösung des Koinzidenzspektrums entsprechen dagegen den Mittelwerten der Einzelspektren. Zusätzlich zu den hier gezeigten Ergebnissen wurden weitere Messungen mit anderen Detektorpaaren durchgeführt, der Anteil koinzidenter Signale am Koinzidenzspektrum betrug dabei jedoch immer etwa 1%, und die Verteilung koinzidenter Signale war bei allen Messungen vergleichbar mit der in Abbildung 6.39 gezeigten Verteilung.

Es ist denkbar, dass ein Teil der koinzidenten Signale durch die Diskriminatorschwellen der Analog-Digital-Konverter verloren gehen: Mit diesen Schwellen wird das elektronische Rauschen im niederenergetischen Bereich des Spektrums unterdrückt, gleichzeitig werden dadurch aber auch niederenergetische Ereignisse¹ vom Konverter ignoriert. Gerade bei der Vorwärtstreueung im oberen Detektor (vgl. Abbildung 2.8 in Kapitel 2.9) wird jedoch nur wenig Energie übertragen². Um diesen Umstand zu vermeiden, ist ein weiterer Aufbau geplant, bei dem die Signale der beiden Detektoren direkt nach den Vorverstärkern addiert werden. Koinzidente Signale $C = A + B$, bei denen entweder die Amplitude von A oder von B unterhalb einer Diskriminatorschwelle liegen, würden somit als Gesamtsignal C digitalisiert werden. Die bisher verwendete Koinzidenzschaltung dagegen verwirft beispielsweise das Ereignis A , wenn dessen Amplitude unterhalb der Diskriminatorschwelle des ADCs liegt, wodurch nur die Amplitude von B zum Koinzidenzspektrum beiträgt, nicht jedoch die Summe C beider Signale.

Zudem ist es möglich, dass der Anteil koinzidenter Signale am Koinzidenzspektrum von der Simulation überschätzt wird, hier ist sicherlich ein Vergleich der Simulationsergebnisse der in Kapitel 3 vorgestellten Simulation mit den Ergebnissen einer Geant4-Simulation³ von Interes-

¹Ereignisse, bei denen der Energieübertrag zwischen Photon und Detektor unterhalb ≈ 40 keV liegt

²Ein Photon mit $E_\gamma = 662$ keV überträgt bei einer Compton-Streuung um 15° lediglich ≈ 30 keV auf den Detektor.

³<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

se. Desweiteren kann die Simulation auf elektronisches Rauschen erweitert werden, um dessen Einfluss auf die Erkennung koinzidenter Signale besser zu verstehen.

Die minimale Größe des Koinzidenzfensters bei der Verwendung des in Kapitel 4 vorgestellten Mikrokontrollers beträgt momentan ≈ 500 ns. Besonders bei hohen Signalaraten stellt dies ein Problem dar, aber auch bei niedrigen Zählraten verursacht diese verhältnismäßig lange Koinzidenzzeit zufällige Koinzidenzen, die die Verteilung der koinzidenten Signale negativ beeinflussen. Auch hier würde analoge Addition der Vorverstärkerausgangssignale teilweise Abhilfe schaffen, zeitliche Auflösung Trennung der Signale würde dann nur noch von der Signalformzeit des Verstärkers abhängen.

7 Messungen mit (Cd,Zn)Te Coplanar-Grid Detektoren

Im Laufe dieser Arbeit wurden zunächst Messungen mit einem einzelnen Coplanar-Grid Detektor (kurz CPG) durchgeführt. Hauptziel war dabei die Maximierung der Detektorauflösung durch Verbesserungen der für die Signalanalyse zuständigen Elektronik. Desweiteren wurde der optimale Arbeitspunkt des Detektors bestimmt. Anschließend wurden zwei CPG Detektoren hintereinandergeschaltet und die resultierenden Koinzidenzspektren auf Qualitätsverbesserungen untersucht, sowie mit der Simulation verglichen.

Beide CPG Detektoren sind aus (Cd,Zn)Te der Firma Redlen Technologies gefertigt, die Kontakte wurden im Freiburger Materialforschungszentrum¹ über verschiedene lithographische Prozesse aufgebracht. Die Abmessungen der Detektoren betragen $19 \times 19 \times 5 \text{ mm}^3$ (Bezeichnung: Redlen II) bzw. $15 \times 15 \times 5 \text{ mm}^3$ (Bezeichnung: Redlen III)². Die Vorderseiten sind jeweils mit einer Fingerstruktur, bestehend aus Elektroden mit alternierendem Potential, versehen, die Rückseiten werden vollständig von einem Flächenkontakt bedeckt. In Abbildung 7.1 ist der Detektor Redlen II dargestellt.

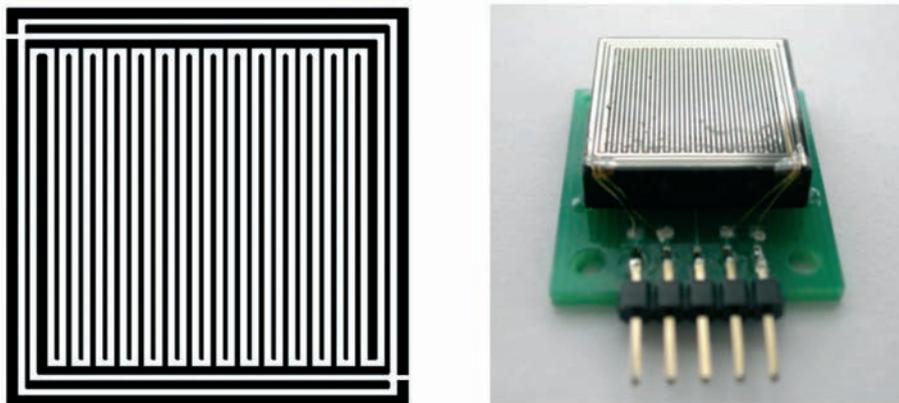


Abb. 7.1: Anodenstruktur (links) und Photo des Redlen II Detektors [Ham09]. Die Elektroden der Vorderseite sind von zwei Halb-Guard-Ringen umgeben, die jeweils zwei der vier Kanten abdecken.

Die Vorderseitenkontakte werden durch 15 bzw. 12 Streifenpaare gebildet (Redlen II bzw. III). Der jeweils äußerste Streifen ist dabei verbreitert, um Inhomogenitäten der Wichtungspotentiale im Randbereich des Detektors auszugleichen. Die ladungssammelnde und nicht-ladungssammelnde Elektrode sind von individuellen Guard-Ringen umgeben, die auf unterschiedliche Potentiale gebracht werden können³.

¹Dr. Alex Fauler

²Redlen I besitzt eine abweichende Elektrodenstruktur. Für Messergebnisse dieses Detektors siehe [Ham09]

³Der Einfluss der Guard-Ring-Potentiale wird in Kapitel 7.1.1 diskutiert

Bedingt durch die Anodenstruktur des CPG Detektors wird der Einfluss der Löchertransporteigenschaften auf das Energiespektrum minimiert bzw. idealerweise komplett eliminiert. Die endliche Elektronenlebensdauer sorgt jedoch nach wie vor für einen, wenn auch geringen, Signalverlust und damit für eine des induzierten Signals¹ vom Wechselwirkungsort. Um diesen Signalverlust zu kompensieren, können die Signale der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektroden² unterschiedlich stark gewichtet werden:

$$A_{diff} = A_C - g \cdot A_{NC} \quad (7.1)$$

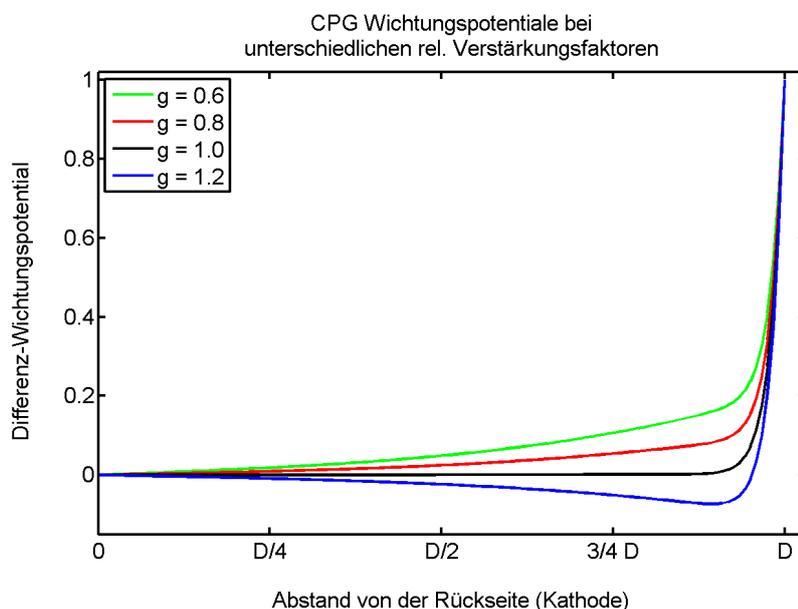


Abb. 7.2: Dargestellt sind einige Differenz-Wichtungspotentiale gegenüber dem Abstand zur Rückseite des Detektors. Dabei wurde der relative Verstärkungsfaktor g variiert.

Betrachtet man das Differenz-Wichtungspotential der beiden Elektroden (Abbildung 7.2), so wird der Einfluss des relativen Verstärkungsfaktors g deutlich: für $g \neq 1$ ist das Wichtungspotential auf der gesamten Detektordicke verschieden von Null, und Elektronen, die in großem Abstand zur Anode erzeugt werden, induzieren ein größeres Signal als Elektronen, die nur eine kurze Driftstrecke zur Anode besitzen. Durch geeignete Wahl des relativen Verstärkungsfaktors ($g < 1$) kann der Ladungsträgerverlust der Elektronen in erster Näherung kompensiert und die Wechselwirkungsortabhängigkeit des induzierten Signals ausgeschaltet werden. Durch das nicht-verschwindende Differenz-Wichtungspotential entsteht jedoch wieder eine geringe Löcherabhängigkeit des Signals³.

¹Ein Ereignis, dessen Wechselwirkungsort nahe der Kathode liegt, induziert aufgrund des Elektronenverlusts ein etwas kleineres Signal, als ein Ereignis dessen Wechselwirkungsort sich näher an der Anode befindet

²Als Index C bzw. NC („collecting“ und „non-collecting“)

³Für Details zu Elektroneneinfang und relativem Verstärkungsfaktor siehe [Ham09, Seite 40 ff]

7.1 Bestimmung der optimalen Betriebsparameter

Die Auflösung des Coplanar-Grid Detektors wird durch die Spannungen zwischen den Grids und zwischen der Vorder- und Rückseite bestimmt. Desweiteren haben die Pulsformzeit des Verstärkers und der relative Verstärkungsfaktor der nicht-ladungssammelnden Elektrode einen Einfluss auf die Detektorleistung.

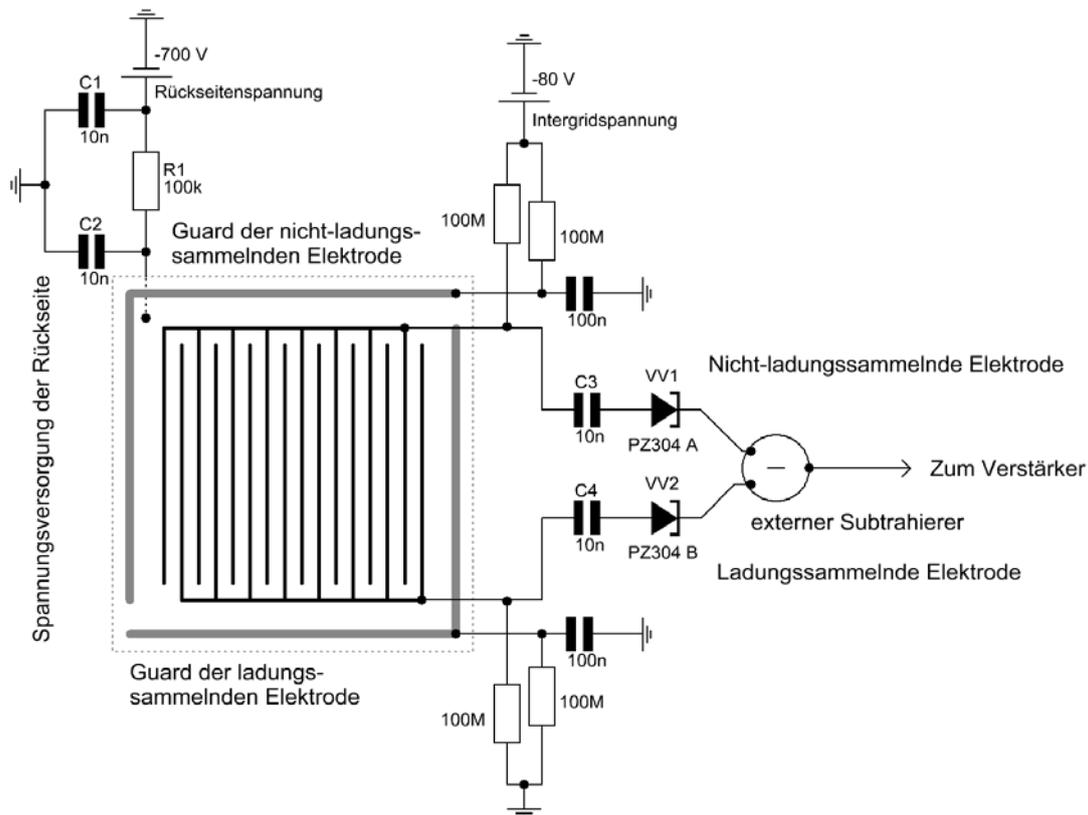


Abb. 7.3: Beschaltung des CPG Detektors Redlen II. Die Spannungsversorgung der Rückseite verfügt über eine π -Glättung (C1, C2 und R1). Die Guard-Ringe werden auf das Potential der jeweiligen Elektrode gelegt, die sie umgeben.

Der CPG Detektor Redlen II wurde gemäß Abbildung 7.3 kontaktiert. Die Rückseitenspannung wurde über eine Hochspannungsquelle hergestellt, zur Glättung dienen die Kondensatoren C1 und C2, sowie dem Widerstand R1. Die ladungssammelnde Elektrode und der sie umgebende Guard-Ring wurden jeweils über $100\text{ M}\Omega$ Widerstände auf Massepotential gelegt. Die nicht-ladungssammelnde Elektrode und ihr Guard-Ring wurden über $100\text{ M}\Omega$ Widerstände auf den Ausgang einer Keithley Source-Measure-Unit gelegt und gegenüber Masse auf ein negatives Potential gebracht. Als Vorverstärker kamen zwei PZ 304 zum Einsatz, PZ 304 B mit einem Verstärkungsfaktor von $(1.51 \pm 0.02) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ für die ladungssammelnde Elektrode, und PZ 304 A mit $(1.50 \pm 0.02) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ für die nicht-ladungssammelnde¹. Der verwendete Subtrahierer gewich-

¹Die Verstärkungsfaktoren wurden in Kapitel 5.1 bestimmt.

tete die Signale beider Elektroden gleich, das resultierende Differenzsignal war damit

$$A_{diff} = A_C - A_{NC}, \quad (7.2)$$

und der relative Verstärkungsfaktor g wurde lediglich durch die leicht unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker festgelegt:

$$g = \frac{1.50 \pm 0.02}{1.51 \pm 0.02} = 0.9934 \pm 0.019 \quad (7.3)$$

Als Quelle wurde ^{137}Cs verwendet¹, die Spektren wurden gemäß Kapitel 2.8 ausgewertet. Zunächst wurde die ideale Pulsformzeit bestimmt, indem der Detektor bei -800 V Rückseiten- und variabler Intergridspannung betrieben wurde, die Messdauer pro Spannung betrug 15 Minuten. Um den Einfluss von Streustrahlung und Signalen aus dem Randbereich des Detektors zu minimieren, wurde die Quelle über einen Bleikollimator mit 3 mm Bohrdurchmesser auf das Zentrum der Vorderseite fokussiert. Die Detektoraufösungen bei unterschiedlichen Pulsformzeiten sind in Tabelle 7.1 zusammengetragen.

Intergridspannung / V	PFZ 1 μs	PFZ 2 μs	PFZ 3 μs
-70	3.32%	3.08%	2.99%
-80	3.07%	2.82%	2.77%
-90	2.97%	2.74%	2.72%
-100	2.96%	2.78%	2.80%

Tabelle 7.1: Abgelesene Auflösung des Photopeaks in Abhängigkeit der Pulsformzeit und Intergridspannung. Die Fehler betragen etwa 0.05% (absolut).

Neben den in Tabelle 7.1 gezeigten Pulsformzeiten wurden noch längere (6 μs) und kürzere (0.5 μs und 0.25 μs) Pulsformzeiten getestet. Da die Anstiegszeit der Detektorsignale im Bereich einer Mikrosekunde liegt, führen die kürzeren Pulsformzeiten zu einer deutlichen Verschlechterung des Spektrums². Eine Pulsformzeit von 6 μs verschlechterte die Auflösung ebenfalls, da bei großen Pulsformzeiten der niederfrequente Rauschanteil der Detektorsignale einen großen Einfluss auf die Amplitudenverteilung der geformten Signale hat. Die ideale, mit dem verwendeten Verstärker³ einstellbare Pulsformzeit beträgt zwischen 2 und 3 μs , die Unterschiede zwischen den mit diesen beiden Pulsformzeiten bestimmten Auflösungen liegen im Bereich ihrer Fehler ($\pm 0.05\%$ absolut). Wegen der verhältnismäßig geringen Feldstärke und großen Detektordicke ist selbst eine Pulsformzeit von 1 μs nicht ausreichend, um sämtliche Signale vollständig zu erfassen. In Abbildung 7.4 ist das Energiespektrum mit 2.72% Auflösung abge-

¹Eine γ -Emission mit $E_\gamma = 662\text{ keV}$

²Verzerrter Photopeak, FWHM $> 5\%$

³Verstärker des Typs ORTEC 472A besitzen sechs verschiedene Pulsformzeiten: 0.25, 0.5, 1, 2, 3 und 6 μs

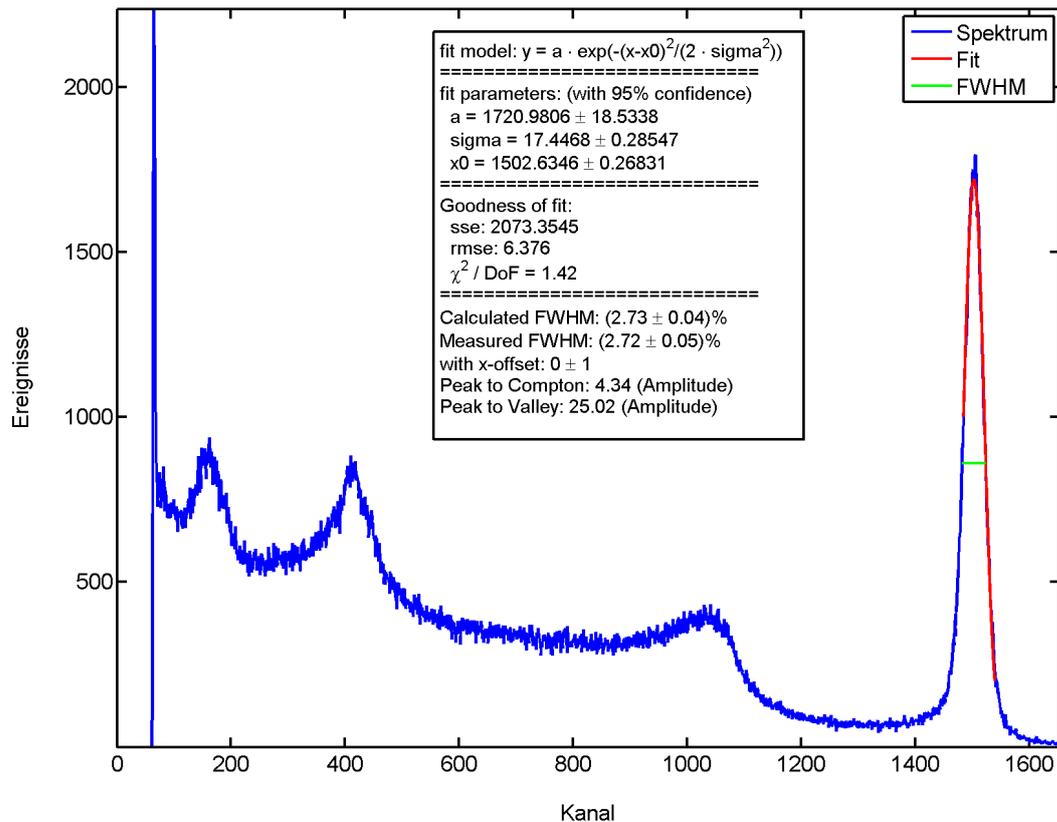


Abb. 7.4: Ein mit dem CPG Detektor Redlen II aufgezeichnetes 662 keV Energiespektrum. Die Detektorspannung betrug -800 V, zwischen den Grids wurden -90 V eingestellt, als Pulsformzeit wurde $3 \mu\text{s}$ verwendet.

bildet. Da der Photopeak nahezu symmetrisch ist, fällt der Unterschied zwischen der aus dem Fit berechneten und der gemessenen Auflösung sehr gering aus¹.

Um die ideale Kombination aus Rückseiten- und Intergridspannung zu bestimmen, wurde der Kollimator entfernt. Die Rückseitenspannung wurde in 50 V Schritten zwischen -650 V und -900 V variiert, die Intergridspannung in 10 V Schritten zwischen -70 V und -120 V. Die Messreihe wurde mit 2 und $3 \mu\text{s}$ Pulsformzeit durchgeführt. Das Ergebnis der Messreihe mit $3 \mu\text{s}$ Pulsformzeit ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

¹(2.73 ± 0.04)% (gemessen) gegenüber (2.72 ± 0.05)% (abgelesen)

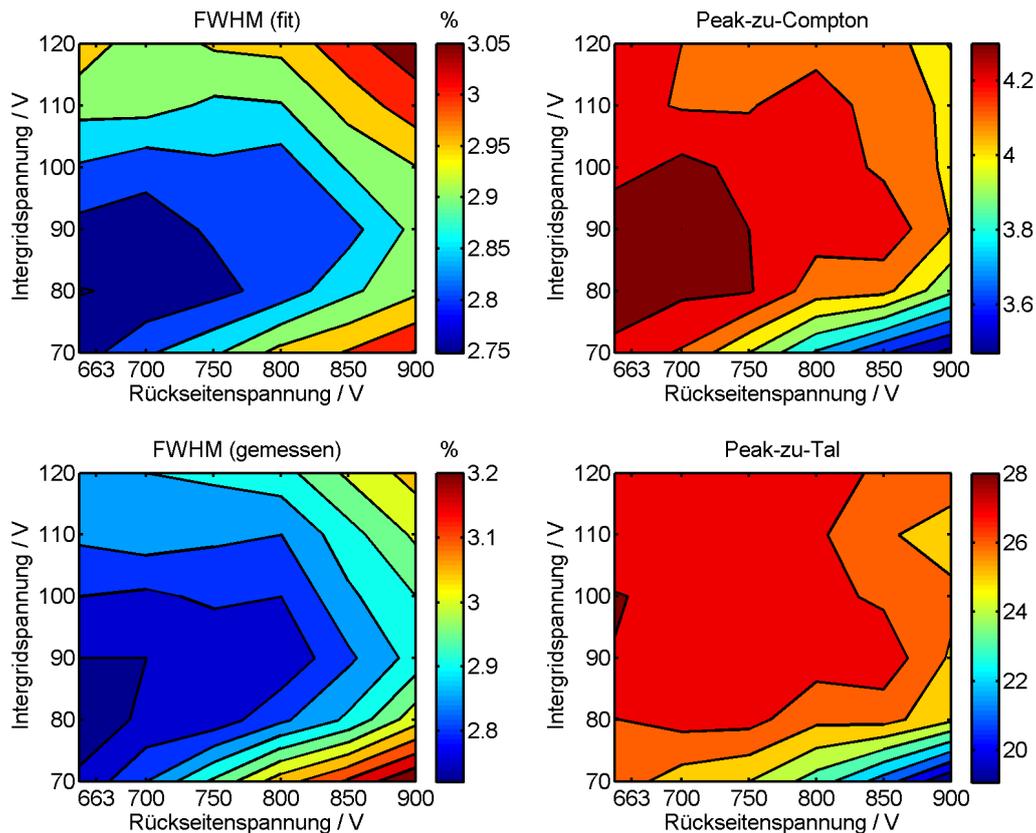


Abb. 7.5: Aufgetragen sind die Auflösung (berechnet und gemessen — links oben und unten) sowie das Peak-zu-Compton- (rechts oben) und Peak-zu-Tal-Verhältnis eines Caesium-Spektrums gegenüber den Beträgen der Rückseiten- (x) und Intergridspannung (y), gemessen mit dem CPG Detektor Redlen II. Als Pulsformzeit wurde $3 \mu\text{s}$ verwendet. Die Auflösung und das Peak-zu-Compton-Verhältnis werden bei $(650, 80)$ V maximiert, das Peak-zu-Tal-Verhältnis dagegen erst bei $(650, 100)$ V.

Abgebildet sind die Peakbreite¹ des Photopeaks (links oben und unten), das Verhältnis der Peakhöhe zur Compton-Kante (rechts oben), sowie das Verhältnis der Peakhöhe zum Tal zwischen dem Photopeak und der Compton-Kante (rechts unten). Die beste Auflösung von $(2.75 \pm 0.04)\%$ (fit) bzw. $(2.72 \pm 0.04)\%$ (gemessen) wird bei -650 V Rückseiten- und -80 V Intergridspannung erreicht. Das Peak-zu-Compton-Verhältnis ist im Bereich -650 bis -750 V Rückseiten- und -80 bis -100 V Intergridspannung maximal, das Peak-zu-Tal-Verhältnis hat ein Maximum (28.0) bei -650 V Rückseiten- und -100 V Intergridspannung, sowie einen weiten Bereich, in dem es nur knapp unter dem Maximum liegt. Bei der Messung mit einer Pulsformzeit von $2 \mu\text{s}$ ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten. Aufgrund der reduzierten Pulsformzeit sind die Minima und Maxima geringfügig zu höheren Rückseitenspannungen verschoben².

Aus Abbildung 7.5 kann desweiteren abgeschätzt werden, dass die Intergridspannung für einen optimalen Betrieb immer etwa 12% der Rückseitenspannung betragen sollte.

¹FWHM - Full Width Half Maximum - volle Peakbreite auf halber Höhe

²Bei kleinen Pulsformzeiten spielt das leckstrombedingte Rauschen keine so große Rolle

7.1.1 Potentiale der Guard-Ringe

Bisher wurden die Potentiale der Guard-Ringe auf den Potentialen der Elektroden gehalten, die sie umgeben. Daneben sind jedoch noch weitere Konfigurationen denkbar:

Neben der Reduktion des Oberflächenleckstroms zwischen den Vorderseitenelektroden und dem Rückseitenkontakt entscheiden die Potentiale der Guard-Ringe über den Beitrag von Ereignissen aus dem Randbereich des Detektors zum Energiespektrum. Durch Potentialdifferenzen zwischen den Guard-Ringen und den Vorderseitenelektroden entstehen desweiteren zusätzliche Oberflächenströme, deren Fluktuationen die Qualität des Spektrums beeinflussen können.

Um den Einfluss der Guardpotentiale auf die Qualität des Spektrums zu untersuchen, wurde eine unkollimierte ^{137}Cs -Quelle in einem Abstand von ca. 1.5 cm zur Vorderseite des Detektors platziert, und die in Tabelle 7.2 aufgelisteten Konfigurationen getestet¹.

Konfiguration	FWHM <i>abgelesen</i>	FWHM <i>fit</i>	Peak-zu- Compton	Peak-zu- Tal
Guard-Ringe nicht kontaktiert	2.86%	$(2.84 \pm 0.04)\%$	4.22	26.4
C-Guard-Ring → Masse NC-Guard-Ring → Intergridsp.	2.77%	$(2.79 \pm 0.04)\%$	4.18	27.5
C-Guard-Ring → Intergridsp. NC-Guard-Ring → Masse	2.80%	$(2.77 \pm 0.03)\%$	4.25	26.8
Beide Guard-Ringe → Masse	2.77%	$(2.76 \pm 0.04)\%$	4.26	27.5
Beide Guard-Ringe → Intergridsp.	2.86%	$(2.83 \pm 0.03)\%$	4.16	26.2

Tabelle 7.2: Einfluss der Potentiale der Guard-Ringe auf die Qualität des Spektrums. Die Fehler der abgelesenen Auflösungen sind mit den Fehlern der berechneten Auflösungen vergleichbar. Peak-zu-Compton und Peak-zu-Tal besitzen Fehler im Bereich 1%.

Die beste Auflösung, sowie die größten Peak-zu-Compton- und Peak-zu-Tal-Verhältnisse konnten erzielt werden, indem beide Guard-Ringe auf Massepotential gelegt wurden. Die Guard-Ringe nicht zu kontaktieren, bzw. mit der Intergridspannung zu versorgen, führte dagegen zu einer deutlichen Verschlechterung der Qualität des Spektrums. Die Guard-Ringe auf die jeweiligen Potentiale der Elektroden zu legen, die sie umgeben, führte hauptsächlich zu einer Verschlechterung des Peak-zu-Compton-Verhältnisses.

¹„Intergridsp.“ ist dabei die Abkürzung für „Intergridspannung“, d.h. die Potentialdifferenz, die zwischen der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektrode eingestellt wird.

7.2 Einfluss unterschiedlicher Vorverstärker

Da der Subtrahierer, der verwendet wird, um die Signale der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektroden von einander abzuziehen, einen fest eingestellten relativen Verstärkungsfaktor von

$$g_{subt} = 1 \quad (7.4)$$

besitzt, wird der relative Verstärkungsfaktor lediglich über die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren P_C und P_{NC} der Vorverstärker bestimmt:

$$g_{total} = \frac{P_{NC}}{P_C} \quad (7.5)$$

Um den Einfluss unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren zu bestimmen, wurden mit den folgenden drei Vorverstärkerpaaren (Tabelle 7.3) und dem CPG Detektor Redlen II 662 keV Energiespektren aufgezeichnet. Dabei wurde der Zusammenhang zwischen der Auflösung des Photopeaks und dem, über die Verstärkungsfaktoren bestimmten, relativen Verstärkungsfaktor g untersucht.

Vorverstärker	Verstärkungsfaktor / $\frac{V}{pC}$
PZ 304 A	1.50 ± 0.02
PZ 304 B	1.51 ± 0.02
PR 304 (0346)	1.93 ± 0.02
PR 304 (0821)	1.99 ± 0.02
PR 304 mod (4416)	4.23 ± 0.08
PR 304 mod (J31)	4.59 ± 0.12

Tabelle 7.3: Verwendete Vorverstärkerpaare und zugehörige Verstärkungsfaktoren. Die Verstärkungsfaktoren sind Kapitel 5.1 entnommen.

Der CPG Detektor Redlen II wurde während der Messungen mit -700 V Rückseiten- und -80 V Intergridspannung betrieben, beide Guard-Ringe auf Massepotential gelegt, und als Pulsformzeit $3 \mu s$ eingestellt. Die PR 304 Vorverstärkerpaare wurden wegen ihrer deutlich unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren zudem auch vertauscht gemessen, d.h. in einer ersten Messung wurde der Vorverstärker mit dem kleinerem Verstärkungsfaktor für die Verstärkung des Signals der nicht-ladungssammelnde Elektrode verwendet, was zu einem relativen Verstärkungsfaktor kleiner Eins führte. In einer zweiten Messung wurden die Vorverstärker auf ihren

Positionen getauscht, wodurch sich der relative Verstärkungsfaktor auf einen Wert größer Eins änderte. Als Quelle kam wieder ^{137}Cs (unkollimiert) zum Einsatz, die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Die Auflösungen der verwendeten Vorverstärker betragen

Vorverstärkerpaar	entspricht rel. Verstärkungsfaktor g	FWHM <i>abgelesen</i>	FWHM <i>fit</i>	Peak-zu-Compton
2× PZ 304	0.993 ± 0.019	2.76%	(2.76 ± 0.04)%	4.32
2× PR 304	0.970 ± 0.014	2.90%	(2.83 ± 0.03)%	4.01
2× PR 304 (vertauscht)	1.031 ± 0.015	2.89%	(2.93 ± 0.04)%	4.00
2× PR 304 mod	0.92 ± 0.03	3.26%	(3.28 ± 0.04)%	3.74
2× PR 304 mod (vert.)	1.09 ± 0.04	3.80%	(3.58 ± 0.04)%	3.38

Tabelle 7.4: Einfluss unterschiedlicher Vorverstärkerpaare auf die Qualität des Spektrums

0.5% (siehe Tabelle 5.6 in Kapitel 5.2), die großen Unterschiede der erzielten Auflösungen sind allein durch den relativen Verstärkungsfaktor g begründet. Abweichungen des relativen Verstärkungsfaktors von Eins führen zu einer Verschlechterung des Spektrum, die umso deutlicher wird, je größer die Abweichung ausfällt. Ein zu kleiner relativer Verstärkungsfaktor fällt dabei nicht so stark ins Gewicht wie ein zu großer. Die beste Auflösung wurde mit zwei PZ 304 mit annähernd identischen Verstärkungsfaktoren erreicht.

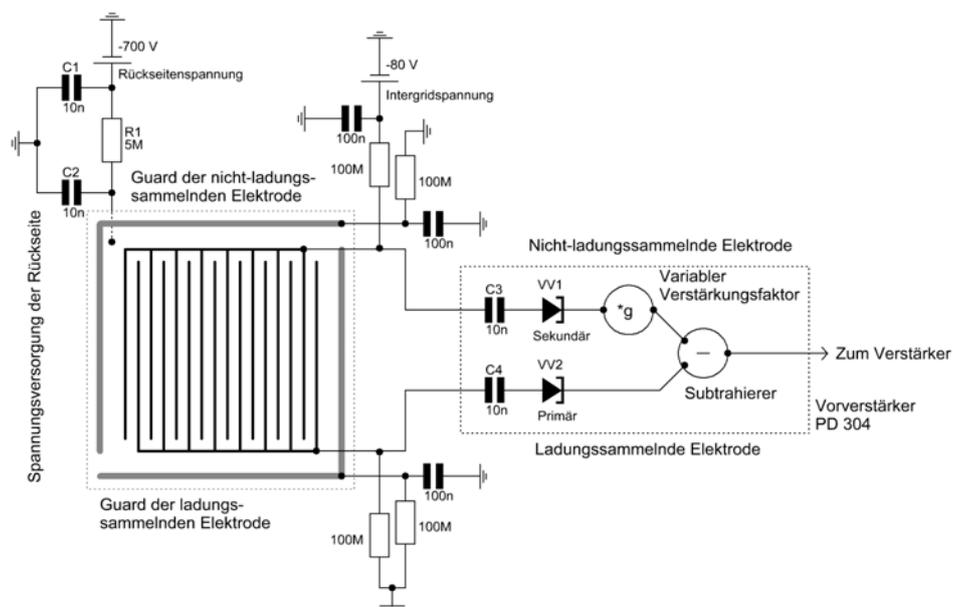


Abb. 7.6: Verwendung eines PD 304 mit zwei Kanälen (VV2 - Primär, VV1 - Sekundär) und einem variablen, über ein Potentiometer einstellbaren Verstärkungsfaktor. Beide Guard-Ringe befinden sich auf Rückseitenpotential.

Der in Kapitel 5.3 vorgestellte Vorverstärker PD 304 verfügt über zwei Eingänge. Der Verstärkungsfaktor des sekundären Kanals kann über ein Potentiometer verstellt werden, womit auch der relative Verstärkungsfaktor g des nicht-ladungssammelnden gegenüber dem ladungssammelnden Signal verändert wird (siehe Abbildung 7.6). Die optimale Einstellung des Potentiometers muss dabei für jeden Detektor empirisch ermittelt werden: zusammen mit dem CPG Redlen II beträgt der ideale Wert 1200Ω , dort werden die Auflösung sowie die Peak-zu-Tal- und Peak-zu-Compton-Verhältnisse maximiert. Bei -750 V Rückseiten- und -80 V Intergridspannung, sowie $3 \mu\text{s}$ Pulsformzeit konnte die Qualität des uncollimierten ^{137}Cs Spektrums nochmals verbessert werden.

Vorverstärker	$\text{FWHM}_{\text{abgelesen}}$	FWHM_{fit}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
$2 \times \text{PZ 304}$	2.76%	$(2.76 \pm 0.04)\%$	4.32	27.4
PD 304	2.63%	$(2.60 \pm 0.01)\%$	4.51	29.0

Tabelle 7.5: Vergleich zweier PZ 304 Vorverstärker mit einem PD 304

In Tabelle 7.5 sind die besten Ergebnisse bei der Verwendung zweier getrennter Vorverstärker dem Ergebnis des PD 304 gegenübergestellt, das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Insgesamt konnte die Auflösung des Detektors durch stufenweise Verbesserung der Elektronik, Bestimmung idealer Betriebsparameter und Optimierung der Vorverstärker von anfänglich 3.3% FWHM [Ham09] auf 2.6% FWHM¹ verbessert werden.

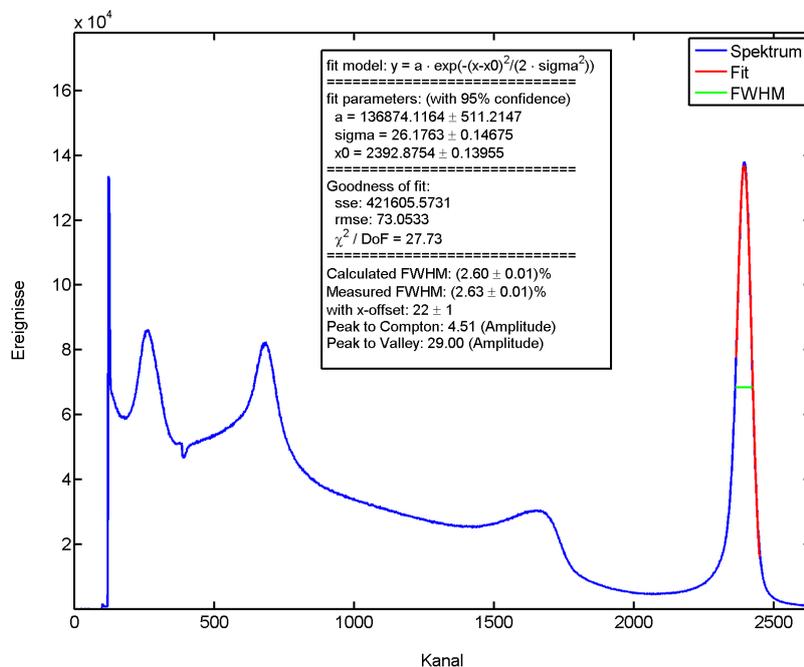


Abb. 7.7: ^{137}Cs Energiespektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung eines PD 304 Vorverstärkers mit angepasstem relativem Verstärkungsfaktor g .

¹Jeweils bei 662 keV; beide Spektren sind in Anhang 9.7 abgebildet

7.3 Einstrahlungstests

Findet eine Wechselwirkung zwischen einem Photon und dem Detektor in unmittelbarer Nähe der Vorderseitenelektroden des CPG statt, so driftet unter Umständen nicht die gesamte erzeugte Ladung zur ladungssammelnden Elektrode sondern teilt sich zwischen ihr und der nicht-ladungssammelnden Elektrode auf. Zusätzlich wird das Löchersignal nicht mehr vollständig eliminiert, sobald die Wechselwirkung in einem Bereich stattfand, in dem die Differenz der Wichtungspotentiale der beiden Elektroden von Null verschieden ist. Beide Effekte führen dazu, dass Signale, deren Entstehungsort nahe der Vorderseite liegt, nicht mit voller Amplitude nachgewiesen werden. Folglich verschlechtern sie das Energiespektrum.

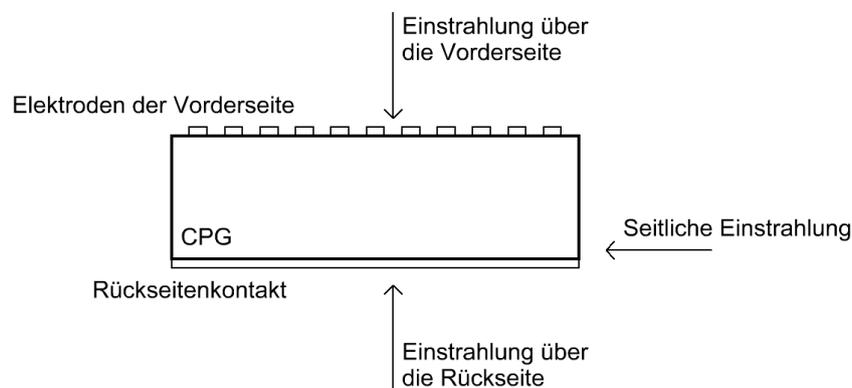


Abb. 7.8: Verschiedene Einstrahlungsrichtungen: In drei unterschiedlichen Messungen wird die Quelle zunächst oberhalb bzw. unterhalb des Detektors plazierte, und auf eine Kreisfläche mit 3 mm Durchmesser kollimiert. Anschließend wird die Quelle auf eine Kreisfläche mit 1 mm kollimiert (vgl: die Dicke des Detektors beträgt 5 mm) und seitlich auf die Nähe des Rückseitenkontakts gerichtet.

Um den Einfluss solcher Signale abzuschätzen, wurde der CPG Detektor Redlen II aus drei unterschiedlichen Richtungen bestrahlt (vgl. Abbildung 7.8):

1. Einstrahlung über die Vorderseite

Sämtliche bisherigen Messungen wurden in dieser Konfiguration durchgeführt. Aufgrund der geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der 662 keV Photonen ist der Entstehungsort der Signale nahezu gleichverteilt über die gesamte Detektordicke. Ein Teil der Signale entsteht im Bereich der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektroden, und verursacht eine Verschlechterung des Energiespektrums.

2. Einstrahlung über die Rückseite

Aufgrund der Gleichverteilung des Entstehungsorts über die gesamte Detektordicke sollten die vorder- und rückseitige Einstrahlung identische Spektren zeigen. Zu beachten ist lediglich, dass die Rückseite des Detektors von einer 1 mm starken Platine abgedeckt

wird, die einen Teil der Primärstrahlung absorbiert und Streustrahlung durch Compton-Streuung verursacht.

3. Seitliche Einstrahlung

Für die seitliche Einstrahlung wurde die Quelle auf eine Kreisfläche mit ca. 1 mm Durchmesser in der Nähe des Rückseitenkontakts kollimiert. Der primäre Wechselwirkungsort wurde damit auf das Detektormaterial in unmittelbarer Nähe des Rückseitenkontakts beschränkt¹. Dadurch entsteht der Großteil aller Signale in der Nähe des Rückseitenkontakts, d.h. einem Bereich mit verschwindend geringem Wichtungspotential. Damit werden die Ladungsteilung und der Einfluss der Löchertransporteigenschaften auf ein Minimum reduziert. Signale mit verringerter Amplitude sollten dadurch fast vollständig unterdrückt werden.

Die Rückseitenspannung betrug -700 V, zwischen den Grids befanden sich -80 V Potentialdifferenz. Als Vorverstärker kamen zwei PZ 304 zum Einsatz. Die einzelnen Spektren wurden auf die Höhe des Photopeaks normiert und in Abbildung 7.9 dargestellt. Die Qualität der einzelnen Spektren ist in Tabelle 7.6 zusammengefasst.

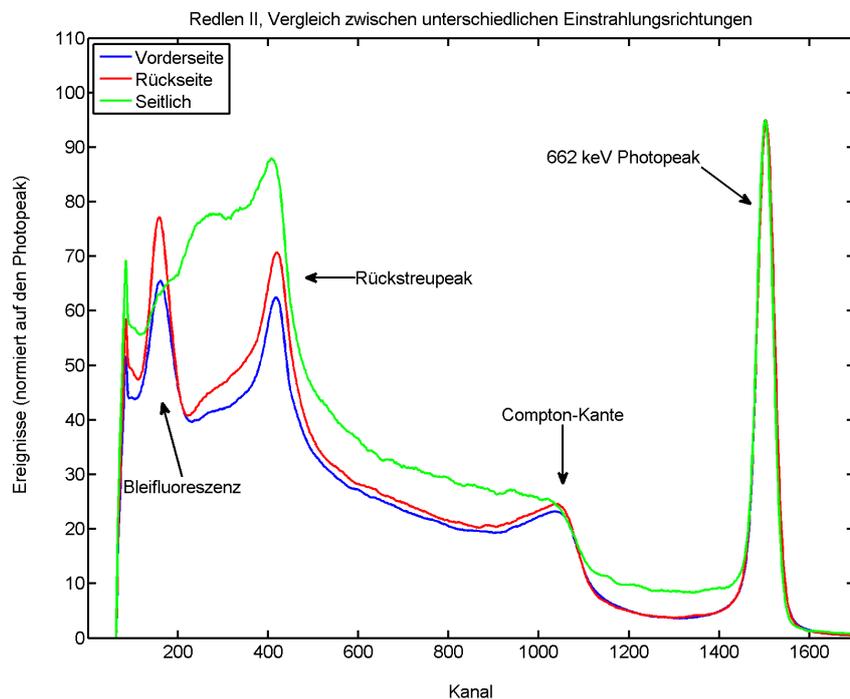


Abb. 7.9: Energiespektren des Redlen II, gemessen bei unterschiedlichen Einstrahlungsrichtungen. Die Spektren sind auf die Höhe des Photopeaks normiert. Bei seitlicher Einstrahlung (grün) wird die Auflösung maximiert, die restlichen Qualitätsmerkmale des Spektrums verschlechtern sich jedoch. Die rückseitige Einstrahlung (rot) zeigt einen etwas höheren Compton-Untergrund als die Einstrahlung über die Vorderseite (blau).

¹Sekundäre Wechselwirkungen, beispielsweise eine weitere Compton-Streuung, können nach wie vor überall im Detektor stattfinden

Einstrahlung	FWHM <i>abgelesen</i>	FWHM <i>fit</i>	Peak-zu- Compton	Peak-zu- Tal	Breite der Blei- fluoreszenz (σ / ch)
Vorderseite	2.78%	$(2.78 \pm 0.03)\%$	4.28	26.8	21.6 ± 0.7
Rückseite	2.86%	$(2.82 \pm 0.03)\%$	4.03	26.2	19.3 ± 0.6
Seitlich	2.68%	$(2.66 \pm 0.04)\%$	3.49	11.7	–

Tabelle 7.6: Einfluss unterschiedlicher Einstrahlungsrichtungen auf die Qualität des Spektrums

Die Unterschiede des Vorder- und Rückseitenspektrums können auf den Einfluss der Platine zurückgeführt werden, auf der der Detektor befestigt ist, und die von den Photonen bei rückseitiger Einstrahlung zusätzlich durchquert werden muss. Um die Breite der Bleifluoreszenz zu bestimmen, wurde die Funktion

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}} + a \cdot x + y_0 \quad (7.6)$$

im Bereich $[110, 220]$ an die beiden Spektren angepasst¹ (vgl. Tabelle 7.6). Da die niederenergetischen 80 keV Photonen der Bleifluoreszenz nur wenige Millimeter tief ins Material eindringen, fällt der Peak bei rückseitiger Einstrahlung etwas schärfer aus, da die Wechselwirkung dort hauptsächlich in einem Bereich mit verschwindend geringem Differenz-Wichtungspotential stattfindet, wodurch der Einfluss der Löcher minimiert, und stets das komplette Elektronensignal nachgewiesen wird.

Aus dem gleichen Grund wird die Auflösung des 662 keV Photopeaks bei seitlicher Einstrahlung in der Nähe der Rückseite verbessert. Gleichzeitig verringert sich jedoch die Gesamtzahl der Ereignisse im Photopeak drastisch, da neben der direkten Absorption über den Photoeffekt auch Signale zum Photopeak beitragen, die sich aus mehreren Streuungen innerhalb des Detektors zusammensetzen². Da die Einstrahlung seitlich nahe der Rückseite stattfindet, verlassen etwa die Hälfte aller Compton-gestreuerten Photonen den Detektor sofort wieder, was zu einer Erhöhung des Compton-Untergrunds³ bei gleichzeitiger Reduktion der Photopeak-Höhe führt. Entsprechend verschlechtern sich die Peak-zu-Tal- und Peak-zu-Compton-Verhältnisse bei seitlicher Einstrahlung. Bedingt durch die Materialstärke des bei der seitlichen Einstrahlung verwendeten Bleikollimators wird in diesem Fall keine Bleifluoreszenz beobachtet.

Durch die seitliche Einstrahlung in der Nähe des Rückseitenkontakts konnten Ladungssignale, die zwischen der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektrode entstehen, und zu einer Verschlechterung der Auflösung führen, nahezu ausgeschlossen werden. Als Ergebnis davon verbesserte sich die Auflösung des Photopeaks von $(2.78 \pm 0.03)\%$ auf $(2.66 \pm 0.04)\%$ FWHM.

¹Gauß-Verteilung mit linearem Untergrund und Achsenabschnitt

²Beispielsweise eine Compton-Streuung und anschließende Photoabsorption

³Sämtliche Signale links der Compton-Kante

7.4 Koinzidenzspektren

Mit den CPG Detektoren Redlen II und Redlen III wurden mehrere Koinzidenzmessungen¹ bei unterschiedlichen Detektor- und Intergridspannungen durchgeführt. Die CPG Detektoren wurden dabei analog zu den planaren Detektoren aus Kapitel 6 in einer Rückseite-zu-Rückseite-Konfiguration betrieben, durch das stärkere Material der Trägerplatinen vergrößerte sich der Abstand zwischen den Detektoren auf 2 mm. Redlen III besaß gegenüber Redlen II einen deutlich geringeren Widerstand zwischen der ladungssammelnden und nicht-ladungssammelnden Elektrode, entsprechend vergrößerte sich der Leckstrom zwischen den Elektroden der Vorderseite². Seine Auflösung blieb daher mit $\approx 6\%$ FWHM bei 662 keV hinter der des Redlen II Detektors zurück. Zudem war der elektronische Untergrund des Detektors Redlen III wesentlich größer³, und nahm für Signalamplituden unterhalb des Rückstreupeaks schnell zu. Betrachtet man Abbildung 2.9 in Kapitel 2.6, so wird deutlich, dass der obere Detektor⁴ dazu in der Lage sein sollte, niederenergetische Ereignisse gut aufzulösen, während koinzidente Signale im unteren Detektor hauptsächlich im Bereich der Compton-Kante und dem Photopeak nachgewiesen werden. Daher wurde Redlen II, der wesentlich weniger elektronisches Rauschen besaß, als oberer Detektor verwendet. Um den leckstrombedingten Untergrund von Redlen III gering zu halten, wurden beide Detektoren lediglich mit -200 V Rückseiten- und -35 V Intergridspannung versorgt⁵. Als Vorverstärker kamen zwei PD 304 zum Einsatz, deren relative Verstärkungsfaktoren auf $g \approx 1$ eingestellt wurden. Als Quelle wurde ^{137}Cs verwendet, das Ergebnis der Koinzidenzmessung ist in Abbildung 7.10 dargestellt.

Der Anteil koinzidenter Signale (roter Graph in Abbildung 7.10) am Koinzidenzspektrum (blauer Graph, unten in Abbildung 7.10) beträgt $\approx 3\%$, zudem ist besonders im niederenergetischen Bereich ein Unterschied zwischen dem Koinzidenz- und dem Summenspektrum⁶ (grüner Graph in Abbildung 7.10) zu erkennen: Viele niederenergetische Ereignisse wurden mit anderen, unter Umständen ebenfalls niederenergetischen Ereignissen verrechnet. Dies führte zu einer Reduktion des niederenergetischen Untergrunds im Koinzidenzspektrum, die Summen der addierten Signale erhöhten im Koinzidenzspektrum jedoch vor allem den Untergrund zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak. In Tabelle 7.7 sind die Einzelspektren, sowie das Summen- und Koinzidenzspektrum ausgewertet.

¹Mit Koinzidenzzeiten zwischen 500 und 650 ns

²Möglicherweise gelangte Kontaktmaterial (Platin) in kleinen Mengen in den Bereich zwischen den Elektroden, was zu einer stellenweisen Reduktion des Widerstands führen würde.

³Vgl. die unteren Abschneidegrenzen in Abbildung 7.10: Das Energiespektrum von Redlen II ist bei Kanal 120 abgeschnitten, das von Redlen III bei Kanal 240.

⁴D.h. der Detektor, der zuerst von der γ -Strahlung durchquert wird

⁵Der momenante Aufbau erlaubt nur das Ansteuern beider Detektoren mit identischen Spannungen, die Detektorleistung von Redlen II war jedoch selbst bei diesen geringen Spannungen vorzüglich.

⁶Das Summenspektrum wird gebildet, indem das Einzelspektrum von Redlen III skaliert und zum Einzelspektrum von Redlen II hinzuaddiert wird.

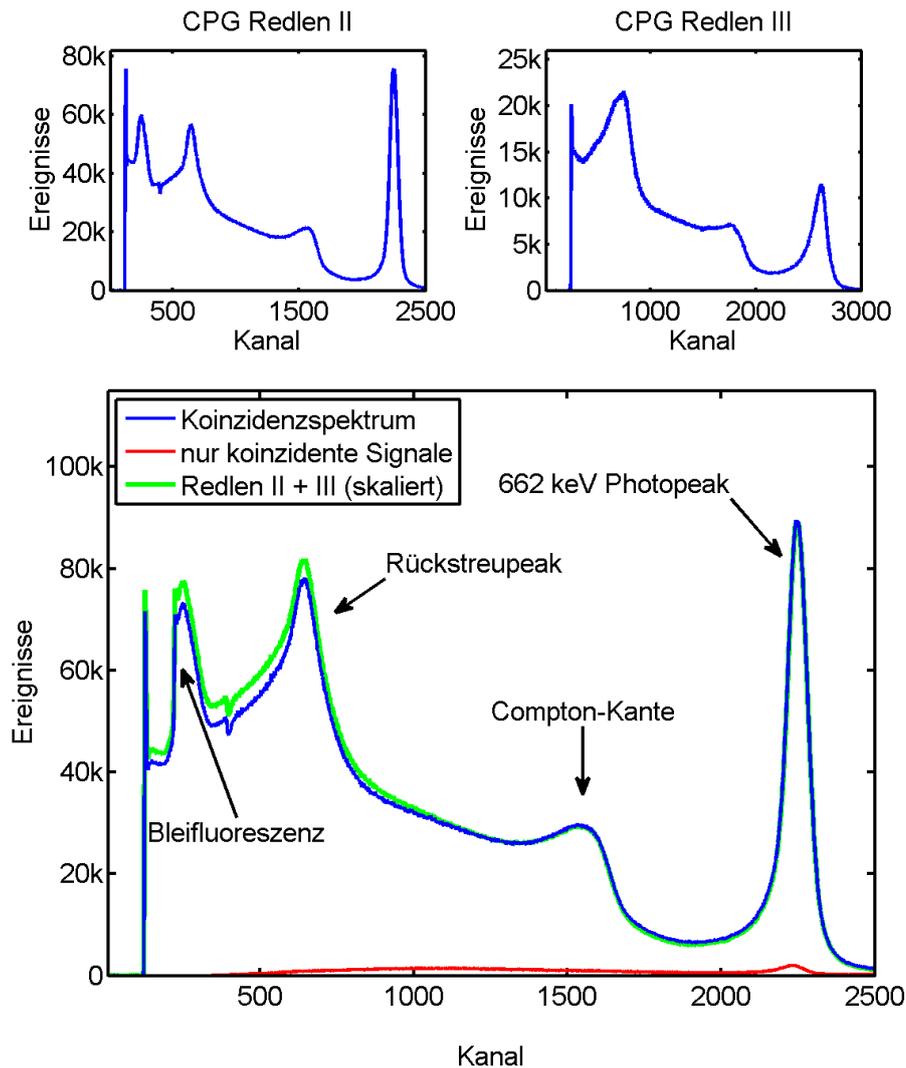


Abb. 7.10: Dargestellt sind die Einzelspektren der CPG Detektoren Redlen II (oberer Detektor, oben links) und Redlen III (unterer Detektor, oben rechts), sowie das Koinzidenzspektrum (unten, blau), der Anteil koinzidenter Signale (rot) und ein Summenspektrum der beiden Einzelspektren (grün), das durch Umskalieren und Addieren des Spektrums von Redlen III zum Spektrum von Redlen II gebildet wurde. Besonders im niederenergetischen Bereich (unterhalb Kanal 1200) gibt es Unterschiede zwischen dem Summen- und Koinzidenzspektrum. Als Koinzidenzzeit wurde der kleinstmögliche Wert von 500 ns eingestellt.

Spektrum	$\text{FWHM}_{\text{abgelesen}}$	FWHM_{fit}	Peak-zu-Compton	Peak-zu-Tal
Redlen II (o)	3.47%	$(3.54 \pm 0.03)\%$	3.47	19.4
Redlen III (u)	6.65%	$(5.61 \pm 0.07)\%$	1.57	5.28
Redlen II + III	3.70%	$(3.74 \pm 0.03)\%$	2.96	13.8
Koinzidenzspektrum	3.72%	$(3.76 \pm 0.03)\%$	2.96	13.0

Tabelle 7.7: Qualität der Einzelspektren, sowie des Summen- und Koinzidenzspektrums der Koinzidenzmessung mit den CPG Detektoren Redlen II und Redlen III

Auflösung und Peak-zu-Compton-Verhältnis des Summen- und Koinzidenzspektrums sind nahezu identisch, bedingt durch den überhöhten Anteil koinzidenter Signale im Bereich zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak verschlechtert sich das Peak-zu-Tal-Verhältnis des Koinzidenzspektrums gegenüber dem Summenspektrum jedoch geringfügig.

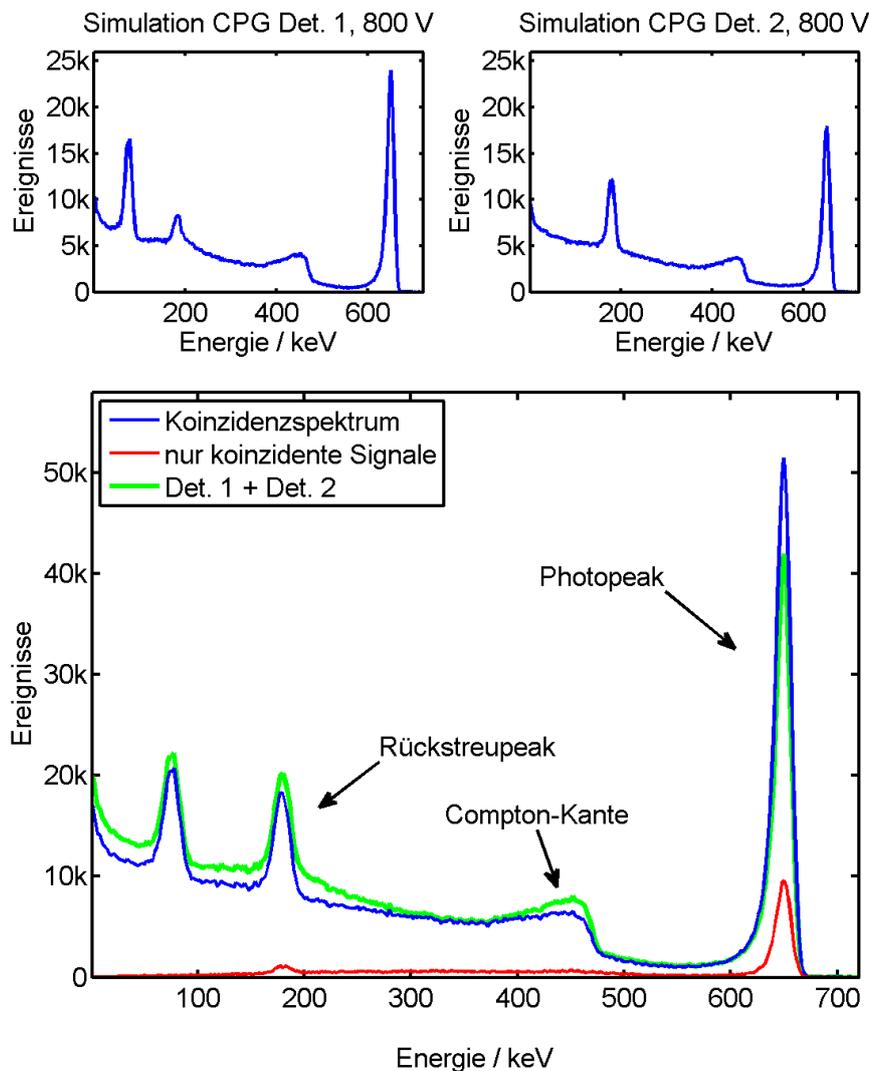


Abb. 7.11: Simulationsergebnis zweier 5 mm dicker Coplanar-Grid Detektoren. Die Einzelspektren der Detektoren sind oben dargestellt, unten sind das Koinzidenzspektrum (blau), der Anteil koinzidenter Signale (rot) sowie das Summenspektrum (grün) abgebildet. Analog zum Ergebnis der Messung (Abbildung 7.10) ist der niederenergetische Untergrund (< 300 keV) des Koinzidenzspektrums (unten, blau) gegenüber dem Summenspektrum (grün) reduziert. Desweiteren zeigt das Koinzidenzspektrum der Simulation eine deutliche Absenkung der Compton-Kante, sowie eine Vergrößerung des Photopeaks.

Ein Vergleich mit dem Simulationsergebnis zweier 5 mm dicker CPG Detektoren (Abbildung 7.11) zeigt, dass entgegen der Simulation in der Messung keine Absenkung der Compton-Kante im Koinzidenzspektrum erzielt werden konnte. Der Anteil koinzidenter Signale (rote Spektren

in den Abbildungen 7.10 und 7.11) am Koinzidenzspektrum beträgt im Simulationsergebnis $\approx 8\%$, im Messergebnis dagegen lediglich $\approx 3\%$. In Abbildung 7.12 sind die Verteilungen koinzidenter Signale des Simulations- und Messergebnisses dargestellt.

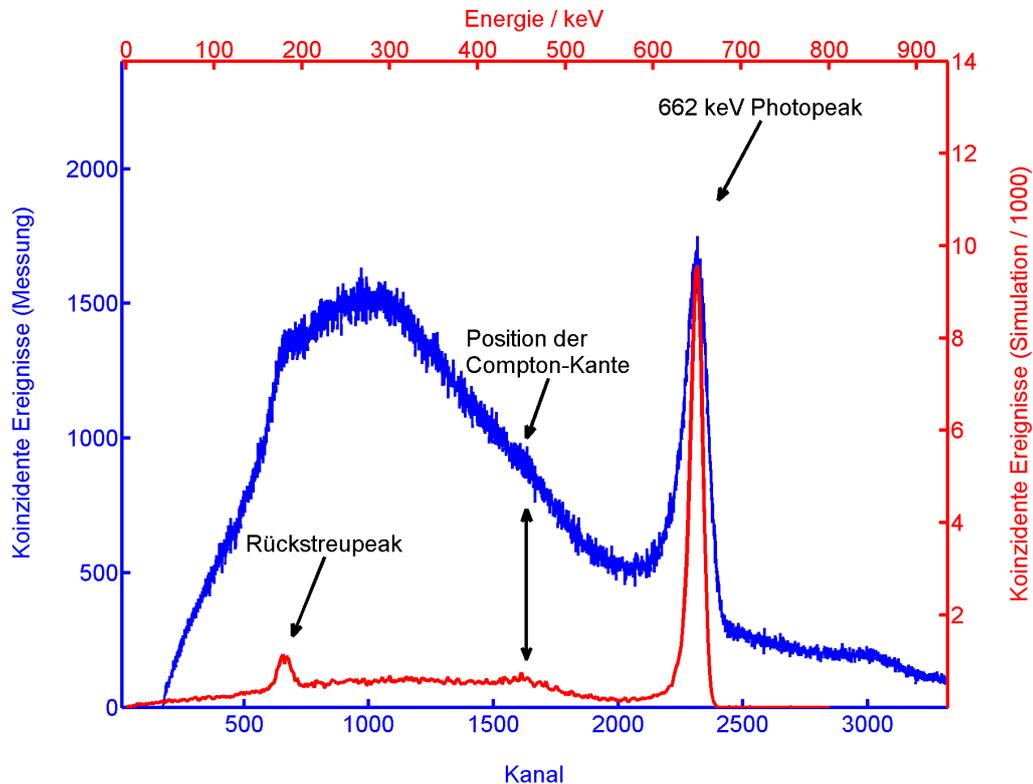


Abb. 7.12: Dargestellt sind die Verteilungen koinzidenter Signale der Messung bzw. Simulation. Die gemessene Verteilung (blau) zeigt neben einer Anhäufung im Photopeak einen großen Untergrund. Im Gegensatz zum Ergebnis der Simulation (rot) ist keine Anhäufung im Rückstreupeak erkennbar, desweiteren fehlt in der gemessenen Verteilung eine Schulter an der Position der Compton-Kante. Beide Verteilungen wurden in unabhängigen Achsen dargestellt und auf die Höhe der koinzidenten Ereignisse im Photopeak normiert.

Gegenüber dem Simulationsergebnis besitzt die Verteilung koinzidenter Signale in der Messung abgesehen von einer Anhäufung im Photopeak keine weiteren Merkmale. Eine Schulter an der Position der Compton-Kante, sowie eine weitere Anhäufung im Rückstreupeak sind im Messergebnis nicht auszumachen. Zudem deutet der verhältnismäßig große Anteil falscher Koinzidenzen¹, d.h. aller Ereignisse rechts des Photopeaks (Abbildung 7.12, blaues Spektrum) darauf hin, dass die Zeitauflösung des Mikrokontrollers hier an ihre Grenzen stößt². Um dies zu überprüfen, wurde die Messung mit einer kollimierten Quelle wiederholt. Dadurch konnten die Zählraten um einen Faktor 50 abgesenkt und koinzidente Ereignisse rechts des Photopeaks ver-

¹Koinzidente Signale, deren Summe eine größere Amplitude besitzt, als bedingt durch die Photonenergie möglich ist.

²Die Ereignisrate der planaren Detektoren betrug etwa 100 Hz pro Detektor, der Anteil koinzidenter Signale rechts des Photopeaks war bei diesen Ereignisraten gering (vgl. Abbildung 6.39). Der CPG Detektor Redlen II lieferte dagegen etwa 1000 Signale pro Sekunde, Redlen III ca. 300 pro Sekunden.

mieden werden, die Verteilung koinzidenter Signale im restlichen Teil des Spektrums blieb jedoch unverändert. Neben den in Kapitel 6.3.5 diskutierten Einflüssen der Diskriminatorschwellen könnte hier zusätzlich noch das Material der Trägerplatinen zwischen den Detektoren eine Rolle spielen: Im Gegensatz zu den Trägerplatinen der planaren Detektoren wurden die Rückseiten der Coplanar-Grid Trägerplatinen, auf denen die CPG Detektoren befestigt sind, nicht freigestellt¹ (vgl. Abbildung 7.13).

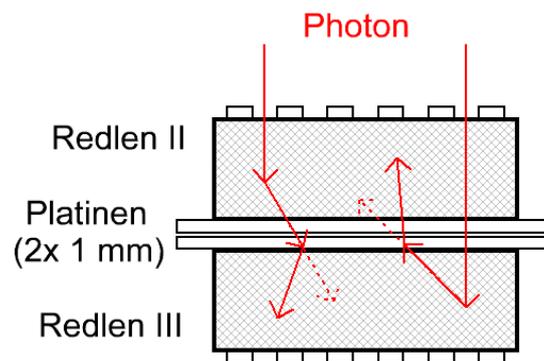


Abb. 7.13: Parasitäre Compton-Streuung eines koinzidenten Photons. Dargestellt ist eine Vorwärtsstreuung in Redlen II mit anschließender Photoabsorption in Redlen III, sowie eine Compton-Rückstreuung in Redlen III mit anschließender Photoabsorption in Redlen II. Analog zu den planaren Detektoren werden die CPG Detektoren Rückseite-zu-Rückseite hintereinandergeschaltet. Primäre und Compton-gestreute Photonen können dadurch zusätzlich im Material der Platinen wechselwirken, und über Compton-Streuungen einen Teil ihrer Energie zwischen den Detektoren deponieren bzw. über den Photoeffekt im Platinenmaterial absorbiert werden.

Photonen, die im unteren Detektor rückgestreut werden, können dadurch zusätzlich im Material der Trägerplatinen wechselwirken, und einen Teil ihrer Energie dort abgeben (rechter, roter, durchgezogener Pfad in Abbildung 7.13). Im Gegensatz zum wechselwirkungsfreien Durchgang durch die Trägerplatinen (rechter, roter, gestrichelter Pfad in Abbildung 7.13) ist die Amplitude des koinzidenten Ereignisses somit reduziert. Infolgedessen wird der Anteil koinzidenter Ereignisse mit $E_{\text{deponiert}} < 662 \text{ keV}$ vergrößert, der Anteil koinzidenter Ereignisse im Photopeak ($E_{\text{deponiert}} = 662 \text{ keV}$) dagegen reduziert (vgl. Abbildung 7.12). Gleiches gilt für Photonen, die im oberen Detektor einen Teil ihrer Energie durch eine Vorwärtsstreuung an den Detektor übertragen, auf ihrem Weg zum zweiten Detektor jedoch zusätzlich im Platinenmaterial wechselwirken (linker Pfad in Abbildung 7.13).

¹Der Detektor Redlen II war bereits auf einer solchen Platine verklebt, Redlen III musste aus Zeitgründen auf einer identischen Platine kontaktiert werden.

Um bei zukünftigen Koinzidenzmessungen mit Coplanar-Grid Detektoren den Einfluss der Platinen ausschließen zu können, werden die nächsten Detektoren¹ auf speziellen Trägerplatinen aufgebracht sein, bei denen der Rückseitenkontakt größtenteils freigestellt sein wird. Eine Vergleichsmessung, durchgeführt mit Detektoren, deren Rückseitenkontakte freigestellt sind, wird Aufschluss geben über den Einfluss, den das Platinenmaterial auf die hier gezeigten Messungen hatte.

Im Gegensatz zu den Messergebnissen der Koinzidenzmessungen mit planaren Detektoren konnte bei den CPG Detektoren keine qualitative Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Messung erzielt werden. Abgesehen von einer Anhäufung koinzidenter Signale im Photopeak konnten keine, von der Simulation vorhergesagten, Verbesserungen des Koinzidenzspektrums gegenüber einem einfachen Summenspektrum bzw. gegenüber der Einzelspektren beobachtet werden. Die Zeitauflösung des Mikrocontrollers und die Anwesenheit des Platinenmaterials zwischen den Detektoren spielten hier mit großer Wahrscheinlichkeit eine Rolle.

Alternative Methoden zur Bestimmung koinzidenter Signale, beispielsweise mittels einer analogen Addition der Vorverstärkerausgangssignale, sowie eine Optimierung des Messaufbaus werden dabei helfen, den Unterschied zwischen der simulierten und im Laufe dieser Arbeit gemessenen Verteilung koinzidenter Signale besser zu verstehen.

¹Redlen IV, V, etc.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Laufe dieser Arbeit wurden planare Cadmiumtellurid Detektoren sowie Cadmiumzinktellurid Detektoren mit Coplanar-Grid Elektrodenkonfiguration untersucht und charakterisiert. Um Spektren mit möglichst guter Auflösung zu erreichen, wurden optimale Arbeitspunkte der Detektoren bestimmt, indem eine Vielzahl an Parametern variiert und Veränderungen bzw. Verbesserungen der Detektorelektronik vorgenommen wurden.

Um das aktive Detektorvolumen, und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. Zählrate hochenergetischer Photonen zu vergrößern, wurden mehrere Detektoren hintereinandergeschaltet. Zur Erkennung und Verarbeitung koinzidenter Signale wurde ein Vielkanalanalysator auf Mikrokontroller-Basis entwickelt, an den bis zu drei Detektoren angeschlossen und bis zu 2000 Signale pro Sekunde und pro Detektor verarbeitet werden können. Das kleinste Zeitfenster, in dem koinzidente Signale erkannt werden können, beträgt dabei 500 ns.

Desweiteren wurden hintereinandergeschaltete Detektoren und Koinzidenzspektren simuliert, um die Ergebnisse der Messungen einschätzen zu können. Qualitativ konnte eine Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Simulation und den Messungen erzielt werden, quantitativ bleibt der Anteil koinzidenter Signale am gesamten Spektrum jedoch um einen Faktor Drei hinter der Simulation zurück. Die von der Simulation vorhergesagten Verbesserungen des Koinzidenzspektrums planarer Detektoren konnten daher nicht beobachtet werden.

Eine mögliche Ursache hierfür ist die beim Digitalisieren der Detektorsignale notwendige Unterdrückung kleiner Signalamplituden. Koinzidente Ereignisse, die in einem der Detektoren lediglich eine geringe Ladungsmenge erzeugen, werden dadurch verworfen.

Untersuchungen an CdTe Oberflächenproben zeigten einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Oberflächenbehandlung und den Leckströmen. Die Erkenntnisse dieser Messungen hatten direkten Einfluss auf die Kontaktgeometrie und Passivierung der nachfolgenden Detektorgeneration. Bei identischer Detektorabmessung konnte das aktive Volumen um 40% vergrößert und gleichzeitig der Leckstrom reduziert werden. Die Auflösung der Detektoren bei 60 keV Strahlungsenergie konnte von 22% auf 15% FWHM verbessert werden, bei 662 keV Strahlungsenergie betrug die Auflösung der zweiten Detektorgeneration 3% gegenüber 6% FWHM der ersten Generation.

Durch Verbesserungen der Detektorelektronik, Bestimmung idealer Betriebsparameter und Anpassung des relativen Verstärkungsfaktors konnte die Auflösung des Coplanar-Grid Detektors Redlen II von anfänglich 3.3% FWHM auf 2.6% FWHM bei 662 keV Strahlungsenergie verbessert werden — ein mit diesem Detektor an der Universität Freiburg bisher unerreichter Wert.

Bei der Hintereinanderschaltung zweier CPG Detektoren wurde ebenfalls ein gegenüber den Simulationsergebnissen um einen Faktor Drei zu geringer Anteil koinzidenter Signale beobachtet, zudem existieren Abweichungen zwischen den simulierten und gemessenen Verteilungen der koinzidenten Signale. Dafür verantwortlich ist unter Umständen der Messaufbau, denn bedingt durch die Kontaktierung der CPG Detektoren befindet sich 2 mm dickes Platinmaterial zwischen den Detektoren, in dem koinzidente Photonen gestreut und absorbiert werden können.

Zukünftige Arbeiten werden sich auf eine Optimierung des Messaufbaus, sowie alternative Methoden zur Erkennung koinzidenter Ereignisse konzentrieren müssen. Besonders bei hohen Zählraten wird dabei die analoge Addition der Vorverstärkerausgangssignale interessant sein. Dadurch die Probleme kleiner Signalamplituden bei der Erkennung koinzidenter Ereignisse umgangen, und gleichzeitig das Koinzidenzfenster verkleinert werden können. Ein Vergleich mit den in dieser Arbeit gemessenen Koinzidenzspektren ist dabei hochinteressant und wird möglicherweise Aufschluss geben über die beobachteten Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen und den Messungen.

9 Anhang

9.1 Biparametrische Analyse

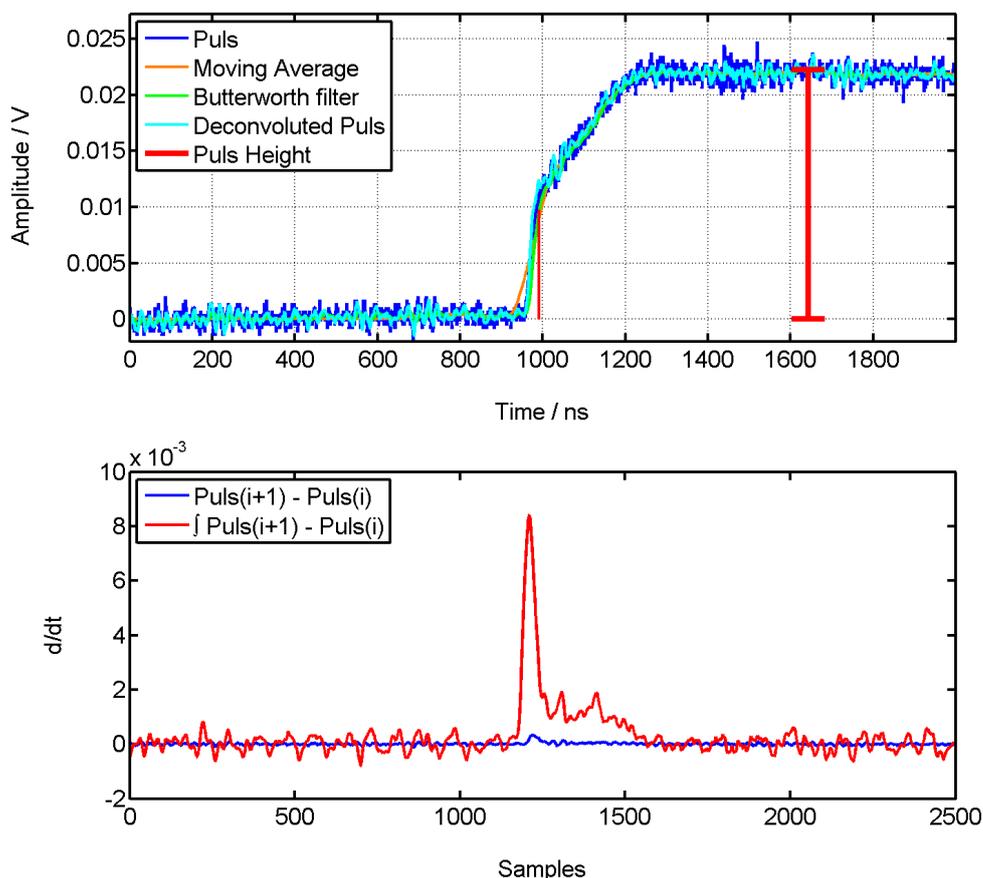


Abb. 9.1: Beispiel einer biparametrischen Analyse

Um den Elektronen- und Löcheranteil eines Detektorssignals zu trennen, wird das Detektor-signal (Abbildung 9.1 oben, blauer Graph) zuerst abgeleitet indem die Differenz benachbarter Datenpunkte gebildet wird (Abbildung 9.1 unten, blauer Graph). Anschließend wird das differenzierte Signal über 30 Datenpunkte aufsummiert (Abbildung 9.1 unten, roter Graph). Der Elektronenanteil, d.h. der Teil des Signals, der einen sehr schnellen Anstieg besitzt, verursacht dabei in der aufsummierten Ableitung einen deutlichen Peak, dessen Maximum das Ende des Elektronenanteils markiert (vertikale rote Linie in Abbildung 9.1 oben). An dieser Stelle wird die Amplitude des gefilterten (oder entfalten) Signals gemessen, und mit der Gesamtamplitude (vertikale rote Linie mit horizontalen Abschlüssen in Abbildung 9.1 oben) ins Verhältnis gesetzt. Eine alternative Methode zur Bestimmung des Elektronenanteils ist in [Dam07] beschrieben.

Die Signalamplitude an sich wird bestimmt, indem zuerst ein Mittelwert aller Datenpunkte vor dem Anstieg des Signals gebildet, und vom gesamten Signal abgezogen wird. Dadurch wird die Grundlinie des Signals auf die Null verschoben. Als nächstes wird das Signal mit einem wandernden Mittelwert („moving average“) geglättet, der jeden Datenpunkt durch einen Mittelwert aus bis zu 50 benachbarten Datenpunkten ersetzt. Hochfrequentes Rauschen und kurzzeitige Fluktuationen werden dadurch unterdrückt. Die Signalamplitude entspricht nun dem Maximalwert des gemittelten, auf null verschobenen Signals.

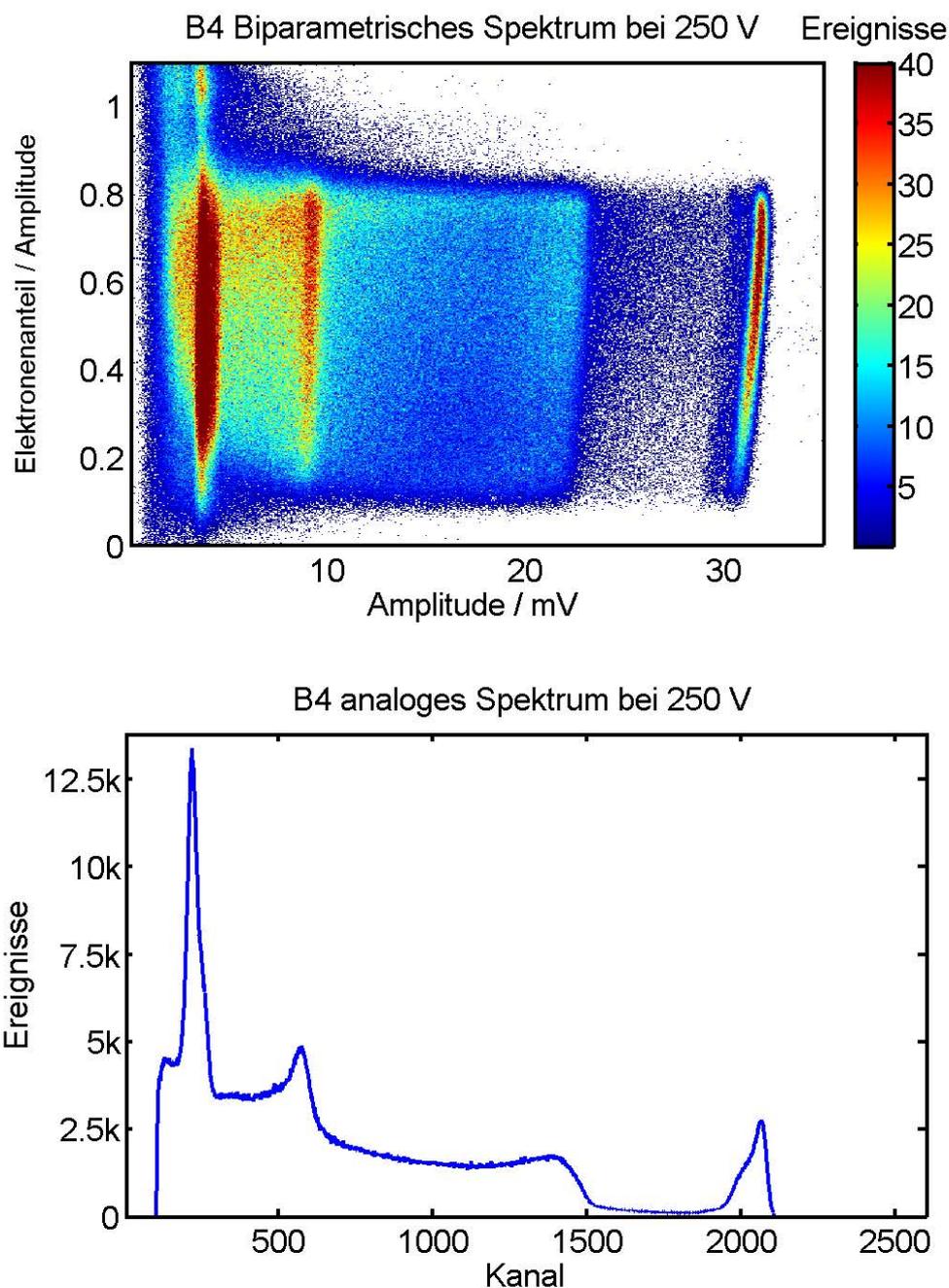


Abb. 9.2: Biparametrische Analyse (oben) eines mit Detektor B4 bei 250 V Detektorspannung aufgezeichneten 662 keV Spektrums (unten).

9.2 Herleitungen

9.2.1 Intensitätsverlust

Der Intensitätsverlust dI/dx in einer dünnen Schicht Δx ist gegeben durch:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I \quad (9.1)$$

Lösen der Differentialgleichung liefert:

$$\int_{I_0}^{I(x)} \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^x dx' \quad (9.2)$$

$$\Rightarrow \log \left(\frac{I(x)}{I_0} \right) = -\alpha \cdot x \quad (9.3)$$

$$\Rightarrow I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \quad (9.4)$$

wobei x die Eindringtiefe bzw. Schichtdicke beschreibt, und $\alpha = \mu \cdot \rho$ einen Zusammenhang zwischen der Proportionalitätskonstante α und dem Produkt aus Massenabschwächungskoeffizienten μ und Materialdichte ρ herstellt.

9.2.2 Oberflächenstrom

Betrachtet man zwei Metallkontakte der Länge L auf einer Oberfläche die sich im Abstand d zu einander befinden, so setzt sich bei einer vorhandenen Potentialdifferenz zwischen den Kontakten der daraus resultierende Strom aus einem Volumen- und einem Oberflächenanteil zusammen:

$$I = I_F + I_V \quad (9.5)$$

Geht man davon aus, dass $I_V \ll I_F$, d.h. der Volumenanteil ist klein gegenüber dem Oberflächenanteil, und nimmt man weiter an, dass die Streifenlänge groß ist gegenüber dem Streifenabstand, so kann man den Widerstand zwischen den Streifen folgendermaßen annähern:

$$R \approx R_F = \rho_F \cdot \frac{d}{L} \quad (9.6)$$

Dabei repräsentieren R_F und ρ_F den Oberflächenwiderstand und spez. Oberflächenwiderstand. Für den Gesamtstrom zwischen den Streifen gilt damit:

$$I = \frac{U \cdot L}{\rho_F \cdot d} \quad (9.7)$$

9.2.3 Wichtungspotentiale

Um das Wichtungspotential einer Elektrode zu berechnen, werden alle Raumladungen aus dem Detektor entfernt. Desweiteren wird die gewünschte Elektrode auf Einheitspotential gelegt, alle anderen Elektroden werden auf Nullpotential gebracht. Anschließend muss die Poisson-Gleichung $\vec{\nabla}^2 \phi(\vec{r}) = -\frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon \epsilon_0} = 0$ mit Dirichlet-Randbindungen ($\phi|_{S_i} = 1$ für die betrachtete Elektrode, $\phi|_{S_{j \neq i}} = 0$ für alle anderen Elektroden) gelöst werden. Im Falle einer planaren Elektrodenkonfiguration genügt eine eindimensionale Betrachtung, d.h.:

$$\vec{\nabla}^2 \phi(x) = 0 \quad (9.8)$$

$$\text{mit } \phi(0) = 0, \phi(D) = 1 \quad (9.9)$$

$$\Rightarrow \phi(x) = \frac{x}{D} \quad (9.10)$$

Für kompliziertere Elektrodenkonfigurationen genügt eine eindimensionale Betrachtung meist nicht, die Poisson-Gleichung muss in diesen Fällen oftmals numerisch auf einem zwei- oder dreidimensionalen Gitter gelöst werden. Um die Poisson-Gleichung des CPG Detektors zu lösen, wurde auf ein Matlab-Skript von Grady Wright [Wri06] zurückgegriffen, mit dessen Hilfe die Poisson-Gleichung auf einem zweidimensionalen $n \times n$ Gitter numerisch approximiert wurde. Die Ergebnisse dieser Näherung sind in Abbildung 3.9 für einen CPG mit acht Streifenpaaren dargestellt.

9.3 Mikrokontroller

Features

- High Performance, Low Power AVR® 8-Bit Microcontroller
- Advanced RISC Architecture
 - 135 Powerful Instructions – Most Single Clock Cycle Execution
 - 32 x 8 General Purpose Working Registers
 - Fully Static Operation
 - Up to 16 MIPS Throughput at 16 MHz
 - On-Chip 2-cycle Multiplier
- High Endurance Non-volatile Memory Segments
 - 64K/128K/256K Bytes of In-System Self-Programmable Flash
 - 4K Bytes EEPROM
 - 8K Bytes Internal SRAM
 - Write/Erase Cycles: 10,000 Flash/100,000 EEPROM
 - Data retention: 20 years at 85°C/ 100 years at 25°C
 - Optional Boot Code Section with Independent Lock Bits
 - In-System Programming by On-chip Boot Program
 - True Read-While-Write Operation
 - Programming Lock for Software Security
 - Endurance: Up to 64K Bytes Optional External Memory Space
- JTAG (IEEE std. 1149.1 compliant) Interface
 - Boundary-scan Capabilities According to the JTAG Standard
 - Extensive On-chip Debug Support
 - Programming of Flash, EEPROM, Fuses, and Lock Bits through the JTAG Interface
- Peripheral Features
 - Two 8-bit Timer/Counters with Separate Prescaler and Compare Mode
 - Four 16-bit Timer/Counter with Separate Prescaler, Compare- and Capture Mode
 - Real Time Counter with Separate Oscillator
 - Four 8-bit PWM Channels
 - Six/Twelve PWM Channels with Programmable Resolution from 2 to 16 Bits (ATmega1281/2561, ATmega640/1280/2560)
 - Output Compare Modulator
 - 8/16-channel, 10-bit ADC (ATmega1281/2561, ATmega640/1280/2560)
 - Two/Four Programmable Serial USART (ATmega1281/2561, ATmega640/1280/2560)
 - Master/Slave SPI Serial Interface
 - Byte Oriented 2-wire Serial Interface
 - Programmable Watchdog Timer with Separate On-chip Oscillator
 - On-chip Analog Comparator
 - Interrupt and Wake-up on Pin Change
- Special Microcontroller Features
 - Power-on Reset and Programmable Brown-out Detection
 - Internal Calibrated Oscillator
 - External and Internal Interrupt Sources
 - Six Sleep Modes: Idle, ADC Noise Reduction, Power-save, Power-down, Standby, and Extended Standby
- I/O and Packages
 - 54/86 Programmable I/O Lines (ATmega1281/2561, ATmega640/1280/2560)
 - 64-pad QFN/MLF, 64-lead TQFP (ATmega1281/2561)
 - 100-lead TQFP, 100-ball CBGA (ATmega640/1280/2560)
 - RoHS/Fully Green
- Temperature Range:
 - -40°C to 85°C Industrial
- Ultra-Low Power Consumption
 - Active Mode: 1 MHz, 1.8V: 500 µA
 - Power-down Mode: 0.1 µA at 1.8V
- Speed Grade:
 - ATmega640V/ATmega1280V/ATmega1281V:
 - 0 - 4 MHz @ 1.8 - 5.5V, 0 - 8 MHz @ 2.7 - 5.5V
 - ATmega2560V/ATmega2561V:
 - 0 - 2 MHz @ 1.8 - 5.5V, 0 - 8 MHz @ 2.7 - 5.5V
 - ATmega640/ATmega1280/ATmega1281:
 - 0 - 8 MHz @ 2.7 - 5.5V, 0 - 16 MHz @ 4.5 - 5.5V
 - ATmega2560/ATmega2561:
 - 0 - 16 MHz @ 4.5 - 5.5V



**8-bit AVR®
Microcontroller
with
64K/128K/256K
Bytes In-System
Programmable
Flash**

**ATmega640/V
ATmega1280/V
ATmega1281/V
ATmega2560/V
ATmega2561/V**

Preliminary



Abb. 9.3: Eigenschaften der ATmega640/1280/1281/2560/2561 Mikrokontrollerreihe [Quelle: ATMEL Data Sheet]

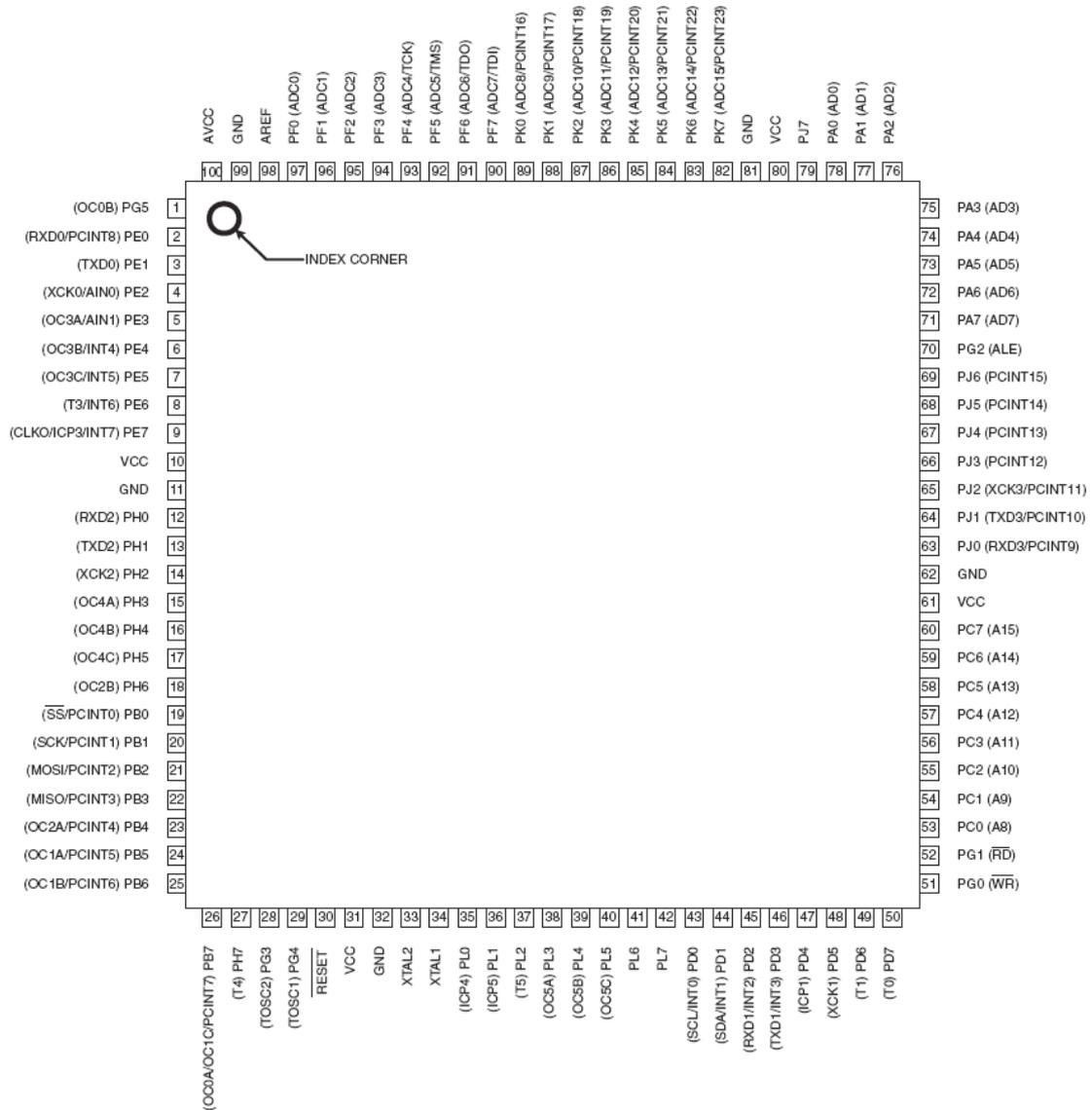


Abb. 9.4: Pin-Belegung des ATmega1280 [Quelle: ATMEL Data Sheet]

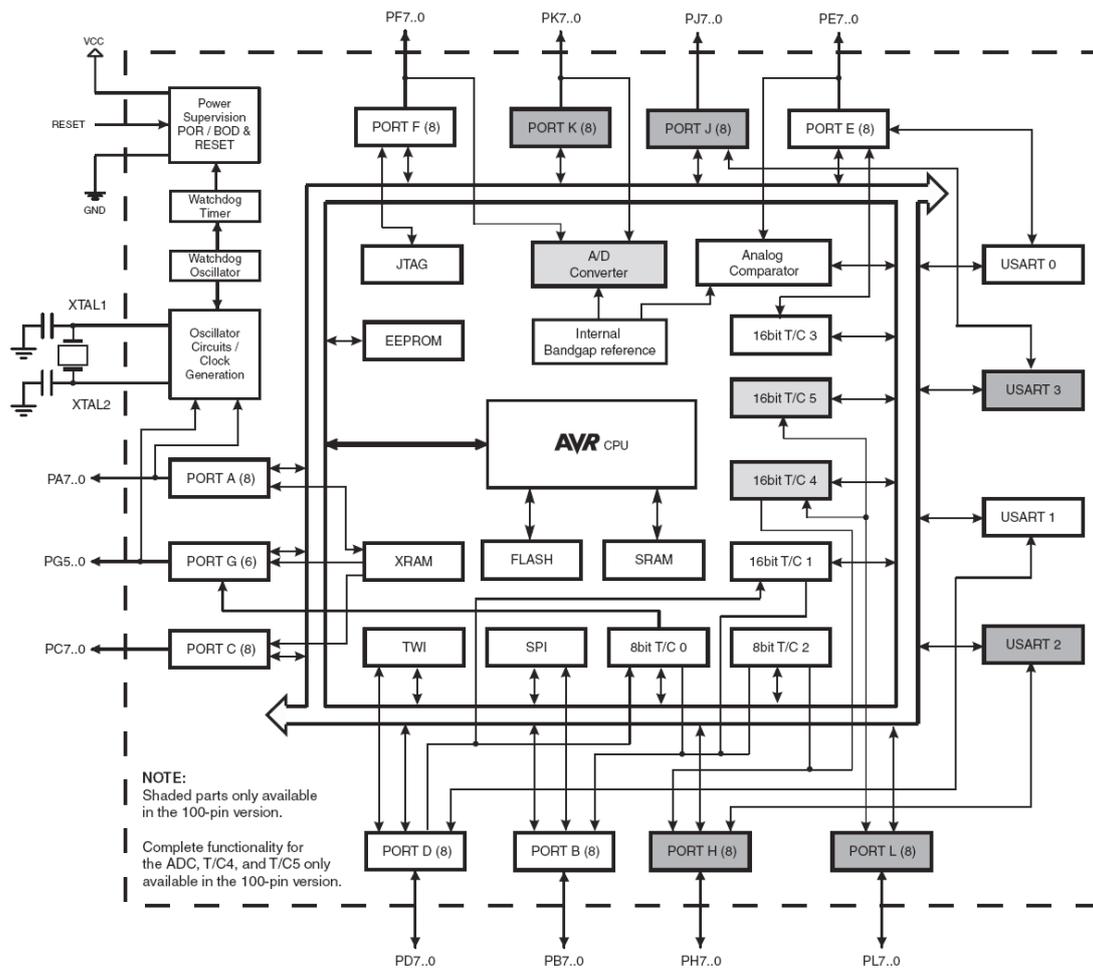


Abb. 9.5: Blockschaltbild der ATmega640/1280/1281/2560/2561 Mikrokontrollerreihe [Quelle: ATMEL Data Sheet]

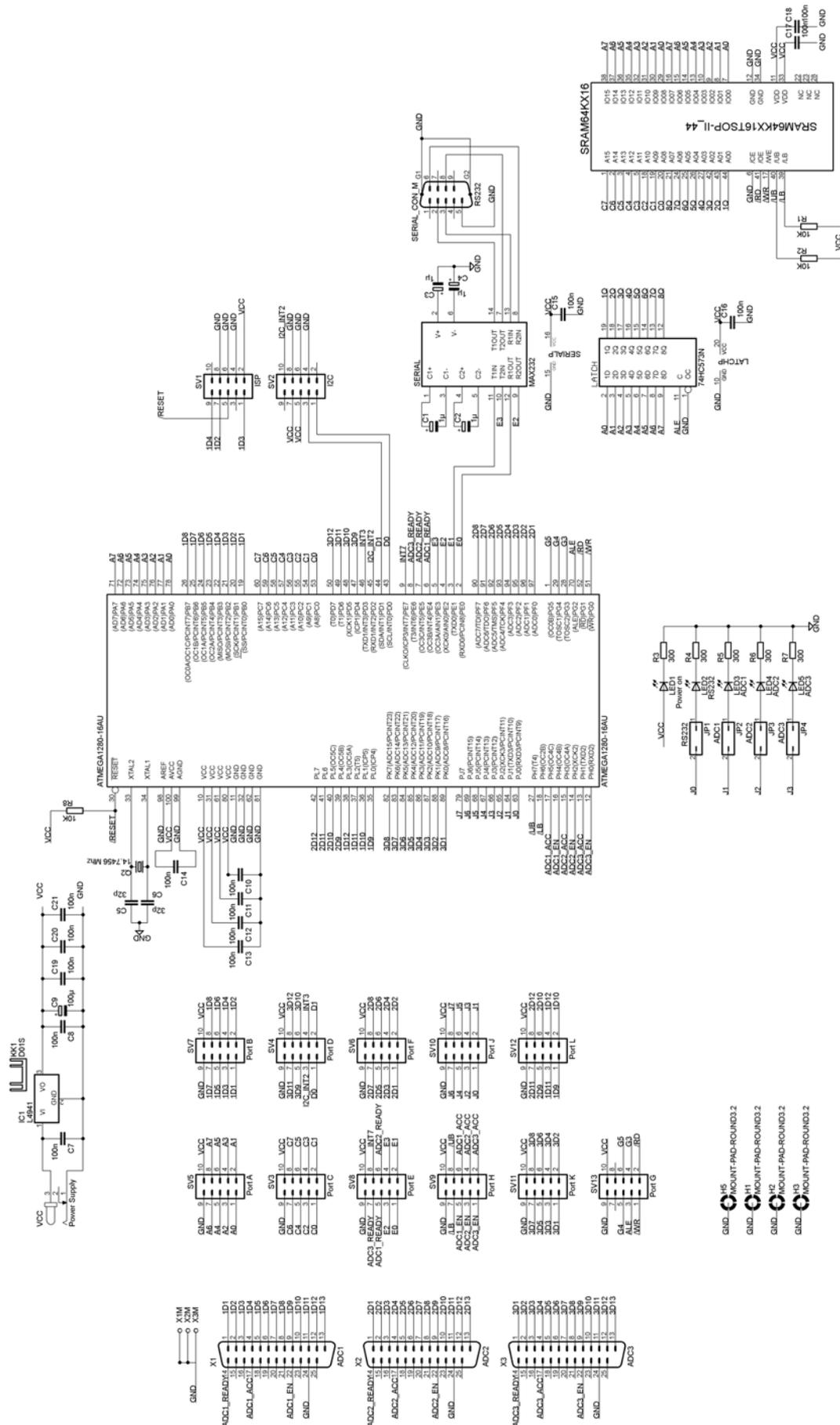


Abb. 9.6: Schaltplan der Mikrokontrollerplatine

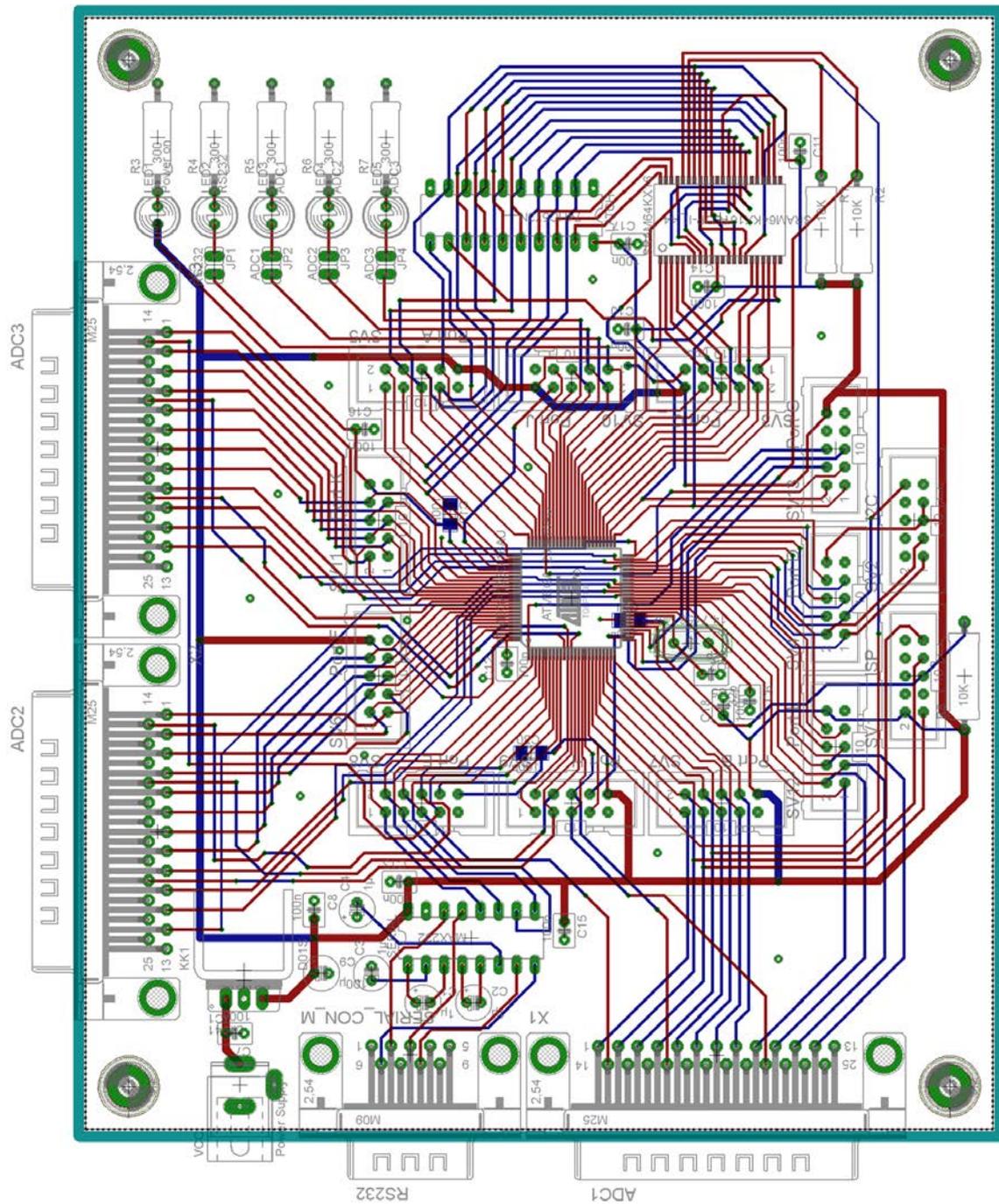


Abb. 9.7: Platinenlayout der Mikrocontrollerplatine

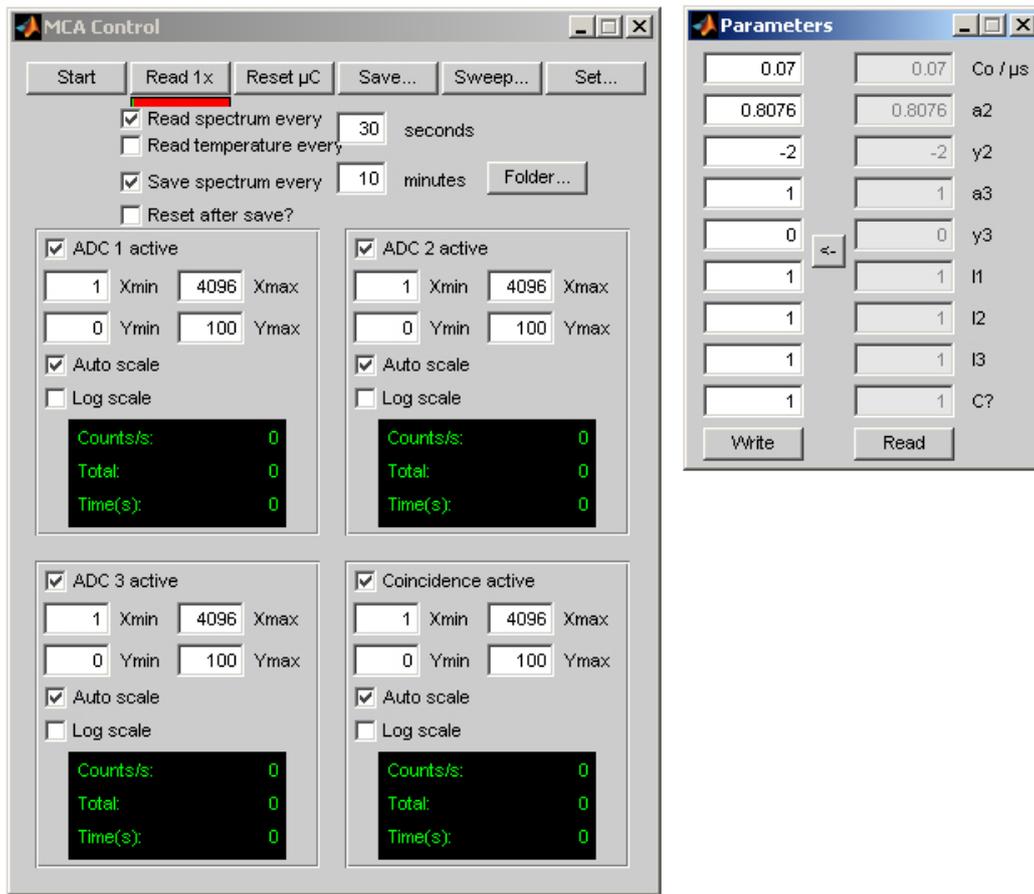


Abb. 9.8: Graphische Benutzeroberfläche des Mikrokontrollers

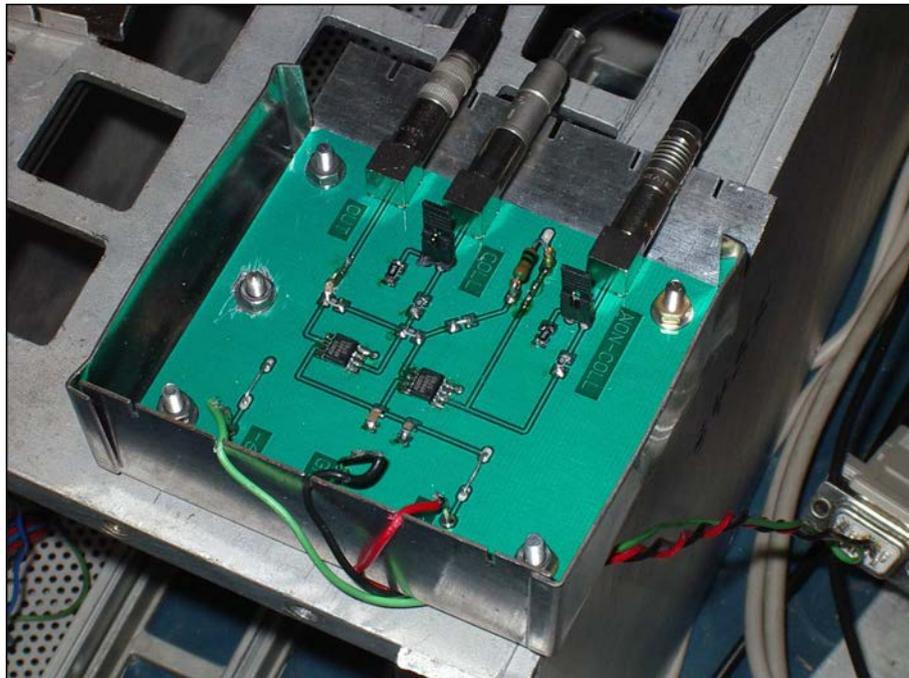


Abb. 9.9: Photo des externen Subtrahierers

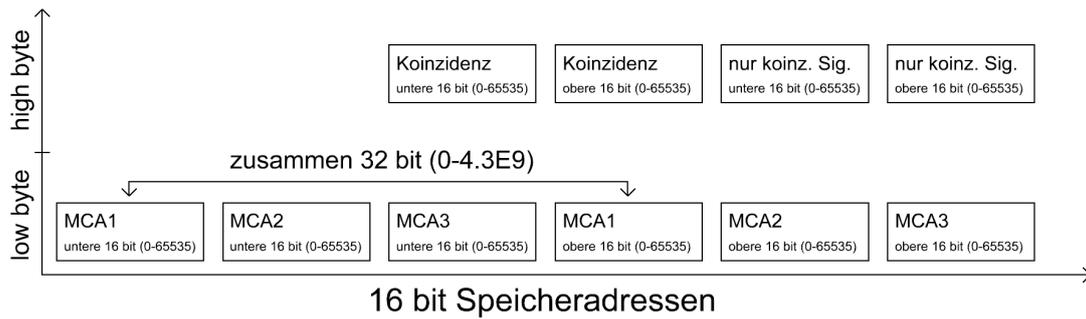


Abb. 9.11: Belegung des externen Speichers

9.4 Kommunikation mit dem Analog-Digital-Konverter

Neben der 12 bzw. 13 bit¹ breiten Datenverbindung besteht noch eine 3 bit breite Kontrollverbindung zwischen dem Mikrokontroller und dem Analog-Digital-Konverter. Über *DataReady* (schwarzer Graph in Abbildung 9.12) signalisiert der ADC durch eine Änderung von *high* auf *low* Potential eine durchgeführte Konversion. Dieser Übergang löst im Mikrokontroller einen Interrupt und damit verbundenen Sprung an die entsprechende Stelle im Quellcode aus. Der Mikrokontroller signalisiert nun dem ADC über *DataEnable* (rot), dass er für den Lesevorgang bereit ist. Der ADC legt daraufhin das digitalisierte Signal auf den parallelen Ausgang (blau - 1 bit dargestellt). Nachdem der Mikrokontroller den Lesevorgang abgeschlossen hat bestätigt er den Erhalt der Daten mit *DataAccepted* (grün), woraufhin der ADC für neue Konversionen freigeben und *DataReady* zurückgesetzt wird.

Die beiden unterschiedlichen ADCs des Typs 7070 und 7411 verwenden identische Kommunikationsprotokolle und sind somit problemlos austauschbar. Es existiert jedoch ein kritischer Unterschied, der besonders bei der Feststellung von Koinzidenzen, d.h. bei der Verwendung mehrerer ADCs, eine große Rolle spielt: Die ADCs des Typs 7070 warten nur eine endliche Zeitspanne $t \approx 10 \mu\text{s}$ auf die Bestätigung des Mikrokontrollers, danach setzen sie sich selbst zurück. Zusätzlich werden neue Konversionen nur für eine kurze Zeit unterdrückt. Da der Mikrokontroller zwar Koinzidenzen innerhalb weniger Taktzyklen feststellen kann, für das Abarbeiten jedes Signals jedoch etwa 500 ns benötigt, kann es passieren, dass der zweite ADC eine erneute Konversion durchführt, während der erste ADC ausgelesen wird. Somit werden das ursprüngliche Signal des ersten ADCs und ein zufällig kurz nach der Koinzidenz aufgetretenes Signal des zweiten ADCs aufaddiert, da das ebenfalls zur Koinzidenz gehörende Signal des zweiten ADCs überschrieben wurde. Um diese Situation auszuschließen, halten die älteren ADCs des Typs 7411 ihr ursprüngliches Signal bis zur erfolgreichen Lesebestätigung am

¹ADC7411 bzw. ADC7070

Ausgang. Um ein „Aufhängen“¹ dieser ADCs zu verhindern, werden sie vom Mikrokontroller periodisch zurückgesetzt².

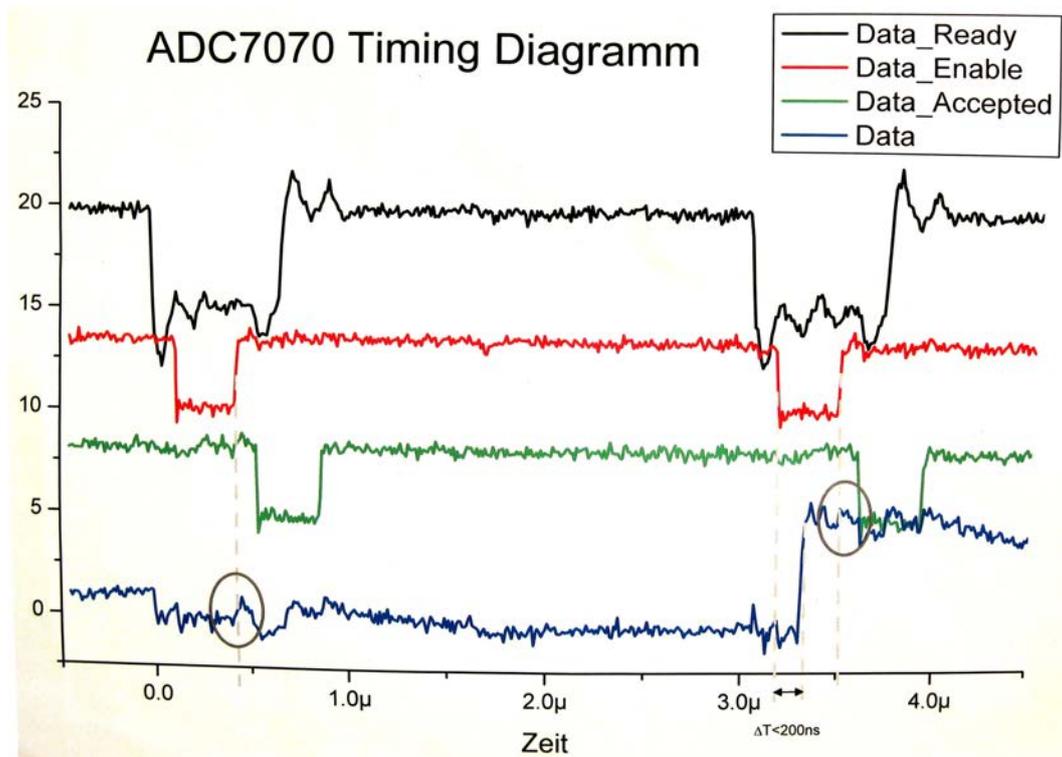


Abb. 9.12: ADC7070 (bzw. ADC7411) Timing Diagram [Quelle: A. Zwerger]

¹Bei hohen Zählraten kann es passieren, dass der Mikrokontroller manche Interrupts ignoriert, der betroffene ADC wartet in diesem Fall beliebig lange auf eine Lesebestätigung

²Ein 16 bit Zähler mit hohem Teiler setzt bei jedem Überlauf alle ADCs zurück, dies geschieht mehrmals pro Sekunde

9.5 Schaltpläne und Abbildungen

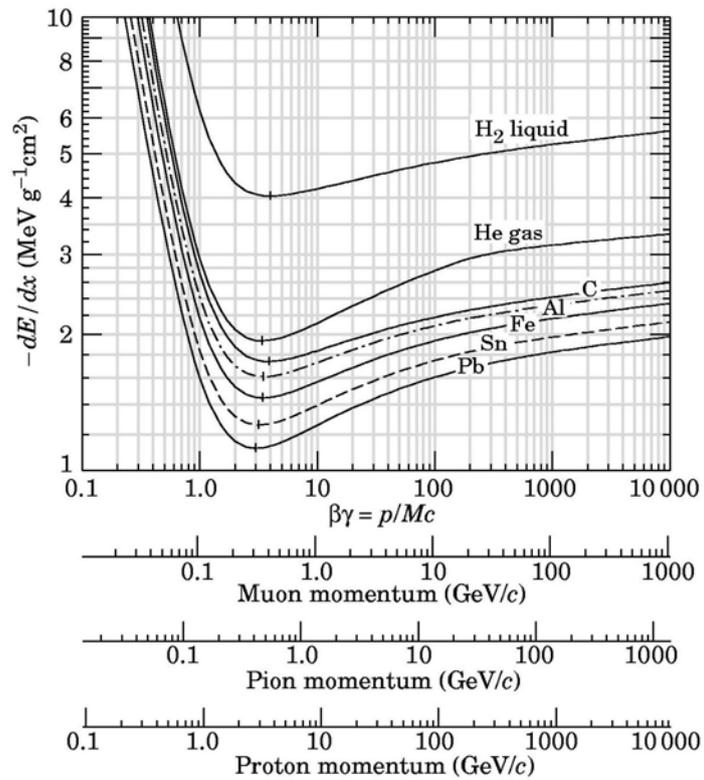


Abb. 9.13: Bethe-Bloch-Gleichung, Energieverlust geladener Teilchen in Materie (Quelle: Uni Siegen)

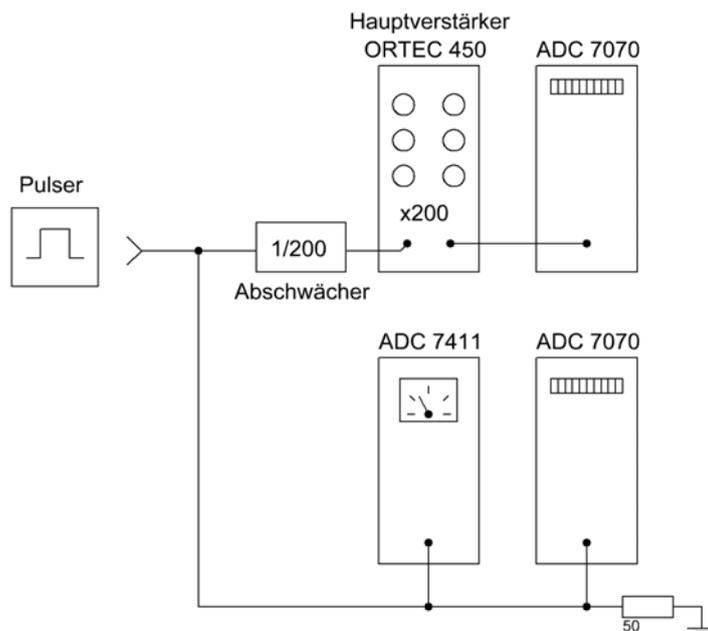


Abb. 9.14: Pulsermessungen der NIM Verstärker und ADCs, Versuchsaufbau

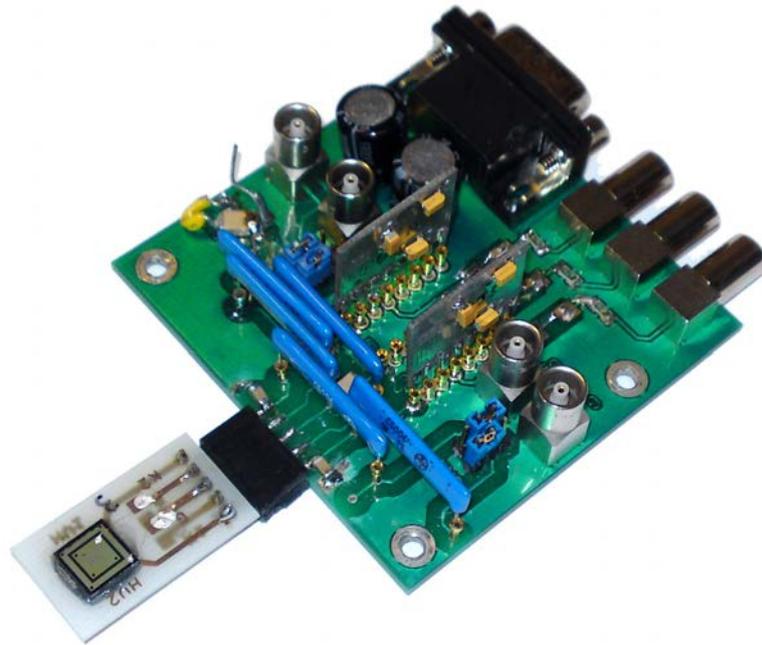


Abb. 9.15: Die abgebildete Platine wurde von Elias Hamann ursprünglich für CPG Detektoren entwickelt. Die Adaption für gestapelte Detektoren verlange das Einlöten zusätzlicher Glättungskondensatoren (sichtbar am oberen und unteren Pin der Detektorbuchse)

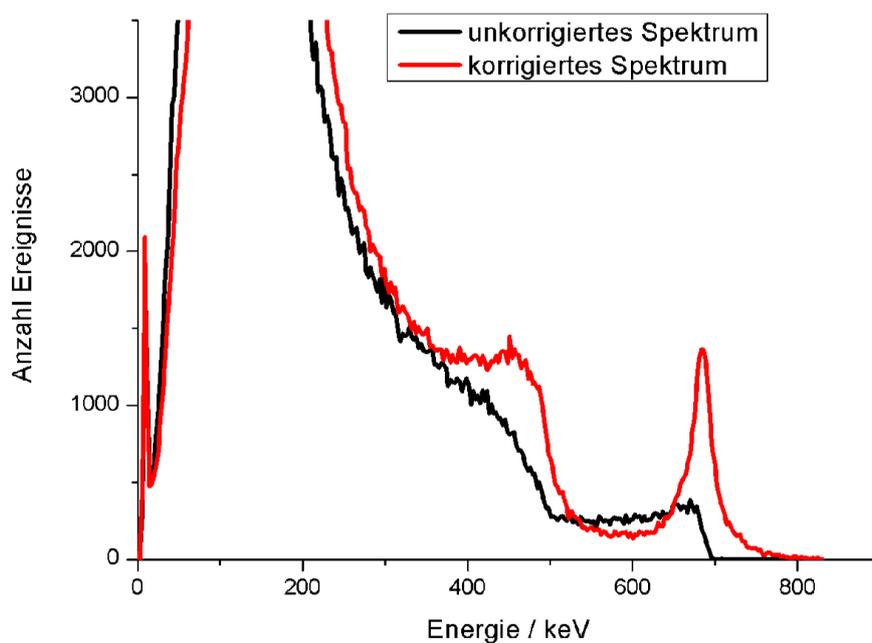


Abb. 9.16: 662 keV Spektrum, aufgenommen mit einem 1 mm CZT Detektor [Gre06]. Schwarz dargestellt ist das Energiespektrum, rot die biparametrische Korrektur. Durch massives „Low-Energy-Tailing“ ist der Photopeak im unkorrigierten Spektrum stark verzerrt.

9.6 Koinzidenzspektren der Detektoren B4 und B6

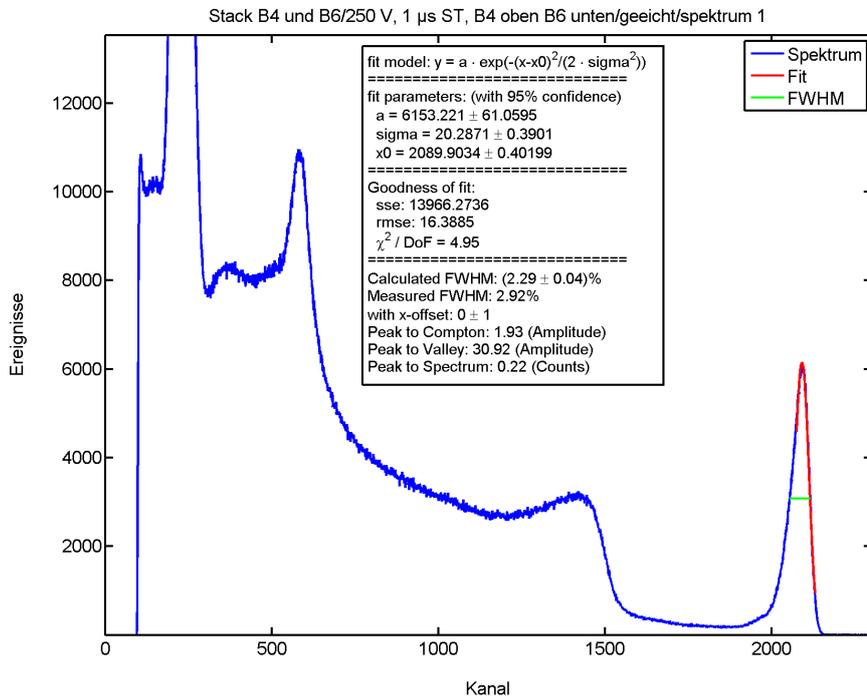


Abb. 9.17: Energiespektrum des oberen Detektors (B4) bei 250 V

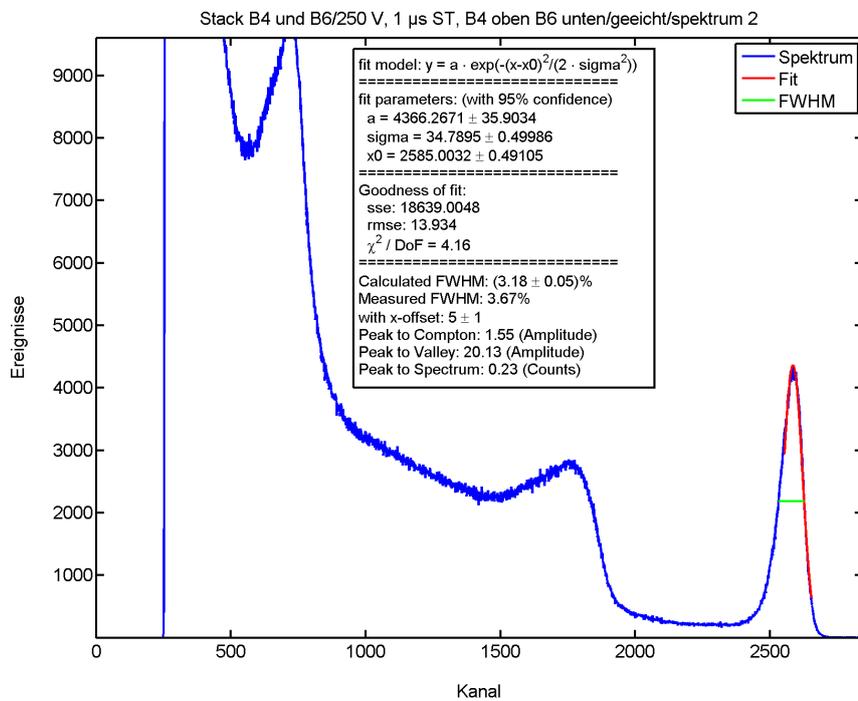


Abb. 9.18: Energiespektrum des unteren Detektors (B6) bei 250 V

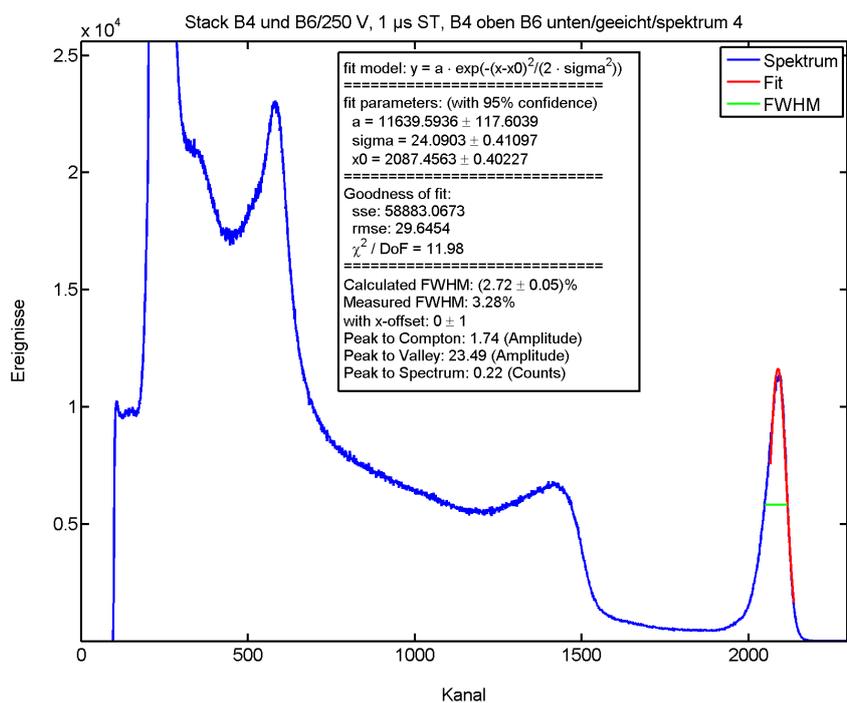


Abb. 9.19: Koinzidenzspektrum von B4 und B6 bei 250 V

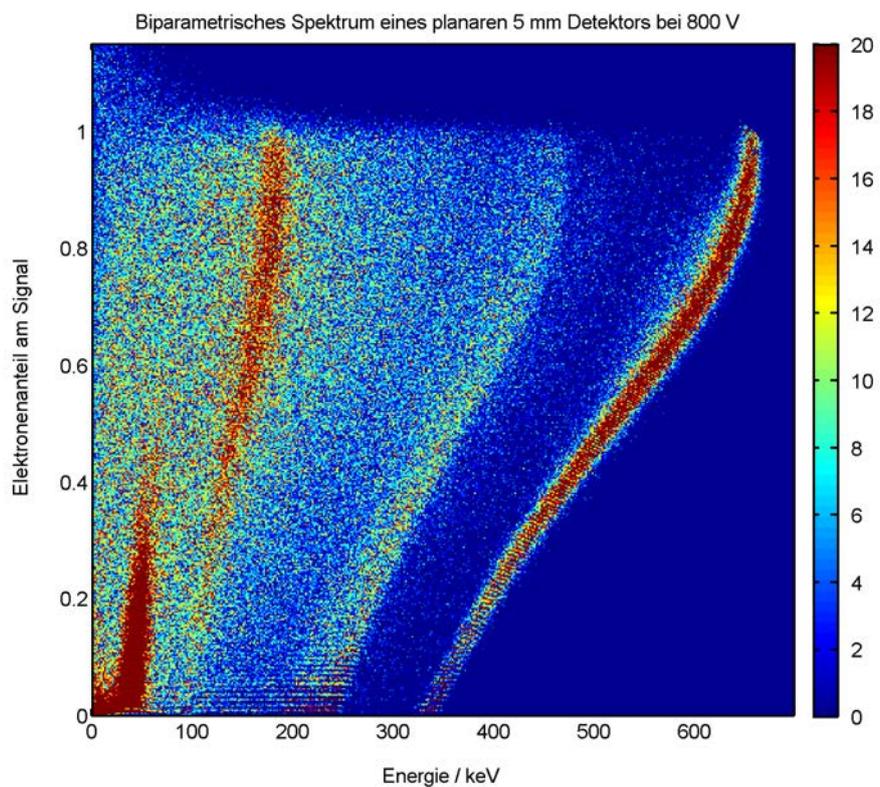
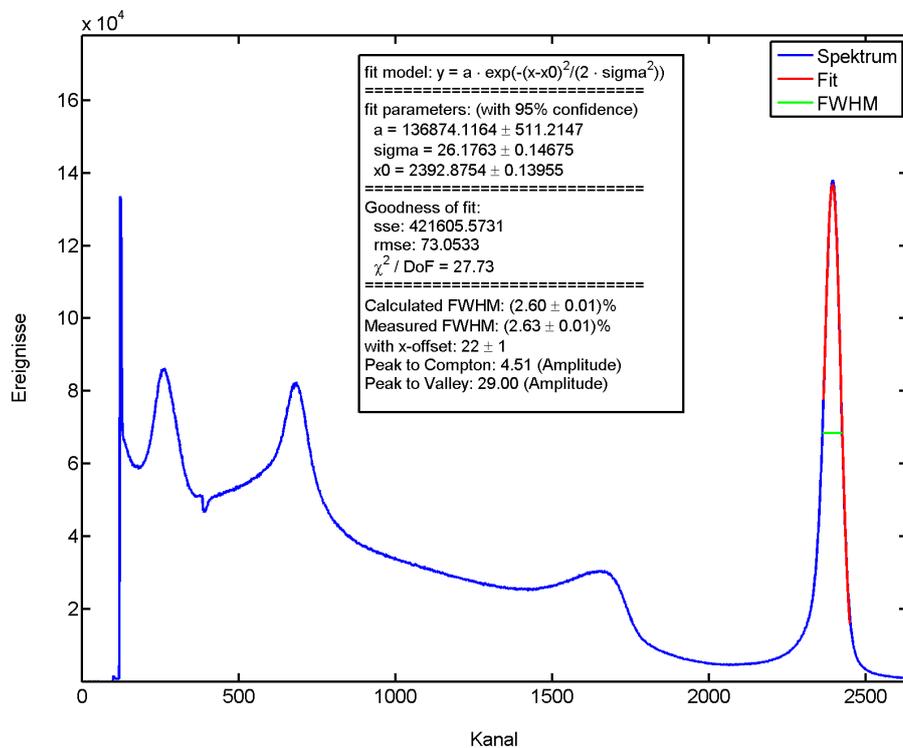
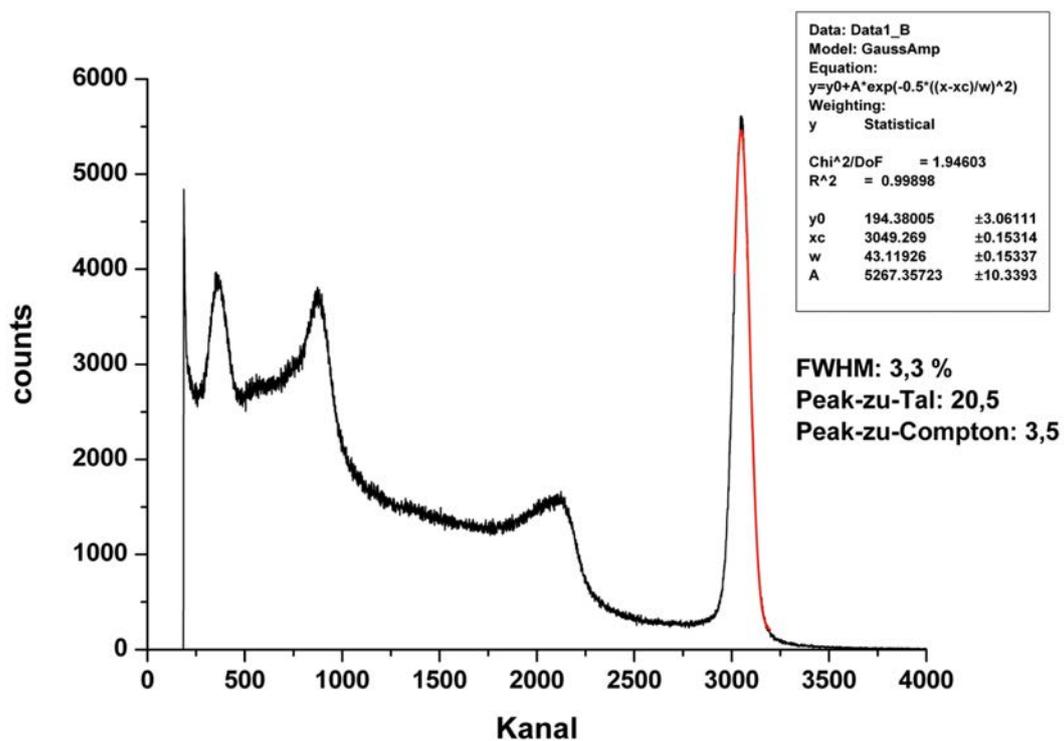


Abb. 9.20: Biparametrisches Spektrum eines planaren 5 mm Detektors bei 800 V (Simulation)

9.7 CPG Spektren

Abb. 9.21: ^{137}Cs Spektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung eines PD 304Abb. 9.22: ^{137}Cs Spektrum des Redlen II Detektors bei Verwendung zweier modifizierter Vorverstärker PR 304 [Ham09]

9.8 Quellcodes des Mikrokontrollers

```
$regfile = "m1280def.dat"
$crystal = 14745600
$baud = 115200
$hwstack = 128
'$prog &HFF , &HFF , &HD9 , &HFF '32
'$swstack = 40 '10
$framesize = 160 '40

Waitms 400

Print "-----"
Print "Begin Boot..."
Print "-----"

Dim Versionstring As String * 11
Versionstring = "Ver largeR3"

Print "Version: " ; Versionstring

'** Unterschied zu large2: large3 hat mehr kanäle fürs koinzidenzspektrum
'** Unterschied zu large3: koinzidenz hat wieder weniger kanäle, dafür gibt es
'** ein spektrum das NUR koinzidenzen enthält (S5) und es wurde ein
'** kontinuierlicher reset eingebaut
'** Unterschied zu large4: bessere umskalierung, waitstates reduziert auf 0
'** Unterschied zu large5: Quellcode insgesamt etwas schneller.
'** R2: komplett überarbeitete Speicherroutine
'** R3: Auslesen eines one-wire-Temperatursensors auf Port E.7 (int7)

Print "Configuring status LEDs"

'** Status - LEDs
Config Pinj.0 = Output
Config Pinj.1 = Output
Config Pinj.2 = Output
Config Pinj.3 = Output
'** 13. bit
Config Pinj.5 = Input
Config Pinj.6 = Input
Config Pinj.7 = Input

Rs232led Alias Portj.0
Adclled Alias Portj.1
Adc2led Alias Portj.2
Adc3led Alias Portj.3

Rs232led = 1
Adclled = 1
Adc2led = 1
Adc3led = 1

Print "Configuring 1-wire-interface for temperatur sensor"

'** 1-wire temperatur sensor
Config 1wire = Porte.7
Dim Ar(8) As Byte '64 bit
Dim Arin As Byte
Dim Temp As Byte
Dim Templow As Byte
For Arin = 1 To 8
    Ar(arin) = 0
Next Arin
Dim Temppresent As Bit
Temppresent = 0
lwreset
lwwrite &H33 'fordere 64 bit adresse des sensors an
Ar(1) = lwread(8) 'lese 8 byte
Print "Temperatur sensor hex adr: ";
For Arin = 1 To 8
    Print Hex(ar(arin));
    If Ar(arin) > 0 Then
        Temppresent = 1
    End If
End If
```

```

Next Arin
Print " "
If Temppresent = 1 Then
  'lx dummy auslesen
  lwreset
  lwwrite &HCC 'no adress
  lwwrite &H44 'single temp conversion
  Waitms 50
  lwreset
  lwwrite &HCC
  lwwrite &HBE 'read scratch pad
  Ar(1) = lwread(8)
  Print "Temperatur sensor configured"
Else
  Print "No temperatur sensor found"
End If

Echo Off 'Echo über RS232 ausschalten

Print "Configuring internal cache"

'** interner zwischenspeicher (ist noch invertiert)
Dim Mca1intlowbyte(300) As Byte 'untere 8 bit eingelesen
Dim Mca1inthighbyte(300) As Byte 'obere 8 bit eingelesen
Dim Mca2intlowbyte(300) As Byte 'untere 8 bit eingelesen
Dim Mca2inthighbyte(300) As Byte 'obere 8 bit eingelesen
Dim Mca3intlowbyte(300) As Byte 'untere 8 bit eingelesen
Dim Mca3inthighbyte(300) As Byte 'obere 8 bit eingelesen
Dim Mca1status(300) As Byte 'enthält 0 für kein signal und 1 für signal
Dim Mca2status(300) As Byte
Dim Mca3status(300) As Byte

Print "Resetting internal cache"

Dim I As Word 'laufvariable des internen speichers
Dim J As Word
J = 1
For I = 1 To 300
  Mca1status(i) = 0
  Mca2status(i) = 0
  Mca3status(i) = 0
Next I
I = 1

Print "Configuring I/O ports"

'** ADC 1 belegt port B und port L.0 bis L.3
Config Portb = Input
Config Portl = Input

'** ADC 2 belegt port F und port L.4 bis L.7
Config Portf = Input

'** ADC 3 belegt port K und port D.4 bis D.7
Config Portk = Input
Config Pind.4 = Input
Config Pind.5 = Input
Config Pind.6 = Input
Config Pind.7 = Input

'** ints pull-ups aktivieren
Config Pine.4 = Input
Config Pine.5 = Input
Config Pine.6 = Input
Porte.4 = 1
Porte.5 = 1
Porte.6 = 1

'Portb = &B11111111 'pull-up widerstände aktivieren
'Portl = &B11111111
'Portf = &B11111111
'Portk = &B11111111
'Portd.4 = 1
'Portd.5 = 1
'Portd.6 = 1

```

9 Anhang

```
'Portd.7 = 1

Waitms 200
Rs232led = 0

'** Alias' definieren
Adc1low Alias Pinb           'ADC 1 untere 8 bit
Adc12 Alias Pinl            'ADC 1 und ADC 2 jeweils obere 8 bit (Maskieren!)
Adc2low Alias Pinf          'ADC 2 untere 8 bit
Adc3low Alias Pink          'ADC 3 untere 8 bit
Adc3high Alias Pind         'ADC 3 obere 8 bit (Maskieren!)
Adc113 Alias Pinj.5         'adcs jeweils 13. bit
Adc213 Alias Pinj.6
Adc313 Alias Pinj.7

'** Kontroll-Leitungen
Config Porth = Output
Adc1enable Alias Porth.5
Adc1accepted Alias Porth.4
Adc2enable Alias Porth.3
Adc2accepted Alias Porth.2
Adc3enable Alias Porth.1
Adc3accepted Alias Porth.0

Nramlowbyte Alias Porth.6   '/Lowbyte für RAM
Nramhighbyte Alias Porth.7 '/Highbyte für RAM

Porth = &B10111111         'setze alle komms zu adc und lowbyte zu ram auf high

Print "Configuring XRAM"

'** Xram Definieren
Config Xram = Enabled , Waitstatels = 0 , Waitstatehs = 0
'$xramstart = &H0260
'$xramsize = &HFD9F         '2 x 64kbyte external memory (FFFF-0260)
$xramsize = &HFFFF         '2 x 64kbyte external memory (FFFF-0260)

Print "Configuring external variables"

'** Definiere Spektren mit je 4096 Kanälen und 16 Bit Tiefe pro Kanal (40 kbyte lower speicher)
Dim Mca1(4096) As Xram Word
Dim Mca2(4096) As Xram Word
Dim Mca3(4096) As Xram Word
Dim Mca1high(4096) As Xram Word           'highbyte: mca123 obere 8 bit
Dim Mca2high(4096) As Xram Word           'highbyte: koinzidenzspektrum2 unter 8 bit
Dim Mca3high(4096) As Xram Word           'highbyte: koinzidenzspektrum2 obere 8 bit
'** im oberen speicherbereich liegt an den gleichen adressen:
'- nichts
'- nichts
'- mca123, untere 8 bit
'- mca123, obere 8 bit
'- koinzidenzspektrum2, untere 8 bit
'- koinzidenzspektrum2, obere 8 bit

Waitms 200
Adcled = 0

'** Laufvariablen für Übertragung an PC
Dim A As Word           '1 bis 4096
Dim E As Integer        'für endsomme aller kanäle
E = 0
Dim Lowbytes As Byte
Dim Highbytes As Byte
Dim Befehl As String * 2
Dim Sendevar As Word

Print "Resetting external variables, lower byte memory"

For A = 1 To 4096
Mca1(a) = 0
Mca2(a) = 0
Mca3(a) = 0
Mca1high(a) = 0
Mca2high(a) = 0
Mca3high(a) = 0
```

```

Next A

Print "Resetting external variables, higher byte memory"

Nramlowbyte = 1                                     'oberer speicherbereich, koinzidenzspektren
Nramhighbyte = 0
For A = 1 To 4096
Mca3(a) = 0
Mcalhigh(a) = 0
Mca2high(a) = 0
Mca3high(a) = 0
Next A
Nramhighbyte = 1
Nramlowbyte = 0

Print "Configuring constants"

'** Eichvariablen
Dim Y2 As Integer                                 'achsenabschnitt adc2 bezogen auf adc1
Dim Y3 As Integer                                 'achsenabschnitt adc3 bezogen auf adc1
Dim A2 As Single                                  'koeffizient adc2 bezogen auf adc1
Dim A3 As Single                                  'koeffizient adc3 bezogen auf adc1
Y2 = 0
Y3 = 0
A2 = 1
A3 = 1
Dim Zwischenrechnung As Single
Dim Wordzwischenrechnung As Word
Dim Integerzwischenrechnung As Integer
Dim Adc2returnskaled As Integer
Dim Adc3returnskaled As Integer
Dim Flagc As Byte                                 'für koinzidenz beim umrechnen
Flagc = 0
Adc2returnskaled = 0
Adc3returnskaled = 0
Dim Statusint1 As Byte
Dim Statusint2 As Byte
Dim Statusint3 As Byte
Statusint1 = 1
Statusint2 = 1
Statusint3 = 1
Dim Koinzidenzstatus As Byte
Koinzidenzstatus = 0
Dim Flagnew1 As Bit                               'übertragung nur wenn neue daten vorhanden sind
Dim Flagnew2 As Bit
Dim Flagnew3 As Bit
Dim Flagnew4 As Bit
Dim Flagnew5 As Bit
Flagnew1 = 1
Flagnew2 = 1
Flagnew3 = 1
Flagnew4 = 1
Flagnew5 = 1
Print "Configuring Coincidence"

'** Liste aller Befehle
'* R0 - setzt alle Spektren zurück
'* Si - sendet das i-te Spektrum
'* Co - Stellt Koinzidenzzeit ein (in Vielfachen von 70 ns)
'* C? - Koinzidenz abfragen (in Vielfachen von 70 ns)
'* E2 - Eichung mca2 vornehmen
'* E3 - Eichung mca3 vornehmen
'* E? - Fragt Eichparameter ab
'* Ii - setzt i-ten Int (1 = aktiviert, 0 = deaktiviert)
'* I? - fragt den Status aller Ints ab
'* C0 - deaktiviert Koinzidenz
'* C1 - aktiviert Koinzidenz
'* Cs - fragt status der Koinzidenz ab
'* F! - setzt die flags für die Übertragung der spektren zurück
'* T? - fragt aktuelle temperatur ab - falls kein sensor gefunden wird 999 ausgegeben
Dim Coincidence As Word                          'zwischen 0 und 65535 Zyklen
Dim Koinzidenzintern As Word                     '65535 - coincidence
Coincidence = 100                               'Koinzidenz 100 Zyklen = 7 \mu s
Koinzidenzintern = 65535 - Coincidence
Print "Configuring return variables"

```

9 Anhang

```
'** Variablen für Auslesen der ADCs
Dim Adc1returnlow As Byte
Dim Adc1returnhigh As Byte
Dim Adc1return As Word
Dim Adc2returnlow As Byte
Dim Adc2returnhigh As Byte
Dim Adc2return As Word
Dim Adc3returnlow As Byte
Dim Adc3returnhigh As Byte
Dim Adc3return As Word

Print "Configuring timers"
Waitms 200
Adc2led = 0

'** Definiere Timer
Config Timer1 = Timer , Prescale = 1           'für koinzidenz, 16 bit
Config Timer3 = Timer , Prescale = 1           'reset adc1 ,16 bit
Config Timer4 = Timer , Prescale = 1           'reset adc2 ,16 bit
Config Timer2 = Timer , Prescale = 256        '8 bit counter für geschwindigkeitstest / adc3
'**bem :timer0 scheint nicht zu laufen und timer5 wird nicht von bascom unterstützt
Timer1 = Koinzidenzintern
Timer3 = 0
Timer4 = 0
Timer2 = 0
Stop Timer0
Stop Timer3
Stop Timer4
Stop Timer1
On Ov3 Halttimer3 Nosave                       'bei roll-over wird timer auf einen wert oberhalb Koinzidenz gesetzt
On Ov4 Halttimer4 Nosave
On Ov1 Halttimer1 Nosave
On Ov2 Halttimer5 Nosave
Enable Timer2
Enable Timer3
Enable Timer4
Enable Timer1
Start Timer3
Start Timer4
Start Timer2                                   'für reset

Print "Configuring interrupts"

'** Definiere Interrupts
Config Int4 = Falling
Config Int5 = Falling
Config Int6 = Falling
On Int4 Auslesen0 Nosave
On Int5 Auslesen1 Nosave
On Int6 Auslesen2 Nosave
Enable Int4                                   'ADC 1
Enable Int5                                   'ADC 2
Enable Int6                                   'ADC 3

Enable Urxc                                   'serieller inputbuffer (ein byte löst int aus)
On Urxc Eingang Nosave

Waitms 200
Adc3led = 0                                   'LEDs ausschalten um Bootvorgang abgeschlossen anzuzeigen

Print "Boot finished, enabling interrupts..."
Enable Interrupts

Do

If I > 285 Then
If I > 286 Then
    Gosub Zwischenspeicher
End If
End If

Loop
```

```

** Interrupt Labels mit Koinzidenz
Auslesen0:
    Adc1enable = 0                'bereit für auslesen
    Stop Timer1
    I = I + Mca1status(i)         'falls bereits vorhanden i um eins erhöhen
    Mca1status(i) = 1            'signal an i-ter stelle erhalten
    Adc1enable = 1                'mit auslesen beginnen
    'If I > 290 Then              'falls zwischenspeicher bald voll (nur bei hohen zählraten interessant)
    '    Disable Interrupts
    'End If
    Mca1intlowbyte(i) = Adc1low   'muss noch invertiert werden
    Mca1inthighbyte(i) = Adc12    'muss noch invertiert und maskiert werden
    Adc1accepted = 0              'meldung an adc dass daten gelesen wurden
    Timer1 = Koinzidenzintern     '65535 - koinzidenz
    Timer3 = 0                    'für reset nach einiger zeit
    Start Timer3
    Adc1led = 1
    Adc1accepted = 1
    Start Timer1                  'timer ganz zum schluss starten
Return

Auslesen1:

    ** zu testzwecken, messen wie lange das auslesen wirklich geht
    Timer2 = 0
    Start Timer2
    **test ende

    Adc2enable = 0                'bereit für auslesen
    Stop Timer1
    I = I + Mca2status(i)         'signal an i-ter stelle erhalten
    Mca2status(i) = 1            'mit auslesen beginnen
    Adc2enable = 1                'falls zwischenspeicher bald voll
    'If I > 290 Then
    '    Disable Interrupts
    'End If
    Mca2intlowbyte(i) = Adc2low   'muss noch invertiert werden
    Mca2inthighbyte(i) = Adc12    'muss noch invertiert und maskiert werden
    Adc2accepted = 0              'meldung an adc dass daten gelesen wurden
    Timer1 = Koinzidenzintern     '65535 - koinzidenz
    Timer4 = 0                    'für reset nach einiger zeit
    Start Timer4
    Adc2led = 1
    Adc2accepted = 1
    Start Timer1                  'timer ganz zum schluss starten

    ** testzwecke timer2 auslesen
    Stop Timer2
    Print "Timer2 : " ; Timer2
    ** testzwecke ende
    Print "event, I = " ; I

Return

Auslesen2:
    Adc3enable = 0                'bereit für auslesen
    Stop Timer1
    I = I + Mca3status(i)         'signal an i-ter stelle erhalten
    Mca3status(i) = 1            'mit auslesen beginnen
    Adc3enable = 1                'falls zwischenspeicher bald voll
    'If I > 290 Then
    '    Disable Interrupts
    'End If
    Mca3intlowbyte(i) = Adc3low   'muss noch invertiert werden
    Mca3inthighbyte(i) = Adc3high 'muss noch invertiert und maskiert werden
    Adc3accepted = 0              'meldung an adc dass daten gelesen wurden
    Timer1 = Koinzidenzintern     '65535 - koinzidenz
    Timer2 = 0                    'für reset nach einiger zeit
    Start Timer2
    Adc3led = 1
    Adc3accepted = 1
    Start Timer1                  'timer ganz zum schluss starten
Return

```

9 Anhang

```
'** schreibt die daten aus dem zwischenspeicher in den XRAM
Zwischenspeicher:
  Disable Interrupts          'ints ausschalten
  Stop Timer1
  'Print "Export nach Ram, I = " ; I
  For J = 1 To 300            'zwischenspeicher abarbeiten
    If Mca1status(j) = 1 Then 'falls es einen eintrag gibt
      Adc1returnhigh = Not Mca1inthighbyte(j)
      Adc1returnhigh = Adc1returnhigh And &B00001111 'obere 4 bit maskieren
      Adc1return = Adc1returnhigh
      Shift Adc1return , Left , 8
      Adc1returnlow = Not Mca1intlowbyte(j)
      Adc1return = Adc1return Or Adc1returnlow
      Incr Adc1return          'um 1 erhöhen da return von 0-4095, index aber von 1-4096 läuft
      Incr Mca1(adc1return)
      If Mca1(adc1return) = 0 Then 'overflow des unteren spektrums
        Incr Mca1high(adc1return)
      End If
    End If
    If Mca2status(j) = 1 Then 'falls es einen eintrag gibt
      Adc2returnhigh = Not Mca2inthighbyte(j)
      Adc2returnhigh = Adc2returnhigh And &B11110000 'untere 4 bit maskieren
      Adc2return = Adc2returnhigh
      Shift Adc2return , Left , 4
      Adc2returnlow = Not Mca2intlowbyte(j)
      Adc2return = Adc2return Or Adc2returnlow
      Incr Adc2return          'um 1 erhöhen da return von 0-4095, index aber von 1-4096 läuft
      Incr Mca2(adc2return)
      If Mca2(adc2return) = 0 Then 'overflow des unteren spektrums
        Incr Mca2high(adc2return)
      End If
    End If
    If Mca3status(j) = 1 Then 'falls es einen eintrag gibt
      Adc3returnhigh = Not Mca3inthighbyte(j)
      Adc3returnhigh = Adc3returnhigh And &B11110000 'obere 4 bit maskieren
      Adc3return = Adc3returnhigh
      Shift Adc3return , Left , 4
      Adc3returnlow = Not Mca3intlowbyte(j)
      Adc3return = Adc3return Or Adc3returnlow
      Incr Adc3return          'um 1 erhöhen da return von 0-4095, index aber von 1-4096 läuft
      Incr Mca3(adc3return)
      If Mca3(adc3return) = 0 Then 'overflow des unteren spektrums
        Incr Mca3high(adc3return)
      End If
    End If
  End If
  '** umskalierung falls koinzidenz
  Flagc = 0
  If Koinzidenzstatus = 1 Then
    If Mca1status(j) = 1 Then
      E = Adc1return
      Incr Flagc
    Else
      E = 0
    End If
    If Mca2status(j) = 1 Then
      Incr Flagc
      If A2 = 1 Then
        Adc2returnskaled = Adc2return
      Else
        Integerzwischenrechnung = Rnd(32001) - 16000
        Zwischenrechnung = Integerzwischenrechnung / 32000
        Zwischenrechnung = Adc2return + Zwischenrechnung
        Zwischenrechnung = A2 * Zwischenrechnung
        Adc2returnskaled = Round(zwischenrechnung)
      End If
      Adc2returnskaled = Adc2returnskaled + Y2
      E = E + Adc2returnskaled
    End If
    If Mca3status(j) = 1 Then
      Incr Flagc
      If A3 = 1 Then
        Adc3returnskaled = Adc3return
      Else
        Integerzwischenrechnung = Rnd(32001) - 16000
        Zwischenrechnung = Integerzwischenrechnung / 32000
```

```

        Zwischenrechnung = Adc3return + Zwischenrechnung
        Zwischenrechnung = A3 * Zwischenrechnung
        Adc3returnskaled = Round(zwischenrechnung)
    End If
    Adc3returnskaled = Adc3returnskaled + Y2
    E = E + Adc3returnskaled
End If
If E > 0 Then                                'falls koinzidenzereignis größer null
    Nramlowbyte = 1                          'auf oberen speicherbereich umschalten
    Nramhighbyte = 0
    Flagnew4 = 1
    If E > 4096 Then
        E = 4096
    End If
    Incr Mca3(e)
    If Mca3(e) = 0 Then
        Incr Mcalhigh(e)
    End If
    If Flagc > 1 Then
        Flagnew5 = 1                        'neue daten in speicher geschrieben
        Incr Mca2high(e)
        If Mca2high(e) = 0 Then
            Incr Mca3high(e)
        End If
    End If
    Nramlowbyte = 0
    Nramhighbyte = 1                        'umschalten auf unteren speicherbereich
End If
End If
Mcalstatus(j) = 0                          'event löschen
Mca2status(j) = 0                          'event löschen
Mca3status(j) = 0                          'event löschen
Next J
If Adc1return > 0 Then
    Flagnew1 = 1                            'neue daten in speicher geschrieben
    Adc1return = 0
End If
If Adc2return > 0 Then
    Flagnew2 = 1                            'neue daten in speicher geschrieben
    Adc2return = 0
End If
If Adc3return > 0 Then
    Flagnew3 = 1                            'neue daten in speicher geschrieben
    Adc3return = 0
End If
I = 1
Timer1 = Koinzidenzintern                  'timer zurücksetzen
Enable Interrupts                          'ints einschalten
Return

'** Timer labels
Halttimer3:
Adc1accepted = 0
Stop Timer3
Adc1led = 0
Adc1accepted = 1
Return

Halttimer4:
Adc2accepted = 0
Stop Timer4
Adc2led = 0
Adc2accepted = 1
Return

Halttimer5:
Adc3accepted = 0
Stop Timer2
Adc3led = 0
Adc3accepted = 1
Return

Halttimer1:                               'koinzidenz
Stop Timer1

```

9 Anhang

```
Incr I
Timer1 = Koinzidenzintern
Return

'** Kommunikation mit dem PC
Sendel:
Rs232led = 1
If Flagnew1 = 1 Then                                'wenn neue daten vorhanden
For A = 1 To 4096
  Sendevvar = Mca1(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
  Sendevvar = Mca1high(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
Next A
Flagnew1 = 0
Else
Print "notr"                                        'nothing to report, 4 byte
End If
Rs232led = 0
Return
Sende2:
Rs232led = 1
If Flagnew2 = 1 Then
For A = 1 To 4096
  Sendevvar = Mca2(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
  Sendevvar = Mca2high(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
Next A
Flagnew2 = 0
Else
Print "notr"
End If
Rs232led = 0
Return
Sende3:
Rs232led = 1
If Flagnew3 = 1 Then
For A = 1 To 4096
  Sendevvar = Mca3(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
  Sendevvar = Mca3high(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
Next A
Flagnew3 = 0
Else
Print "notr"
End If
Rs232led = 0
Return
Sende4:                                            'koinzidenz untere 4k Kanäle unteres und oberes byte
Rs232led = 1
If Flagnew4 = 1 Then
Nramlowbyte = 1
Nramhighbyte = 0
For A = 1 To 4096
  Sendevvar = Mca3(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
  Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
  Sendevvar = Mca1high(a)
  Lowbytes = Sendevvar
  Highbytes = High(sendevvar)
```

```

    Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
Next A
Nramhighbyte = 1
Nramlowbyte = 0
Flagnew4 = 0
Else
Print "notr"
End If
Rs232led = 0
Return
Sende5:                                     'koinzidenz obere 4k Kanäle unteres und oberes byte
Rs232led = 1
If Flagnew5 = 1 Then
Nramlowbyte = 1
Nramhighbyte = 0
For A = 1 To 4096
    Sendear = Mca2high(a)
    Lowbytes = Sendear
    Highbytes = High(sendear)
    Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
    Sendear = Mca3high(a)
    Lowbytes = Sendear
    Highbytes = High(sendear)
    Print Chr(lowbytes) ; Chr(highbytes);
Next A
Flagnew5 = 0
Else
Print "notr"
End If
Nramhighbyte = 1
Nramlowbyte = 0
Rs232led = 0
Return

Reset0:                                     'dauert ca 5 ms
Rs232led = 1
For A = 1 To 4096
    Mca1(a) = 0
    Mca2(a) = 0
    Mca3(a) = 0
    Mca1high(a) = 0
    Mca2high(a) = 0
    Mca3high(a) = 0
Next A
'Print "Reset of lower byte finished"
Nramlowbyte = 1                                     'auf oberen speicherbereich schalten, koinzidenzspektren löschen
Nramhighbyte = 0
For A = 1 To 4096
    Mca3(a) = 0
    Mca1high(a) = 0
    Mca2high(a) = 0
    Mca3high(a) = 0
Next A
Nramhighbyte = 1
Nramlowbyte = 0
'Print "Reset of higher byte finished"
Flagnew1 = 1
Flagnew2 = 1
Flagnew3 = 1
Flagnew4 = 1
Flagnew5 = 1
Rs232led = 0
Return

Koinzidenz:
Rs232led = 1
Input Coincidence                                     'am pc einfach zahl schicken (0-65535 Zyklen)
Koinzidenzintern = 65535 - Coincidence
Rs232led = 0
Return

Koinzfrage:
Rs232led = 1
Print Coincidence;

```

9 Anhang

```
Rs232led = 0
Return

Eichung:                                     'a2 y2 a3 y3
Rs232led = 1
Print "|"; A2;
Print "|"; Y2;
Print "|"; A3;
Print "|"; Y3
Rs232led = 0
Return

Eichung2:                                    'a2 y2
Rs232led = 1
Input A2
Input Y2
Rs232led = 0
Return

Eichung3:                                    'a3 y3
Rs232led = 1
Input A3
Input Y3
Rs232led = 0
Return

Setzeint1:
Rs232led = 1
Input Statusint1
If Statusint1 = 1 Then
    Enable Int4
Elseif Statusint1 = 0 Then
    Disable Int4
End If
Rs232led = 0
Return

Setzeint2:
Rs232led = 1
Input Statusint2
If Statusint2 = 1 Then
    Enable Int5
Elseif Statusint2 = 0 Then
    Disable Int5
End If
Rs232led = 0
Return

Setzeint3:
Rs232led = 1
Input Statusint3
If Statusint3 = 1 Then
    Enable Int6
Elseif Statusint3 = 0 Then
    Disable Int6
End If
Rs232led = 0
Return

Frageints:
Rs232led = 1
Print "|"; Statusint1;
Print "|"; Statusint2;
Print "|"; Statusint3;
Print "|";
Rs232led = 0
Return

Koinzidenz1:
Koinzidenzstatus = 1
Return

Koinzidenz0:
Koinzidenzstatus = 0
Return

Koinzidenzfrage:
Rs232led = 1
```

```

    Print Koinzidenzstatus
    Rs232led = 0
Return

Versionsfrage:
    Rs232led = 1
    Print Versionstring
    Rs232led = 0
Return

Resetflags:
    Flagnew1 = 1
    Flagnew2 = 1
    Flagnew3 = 1
    Flagnew4 = 1
    Flagnew5 = 1
Return

Lesetemp:
If Temppresent = 1 Then
    lwreset
    lwwrite &HCC 'no adress
    lwwrite &H44 'single temp conversion
    Waitms 100
    lwreset
    lwwrite &HCC
    lwwrite &HBE 'read scratch pad
    Ar(1) = lwread(8)
    Temp = Ar(1)
    If Temp.0 = 0 Then
        Tempow = 0
    Else
        Tempow = 5
    End If
    Shift Temp , Right , 1
    Print Temp ; "." ; Tempow
    Temp = 99
    Tempow = 9
Else
    Print "999"
End If
Return

Eingang:
    Disable Interrupts
    Input Befehl
    Select Case Befehl
    Case "S1" : Gosub Sende1 'Spektrum1
    Case "S2" : Gosub Sende2 'Spektrum2
    Case "S3" : Gosub Sende3 'Spektrum3
    Case "S4" : Gosub Sende4 'Koinzidenz123
    Case "S5" : Gosub Sende5 'Koinzidenzspektrum 2 (enthält nur die koinzidenzen)
    Case "R0" : Gosub Reset0 'Alle Spektren zurücksetzen
    Case "Co" : Gosub Koinzidenz 'Koinzidenz einstellen (in Zyklen)
    Case "C?" : Gosub Koinzfrage 'Koinzidenz abfragen
    Case "E2" : Gosub Eichung2 'Eichparameter für ADC2 eingeben
    Case "E3" : Gosub Eichung3 'Eichparameter für ADC3 eingeben
    Case "E?" : Gosub Eichung 'Eichparameter abfragen
    Case "I1" : Gosub Setzeint1 'anschließend jeweils 0 oder 1 schicken
    Case "I2" : Gosub Setzeint2
    Case "I3" : Gosub Setzeint3
    Case "I?" : Gosub Frageints 'stehen zwischen vier |
    Case "C1" : Gosub Koinzidenz1 'aktiviert koinzidenz
    Case "C0" : Gosub Koinzidenz0 'deaktiviert koinzidenz
    Case "Cs" : Gosub Koinzidenzfrage 'fragt status der Koinzidenz ab
    Case "V?" : Gosub Versionsfrage 'zeigt die aktuelle version on
    Case "F!" : Gosub Resetflags
    Case "T?" : Gosub Lesetemp 'liest temperatur aus
    End Select
Enable Interrupts
Return

```

10 Literaturverzeichnis

- [Fi07] Horst Fischer
Detektorphysik-Vorlesung im Sommersemester 2007
an der Universität Freiburg
- [Be53] H. Bethe und J. Ashkin
Experimental Nuclear Physics (New York 1953)
- [Klei29] O. Klein und Y. Nishina
Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der
neuen relativistischen Quantenmechanik nach Dirac. Zeitschrift für Physik 52, (1929)
- [Fou99] P. Fougères et. al
CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe for nuclear detectors: facts and fictions
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (1999)
- [Eis99] Y. Eisen et. al
CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (1999)
- [Eri00] J. C. Erickson et. al
Time of flight experimental studies of CdZnTe radiation detectors
Journal of Electronic Materials (2000)
- [Bal99] G. Bale, A. Holland et. al
Cooled cdznte detectors for x-ray astronomy
Nuclear Instruments and Methods (1999)
- [Gun01] R. Gunninka and R. Arlt
Methods for evaluating and analysing CdTe and CdZnTe spectra
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (2001)
- [Ali75] R. C. Alig and S. Bloom
Electron-Hole-Pair Creation Energies in Semiconductors
Physical Review Letters, Volume 35, Number 22, 1975
- [Klei67] Claude A. Klein
Bandgap Dependence and Related Features of Ionization Energies in Semiconductors
Journal of Applied Physics, Volume 37, Number 4, 1968
- [Sze02] S.M. Sze
Semiconductor Devices, Physics and Technology, 2nd Edition, 2002
- [He00] Zhong He
Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor
gamma-ray detectors. Nuclear Instruments and Methods In Physics Research (2000)
- [Dam07] Markus Dambacher
Signalanalyse von biparametrischen Spektren mit (Cd,Zn)Te-Detektoren
Diplomarbeit an der Universität Freiburg, 2007

-
- [Gre06] Johannes Gregori
Pulsformanalyse an planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren
Diplomarbeit an der Universität Freiburg, 2006
- [Smith] Steven W. Smith
The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing
- [Wil07] Matthew D. Wilson et al.
Investigation of the Small Pixel Effect in CdZnTe Detectors
- [Ham09] Elias Hamann
Entwicklung und Charakterisierung von (Cd,Zn)Te Coplanar Grid Detektoren
Diplomarbeit an der Universität Freiburg, 2009
- [NIST] National Institute of Standards and Technology
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [Yan01] Jacquelyn C. Yanch
Radiation Effects and Uses
Massachusetts Institute of Technology, 2001
- [Wri06] Grady Wright
Introduction to Numerical Analysis II
University of Utah, Spring 2006

11 Danksagung und eidesstattliche Erklärung

Danksagung

Dank gilt folgenden Personen und Einrichtungen:

Meinen Betreuern Prof. Dr. Karl Jakobs und PD Dr. Michael Fiederle

Für die Möglichkeit, eine anspruchsvolle und gleichermaßen interessante Diplomarbeit durchführen zu können.

Andreas Zwirger

Ohne seine Hilfe wären große Teile der Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Seine stete Hilfsbereitschaft und Unterstützung werden mir noch lange als Vorbild dienen.

Dr. Alex Fauler

Für anregende Diskussionen, Interesse am Fortschreiten meiner Arbeit und große Hilfsbereitschaft beim Interpretieren von Messdaten und Spektren.

Markus Dambacher und Elias Hamann

Für die ausgezeichnete Vorarbeit auf den Gebieten der biparametrischen Analyse, Bestimmung der Beweglichkeiten und Lebensdauern, sowie der Charakterisierung von CPG Detektoren und Bereitstellung der ihrerseits entwickelten Elektronik und Messaufbauten.

Allen Kollegen aus den Arbeitsgruppen Jakobs und Fiederle

Für jegliche Unterstützung und hilfreiche Diskussionen während des letzten Jahres.

Der Elektronik-Werkstatt des Physikalischen Instituts

Für die zügige Ausführung sämtlicher Aufträge und das Bereitstellen vieler kurzfristig benötigter Bauteile.

Juliane Geilker und Bernd Steinhauser

Für unermüdliches Korrekturlesen und viele hilfreiche Tipps bei der Formatierung und dem Umgang mit \LaTeX .

Meiner Familie

Für die Unterstützung während des Studiums.

Prof. Dr. Horst Fischer

Dessen Detektorphysik-Vorlesung eine ausgezeichnete Grundlage für diese Arbeit darstellte.

Dr. Victor Khorenko

Für die Möglichkeit, neben CdTe und (Cd,Zn)Te noch an einem komplett anderen Materialsystem zu forschen. Meine Untersuchungen an GaAs wurden leider nicht Gegenstand dieser Diplomarbeit.

All den Namenlosen

die das Internet durch das Anbieten frei zugänglicher Informationen und Hilfestellungen zu einem besseren Ort machen.

Erklärung der Urheberschaft

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Unterschrift

Im Andenken an
Sven Busch

9.12.1983 - 26.01.2007