

Analyse der Pulsformen asymmetrischer Germanium-Detektoren

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Matthias Kaspar
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main
1999
(D F 1)

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan : Prof. Dr. R. J. Jelitto

Gutachter: Prof. Dr. Th. W. Elze und Prof. Dr. J. A. Maruhn

Datum der Disputation : 24. Juni 1999

„Denken ist interessanter als Wissen, aber nicht als Anschauen“

Johann Wolfgang von Goethe

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen zum γ-Nachweis	4
2.1	Germanium als Detektormaterial	5
2.2	Entstehung der Pulsformen	10
3	Grundlagen zur Klassifikation der Pulsformen	16
3.1	Signalvorverarbeitung	16
3.2	Merkmalsgewinnung und -auswahl	19
3.3	Musterklassifikation und Neuronale Netze	23
3.3.1	Überwachtes Lernen	24
3.3.2	Unüberwachtes Lernen	26
4	Detektorgeometrien	30
4.1	DD-Detektor	30
4.2	Segmentierte Clover-Detektoren	31
5	Quellenexperimente	33
5.1	Apparativer Aufbau	33
5.2	Elektronik und Datenaufnahme	34
5.3	Durchführung der Messungen und Diskussion	36
5.3.1	Bestimmung der Kristallagen	38
5.3.2	Pulsformen	39
5.3.3	Merkmalsverteilungen	41
6	Strahlexperiment	52
6.1	Theoretische Grundlagen	52
6.1.1	Stoßsystem $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$	53
6.1.2	Dopplereffekt	57
6.2	Experimentdurchführung und Diskussion	59
6.2.1	Aufbau und Datenaufnahme	59
6.2.2	γ -Spektren	60
6.2.3	Dopplerverbreiterungen	60

7	Klassifikation der Pulsformen	68
7.1	Quellenexperimente	69
7.1.1	Zweidimensionale Merkmalsdichten	69
7.1.2	Höherdimensionale Merkmalsdichten: Self-Organizing Map	83
7.2	Strahlexperiment	94
8	Simulation der Pulsformen	100
8.1	Elektrische Felder	100
8.2	Pulsformberechnung	103
8.3	Merkmalsverteilungen und Klassifikation	105
9	Ausblick: Neue asymmetrische Geometrien	116
10	Zusammenfassung	118
A	Kristallagen	121
B	Gemessene Ortsverteilungen von Merkmalsmittelwerten	135
C	Relationen zwischen Merkmals- und Ortsraum	151
D	Räumliche Verteilungen elektrischer Feldstärken	169
E	Simulierte Ortsverteilungen von Merkmalsmittelwerten	178
	Literatur	

1 Einleitung

Die γ -Spektroskopie ist ein wesentlicher Bestandteil der seit den Anfängen der experimentellen Kernphysik in den fünfziger Jahren eingesetzten Untersuchungsmethoden zur Bestimmung der Struktur von Atomkernen. Sie bestimmt das von einem Kern bei einer Kernreaktion oder Kernumwandlung emittierte Strahlungsfeld und läßt damit Rückschlüsse auf die Änderungen der Kernzustandsgrößen und somit schrittweise auf diese Zustandsgrößen selbst zu. Dazu erfolgt neben dem eigentlichen Nachweis der γ -Quanten eine Bestimmung ihrer Energie sowie des Zeitpunktes des Nachweises. Durch den Einsatz mehrerer Detektoren auf unterschiedlichen räumlichen Positionen kann darüberhinaus die räumliche Verteilung der zu untersuchenden γ -Strahlung bestimmt werden. Dabei wird das räumliche Auflösungsvermögen durch die Dimensionen der eingesetzten Detektorelemente bzw. durch die von ihnen überdeckten Raumwinkel gegeben.

Oftmals ergeben sich allerdings Fragestellungen, bei denen zur Analyse der Messungen eine bessere Ortsauflösung erforderlich ist. So ergibt sich etwa beim Nachweis der von bewegten Atomkernen emittierten γ -Quanten aufgrund des Dopplereffektes eine vom Relativwinkel zwischen den Flugbahnen von γ -Quant und Atomkern abhängende Energieverschiebung. Aufgrund des von jedem Detektorelement überdeckten endlichen Raumwinkels werden somit unterschiedliche Energieverschiebungen zusammengefaßt, so daß sich Dopplerverbreiterungen nachgewiesener, diskreter γ -Energien ergeben. Durch eine Bestimmung der Flugbahn der γ -Quanten wird dieser Effekt korrigierbar, und die Energieauflösung des Nachweises kann verbessert werden. Zusätzliche Ortsinformation ist auch – insbesondere in Kernreaktionen mit hohen γ -Multiplizitäten – zur Unterscheidung zwischen Einzel- und Mehrfachtreffern erforderlich. Dabei sind Ereignisse mit einzelnen, innerhalb eines Detektorelementes gestreuten Quanten von solchen zu trennen, in denen zwei oder mehr Quanten gleichzeitig in einem Detektorelement nachgewiesen wurden. Schließlich wird auch das Signal-zu-Untergrund Verhältnis der γ -Spektren durch eine räumliche Lokalisierung der Quanten innerhalb der Detektorelemente verbesserbar. Da Untergrund durch Comptonstreuung von Quanten aus den Randbereichen des aktiven Nachweisvolumens heraus und somit durch einen energetisch unvollständigen Nachweis entsteht, ließen sich solche Ereignisse erkennen und verwerfen.

Heutige Spektrometer zur hochauflösenden γ -Spektroskopie wie Euroball [GL92] oder Gammasphere [GUEC98] bestehen zumeist aus einer Vielzahl auf einer Kugelschale angeordneter Reinstgermaniumkristalle, so daß nahezu der komplette Raumwinkel von 4π überdeckt und zum γ -Nachweis genutzt werden kann. Das räumliche Auflösungsvermögen wird somit durch die Dimensionen der individuellen Kristalle gegeben. Da die Effizienz des Nachweises mit dem Volumen der Kristalle skaliert, wurden in den vergangenen Jahren schrittweise größere Kristalle zum Bau der Detektoren verwendet, so daß sich eine zunehmende Ungenauigkeit in der Lokalisierung nachgewiesener γ -Quanten ergibt.

Zur Erhöhung der Granularität der Detektorsysteme wurde daher Anfang der neunziger Jahre damit begonnen, die einzelnen Detektoren zu segmentieren und neben den bisherigen Energie- und Zeitsignalen zusätzliche Positionssignale zu generieren. Der bisher erfolgreichste Ansatz besteht dabei in einer elektrischen Segmentierung der auf die Germaniumkristalle aufgebrachten Elektroden, wobei diese zunächst in zwei und vier, ab Mitte der neunziger Jahre in sechs und heute in bis zu zwölf Segmente unterteilt werden. Entsprechend der Frontflächen der Kristalle von 30 bis 40 Quadratzentimetern ergeben sich dabei Segmentgrößen im Bereich einiger Quadratzentimeter.

Sowohl als Alternative als auch als Ergänzung der elektrischen Segmentierung der Elektroden wird untersucht, inwieweit sich eine Ortsinformation über die Flugbahn der γ -Quanten auch durch eine

Analyse der Form der digitalisierten Vorverstärkersignale der Detektoren erreichen läßt. Dabei wird die Ortsabhängigkeit der Driftzeiten ausgenutzt, in denen die von den γ -Quanten freigesetzten Ladungsträger die Elektroden des Detektors erreichen. Da sich unterschiedliche Driftzeiten in unterschiedlichen Signalformen des elektrisch aufbereiteten Detektorsignales äußern, kann von der Signalform auf die Orte der Wechselwirkungen zurückgeschlossen werden. Dabei wird die Eindeutigkeit dieses Rückschlusses wesentlich durch Symmetrien der Detektorgeometrien, die Genauigkeit und Effizienz dagegen durch die Stochastik der Wechselwirkungsprozesse im γ -Nachweis bestimmt.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von Methoden der Pulsformanalyse mit dem Ziel einer Klassifikation der nachgewiesenen γ -Quanten. Dabei wird über die bekannten Untersuchungen eindimensionaler Ortsbestimmungen in zylindersymmetrischen oder hexagonalen Geometrien [Pet94, KPE⁺96, Gam97, Gun97] hinaus erstmalig eine durch die Verwendung asymmetrischer Geometrien möglich werdende, zweidimensionale Betrachtung diskutiert. Dazu werden zwei verschiedene Detektortypen betrachtet, der DD- und zwei Varianten des Segmentierten Clover-Detektors; vergleiche mit Kapitel 4. Der durch Teilung eines Germaniumkristalles entlang seiner Längsachse entstandene DD-Detektor ist aufgrund seiner außergewöhnlich großen Asymmetrie zur Konzeption und Erprobung von Methoden der Pulsformanalyse besonders gut geeignet. Die Ausführungen der segmentierten Clover-Detektoren weisen aufgrund ihrer nur leicht geschnittenen Kristalle eine nur wenig ausgeprägte Asymmetrie auf und lassen daher Rückschlüsse auf die Empfindlichkeit der diskutierten Methoden zu. Darüberhinaus bietet ihre elektrische Segmentierung weitergehende Möglichkeiten zur künftigen Untersuchung der Pulsformen der Segmentelektroden und eröffnen so neue Ansätze, die elektrische Segmentierung der Detektoren mit den Methoden der Pulsformanalyse zu kombinieren.

In einem ersten Schritt wurden in Quellenexperimenten die Detektoren systematisch entlang ihrer Frontflächen mit einer kollimierten γ -Quelle bestrahlt und dabei die an den Vorverstärkern abgegriffenen Signale mittels schneller Analog/Digital-Wandler digitalisiert. Die so gewonnenen Pulsformen wurden zusammen mit den mit konventioneller Elektronik bestimmten Parametern wie der γ -Energie und dem Nachweiszeitpunkt sowie der Position der γ -Quelle aufgezeichnet. Somit lassen sich Abhängigkeiten der Pulsform von den Einstrahlorten sowie die Signifikanz dieser Abhängigkeiten im Rahmen der eingesetzten Elektronik studieren.

Um den Prozeß der Analyse der Pulsformen im Rahmen von Beschleunigerexperimenten erproben und beurteilen zu können, wurde darüberhinaus ein Coulombanregungsexperiment am Schwerionenbeschleuniger UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Mittels Coulombanregung wurden dabei ^{197}Au -Ionen mit einer Energie von 830 MeV durch ^{12}C angeregt. Da die anschließende Abregung der Au-Ionen bei einer Geschwindigkeit von $\beta = 9.5\%$ im Fluge geschieht, erfahren die dabei emittierten γ -Quanten aufgrund des Dopplereffektes eine Energieverschiebung. Somit läßt sich der Einfluß der zusätzlichen, aus der Pulsform gewonnenen Information auf die Korrektur der Dopplerverbreiterung beobachten.

Um die Eindeutigkeit des Rückschlusses von den experimentell bestimmten Pulsformen auf die räumlichen Positionen der Bestrahlung beurteilen zu können, wurden aus den Signalformen Merkmale gewonnen und Kombinationen dieser Merkmale zur Klassifikation der Pulsformen eingesetzt. Dabei werden neben der Bestimmung differentieller Anstiegszeiten der Ladungspulse auch Komponenten nach Differentiation des Signales sowie Fourierkomponenten nach schneller Fouriertransformation untersucht. Zusätzlich zu einer zweidimensionalen Betrachtung von Merkmalen wird die Anwendung eines Modells eines selbstorganisierenden neuronalen Netzes, der Self-Organizing Map von Kohonen, untersucht.

Da die heute verfügbaren Germaniumdetektoren nicht mit dem Ziel einer Ortsbestimmung durch Pulsformanalyse konzipiert wurden, ergeben sich Ansätze, durch gezielte Wahl einer Asymmetrie das in zwei Dimensionen erreichbare Ortsauflösevermögen zu verbessern. Um jedoch neue Detektorgeometrien vorschlagen zu können, ist zunächst die Tragfähigkeit heutiger Modellrechnungen zur Pulsformentstehung anhand der gewonnenen systematischen Meßwerte zu beurteilen. Dazu wurden Verteilungen der Pulsformen und aus diesen gewonnener Merkmale simuliert. Aufgrund der gefundenen qualitativen Übereinstimmungen der experimentell und theoretisch gefundenen Merkmalsverteilungen können durch Simulation neue, asymmetrische Detektorgeometrien vorgeschlagen werden. Ein derartiger Prototyp befindet sich im Rahmen einer Kooperation mit der Firma EG&G Ortec im Bau.

2 Grundlagen zum γ -Nachweis

Die Anfänge der heutigen wissenschaftlichen γ -Spektroskopie bestanden in der Anwendung von szintillierenden, Thallium-aktivierten Natriumiodid Kristallen (NaI(Tl)) in den frühen fünfziger Jahren. Das dabei vom Kristall bei Wechselwirkung mit dem nachzuweisenden γ -Quant emittierte Szintillationslicht wird mittels optisch an den Kristall angekoppelter Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgesetzt, aus dem sich Energie und Zeitpunkt des Nachweises bestimmen lassen. Eine Ortsauflösung der Wechselwirkungen innerhalb der Kristallabmessungen läßt sich dabei etwa über Intensitätsdifferenzen des in unterschiedlichen Positionen angebrachten Photomultipliern nachgewiesenen Lichtes erreichen. NaI(Tl) wird neben Cäsiumiodid (CsI) noch heute wegen der großen Lichtstärke zur Konstruktion von Szintillationszählern eingesetzt; Wismutgermanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO) kommt trotz geringerer Lichtstärke wegen seiner größeren Absorptionswahrscheinlichkeit für γ -Quanten zur Konstruktion von Vetodetektoren zur Anwendung. Zum hochauflösenden γ -Nachweis an sich werden Szintillationszähler aufgrund ihrer moderaten Energieauflösung von mehreren Prozent heute jedoch nicht mehr verwendet.

Seit Anfang der sechziger Jahre kommen in zunehmendem Maße Halbleiterdetektoren zum Strahlungsnachweis – nicht nur im Falle von γ -, sondern auch für α - oder β -Strahlung oder schwerere Teilchen – zum Einsatz. Das zugrundeliegende Prinzip besteht in der Nutzung eines pn-Übergangs in einem Halbleitermaterial wie etwa Silizium (Si). Die dabei entstehende, von freien Ladungsträgern befreite Sperrschicht wird durch Anlegen einer Spannung in Sperrichtung ausgedehnt und damit ein ausreichend großer aktiver Raum geschaffen, um darin eindringende Strahlung mit dem Halbleitermaterial wechselwirken zu lassen. Im Zuge dieser Wechselwirkungen wird die Energie der Strahlung ganz oder teilweise zur Freisetzung von Elektron/Loch-Paaren im Sperrschichtvolumen aufgebraucht. Diese freigesetzten Ladungsträger, deren Zahl ein Maß für die von der Strahlung übertragene Energie darstellt, werden im Feld der angelegten Hochspannung beschleunigt und entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes bewegt. Ein mit der zum Ladungstransport aufzuwendenden Energie korreliertes elektrisches Signal wird zeitgleich an den Elektroden ausgekoppelt und in der nachgeschalteten Elektronik aufbereitet. Aufgrund der relativ großen Zahl der an diesem Prozeß beteiligten freien Ladungsträger und der vollständigen¹ Ladungssammlung ergibt sich im Vergleich zu Szintillationszählern eine um etwa eine Größenordnung bessere Energieauflösung im Promillebereich, so daß derartige Halbleiterzähler in vielen Variationen heute außerordentlich weit verbreitet sind. Ortsauflösung läßt sich bei diesen Detektoren etwa durch eine sehr feine Segmentierung der Elektroden erreichen; exemplarisch seien der Silizium-Mikrostreifen-Detektor [HKB⁺83], Silizium-Driftkammern [GR84, RGL⁺85] oder auch Zugänge mittels Charge Coupled Devices (CCD) [BDE⁺83] genannt.

Aufgrund der funktionalen Abhängigkeit des Photoeffektes von der Ordnungszahl des aktiven Detektormaterials ist es wünschenswert, schwerere Halbleitermaterialien als Silizium zum γ -Nachweis einzusetzen und damit die Nachweiseffizienz weiter zu vergrößern. Wie im kommenden Abschnitt beschrieben werden dazu heute Kristalle aus Reinstgermanium verwendet. Um die Nachweiseffizienz darüberhinaus zu vergrößern und gleichzeitig die aufwendige Stickstoffkühlung der Germaniumkristalle zu umgehen, werden weitere Materialien und Materialkombinationen untersucht. Der Schwerpunkt bisheriger Untersuchungen liegt dabei auf Materialien wie Cadmiumtellurid (CdTe), Quecksilberiodid (HgI_2), Cadmiumzinktellurid $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (CZT), Galliumarsenid (GaAs) oder Bleiodid (PbI_2).

¹An Fehlstellen des Kristallgitters können driftende Ladungsträgerzeit weise festgehalten werden, so daß der Ladungssammelprozeß gestört werden bzw. unvollständig verlaufen kann. Somit machen sich Gitterschäden – beispielsweise nach Neutroneneinfang – in niederenergetischen Flanken der Totalabsorptionslinien in den γ -Spektren bemerkbar. Man ist daher bestrebt, durch Aushellen der Kristalle die Zahl der entstandenen Gitterdefekte zu verringern.

Seltener werden auch CdSe, ZnTe, TlBr, $\text{TlBr}_{1-x}\text{I}_x$, AlSb, BiI_3 , PbO, CdS oder ZnSe betrachtet. Die wesentlichen Schwierigkeiten liegen heute in der Zucht ausreichend voluminöser Kristalle mit der gebotenen chemischen Reinheit und Stöchiometrie sowie Fehlerfreiheit der Kristallgitter, in Instabilitäten der Ladungssammlung und hohen Leckströmen. Für Zusammenstellungen und Evaluierungen einzelner Materialien oder Prototypdetektoren sei etwa auf [SLO⁺96, Par96, NSI96, AJ96, LOJ⁺96] verwiesen.

2.1 Germanium als Detektormaterial

Mit einer Ordnungszahl von $Z = 32$ bietet Germanium im Unterschied zu anderen zum γ -Nachweis einsetzbaren Halbleitermaterialien wie etwa Silizium mit $Z = 14$ vergleichsweise große Wirkungsquerschnitte für den Photoeffekt und damit große Nachweiseffizienzen, so daß in der hochauflösenden γ -Spektroskopie ausschließlich Detektoren aus Germanium eingesetzt werden. Seit Ende der achtziger Jahre haben dabei Reinstgermaniumdetektoren aufgrund ihrer wesentlich einfacheren Handhabbarkeit die zuvor verwendeten Lithium-gedrifteten Ge(Li)-Detektoren verdrängt.

Aufgrund des geringen Bandabstandes zwischen Valenz- und Leitungsband von ≈ 0.8 eV und der damit verbundenen Elektronenkonzentration im Leitungsband bei Eigenhalbleitung von $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bei Zimmertemperatur werden Germaniumdetektoren mittels flüssigem Stickstoff in den Bereich von 90 bis 100 K abgekühlt, da erst bei diesen Temperaturen die durch thermisches Rauschen verursachten Leckströme die intrinsische Energieauflösung des Detektors nicht mehr überdecken. Die Energielücke in Germanium ist indirekt; zur Erzeugung eines Elektron/Loch-Paares ist im Mittel eine Energie von 2.96 eV aufzuwenden. Die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_{rel} von Germanium beträgt 16 [MP58, Kno89, Leo94, Kit89, See73]. Großvolumige und heute zum Bau von Detektoren verwendete Kristalle werden zumeist im Czochralski-Prozeß gezogen [DC95]. Germanium kristallisiert in einem kubisch flächenzentrierten Diamantgitter mit einer Gitterkonstanten von 56 nm. Mit Verunreinigungskonzentrationen im Bereich von nur 10^{10} bis 10^9 Fremdatomen pro Kubikzentimeter ist Germanium das reinste, im technischen Maßstab auf der Erde hergestellte Material überhaupt.

Die Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeiten zeigen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld Sättigungseffekte: Für geringe Feldstärken ergibt sich ein Ohmscher, durch die Niedrigfeldbeweglichkeit gegebener Zusammenhang zwischen Feldstärke und Driftgeschwindigkeit, gefolgt von einem Übergangsbereich mit weniger stark anwachsenden Geschwindigkeiten bei mittleren Feldstärken und dem schließlichen Erreichen einer Grenzgeschwindigkeit bei großen elektrischen Feldstärken. Die genaue Lage dieser Feldstärkebereiche, die Steilheit der Kurven sowie der Betrag der Grenzgeschwindigkeit hängen dabei von der Temperatur, der Konzentration der Kristallverunreinigungen und auch von der relativen Orientierung der Bewegungsrichtung des Ladungsträgertransportes zu den kristallographischen Achsen ab. Insbesondere die Richtungsabhängigkeit wurde etwa in [OCQ75, NK73, Nat63] wiederholt vermessen; vergleiche mit Abbildung 1. Es ergeben sich maximale Geschwindigkeiten entlang einer der Kanten der Elementarzelle, etwa [100], mittlere Geschwindigkeiten entlang einer Flächendiagonalen, etwa [110], und minimale Geschwindigkeiten entlang einer Raumdiagonalen wie etwa [111]. In beiden Schritten ergibt sich eine Verringerung der Geschwindigkeiten von jeweils bis zu 20%, so daß stellenweise die Geschwindigkeit entlang [111] auf 60% des Betrages der Geschwindigkeit in [100] Richtung absinkt. Die genaue Form der Kurven wie etwa des Übergangsbereiches zwischen Ohmschen Regime bei Feldstärken unter 2 kV/cm und der Sättigung jenseits von 5 kV/cm sind jedoch nicht eindeutig, ebenfalls wie das Ausmaß und das Einsetzen einer negativen differentiellen Mobilität in [100] Richtung jenseits von ≈ 3 kV/cm. Die Literaturwerte der gemessenen bzw. in den

unterschiedlichen Berechnungen verwendeten Niedrigfeldbeweglichkeiten μ_E^0 und μ_L^0 von Elektronen bzw. Löchern sind ebenfalls nicht eindeutig: Bei den hier relevanten Temperaturen im Bereich von 80 K entnimmt [Kno89] aus [BC68] $\mu_L^0 = 4.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $\mu_E^0 = 3.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, in [LB82] finden sich jedoch auch Messungen mit $\mu_L^0 = 3.0 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $\mu_E^0 = 4.14 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Auch werden stellenweise niedrigere Werte von $\mu_L^0 = \mu_E^0 = 2.8 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ verwendet [Cat93].

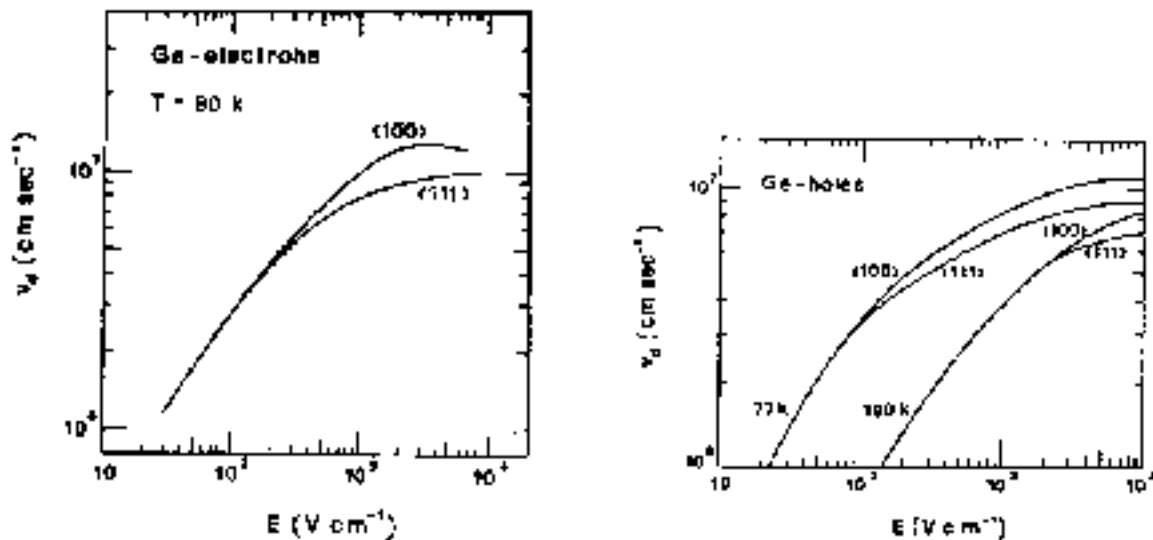


Abbildung 1: Messungen der Ladungsträgerdriftgeschwindigkeiten als Funktion des elektrischen Feldes entlang verschiedener kristallographischer Achsen und bei unterschiedlichen Temperaturen, entnommen aus [OCQ75].

Die Parametrisierung der Geschwindigkeiten erfolgt vielfach [KPE+96, Gam97, PBP+98] durch Gleichung (1) wie in [CT67] bzw. [CMMO75] ursprünglich für Silizium vorgeschlagen, meist unter Anwendung der in [RBP82] für Germanium bestimmten Parameter von $E_L^0 = 210.5 \text{ V/cm}$ und $E_E^0 = 275 \text{ V/cm}$ sowie $\beta_L = 1.36$ und $\beta_E = 1.32$. Abbildung 2 zeigt dazu die Auswirkungen der Variationen der Parameter μ^0 , E^0 und β . Da sich aus der Gesamtheit der zitierten Messungen und Literaturstellen keine zweifelsfreie Festlegung der Parameter ergibt, wurden diese in den Simulationen in Kapitel 8 systematisch variiert um ihren Einfluß beurteilen zu können. Dazu wurden unterschiedliche Parametersätze $P1$, $P2$, ..., $P6$ nach Tabelle 1 bzw. Abbildung 2 (unten rechts) verwendet. Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Raumrichtung der Bewegung bleibt nach Gleichung (1) unberücksichtigt. Daher werden in dieser Arbeit zusätzliche Skalierungsfaktoren $scal_{\perp}$ und $scal_{\parallel}$ eingeführt, die die Geschwindigkeit durch Skalarproduktbildung mit Einheitsvektoren \vec{E}_{\parallel} und \vec{E}_{\perp} entlang bzw. senkrecht zur zentralen Bohrung richtungsabhängig vermindern, siehe Gleichung (2). Dabei ist zu beachten, daß die dadurch definierte Geschwindigkeitsverringerng unabhängig von der Feldstärke wirksam wird². Abbildung 3 zeigt den Betrag der Skalierungsfaktoren $scal_{\perp}$ in der Ebene

²Alternativ hätte eine Skalierung der Konstante E_0 eine feldabhängige Aufspaltung zur Folge gehabt.

senkrecht zur Längsachse des Kristalles (links) vergleichbar zu Messungen in [TMR98] und $scal_{\parallel}$ für Projektionen auf die Längsrichtung (rechts). Dabei werden unterschiedliche Wichtungsfaktoren α_{\perp} bzw. α_{\parallel} von 0.0 bis 0.5 betrachtet, die den Betrag der Geschwindigkeitsvariation festlegen. Die genaue Orientierung des Kristallgitters ist für gegebene Germaniumdetektoren in der Regel nicht bekannt, jedoch führen die von Kristallzüchtern eingesetzten Prozesse bevorzugt zu einem Wachstum entlang einer ausgewählten Orientierung wie etwa der [100] Richtung [Hen99, DC95], entlang der infolge die innere Elektrode des Detektors gebohrt wird. Damit bleibt lediglich die Ausrichtung einer Kante der Einheitszelle in der Ebene senkrecht zur zentralen Bohrung des Detektors unbekannt, da diese von den Detektorherstellern bei Schliff und Einbau der Kristalle bisher nicht berücksichtigt wird. In den Simulationen sind daher unterschiedliche Gitterorientierungen zu betrachten.

$$\vec{v}_i(\vec{E}(\vec{r})) = \frac{\mu_i^0 \vec{E}(\vec{r})}{\left(1 + \left(\frac{|\vec{E}|}{E_i^0}\right)^{\beta_i}\right)^{\frac{1}{\beta_i}}} \quad i = \text{Elektron, Loch} \quad (1)$$

$$\vec{v}_i^{JJ}(\vec{E}(\vec{r})) = scal_{\perp} scal_{\parallel} \vec{v}_i(\vec{E}(\vec{r})) \quad i = \text{Elektron, Loch} \quad (2)$$

$$scal_{\perp} = 1 - \alpha_{\perp} \sin\left(2 \arcsin\left(\frac{\vec{v}_{\perp}}{|\vec{v}_{\perp}|} \vec{e}_{\perp}\right)\right) \quad (3)$$

$$scal_{\parallel} = 1 - \alpha_{\parallel} \sin\left(2 \arcsin\left(\frac{\vec{v}_{\parallel}}{|\vec{v}_{\parallel}|} \vec{e}_{\parallel}\right)\right) \quad (4)$$

Parametersatz	P1	P2	P3	P4	P5	P6
$\mu^0 [10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}]$	3.3	3.6	3.9	4.2	4.5	4.8
$E^0 [\text{V/cm}]$	180	210	240	270	300	330

Tabelle 1: In den Simulationen in Kapitel 8 untersuchte Parametersätze zur Geschwindigkeitsparametrisierung nach Gleichung (1). $\beta_E = 1.32$, $\beta_L = 1.36$.

Um die Hochspannung an den Germaniumkristall anlegen zu können ist es erforderlich zwei leitende Kontakte aufzubringen. In der Praxis existieren im wesentlichen zwei Bauformen; die planare und die koaxiale. Bei der planaren dienen die Frontflächen eines zylindrischen Kristalles als Elektroden, bei der koaxialen die Oberfläche – mit Ausnahme der Grundfläche – eines entlang der Mittelachse mit einer Bohrung durch die Grundfläche versehenen Kristalles als eine, die Oberfläche der inneren Bohrung als die andere Elektrode. Da sich in der koaxialen Bauweise größere Sperrschichtvolumina erreichen lassen, werden im Bereich kernphysikalischer Untersuchungen hauptsächlich Detektoren dieses Typs eingesetzt. Die zentrale Bohrung erstreckt sich dabei meist nicht über die gesamte Länge

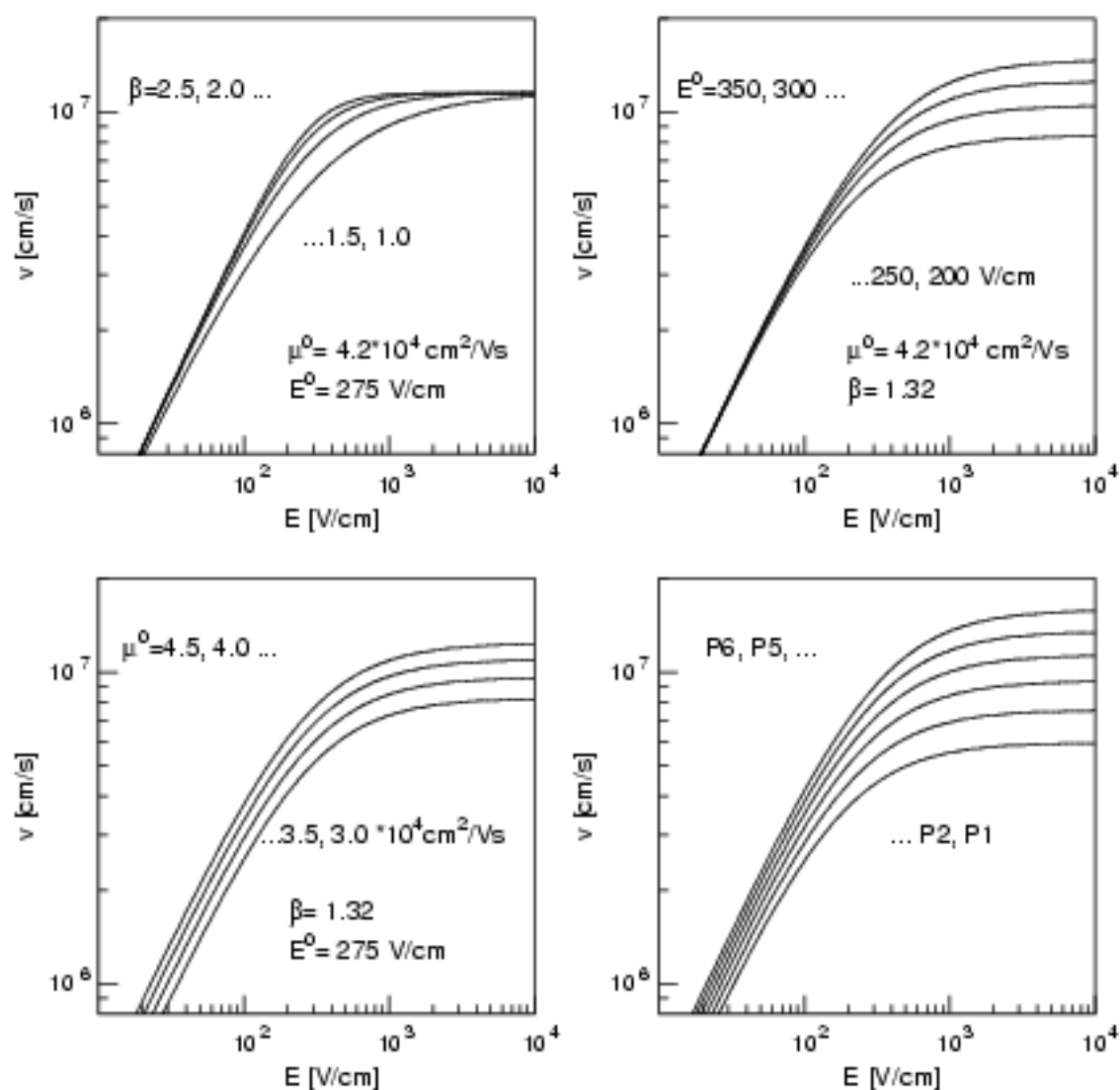


Abbildung 2: Parametrisierungen der Ladungsträgergeschwindigkeiten nach Gleichung (1) als Funktion des elektrischen Feldes und Abhängigkeiten von den Parametern β (oben links), E^0 (oben rechts) und μ^0 (unten links) sowie untersuchte Parameterkombinationen nach Tabelle 1 (unten rechts).

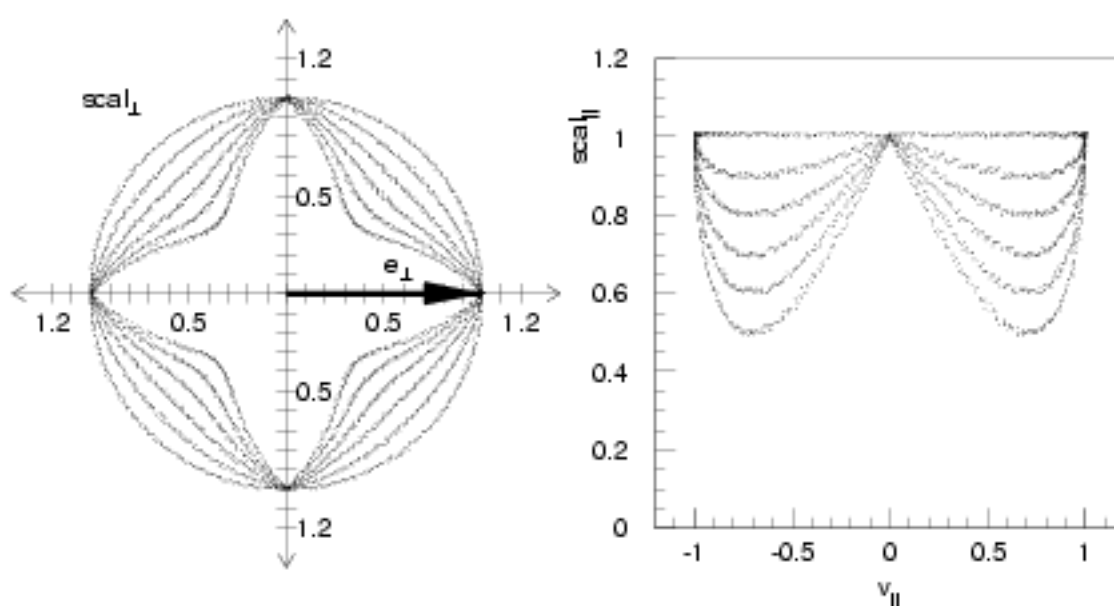


Abbildung 3: Skalierungsfaktoren der Driftgeschwindigkeiten $scal_{\perp}$ in der Ebene senkrecht zu (links, Polardarstellung) und $scal_{\parallel}$ entlang der zentralen Bohrung eines Kristalles (rechts) für Wichtungsfaktoren α_{\perp} bzw. α_{\parallel} von 0.0, 0.1, ..., 0.5.

des Kristalles, sondern spart einen etwa 1 cm tiefen Bereich an einem Kristallende aus. Diese koaxial einseitig geschlossenen Geometrien verfügen somit über einen quasi-planaren Vorderteil und einen koaxialen Rumpf. Die stark negativ dotierte Elektrode besteht zumeist aus einer bis zu etwa einem Millimeter dicken Schicht aus eindiffundiertem Lithium, die positiv dotierte Elektrode in der Regel aus einer wenige Zehntelmikrometer dicken Schicht aus implantierten Bohrrionen [DC95, Kno89]. Somit entspricht der Detektor im wesentlichen einer PIN-Diode aus einer stark positiv dotierten aber kleinvolumigen, einer intrinsischen großvolumigen und einer stark negativ dotierten, kleinvolumigen Schicht. Die intrinsische Schicht kann je nach Typ der Rest- bzw. Majoritätsverunreinigung effektiv leicht positiv oder leicht negativ dotiert sein. Entsprechend wird sich an dem entgegengesetzt dotierten Kontakt durch Rekombination eine Sperrschicht aufbauen, die dann durch Anlegen und schrittweise Erhöhung der Hochspannung in Sperrichtung über das gesamte Volumen in Richtung der anderen Elektrode ausgedehnt wird. Damit ist der Kristall vollständig von frei beweglichen Ladungsträgern entleert und ein zum γ -Nachweis aktives Volumen geschaffen. In der Praxis wird die Spannung weiter erhöht, um – was sich in den kommenden Betrachtungen zur Entstehung der Pulsform als sinnvoll herausstellen wird – an allen Positionen des Kristalles eine im Hinblick auf die Ladungsträgerbeweglichkeiten ausreichend hohe elektrische Feldstärke zu erreichen.

Eine elektrische Segmentierung der Elektroden koaxialer³ Germaniumdetektoren zur Erzeugung einer Ortsauflösung wurde seit Anfang der neunziger Jahre entwickelt. Heute stehen erste Exemplare segmentierter Versionen der Euroball-Detektoren Clover [SNC⁺99] und Super Clover [GEH⁺94] mit jeweils 16 Segmenten sowie des Cluster-Detektors [Ebe93] mit sechs Segmenten zur Verfügung.

³Für spezielle Anwendungen werden auch planare Geometrien segmentiert [TMR98].

Prototypen von segmentierten Detektoren zukünftiger Detektorarrays wie etwa GRETA [Vet98] mit zwölf Segmenten, MARS [Baz98] mit 24 Segmenten oder für Aufbauten bei MSU mit 36 Segmenten [Gla98] befinden sich zur Zeit im Bau. Die zur Zeit erreichten Segmentgrößen liegen im Bereich mehrerer Quadratzentimeter. Zusätzlich zur Segmentierung der äußeren als Elektroden ausgebildeten Mantelflächen der Detektoren wird mittlerweile auch eine Segmentierung der als Innenkontakt ausgebildeten mittleren Bohrung der Kristalle untersucht, etwa um Wechselwirkungen im quasi-planaren Vorderteil der Detektoren von solchen im coaxialen Teil unterscheiden zu können [TMR98]. Allgemein ist bei der Analyse der Signale der einzelnen Segmente jedoch zu beachten, daß nachzuweisende γ -Quanten aufgrund des Comptoneffektes ihre Energie nicht lokal deponieren, sondern im Zuge von Mehrfachstreuungen – vergleiche mit Abbildung 4 – über den Kristall und damit über den Bereich mehrerer Elektrodensegmente verteilen. Damit wird eine Klassifikation der auftretenden Energiemuster erforderlich und Ortsauflösung kann nicht mehr unmittelbar und aufgrund von durch Comptonstreuung und Detektorgeometrie verursachten Mehrdeutigkeiten auch nicht in jedem Fall eindeutig gewonnen werden [Kas94].

2.2 Entstehung der Pulsformen

Zu einem Verständnis der Entstehung der Pulsform eines Germaniumdetektorsignales und zu deren Modellierung sind die Wechselwirkungen der γ -Quanten mit den Halbleiterkristallen, die elektrischen Felder im Inneren der Kristalle, die Drifte der freigesetzten Ladungsträger und die Entstehung des schließlich abgegriffenen Signales zu betrachten. Diese Teilschritte werden in den kommenden Abschnitten skizziert.

Drei der Wechselwirkungen, die ein nachzuweisendes γ -Quant bei Durchqueren eines Germaniumkristalles eingehen kann, sind im Rahmen der Pulsformentstehung relevant; der Photo-, der Compton- und der Paareffekt. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte hängen von der Energie – im Falle der Comptonstreuung auch Polarisation – der einfallenden γ -Quanten ab. Sie sind nur für bestimmte Energiebereiche – und auch dann nur näherungsweise – analytisch darstellbar. Für ihre Darstellung und Herleitung sei etwa auf [LL89] verwiesen⁴. Die Kernladungszahl der wechselwirkenden Materie bestimmt die relativen Verhältnisse der drei Wirkungsquerschnitte zueinander; beispielsweise verläuft der Querschnitt des Photoeffektes näherungsweise proportional zu $Z^{4,5}$, so daß durch schwerere Detektormaterialien größere Photopeakeffizienzen erreichbar sind.

Die zum Nachweis erwünschte Absorption eines Quants erfolgt durch den Photoeffekt an einem Atom des Kristallverbundes. Die Energie des Quants liegt darauf abzüglich der Bindungsenergie eines freigesetzten Hüllenelektrons als kinetische Energie dieses Elektrons vor. Somit erfolgt eine lokalisierte Energiedeposition im Kristall, die sich zu einer Bestimmung der Position des Photoeffektes und damit der Flugbahn des γ -Quants verwenden läßt.

Der bei mittleren Energien jedoch dominierende Comptoneffekt führt zu Streuungen des einfallenden γ -Quants an einem quasifreien Hüllenelektron eines Atomes des Kristallverbundes. Dabei wird je nach Streuwinkel ein unterschiedlicher Energiebetrag vom Quant auf das Hüllenelektron übertragen, wobei mit zunehmendem Streuwinkel mehr Energie auf das Elektron übergeht; im Falle des maximalen Streuwinkels von 180 Grad erfährt das Quant einen maximalen Energieverlust und das Elektron entsprechend einen maximalen Energieübertrag. Nach der Streuung verhält sich das Quant

⁴Entscheidend ist, daß in Germanium für γ -Energien unterhalb ≈ 400 keV der Querschnitt des Photoeffektes, oberhalb von ≈ 5 bis 10 MeV der des Paareffektes und innerhalb dieses Intervalles der der Comptonstreuung dominiert.

– abgesehen von seiner veränderten Energie und Flugbahn – identisch zu einem nicht gestreuten Quant, es wird also erneut allen denkbaren Wechselwirkungen unterliegen. Insbesondere treten somit mehrfache – bei den betrachteten Energien von mehreren hundert keV bis zu 1 MeV typisch zwei bis acht – Comptonstreuungen auf. Im Zuge dieser Mehrfachstreuungen wird somit die ursprüngliche γ -Energie schrittweise an verschiedenen Stellen innerhalb des Kristalles deponiert. Ein zeitliches bzw. räumliches Auflösen dieser einzelnen Energiedepositionen und ein damit verbundener Rückschluß auf die γ -Flugbahn ist in konventionellen Detektoren nicht möglich und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen des γ -ray trackings [Vet98, Baz98, Lee98, Nol98]. Die Hauptschwierigkeiten bestehen dabei in der Stochastik des Streuprozesses, insbesondere in den sich ergebenden Verteilungen der Streuwinkel. Abbildung 4 zeigt zur Verdeutlichung des Streuverhaltens für unterschiedliche Energien von 121 bis 1408 keV Verteilungen der Zahl der Comptonstreuungen (unten links), des Öffnungswinkels eines die Flugbahn einhüllenden Kegels (links oben), sowie die maximale Eindringtiefe (oben rechts) und die bis zur ersten Energiedeposition zurückgelegte Wegstrecke (unten rechts). In allen Verteilungen ist die Zunahme der Reichweite der Quanten mit steigender γ -Energie ersichtlich.

Der Paareffekt schließlich beschreibt die Absorption eines γ -Quants unter Bildung eines Elektron/Positron Paares im elektrischen Feld eines Gitteratoms. Paarbildung kann somit erst ab einer γ -Energie von 1022 keV einsetzen, die der doppelten Ruhemasse des Elektrons entspricht und zur Erzeugung des Paares benötigt wird. Das entstandene Positron wird nach Abbremsung im Festkörper mit einem Hüllenelektron annihilieren, so daß entsprechend Vernichtungsstrahlung emittiert wird. Diese freigesetzten γ -Quanten wechselwirken erneut mit dem Detektormaterial und werden je nach Detektorvolumen nachgewiesen, wobei die totale Energie des ursprünglichen Quants im Detektor verbleibt, oder aber eines von ihnen oder beide verlassen den Detektor, wobei die charakteristischen single- bzw. double-escape Linien in den γ -Spektren entstehen.

Im Zuge der skizzierten Wechselwirkungen wird die γ -Energie somit ganz – oder sofern das Quant aus dem Kristall herausgestreut wird teilweise – auf durch die Wechselwirkungen freigesetzte Elektronen des Kristalles übertragen, so daß eine große Zahl von Elektron/Loch Paaren an unterschiedlichen Positionen vorliegt. Diese Positionen kennzeichnen die Änderungen der Flugbahn des Quants anhand der abgelaufenen Comptonstreuungen und deren Ende durch den abschließenden Photoeffekt und legen damit die Flugbahn fest⁵. Die an den jeweiligen Wechselwirkungsorten freigesetzten Elektronen besitzen bei den betrachteten γ -Energien typische Energien von einigen hundert keV oder weniger, so daß ihre Reichweiten $\lesssim 1$ mm betragen [PBJS72, Muk76]. Im Rahmen der Simulationen in Kapitel 8 können die Energiedepositionen daher als lokalisiert betrachtet werden.

Da die anschließende Sammlung der freien Ladungsträger durch eine Driftbewegung in einem elektrischen Feld erfolgt, ist die detaillierte Kenntnis des Feldverlaufes zum Verständnis der Entstehung der Pulsform sowie zu deren numerischer Simulation unabdingbar. Die Bestimmung eines ortsabhängigen elektrischen Feldes $E(\vec{r})$ erfolgt durch Bestimmung des ortsabhängigen elektrischen Potentials $\Phi(\vec{r})$ über die Poissongleichung unter Verwendung der räumlichen Verteilung der Ladungen $\rho(\vec{r})$ als Quellen des Feldes nach Gleichung (5) zu Gleichung (6). Im betrachteten Fall eines Germaniumdetektors bestehen die Quellen neben den Ladungen auf den Elektroden der Detektoren aus den Restverunreinigungen des hochreinen Kristalles in dessen intrinsischem Bereich. Die Potentiale der Elektroden sind in Form Dirichletscher Randbedingungen nach Gleichung (7) zu berücksichtigen, so daß das Potential in den Raumbereichen B_i die vorgegebenen konstanten Werte annimmt.

⁵ Auch aus den Positionen der Ladungsträger, die durch Absorption von γ -Quanten infolge eines Paareffektes entstehen, könnte ein Rückschluß auf dessen räumliche Position gezogen werden, da zwei Vernichtungsquanten unter einem Winkel von 180° emittiert werden.

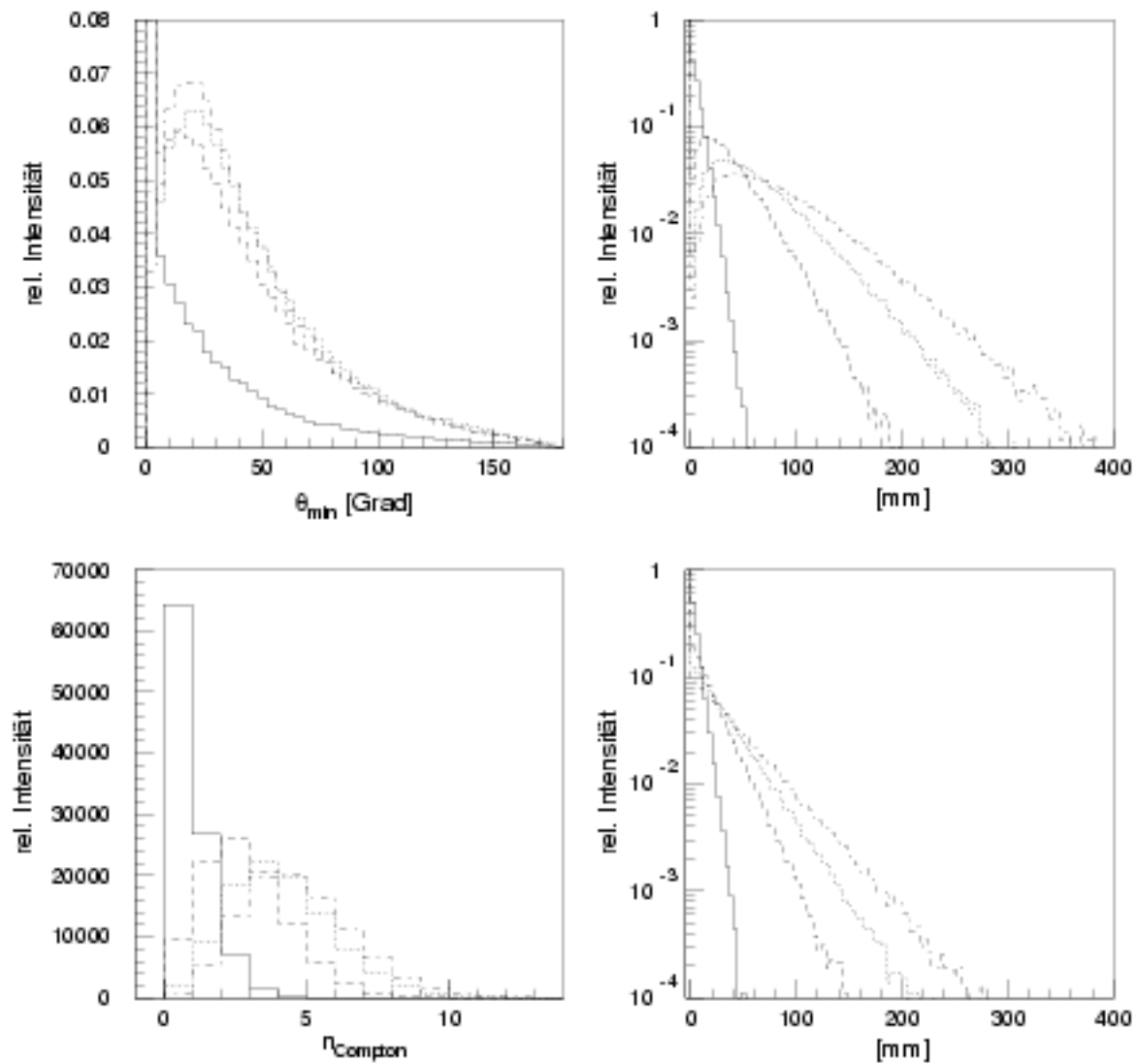


Abbildung 4: Verteilungen zur Comptonstreuung in einer unendlich ausgedehnten Germaniumkugel bei 121 keV (durchgezogen), 344 keV (gebrochen), 779 keV (gepunktet) und 1408 keV (Strich-Punkt). Öffnungswinkel des minimalen, die Flugbahn des Quants einhüllenden Kegels (oben links), maximale Eindringtiefe (oben rechts), Zahl der im Nachweisprozeß ablaufenden Comptonstreuungen (unten links) und Eindringtiefe bis zur ersten Energiedeposition (unten rechts).

$$\Delta\Phi(\vec{r}) = \frac{-1}{\epsilon_0}\rho(\vec{r}) \quad \vec{E}(\vec{r}) = -\nabla\Phi(\vec{r}) \quad (5)$$

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}' \quad \vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} d\vec{r}' \quad (6)$$

$$\Phi(\vec{r}) = \text{const}_i \quad \forall \vec{r} \in B_i \quad (7)$$

Es ist zu beachten, daß im Gegensatz zur Vakuumelektrodynamik bzw. -statik in makroskopischen Medien wie etwa Germanium komplexere Zusammenhänge zwischen elektrischem Feld und dielektrischer Verschiebung bzw. magnetischer Induktion und magnetischem Feld in Form von materialspezifischen Gleichungen gelten [Jel87, Jac62]. Insbesondere in den späteren Berechnungen der Felder wird dazu $\epsilon = \epsilon_{rel}\epsilon_0$ verwendet.

Im Fall zylindersymmetrischer, echt coaxialer Detektoren kann das Feld analytisch zu Gleichung (8) bestimmt werden [Kno89], wobei r_i und r_a die Radien der inneren Elektrode bzw. des Kristalles, V die angelegte Spannung und $\rho = e \cdot N_A$ die – räumlich konstante – Konzentration der Nettoverunreinigungen bedeuten. Es ergibt sich eine rinnenförmige Verteilung der Feldstärke über dem Radius mit zur inneren und äußeren Elektrode hin ansteigenden Feldstärken.

$$|\vec{E}(r)| = r \frac{eN_A}{2\epsilon_0} + \frac{V - \left(\frac{eN_A}{4\epsilon_0}\right)(r_a^2 - r_i^2)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \quad (8)$$

Im Falle einseitig geschlossener Geometrien ist eine geschlossene Darstellung der Lösung der Differentialgleichung nicht mehr möglich, so daß numerische Bestimmungen des Feldes durchgeführt werden [QAZ82, KPE⁺96]. Da in dieser Arbeit unterschiedliche, asymmetrische Geometrien⁶ untersucht wurden, erschien der Aufwand einer jeweiligen Neukonzeption der Codes zur Feldberechnung als zu groß. Daher wurde dazu übergegangen, die Programmpakete Opera-3d und Tosca [OPE93, TOS93, EST94] der Firma Vector Fields zur numerischen Bestimmung der räumlichen Potential- und Feldverteilungen mittels Methoden der Finiten Elemente einzusetzen. Dabei können problemabhängig die gewünschten Geometrien über eine graphische Oberfläche erstellt, Volumina mit Dielektrika gefüllt, Relationen zwischen elektrischem Feld und dielektrischer Verschiebung vorgegeben und Flächen auf gewünschte Potentiale gesetzt werden. Diese in Opera-3d erstellten Datensätze werden gespeichert, um im Anschluß mittels Tosca [ST80] eine numerische Bestimmung des ortsabhängigen elektrischen Potentials bzw. Feldes vorzunehmen. Diese wurden zunächst auf den Geometrien angepaßten Gittern berechnet; vergleiche Kapitel 8. Im Anschluß wurde wiederum mittels Opera-3d [BR88] das Feld auf den Knoten eines von dem der ursprünglichen Berechnung unabhängigen Gitters durch Interpolation bestimmt und zur weiteren Verarbeitung bereitgestellt. Tosca und Opera-3d werden bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung seit Jahren zur Simulation von elektromagnetischen Feldern in unterschiedlichen Elementen der Beschleunigeranlagen erfolgreich eingesetzt. Denkbar wäre auch die Betrachtung alternativer Simulationspakete wie [DIF97, CPO98].

⁶Insbesondere im Rahmen von Geometrieoptimierungen und -neuentwicklungen ist eine Vielzahl denkbarer Geometrien zu untersuchen.

Sowohl die Elektronen als auch die Löcher driften nun im Feld der herrschenden Hochspannung entlang der Feldlinien⁷ durch den Kristall zu den Elektroden des Detektors. Wie in Kapitel 2.1 diskutiert münden ihre Beschleunigungen dabei in Sättigungsgeschwindigkeiten, die von der Temperatur und der Orientierung der Bewegungsrichtung relativ zur den kristallographischen Achsen abhängigen. Während der Bewegung der Elektronen und der Löcher innerhalb des elektrischen Feldes werden Ladungen auf den Elektroden des Detektors induziert. Der genaue zeitliche Verlauf dieses Signales ist die interessierende und in dieser Arbeit untersuchte Größe, da er die Information über den Pfad der Ladungsträger zu den Elektroden und damit auch etwa über deren ursprünglichen Entstehungsort beinhaltet. Die Gesamtdauer dieses Ladungsflusses bzw. des hinter dem integrierenden Vorverstärker abgegriffenen Ladungssignales erstreckt sich je nach Einzelfall von einigen zehn bis zu einigen hundert Nanosekunden.

Die Berechnung der induzierten Ladung ΔQ_i für $i = \text{Elektron, Loch}$ einer Ladung q_i am Ort \vec{r}_i mit Geschwindigkeit $\vec{v}(\vec{E}(\vec{r}_i))$ im Zeitintervall Δt erfolgt mit Hilfe des Energieerhaltungssatzes und führt zu Gleichung (9). Dabei ist zu beachten, daß zwei unterschiedliche elektrische Felder in die Berechnung einfließen. Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Ladungsträger ist das eigentliche, mit den Raumladungen des intrinsischen Bereichs nach Aufbau der Sperrschicht und der für Germanium relevanten relativen Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_{rel} = 16$ berechnete elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r})$ zu verwenden. Zur Bestimmung der induzierten Ladung selbst ist jedoch das sich bei sonst gleicher Geometrie im Vakuumfall ergebende Feld $\vec{E}_{Vak}(\vec{r}_i)$ zu verwenden, das mit verschwindender Raumladung und $\epsilon_{rel} = 1$ berechnet wird. Dieser zunächst überraschende Sachverhalt hatte zu einer Reihe kontroverser Veröffentlichungen geführt [TF61, CFGS63, TF64, QCM+65, Gou66, MO69, CFGS71]⁸, ist seither jedoch allgemein akzeptiert und findet Verwendung; etwa in [CL71, RM78, Cat93, PBP+98, SSBFL, HBL+98, Gam97].

Die Drifte der Ladungen erfolgen simultan für alle freigesetzten Elektronen und Löcher; die Reihenfolge ihrer Entstehung ist auf den betrachteten Zeitskalen unerheblich. Somit entspricht der ausgekoppelte Puls einer entsprechenden Superposition von Einzelbeiträgen, was einen Rückschluß, etwa auf den in kinematischen Rechnungen oftmals interessierenden Ort der ersten Wechselwirkung, erschwert. Darüberhinaus ist zu beachten, daß neben den Pfadlängen der Driftstrecken und der Feldstärke auch die Geschwindigkeit der Ladungsträger in die induzierte Ladung einfließen. Letztere liefert aufgrund unterschiedlicher Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern somit unterschiedliche Beiträge, erstere ermöglicht bei entsprechender Detektor- und somit Feldgeometrie identische Pfadlängen und Feldstärken auch an unterschiedlichen Orten, so daß ein eindeutiger Rückschluß von der Pulsform auf den Ort entsprechend unmöglich werden kann. So ist etwa in einer zylinderförmigen Geometrie notwendigerweise keine Information über die azimutale Komponente der Wechselwirkungen in der Pulsform enthalten.

$$\Delta Q_i = q_i \vec{E}_{Vak}(\vec{r}_i) \vec{v}_i(\vec{E}(\vec{r}_i)) \Delta t \quad i = \text{Elektron, Loch} \quad (9)$$

Bisherige Untersuchungen zur Pulsformanalyse betrachten beispielsweise Auswirkungen von Kristallfehlstellen auf den Prozeß der Ladungssammlung [RP87] sowie die Korrektur unvollständiger Ladungssammlung [HBL+98, EWMvB93], die Untergrundsunterdrückung Comptongestreuter Ereignisse [ZAA+93, AR94a, AR94b] oder die Unterscheidung zwischen nachgewiesenen γ -Quanten und Elektronen aus β^- -Zerfällen [PBP+98, PPS+93, SSBFL, SSBP+98] bzw. Protonen oder Neutronen

⁷In Strengem sind in Abhängigkeit von der Kristallorientierung aufgrund des Sasaki-Shibuya Effektes [SSM59, Shi55] Abweichungen zwischen der Richtung des Feldes und der der Bewegung zu beobachten.

⁸siehe auch weitere, dort enthaltene Referenzen

[BRCC91].

Erste Ansätze zur eindimensionalen Bestimmung des Ortes der Wechselwirkungen in zylindersymmetrischen Geometrien finden sich in [SS74], neuere Ansätze sind etwa in [Pet94, KPE⁺96, Gun97, Gam97] dargestellt. Dabei wird durch Bestimmung unterschiedlicher Charakteristika wie etwa differentieller Anstiegszeiten der Ladungspulse oder des Zeitpunktes des maximalen Stromflusses bzw. dessen maximaler Änderung eine Information über die radiale Komponente des Ortes des Einschusses kollimierter γ -Strahlung gewonnen. Eine Bestimmung des azimuthalen Anteils des Ortes ist in zylindersymmetrischen Geometrien notwendigerweise⁹ nicht möglich.

In dieser Arbeit werden daher eine stark und eine weniger stark asymmetrische Geometrie, der DD- und der Segmentierte Super Clover-Detektor – siehe Kapitel 4 – betrachtet, so daß untersucht werden kann, inwieweit sich diese Asymmetrien zur zweidimensionalen Ortsbestimmung ausnutzen lassen. Um die dazu erforderliche Systematik über die Detektoroberflächen erhalten zu können, wurden die meßtechnischen Apparaturen vollständig automatisiert. Dadurch wurde es darüberhinaus möglich, Pulsformen der unterschiedlichen Kristalle eines zusammengesetzten Detektors zu betrachten und miteinander vergleichen zu können.

⁹ausgenommen die Symmetrie brechende Effekte etwa der Anisotropie der Driftgeschwindigkeiten

3 Grundlagen zur Klassifikation der Pulsformen

Das Ziel der Pulsformanalyse von Signalen von Germaniumdetektoren besteht in einer ereignisweisen Klassifikation der Signale anhand der Pulsformen im Hinblick auf eine jeweils betrachtete Fragestellung. Unterschiedliche Fragestellungen sind zunächst voneinander getrennt zu betrachten und werden in der Regel unterschiedliche Klassifikatoren erfordern. Im Zuge der Klassifikation wird der Puls als zu einer von mehreren möglichen Klassen zugehörig erklärt. Nach erfolgter Klassifikation ist die eigentliche Pulsform an sich nicht mehr von Interesse, alleine der generierte Klassenindex wird den restlichen, das Ereignis bildenden Daten zugefügt und im Zuge der anschließenden Analyse weiterverarbeitet.

In den in dieser Arbeit dargestellten Phasen der Entwicklung und Beurteilung von Methoden der Pulsformanalyse erfolgt die Klassifikation notwendigerweise erst spät im Rahmen der Offline-Analyse; entsprechend umfassen die aufgezeichneten Ereignisse noch die kompletten Pulsformen, so daß sich zwangsläufig Limitierungen der Zahl der handhabbaren Kanäle und der Datenraten ergeben. In einem künftigen Experimentbetrieb dagegen wird die Klassifikation frühzeitig im Rahmen der Frontend-Elektronik zu erfolgen haben, da sich bei der großen Zahl von Kanälen in heutigen 4π -Detektorsystemen und den gewünschten hohen Ereignisraten eine andernfalls notwendig werdende Speicherung der kompletten Pulsforminformation aus Gründen mangelnder Ressourcen verbietet. Wäre der Klassifikator in Form von Software, etwa durch Algorithmen innerhalb eines digitalen Signalprozessors, implementiert, so wäre eine weitestgehende Flexibilität gegeben, um je nach Anwendungsfall spezifische Klassifikationen durchführen zu können. Dabei bestände die Flexibilität nicht nur im Hinblick auf unterschiedliche physikalische Fragestellungen wie etwa Positionsbestimmungen zwecks Dopplerkorrektur, Anticompton-Vetos oder γ -Multiplizitätsbestimmungen, sondern auch in einer idealen Anpassung der Elektronik an unterschiedliche Detektorgeometrien, etwa im Zuge von häufig unterschiedlich konfigurierten Aufbauten wie etwa VEGA [Ger97].

Die Klassifikation eines Musters bedeutet in letzter Konsequenz nichts anderes als die Abbildung eines Musters eines Musterraumes auf einen Klassenindex. In der Praxis zeigt sich jedoch, daß man eine derartige Abbildung in eine Verkettung von Teilabbildungen und den Klassifikationsprozeß somit in eine Reihe von Teilschritten zerlegen muß, um bei Problemstellungen bereits moderater Komplexität befriedigende Klassifikationsgüten zu erreichen. Ohne auf die Feinheiten der Abgrenzung der einzelnen Teilschritte Signalvorverarbeitung, Merkmalsgewinnung, -bewertung und -auswahl untereinander im Detail einzugehen oder die Vielzahl der je nach Anwendungsfall denkbaren Transformationen oder Klassifikatoren an sich vollständig vorzustellen, seien in den kommenden Abschnitten allgemeine Zusammenhänge schematisch dargestellt und lediglich für die praktische Umsetzung im Rahmen dieser Arbeit interessant erscheinende Konzepte ausführlicher besprochen. Für eine mathematisch strenge und entsprechend ausführlichere Darstellung sei auf Werke wie [Nie83, Bis95, Rip96, LU97, CT91] verwiesen.

3.1 Signalvorverarbeitung

Um das zu klassifizierende Signal einer numerischen Verarbeitung zugänglich zu machen, muß in einem ersten Schritt eine geeignete Kodierung erfolgen. Das in dieser Arbeit untersuchte Signal beinhaltet eine reelle Komponente, nämlich die Ausgangsspannung des Vorverstärkers, deren zeitliche Variation während etwa einer halben Mikrosekunde von Bedeutung ist. Daher ist bei der Wahl

der Kodierung hinsichtlich des Zeitbereichs auf einer Skala von Nanosekunden, hinsichtlich der Signalamplitude ein Bereich von Millivolt zu diskutieren.

Im Zeitbereich ersetzt die Kodierung das zeitlich kontinuierliche Signal durch Signalwerte auf diskreten Stützstellen. Dabei ist das Abtasttheorem von Bedeutung. Verschwindet die Fouriertransformierte $F(\xi)$ eines Signales $f(x)$ außerhalb eines Frequenzbandes $[-\xi_0, +\xi_0]$ identisch, ist $f(x)$ also bandbegrenzt, so kann das Signal durch eine Menge von Abtastwerten f_i ohne Informationsverlust ersetzt werden, sofern die Abtastfrequenz größer als die doppelte Grenzfrequenz $2\pi\xi_0$ gewählt wird. Oftmals sind in der Praxis auftretende Signale jedoch sowohl nicht periodisch als auch zeitlich begrenzt und somit notwendigerweise nicht bandbegrenzt, so daß auch bei hohen Abtastraten prinzipiell ein Informationsverlust bei der Ersetzung des zeitlich kontinuierlichen Signales durch eine Menge einzelner Signale auf zeitlich diskreten Stützstellen in Kauf genommen werden muß. Dieser wird umso geringer sein, je höher die Abtastfrequenz gewählt wird.

Auf Seiten der Signalamplitude ersetzt die Kodierung eine kontinuierliche Amplitude durch einen diskreten Wert aus einer Menge von Quantisierungsstufen. Dabei wird das ursprüngliche Signal umso besser beschrieben, je mehr Quantisierungsstufen zur Verfügung stehen. Die Quantisierungscharakteristik stellt die Relation zwischen ursprünglichem und quantisiertem Signal dar.

Der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte sehr schnelle Analog/Digital-Wandler (flashADC) der Firma Struck liefert bei einer Abtastfrequenz von 250 MHz , also einer Abtastung in Schritten von vier Nanosekunden, eine Auflösung von acht Bit bezogen auf einen Eingangsspannungsbereich von 0 bis -400 mV . Heute in Germaniumdetektoren eingesetzte Vorverstärker liefern ein der im Detektor gesammelten Ladung proportionales Signal. Ihre Bandbreite liegt deutlich unter 100 MHz , die nutzbare Amplitude ihrer Ausgangssignale betrug in den später betrachteten Fällen bei einer γ -Energie von $1400 \text{ keV} \approx -140 \text{ mV}$. Somit ist die verwendete Abtastfrequenz ausreichend groß gewählt. Der dynamische Bereich des flashADCs kann jedoch nur eingeschränkt genutzt werden, so daß keine Ereignisse mit γ -Energien unter 300 keV untersucht werden konnten. Abbildung 5 (oben) zeigt exemplarisch digitalisierte Pulsformen. Der relevante Bereich des Signales liegt innerhalb eines zeitlichen Intervalls von einer halben Mikrosekunde und wurde entsprechend in 125 Meßwerte in äquidistanten Schritten von vier Nanosekunden kodiert.

Nach der somit erfolgten Kodierung des Signales sind nun bei Aufnahme oder Übertragung möglicherweise entstandene Fehler zu korrigieren, so daß diese bei der anschließenden Merkmalsgewinnung keine Artefakte erzeugen oder die Merkmalsgewinnung erschweren oder gar verhindern können. Die vorliegenden Pulse wurden dazu geglättet, um Rauschanteile sowie eventuelle elektronische Störungen zu unterdrücken. Die Glättung erfolgte alternativ durch mehrmalige sequentielle Tiefpassfilterung [PTVF96] in Form von Mittelwertbildung von drei benachbarten Meßwerten nach Gleichungen (10), oder aber durch Wichtung mittels einer Gaußglocke einer einstellbaren Breite nach Gleichung (11).

$$s(i) = \frac{1}{4}s(i-1) + \frac{1}{2}s(i) + \frac{1}{4}s(i+1) \quad (10)$$

$$s(i) = \sum_{j=i-l}^{j=i+l} s(j) \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{j-i}{\sigma}\right)^2} \quad (11)$$

Abbildung 5 zeigt die Auswirkungen dieser Glättungen auf für diese Arbeit typische Signalförmungen. Das Ziel der Glättung besteht darin, einen Kompromiß zwischen einer möglichst vollständigen

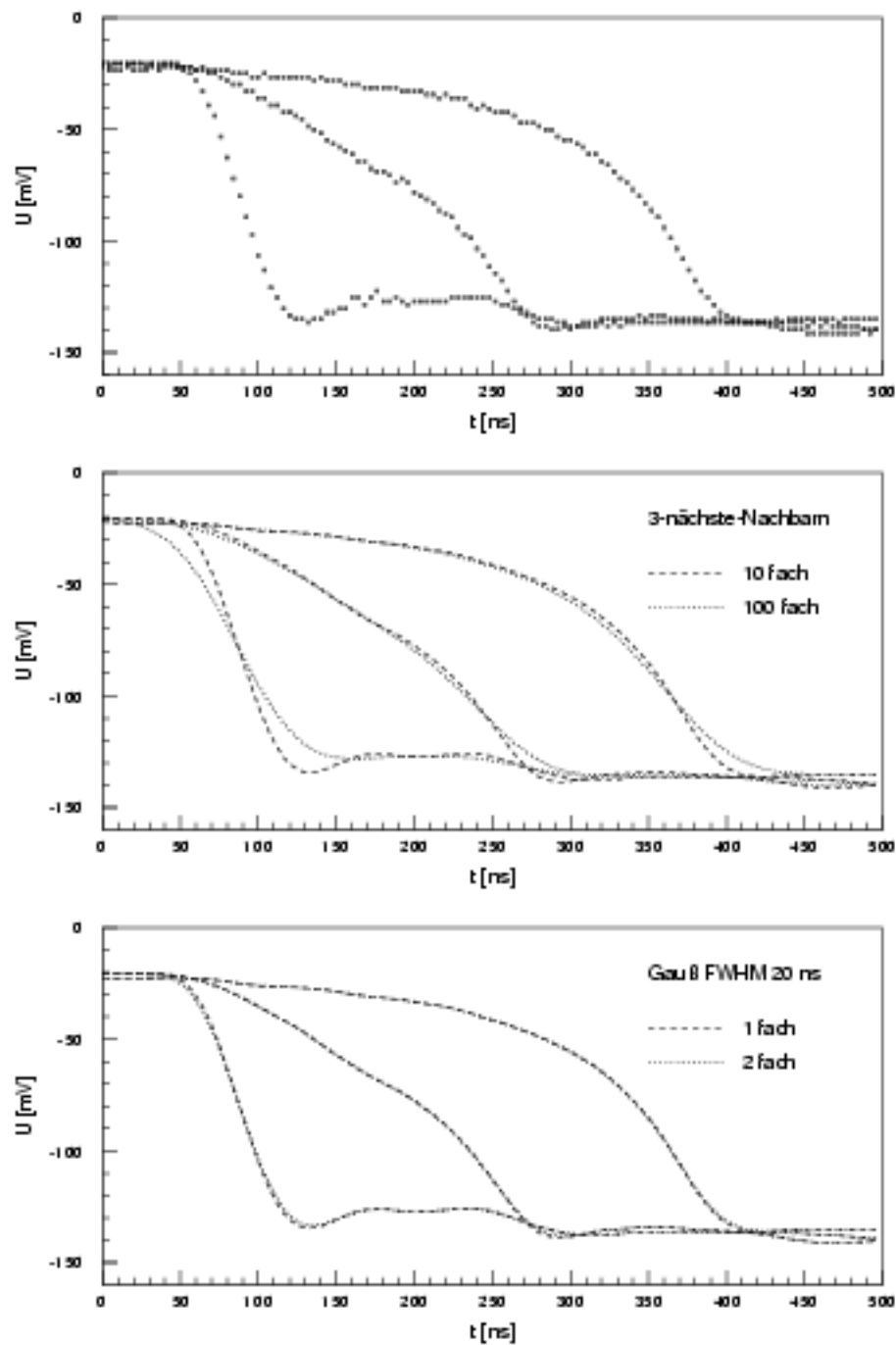


Abbildung 5: Exemplarische digitalisierte Pulse (oben), nach zehnfacher und 100-facher Glättung durch 3-nächste-Nachbarn nach Gleichung (10) (Mitte) und durch eine Gaußglocke nach Gleichung (11) (unten).

Unterdrückung der im Vergleich zum zu untersuchenden Signal hochfrequenten Rauschanteile und gleichzeitig einer möglichst geringen Verfälschung des zu untersuchenden Signales einzugehen. Da die folgende Merkmalsgewinnung monoton fallende Signale voraussetzt, wurden Glättungen nach Gleichungen (10) bzw. (11) mehrfach durchgeführt, vergleiche mit Tabelle 3 in Kapitel 5.3.2.

3.2 Merkmalsgewinnung und -auswahl

Nachdem nun meßtechnisch bedingte Fehler bzw. Rauschanteile aus den Daten eliminiert sind, liegen die Muster noch immer in einem dem ursprünglichen Musterraum ähnlichen¹⁰ Raum vor. Es folgt die Gewinnung, Bewertung und Auswahl von Merkmalen und entsprechend der Übergang vom Muster- in den Merkmalsraum. Die am Ende dieses Prozesses ausgewählten oder ggf. durch weitergehende Verarbeitung der ausgewählten Merkmale zusätzlich berechneten Merkmale werden schließlich zur Klassifikation verwendet.

Die Gewinnung aussagekräftiger Merkmale sowie deren weitere Verarbeitung ist entscheidend für einen erfolgreichen Klassifikationsprozeß und sollte unter Beachtung des Aufwandes, der Effizienz und der Fehlklassifikationswahrscheinlichkeit des Klassifikators erfolgen. Obgleich oftmals Verfahren wie etwa Reihenentwicklungen in Orthonormalbasen, Fourierreihen oder die Bestimmung statistischer Momente angewandt werden, ist eine vollständig automatische Gewinnung von Merkmalen etwa durch die Maximierung aufzustellender Gütekriterien in der Regel nicht bzw. nur in stark eingeschränktem Maße möglich. Daher werden Merkmale im folgenden wie in der Praxis häufig nach heuristischen Gesichtspunkten ausgewählt. In dieser Arbeit werden differentielle Anstiegszeiten aus der zeitlichen Entwicklung des Ladungssignales, Komponenten des sich durch numerische Differentiation ergebenden Stromsignales und Fourierkoeffizienten nach Fouriertransformation betrachtet, vergleiche mit Abbildung 6.

Die Anstiegszeit eines Pulses ist gewöhnlich als die Zeit definiert, die zwischen Erreichen von zehn und 90 Prozent der maximalen Amplitude vergeht. Da dieser Parameter alleine jedoch lediglich ein Maß für die Dauer des gesamten Signales darstellt, dessen detaillierten zeitlichen Verlauf aber unberücksichtigt läßt, definieren wir wie in [Pet94, KPE⁺96] eingeführt differentielle Anstiegszeiten T_{xx} als die Zeiten, die zwischen zehn und xx Prozent der maximalen Amplitude vergehen, vergleiche mit Abbildung 7 (oben). Durch die Bestimmung unterschiedlich dicht liegender T_{xx} kann die Signalform beliebig genau repräsentiert und somit eine variable Zahl von Merkmalen gewonnen werden. Im Falle nichtmonotoner Signale ergäben sich bei der Definition der differentiellen Anstiegszeiten Mehrdeutigkeiten, so daß diese Fälle nicht betrachtet werden. Da das diskutierte Ladungssignal theoretisch jedoch monoton verlaufen muß, stellt diese Bedingung keinerlei Einschränkung dar, abgesehen von zusätzlichen, signalverfälschenden elektronischen Effekten wie etwa Rauschanteilen. Sofern diese trotz der erfolgten Glättung eine Bestimmung der differentiellen Anstiegszeiten verbieten, wird das betreffende Ereignis als nicht klassifizierbar betrachtet und damit verworfen, siehe Tabelle 3 in Kapitel 5.3.2. Der eingesetzte Algorithmus bestimmt nach der Glättung zunächst die Pulshöhe anhand der mittleren Amplitude der ersten und letzten fünf Meßwerte sowie das absolute Amplitudenmaximum und -minimum. Zwischen den Kanälen dieser Extrema werden Positionen mit 5% und 95% der Pulshöhe gesucht. Innerhalb dieses Intervalls wiederum wird Monotonie des Signales vorausgesetzt, um nach Unterteilung der Pulshöhe in äquidistante Schritte von 5% die benachbarten Kanäle zu bestimmen, zwischen denen der jeweilige Prozentsatz der Pulshöhe erreicht wird. Durch

¹⁰ – wemgleich durch die Quantisierung die Räume aus mathematischer Sicht auch unterschiedlicher Natur sind –

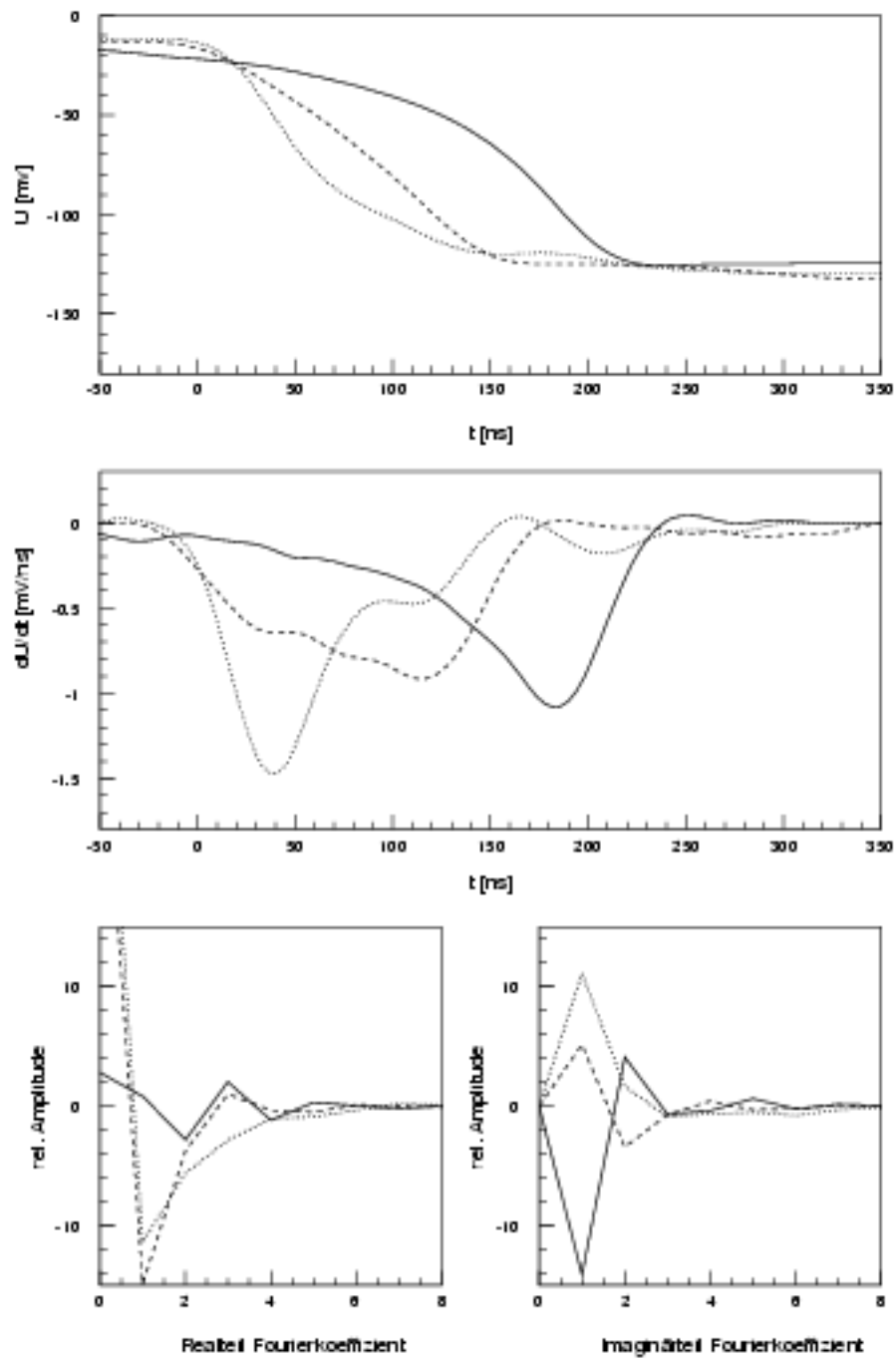


Abbildung 6: Geglättete Ladungspulse (oben), nach Differentiation (Mitte) sowie Real- und Imaginärteile der ersten acht von 63 Fourierkoeffizienten nach FFT (unten) für drei ausgewählte Orte.

lineare Interpolation zwischen diesen benachbarten Kanälen werden schließlich die Anstiegszeiten der prozentualen Pulshöhen bestimmt. Abschließend erfolgt eine Konsistenzprüfung und ggf. Verwerfung des Ereignisses. Differentielle Anstiegszeiten sind robust gegenüber sowohl zeitlichen als auch auf die Amplitude bezogenen Translationen des Signales, da zu ihrer Konstruktion in beiden Dimensionen nur Differenzen verwendet werden.

Aus dem gemessenen Ladungssignal kann durch numerische Differentiation die zugrundeliegende zeitliche Entwicklung der im Detektor induzierten Ladung bestimmt werden. Dazu wird das geglättete Signal durch Bildung von Differenzenquotienten in Form der ersten zentralen Differenz differenziert. Der im Rahmen der Bestimmung der differentiellen Anstiegszeiten bestimmte Zeitbereich zwischen 10 und 90 Prozent der Amplitude des Ladungssignales wird nun in äquidistante Intervalle unterteilt und die Amplitude I_{xx} des differenzierten Signales an diesen Stellen bestimmt, vergleiche mit Abbildung 7 (unten). Die Angabe der – im folgenden als Stromkomponenten bezeichneten – Größen I_{xx} erfolgt in Prozent der Maximalamplitude. Als zusätzliches Merkmal wurde die zeitliche Lage des Strommaximums bestimmt.

Ebenfalls betrachtet wird eine Fourieranalyse des Ladungspulses und die Weiterverarbeitung der somit gewonnenen Fourierkomponenten. Die Transformation selbst erfolgte in dieser Arbeit mittels der in [PTVF96] skizzierten Implementation des FFT-Algorithmus [Bri74]. Da diese den Spezialfall einer Signallänge einer Zweierpotenz voraussetzt, wurde das aus einer Folge von 125 Meßwerten bestehende Signal durch dreimaliges Hinzufügen des letzten Meßwertes von 125 auf 128 Werte und somit um 12 ns extrapoliert. Da der Signalverlauf am Ende des betrachteten Zeitintervalles mit Gradienten von typisch $< 0.1 \text{ mV/ns}$ sehr flach verläuft, ergeben sich dabei maximale Abweichungen zwischen realen und extrapolierten Signalamplituden von $< 2\%$. Des weiteren wurde das Signal vor der eigentlichen Fouriertransformation auf die Einheitsamplitude skaliert, um Effekte unterschiedlicher Verstärkereinstellungen zu kompensieren. Um die Signale darüberhinaus ohne Sprungstellen periodisch fortsetzen zu können, können zusätzlich Wichtungen mit unterschiedlichen Fensterfunktionen oder – wie in dieser Arbeit – die Subtraktion einer Geraden durch Anfangs- und Endpunkt des Signales erfolgen. Es ist jedoch zu beachten, daß diese Transformationen den Spektralgehalt des ursprünglichen Signales beeinträchtigen. Die 128 vom Algorithmus zurückgegebenen Werte teilen sich auf einen Gleichstromanteil f_0 , eine alias-Komponente aus einer Mischung der größten und kleinsten auftretenden Frequenz, sowie 63 positive und 63 negative Frequenzanteile auf. Da das ursprüngliche Signal rein reell ist, sind nur 63 Fourierkoeffizienten voneinander unabhängig; die anderen 63 sind zu den ersten komplex konjugiert. Abbildung 6 (unten) zeigt exemplarisch typische Verteilungen der Real- (links) und Imaginärteile (rechts) der ersten Fourierkoeffizienten.

Sind unterschiedliche Merkmale aus den Mustern berechnet, so müssen diese bewertet und aus der Menge aller Merkmale eine möglichst optimale – nicht notwendigerweise echte – Untermenge ausgewählt werden. In Strenge sind dabei alle denkbaren Merkmalskombinationen zu betrachten und eine sich dabei jeweils ergebende Gesamtsystemgüte, in die Kosten, Effizienz und Fehlklassifikationsrate des Klassifikators unter Verwendung der jeweiligen Merkmalskombination einfließen, zu bestimmen. Da eine derart systematische Vorgehensweise in der Praxis oftmals schwer umsetzbar ist, werden später die Merkmale einzeln und unabhängig voneinander betrachtet. Somit wird zur Merkmalsbewertung nicht eine Gesamtsystemgüte, sondern deutlich weniger komplexe Kriterien herangezogen. Dabei besteht theoretisch die Möglichkeit, daß eine Kombination einzeln sehr gut oder sogar am besten bewerteter Merkmale zu einer geringeren Gesamtsystemgüte führen kann, als eine andere Kombination einzeln betrachtet schlechter bewerteter Merkmale [Nie83].

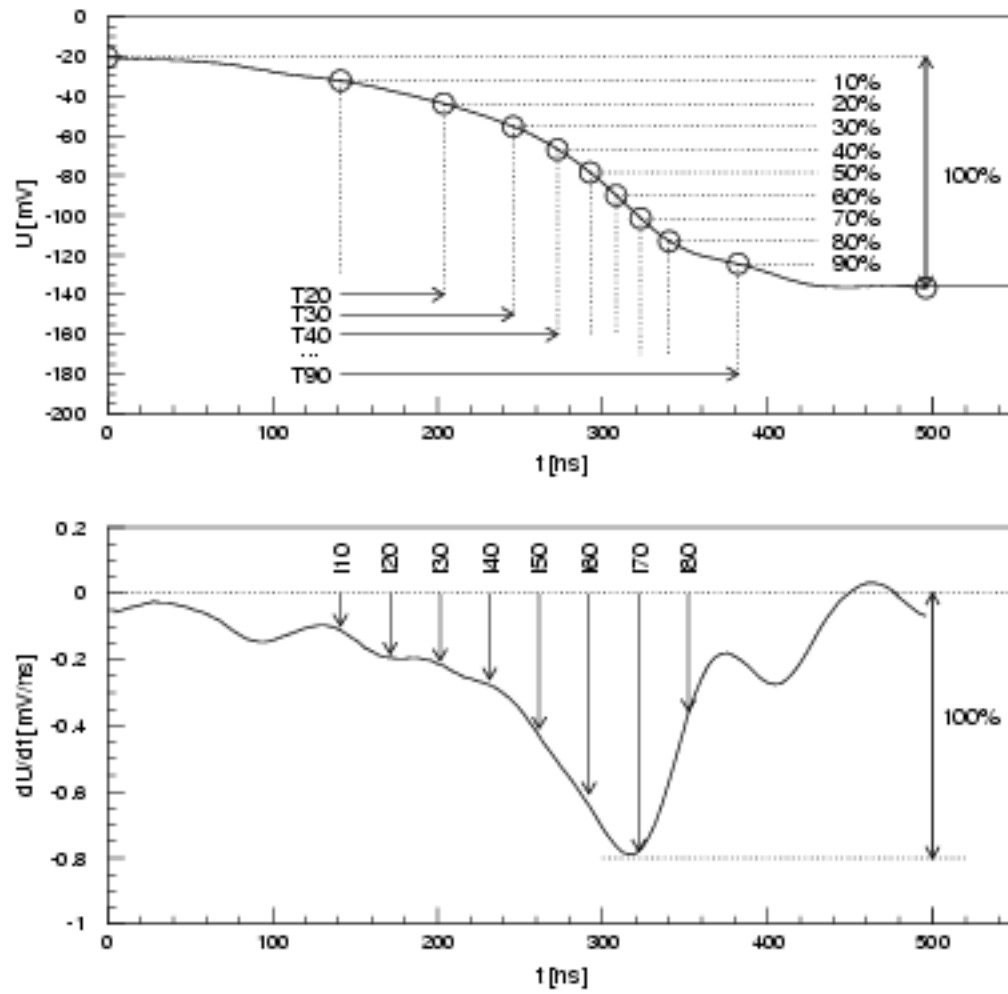


Abbildung 7: Definition der differentiellen Anstiegszeiten T_{xx} der Ladungspulse (oben) und der Stromkomponenten I_{xx} (unten).

3.3 Musterklassifikation und Neuronale Netze

Die zentralen Gegenstände der Musterklassifikation sind gegebene, in der Regel in Form von Vektoren endlicher Dimension vorliegende Muster, eine eventuell erst zu bestimmende endliche Anzahl von Klassen sowie eine zunächst unbekannte Funktion, welche Muster¹¹ auf Klassen abbildet.

Je nach Ursprung können die Elemente der Mustervektoren diskrete oder kontinuierliche Größen annehmen, unabhängig davon, ob und in welcher Art eine Vorverarbeitung stattgefunden hat. Zum Zeitpunkt der Erstellung des Klassifikators vorliegende und zu dessen Entwurf, Validierung oder Beurteilung verwendete Muster sind von solchen, die entsprechend unverwendet blieben oder aber erst in Zukunft zur Verfügung stehen werden, logisch zu trennen. Grundsätzlich sind im Rahmen der Konstruktion von Klassifikatoren wesensverschiedene Kategorien von Mustern denkbar: Solche, bei denen eine Klassenzugehörigkeit bekannt ist, und solche, bei denen dies nicht der Fall ist.

Die zu bestimmende Klasseneinteilung ist naturgegeben problemabhängig; Klasseneinteilungen der Muster nach wesensverschiedenen Gesichtspunkten können deutlich voneinander abweichen. Anzahl und Strukturierung der Klassen können vor der Erstellung des Klassifikators bekannt sein oder können sich auch erst während der Erstellung des Klassifikators herausbilden oder während dessen Betriebes weiter abgewandelt werden. Zusätzlich zu den eigentlichen Klassen können zwei weitere, zusätzliche Klassen eingeführt werden, mit deren Hilfe der Klassifikator anzeigt, daß ein vorliegendes Muster nicht als zu einer der möglichen Klassen zugehörig erklärt werden kann, oder daß es als nicht klassifizierbar zurückgewiesen wird.

Die zur Klassifikation verwendete Abbildung ist zunächst unbekannt und muß somit erstellt werden, wozu alleine vorliegende Muster und, sofern vorhanden, Vorwissen über den Klassifikationsprozeß verwendet werden kann. Da die dazu verwendeten Muster in der Praxis je nach Anwendung eine bekannte Klassenzugehörigkeit aufweisen oder nicht, existieren entsprechend mindestens zwei prinzipiell unterschiedliche Zugänge zur Konstruktion von Klassifikatoren: Solche, bei denen die bekannten Klassenzugehörigkeiten zur Konstruktion bzw. der Überwachung der Konstruktion verwendet werden, und solche, bei denen die Konstruktion selbstorganisierend bzw. unüberwacht erfolgen muß. Da eine eindeutige Zuweisung eines Musters zu einer Klasse nicht notwendigerweise in allen Fällen möglich ist, kann die Abbildung so konzipiert werden, daß sie anstelle eines Klassenindex Klassenzugehörigkeitswahrscheinlichkeiten ausgibt. Erschwerend kommt hinzu, daß die Güte eines Klassifikators im allgemeinen nicht alleine anhand der Zahl der richtig klassifizierten Muster bestimmt werden kann, da eine falsche Klassifikation je nach Klasse bzw. eine Rückweisung je nach Muster unterschiedlich schwere Konsequenzen zur Folge haben wird. Somit werden durch entsprechende Wichtungen Kosten definiert und zur Erstellung von komplexen Systemgütefunktionen verwendet, die es zu maximieren gilt. Ein weiteres zentrales Problem der Konstruktion von Klassifikatoren besteht in der Wahl und Zugrundelegung einer geeigneten Modellkomplexität. Ist diese zu gering ist der Klassifikator nicht in der Lage, die möglicherweise feinen Strukturen der zu klassifizierenden Daten zu modellieren. Ist sie dagegen zu groß, werden statistische Fluktuationen als maßgebliche Strukturen interpretiert und entsprechend modelliert, so daß eine sinnvolle Generalisierung – etwa in Form von Interpolationen zwischen bekannten Stützstellen – unmöglich wird. In den achtziger und neunziger Jahren wurden verstärkt der Einsatz künstlicher neuronaler Netze als Klassifikatoren diskutiert. Die Übergänge zur statistischen Musterverarbeitung sind dabei fließend, eine eindeutige Abgrenzung ist nur schwer möglich. Für eine detailliertere Diskussion der Vielzahl der Ansätze zu Konstruktion, Training

¹¹Nach der Erläuterungen des vorherigen Abschnittes müßte konsequent von Merkmalen statt von Mustern gesprochen werden; jedoch werden die Merkmale im weiteren synonym als Muster oder noch allgemeiner als Daten bezeichnet.

und Evaluierung unterschiedlichster Netztopologien sei auf die einschlägige Literatur wie etwa [Bis95, HKP91, Hay94] verwiesen. Im folgenden werden lediglich allgemeine Ansätze und Prinzipien umrissen und ein in Kapitel 7 eingesetzter Algorithmus, die Self-Organizing Map von Kohonen, näher beschrieben.

3.3.1 Überwachtes Lernen

Sind Klassenzugehörigkeiten – von zumindest einigen – der vorliegenden Muster bekannt, so können diese Information zur Konstruktion des Klassifikators herangezogen werden. Da die zugrundeliegenden apriori Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\vec{x}|C_i)$ der einzelnen Klassen oftmals überlappen, wird eine eindeutige Zuweisung eines Musters zu einer Klasse nicht mehr möglich sein. Eine denkbare Aufgabe des Klassifikators ist daher neben der bloßen Ausgabe eines Klassenindex eine Bestimmung der aposteriori Wahrscheinlichkeiten $P(C_i|\vec{x})$, daß ein zu klassifizierendes Muster \vec{x} einer Klasse C_i angehört. Die Entscheidung, welcher Klasse das Muster angehört wird dann anhand der maximalen aposteriori Wahrscheinlichkeit getroffen.

Zur Darstellung der aposteriori Wahrscheinlichkeiten wird der Bayessche Satz herangezogen, wonach sich $P(C_i|\vec{x})$ aus den apriori Wahrscheinlichkeiten $P(\vec{x}|C_i)$, den Klassenwahrscheinlichkeiten $P(C_i)$ und der Normierung $P(\vec{x})$ ergeben. $P(C_i)$ kann aus den gegebenen Mustern durch Abzählen bestimmt werden, $P(\vec{x})$ folgt aus dem Satz der totalen Wahrscheinlichkeit unter Verwendung der apriori Wahrscheinlichkeiten. Deren Bestimmung stellt somit das eigentliche Problem der Konstruktion des Klassifikators dar, da keine analytische Darstellung sondern lediglich eine aus dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung gezogene Stichprobe eines begrenzten Umfangs vorliegt. Daher müssen die Dichteverteilungen der apriori Wahrscheinlichkeiten geschätzt werden, wozu im folgenden drei Wege umrissen werden sollen: parametrische, nicht-parametrische und semi-parametrische Methoden.

Parametrische Methoden legen eine wählbare funktionale Form der Dichten zugrunde, die eine kleine Zahl von freien Parametern enthält, wie etwa wegen der analytischen Handhabbarkeit oftmals eine Gaußverteilung mit freiem Mittelwert und freier Varianz. Diese freien Parameter müssen nun unter Verwendung der gegebenen Daten angepaßt werden, so daß die danach vorliegende Dichte die Daten möglichst gut beschreibt. Verschiedene konzeptionell unterschiedliche Wege der Parameteranpassung sind denkbar, wobei sich Methoden der sequentiellen Parameterschätzung von Zugängen wie Maximum Likelihood oder Bayesian Inference abheben, da dabei die Parameter schrittweise angepaßt werden, so daß keine simultane Speicherung aller Muster erforderlich wird [Bis95]. Allgemein liegen die Vorteile parametrischer Methoden der Dichteschätzung von $P(C_i|\vec{x})$ in der nur kleinen Zahl anzupassender Parameter, die Nachteile daher aber notwendigerweise darin, daß die gewählte funktionale Form der Dichten die realen Verteilungen der Muster nicht notwendigerweise korrekt oder auch nur mäßig beschreiben muß.

Nicht-parametrische Methoden der Dichteschätzungen verzichten auf die Zugrundelegung einer konkreten funktionalen Form der Dichte; stattdessen wird diese als Superposition aus Kernel-Funktionen rund um alle Datenpunkte beschrieben. Zwei konzeptionell unterschiedliche Wege sind vorstellbar: Die Verwendung eines Kernels konstanten Volumens für alle Datenpunkte oder aber im Falle von k-nächste-Nachbarn-Algorithmen der Einsatz unterschiedlich voluminöser Kernel, die eine konstante Zahl von Nachbarn umfassen [Bis95, Rip96]. Die Vorteile nicht-parametrischer Dichteschätzungen liegen in der großen Adaptionfähigkeit an auch unregelmäßige und analytisch nur schwer parametrisierbare Verteilungen, die Nachteile jedoch am Umfang der durch die Superposition entstehenden

Funktionen selbst, der linear mit der Zahl der Datenpunkte anwächst.

Semi-parametrische Methoden zur Schätzung der Dichten versuchen die Vorteile parametrischer und nicht-parametrischer Methoden bei gleichzeitiger Umgehung der Nachteile zu kombinieren. So wird die Komplexität der Modelldichten nicht mehr von der Zahl der vorliegenden Muster bestimmt, sondern manuell bzw. in späteren Adaptionsschritten halbautomatisch festgelegt. Durch eine Anpassung der begrenzten Zahl der Parameter der verwendeten Grundelemente – zunächst wiederum Wahrscheinlichkeitsverteilungen – in einem numerisch aufwendigen Lernprozeß unter Verwendung der gegebenen Mustervektoren ergibt sich dabei eine akzeptable Flexibilität der Modelle.

Alternative Zugänge zur Klassifikation bestehen in der Bestimmung von Diskriminanten zur Trennung einzelner Klassen. Gängige Ansätze sind dabei etwa die Konstruktion einschichtiger oder mehrschichtiger Perzeptrons (MSP) und Adaption deren freier Parameter während einer Trainingsphase. Dabei beschreiben die freien Parameter der Knotenvektoren der Netze aufgrund der Skalarproduktbildung zwischen ihnen und den Mustervektoren Hyperebenen im Musterraum, die während der Trainingsphase so verschoben werden, daß sich eine Trennung der einzelnen Klassen ergibt [HKP91]. Die Nachteile dieser Methoden bestehen in der Zugrundelegung einer angemessenen Modellkomplexität und den langwierigen und nicht trivialen nichtlinearen Optimierungsprozessen in der Trainingsphase. Netzwerke aus Radialen-Basis-Funktionen (RBF) dagegen bestimmen ihre Knotenaktivitäten nicht durch Skalarproduktbildung, sondern anhand des Abstandes von Mustervektoren zu Prototypenvektoren aus einer Menge von Prototypen. Dabei kann das Training dieser Netze in zwei Phasen unterteilt werden: Eine unüberwachte Trainingsphase – vergleiche mit Kapitel 3.3.2 – zur Bestimmung der Prototypenvektoren selbst, und eine anschließende Phase zur Bestimmung der restlichen freien Parameter des Netzes [Hay94, HKP91].

Das überwachte Training der MSPs sowie der RBF-Netze erfolgt durch Minimierung einer Kosten- oder Fehlerfunktion. Gewöhnlich werden dazu einfache quadratische Fehler aus den Abweichungen der Netzsoll- und -istausgabewerte herangezogen. Sofern die Netze im Falle einer Regression zur Approximation einer Funktion eingesetzt werden, ist diese Wahl der Fehlerfunktion ideal. Wird dagegen wie eingangs dargestellt eine Klassifikation angestrebt, so sind kompliziertere Fehlerfunktionen höherer Potenzen der Netzausgabedifferenzen besser geeignet; für Details sei auf [Bis95] verwiesen.

Ein generelles Problem besteht in der Zugrundelegung einer geeigneten Komplexität der Netzwerke, das in Form des Dilemmas zwischen Bias und Varianz deutlich wird: Ist die Modellkomplexität zu gering um die Daten zu beschreiben, so ergibt sich eine zu starke Glättung der zugrundeliegenden Verteilungen. Dieses führt zu Schwerpunktsverschiebungen der Modelldichten gegenüber den zugrundeliegenden Dichten, so daß die Ergebnisse der Klassifikation im Mittel von den wahren Ergebnissen abweichen. Ist die Modellkomplexität dagegen zu groß, erfolgt ein Überfitten der Daten mit einer entsprechend großen unerwünschten Varianz, so daß Artefakte wie statistische Fluktuationen in den Modellverteilungen erscheinen. Daher gilt es eine optimale Modellkomplexität und somit einen Kompromiß zwischen Bias und Varianz zu finden, um die den Daten zugrundeliegende Struktur möglichst ideal beschreiben zu können. Verschiedene Vorgehensweisen sind denkbar: So unterdrücken etwa Methoden der Regularisierung Varianz durch zusätzliche Terme in der Fehlerfunktion [HKP91, Bis95]. Alternativ stehen umfangreiche Algorithmen einerseits zur schrittweisen Beschneidung von komplexen Netzen oder andererseits zum stufenweisen Ausbau einfacherer Netze zur Verfügung, so daß – wenn auch mit hohem numerischem Aufwand – iterativ Netze einer angemesseneren Komplexität aufgebaut werden können. Diese Prozesse führen unmittelbar zu Fragestellungen der Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Netzen, die durch die Fähigkeit zur Generalisierung, also zur sinnvollen

Verarbeitung nicht zur ursprünglichen Konstruktion verwendeter Eingabemuster, charakterisiert ist. Diese Beurteilung erfolgt häufig durch Beobachtung und Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Amplituden der Fehlerfunktionen auf statistisch unabhängigen Trainings- und Validierungsdatensätzen, wobei der Trainingsvorgang nach unterschiedlichen Kriterien abgebrochen werden kann [HKP91, Hay94]. Die Einteilung der vorhandenen Eingabemuster bekannter Klassenzugehörigkeit in diese unabhängigen Datensätze wiederum ist ebenfalls nicht trivial. Denkbar sind Verfahren der Cross-Validierung, bei denen unterschiedliche Teilmengen der Eingabemuster als Trainings- und Validierungsdatensätze verwendet werden und systematisch alle möglichen Permutationen dieser Teilmengen unabhängig voneinander betrachtet werden [Bis95, HKP91], was allerdings wiederum einen hohen numerischen Aufwand bedeutet.

3.3.2 Unüberwachtes Lernen

Alle im vorherigen Kapitel skizzierten Ansätze setzen zur Konstruktion der Klassifikatoren voraus, daß für zumindest einige der vorliegenden Mustervektoren eine Klassenzugehörigkeit bekannt ist. Oftmals ergeben sich jedoch Klassifikationsprobleme, bei denen lediglich Mustervektoren ohne jegliche¹² Information über eine Klassenzugehörigkeit vorliegen. In diesem Fall müssen Klassifikatoren über einen gewissen Grad an Selbstorganisation verfügen, möglicherweise vorhandene Strukturen der Daten selbständig erkennen und sich daran anpassen können. Der Strukturbegriff kann dabei unterschiedlich definiert werden, etwa im Sinne unterschiedlicher Aussagen zur Ähnlichkeit von Mustern im Vergleich zu Repräsentanten von Musterklassen [Rip96, HKP91].

Die Clusteranalyse beispielsweise befaßt sich mit der Entdeckung von Häufungen von Mustervektoren. Dazu sind Ähnlichkeitsrelationen oder Abstandsmaße zwischen den Vektoren aufzustellen, damit einzelne Muster miteinander vergleichbar werden. Formal kann das Problem der Clusterbildung durch disjunkte Partition der Menge der Vektoren in Untermengen beschrieben werden, wobei ein Funktional der Partition einen Extremwert annimmt. Dabei zeigt das Funktional durch den Extremwert etwa an, daß eine optimale Gruppierung der Vektoren in dem Sinne erreicht ist, daß die Abstände der Vektoren innerhalb einer Untermenge jeweils minimale, die Abstände der Vektoren aus unterschiedlichen Untermengen dagegen maximale Werte annehmen. Die Bestimmung der optimalen Einteilung der Untermengen stellt ein aufwendiges, globales Optimierungsproblem dar. Sofern im Zuge des jeweils eingesetzten Algorithmus eine Partitionierung des gesamten Musterraumes erfolgt, kann dann jedes neue Muster einem Cluster und damit einer Klasse zugewiesen werden. Numerisch weniger anspruchsvoll als die globale Optimierung unter Berücksichtigung aller Muster sind sequentielle Methoden der Bestimmung der einzelnen Untermengen, wobei jedoch durch die lokale Betrachtung isolierter Untermengen schlußendlich nur sub-optimale Partitionen erreicht werden. Zwei Wege sind denkbar: Seltener eine schrittweise iterative Verkleinerung der Ausgangsmenge durch Maximierung eines Abstandes zwischen Untermengen, oder aber gebräuchlicherer Weise eine schrittweise Zusammenlegung der Elemente der kleinsten denkbaren Partition einer maximalen Anzahl einelementiger Mengen. Für eine detailliertere Diskussion der Vielzahl der heute angewandten Algorithmen im Bereich der Clusteranalyse und der unüberwachten neuronalen Netze in ihren verschiedenen Ausprägungen sei auf Werke wie [Bis95, Rip96] verwiesen.

Alternative Ansätze zielen auf niedrigdimensionale Projektionen von Verteilungen von Mustervektoren unbekannter Klassenzugehörigkeit zum Zwecke der Visualisierung. Dadurch können möglicherweise

¹² Auch feinere Abstufungen der Information über Klassenzugehörigkeiten sind denkbar und führen in den Bereich von Belief- oder Casual-Netzen oder des Reinforcement-Learnings.

manuell vorhandene Strukturen aufgedeckt und betrachtet werden, so daß im Anschluß eine Vergabe von Klassenindizes und damit eine Klassifikation vergleichbar dem vorausgegangenen Abschnitt ermöglicht wird.

Ein derartiger, weit verbreiteter¹³ Projektionsalgorithmus ist die Self-Organizing Map (SOM) von Kohonen [Koh97]. SOM verwendet eine variable Zahl von Klassen, welche in einer oder zwei Dimensionen durch Knoten eines Gitters symbolisiert werden und damit räumlich geordnet sind. Jede dieser Klassen besteht aus einem Prototyp- bzw. Knotenvektor im Raum der zu projizierenden Daten. Die Konstruktion der Abbildung besteht im Ausrichten der Knotenvektoren und bedient sich dabei des Prinzips der Nachbarschaftstreue: Mustervektoren, die im Musterraum gemäß einer Abstandsfunktion nahe beieinander liegen, sollen auch auf zwei im Sinne ihrer ein- oder zweidimensionalen Anordnung nahe beieinander liegende Knoten abgebildet werden. Somit ergibt sich eine ein- oder zweidimensionale Anordnung von in einem höherdimensionalen Raum verteilten Elementen – eine Projektion des hochdimensionalen Raumes.

Der Algorithmus initialisiert die Prototypenvektoren mit zufällig aus den Trainingsdaten ausgewählten¹⁴ Mustervektoren und bestimmt nun während einer Lernphase sequentiell, eventuell in zufälliger Reihenfolge und auch wiederholt, für jedes Muster des Trainingsdatensatzes den nächstgelegenen Prototypvektor und modifiziert die Komponenten dieses Prototypen derart, daß er sich auf das präsentierte Muster hinbewegt. Darüberhinaus wird auch die unmittelbare Umgebung in gewichteter Form je nach Entfernung und Wahl einer Nachbarschaftsfunktion – etwa in Form von hexagonalen Bereichen, Gaußglocken oder mexikanischen Hüten mit einem attraktiven zentralen Bereich und einer repulsiven äußeren Umgebung – auf das Muster hin oder von ihm weg bewegt. Dadurch bekommt das Netz eine gewisse Elastizität, da einzelne Knoten nicht isoliert von ihrer Umgebung ausgerichtet werden können. Im Laufe des Lernvorgangs wird die Ausdehnung des Nachbarschaftsgebietes schrittweise verringert, so daß das Netz zunehmend an Steifigkeit gewinnt. Die Positionierung der Knotenvektoren ist dabei rein datengetrieben, Raumbereiche mit hohen Dichten üben einen stärkeren Einfluß während der Formung des Netzes aus als weniger dicht besetzte Bereiche. Nach erfolgtem Training ist das von den Mustern im Musterraum gegebene Volumen mit Prototypvektoren durchsetzt. Benachbarte Bereiche im Musterraum werden durch in der ein- oder zweidimensionalen Ordnung der Vektoren benachbarten Positionen repräsentiert, so daß der Musterraum im Sinne einer niedrigdimensionalen Projektion kartographiert wurde.

Abbildung 8 zeigt dazu exemplarisch die Bewegung der Knotenvektoren eines 20×20 Knoten umfassenden Netzes (oben, Mitte) bei einem zweidimensionalen, halbkreisförmigen Trainingsdatensatz (oben rechts). Die Dichte der Datenpunkte ist in der Mitte der unteren Kante am größten und fällt radial nach außen hin ab. Zu Beginn des Trainings sind die Knotenvektoren mit zufälligen Positionen in der Ebene initialisiert (oben links), so daß benachbarte Knotenvektoren an unterschiedliche Stellen der Ebene zeigen. Dabei wird die Ausrichtung der Knotenvektoren der hexagonal angeordneten Knoten (oben, Mitte) hier durch die Gitterpunkte eines Netzes dargestellt, an denen sich die Verbindungslinien ihrer jeweils sechs Nachbarn treffen. Im Verlauf des Trainings werden die Knoten

¹³Die in [Koh97] näher erläuterte Liste von untersuchten Anwendungen der SOM ist lang; sie reicht von Problemen der maschinellen Bildverarbeitung, -analyse, -kodierung, -kompression von zwei oder dreidimensionalen Schwarzweiß- und Farbbildern unterschiedlichster Ursprünge über Schrift-, Sprach-, Sprecher- und Lauterkennung, allgemeinen Problemen der Signalverarbeitung in Telekommunikation, industrieller Prozeßkontrolle, Robotersteuerung, medizinischer Diagnostik über Klassifikationsprobleme in der organischen Chemie, Hochenergie-, Festkörper- und Geophysik, der Optimierung hochintegrierter Schaltkreise bis hin in die Informatik und künstliche Intelligenz und weiter in den Bereich der Vorhersage dynamischer Systeme.

¹⁴Auch vollständig zufällig bestimmte Mustervektoren sind denkbar, dabei muß jedoch mit einer längeren Lerndauer gerechnet werden, da erst eine Grobstruktur des Netzes ausgebildet werden muß.

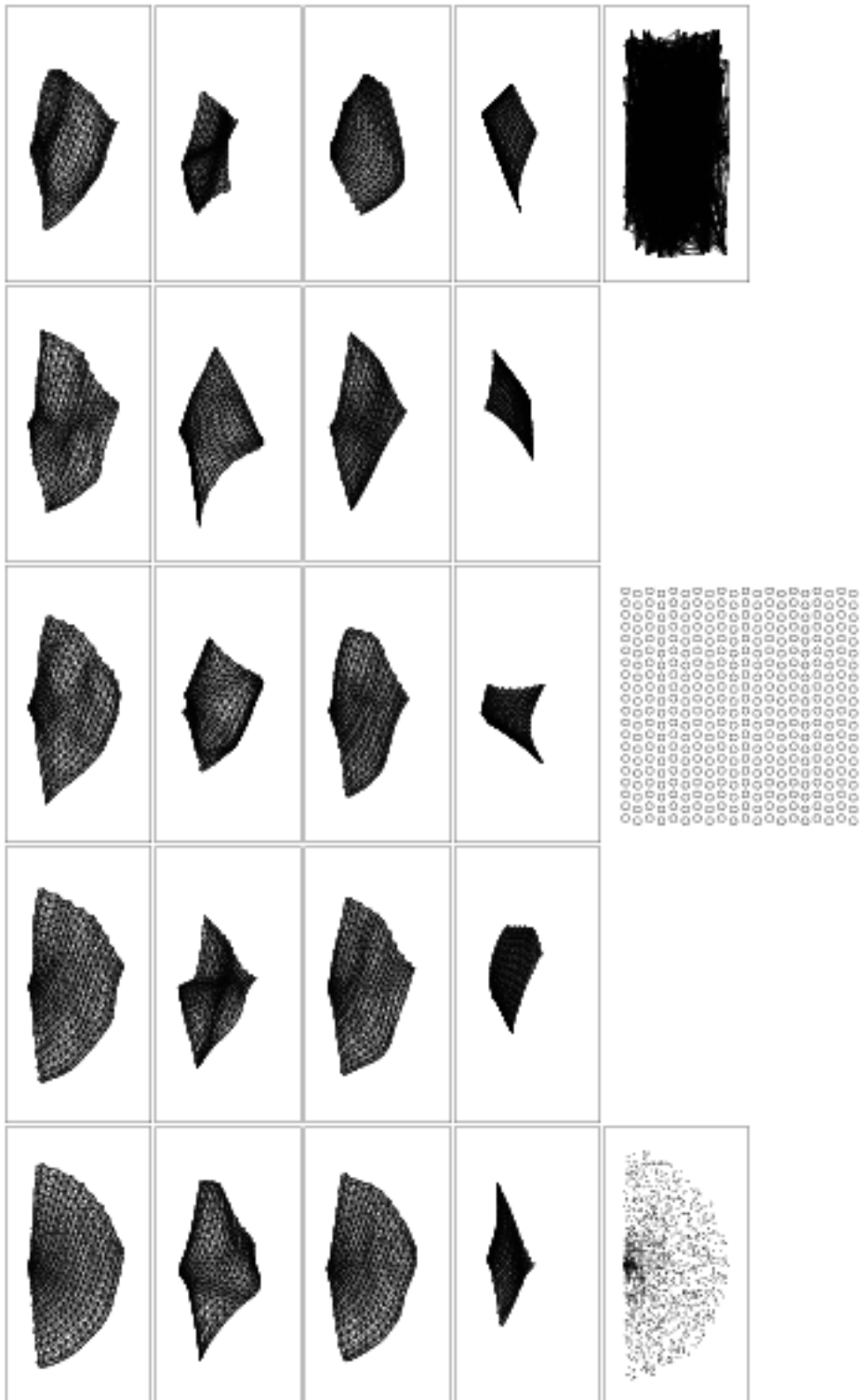


Abbildung 8: Darstellung der Bewegung der Knotenvektoren eines $(20,20)$ -Netzes (oben, Mitte) während des Trainings der Self-Organizing Map für eine zweidimensionale, halbkreisförmige Verteilung von Datenpunkten (oben rechts). Ausrichtung der Knoten zu Beginn (oben links) und in äquidistanten Schritten während eines Trainings von 10^4 Zyklen (zweite und dritte Zeile) bzw. $5 \cdot 10^8$ Zyklen (vierte und fünfte Zeile), jeweils v.l.n.r.

man ausgerichtet und dabei insbesondere eine Nachbarschaftsrelation aufgebaut, so daß ein Netz sichtbar wird, sich ausrichtet und dabei ggf. entfaltet. Zeilen zwei und drei in Abbildung 8 zeigen ein Training von 10^4 Zyklen in äquidistanten Schritten, Zeilen vier und fünf ein Training von $5 \cdot 10^6$ Zyklen (v.l.n.r.). Nach dem Training ist der von den Datenpunkten erfüllte Bereich mit Knotenvektoren durchsetzt, wobei im Bereich hoher Dichte auch eine höhere Dichte an Knotenvektoren zu verzeichnen ist.

Abschließend ist anzumerken, daß SOM nicht primär zur Klassifikation dient, sondern aufgrund der Topologierhaltung zur Projektion und damit Visualisierung von Verteilungen von Mustervektoren verwendet wird. Nach erfolgter Visualisierung sind in Strengte einzelne Muster durch einen Experten mit den dazugehörigen Klassenindizes zu versehen und somit neue Trainingsdatensätze mit bekannten Klassenzugehörigkeiten der Muster zu erstellen. Diese Datensätze können dann wie im vorherigen Kapitel skizziert zur Konstruktion eines Klassifikators verwendet werden. Von Kohonen selbst wird hierzu der Learning Vector Quantization-Algorithmus (LVQ) [Koh97, KHK+95a] vorgeschlagen, wobei Diskriminanten zwischen den Klassen durch stückweise lineare Funktionen gebildet werden.

4 Detektorgeometrien

In den kommenden Abschnitten werden die experimentell und theoretisch untersuchten Detektorgeometrien, der DD- und der Segmentierte Super Clover-Detektor, vorgestellt und im Rahmen der in den späteren Kapiteln diskutierten Messungen und Simulationen relevante Parameter zusammengestellt.

4.1 DD-Detektor

Der DD-Detektor wurde ursprünglich für das Gammasphere Detektorarray [GUEC98] entwickelt, wobei erstmalig eine zweifache Segmentierung eines Germaniumdetektors realisiert wurde. Dazu wurde der Kristall entlang seiner Längsachse symmetrisch in zwei Hälften zerteilt, so daß von der Stirnfläche aus gesehen zwei D-förmige Halbzylinder entstehen, vergleiche mit Abbildung 9. Beide Kristallhälften sind im Abstand von 2 mm innerhalb einer Aluminiumkapsel als gemeinsames Gehäuse angeordnet, jedoch stellt jede von ihnen einen unabhängigen Detektorkanal mit eigener Bohrung als Zentralkontakt und eigenem Vorverstärker dar. Die Hochspannungsversorgung erfolgt für beide Kanäle gemeinsam.

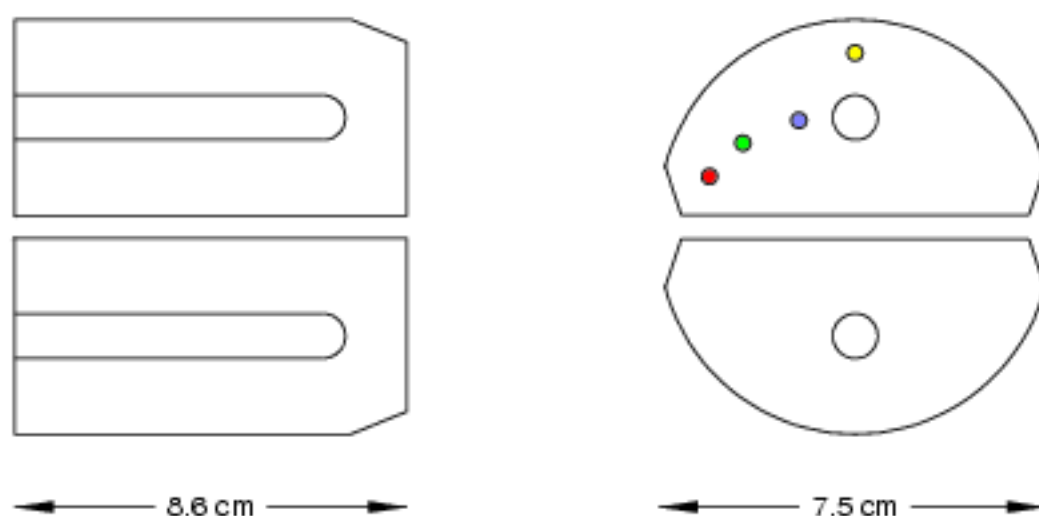


Abbildung 9: Schematische Darstellung des DD-Detektors. Seitenansicht (links), Frontansicht (rechts). Pulsformen aus Ereignissen bei Einschuß an den farblich markierten Positionen sind in Abbildungen 14 und 15 gezeigt.

Bei der Erprobung eines Prototypen zeigte sich, daß sich aufgrund der großen Bandbreite der Formen der Vorverstärkersignale mit konventioneller Elektronik wie etwa Constant-Fraction Diskriminatoren eine nur unbefriedigende Zeitauflösung im Bereich von > 20 ns gegenüber sonst bei Germaniumdetektoren üblichen Zeitauflösungen von ≈ 10 ns ergibt. Daher wurde diese Methode der Segmentierung

verworfen^{15,16}. Der vorliegende Detektor besteht aus einem n-Typ Kristall von 8.6 cm Länge und 7.5 cm Durchmesser. Die Betriebsspannung beträgt -2000 V , der Innenkontakt liegt auf Masse. Die Konzentrationen der Verunreinigungen des intrinsischen Germaniums wurden uns freundlicherweise von der Firma EG&G Ortec zur Verfügung gestellt [San98]. Es wurde ein lineares Anwachsen der Konzentration von $1.8 \cdot 10^9\text{ cm}^{-3}$ auf $9.5 \cdot 10^9\text{ cm}^{-3}$ über die Länge des Kristalles angenommen. In der Praxis stellenweise nachgewiesene Abweichungen vom linearen Verlauf wurden in den Simulationen nicht berücksichtigt, da sie sich in erster Näherung nicht auf die später berechneten Pulsformen bzw. die daraus abgeleiteten Merkmale auswirken. Messungen einer theoretisch denkbaren radialen Variation der Konzentration zeigten keine signifikanten Änderungen [San98], so daß ein radiales Profil nicht berücksichtigt werden mußte.

4.2 Segmentierte Clover-Detektoren

Der Segmentierte Super Clover-Detektor – im folgenden mit SGC-Detektor bezeichnet – ist eine Ausführung des Segmentierten Clover-Detektors [SNC⁺99], die sich insbesondere durch die Verwendung größerer Kristalle auszeichnet. Zusammen mit den segmentierten Cluster-Detektoren¹⁷ bilden diese Detektoren die neueste Generation der im Rahmen des Euroball Projektes [GL92] entwickelten, aus mehreren Kristallen zusammengesetzten Germaniumdetektoren.

Clover-Detektoren bestehen aus vier geschnittenen Kristallen, die in Form eines vierblättrigen Kleeblattes angeordnet werden, vergleiche mit Abbildung 10. Da – etwa im Gegensatz zum Cluster-Detektor – die Kristalle nicht einzeln gekapselt sind und sich keinerlei absorbierendes Material zwischen den Kristallen befindet, ergeben sich vergleichsweise hohe Addback-Faktoren von 1.4 und somit gute Peak-to-Total Verhältnisse von 40%. Entsprechend der vier Kristalle sind vier getrennte Hochspannungsversorgungen und Vorverstärkerkanäle implementiert. Die Segmentierung ist durch vierfache azimutale Aufteilung der äußeren Elektroden jedes Kristalles realisiert. Somit ergibt sich durch die vier aneinandergrenzenden Kristalle auf der Stirnfläche eine schachbrettartige Segmentierung, siehe Abbildung 10. Da sich die Kristalle berühren entstehen – beabsichtigte – Kurzschlüsse von Segmenten benachbarter Kristalle, wodurch sich die Zahl der unabhängigen Kanäle von 16 auf neun reduziert. Obgleich sich aus diesen Positionskanälen vollständige Energiesignale gewinnen und weiterverarbeiten lassen, erfolgt die eigentliche Spektroskopie aufgrund der besseren Energieauflösung über die Signale der zentralen Kontakte. Die Information der Positionskanäle wird lediglich zur Konstruktion einer Ortsinformation verwendet. Dies darf jedoch nicht dahingehend interpretiert werden, daß in allen Fällen nur eine binäre Aussage aus ihnen abgeleitet werden muß. Insbesondere bei Fragen der Streuung von γ -Quanten zur Flugbahnrekonstruktion innerhalb eines Kristalles sind die in den einzelnen Segmenten deponierten Energieanteile durchaus von Interesse [Kas94].

¹⁵Die heute in Gammasphere eingesetzten Detektoren verfügen ebenfalls über eine zweifache, jedoch elektrische Segmentierung der Elektroden, vergleichbar der der segmentierten Clover-Detektoren.

¹⁶Sofern Effekte der Asymmetrie wie in dieser Arbeit vorgeschlagen zur Erzeugung einer Ortsinformation ausgenutzt werden und dabei eine Digitalisierung des Signalverlaufes erfolgt, kann die in der Verwendung konventioneller Elektronik begründete schlechte Zeitauflösung softwaretechnisch verbessert werden.

¹⁷Cluster-Detektoren [Ebe93] bestehen aus sieben individuell gekapselten und wabenförmig aneinandergesetzten, hexagonal geschnittenen Kristallen. Ihre segmentierte Ausführung verfügt über eine sechsfache azimutale Teilung der äußeren Elektrode.

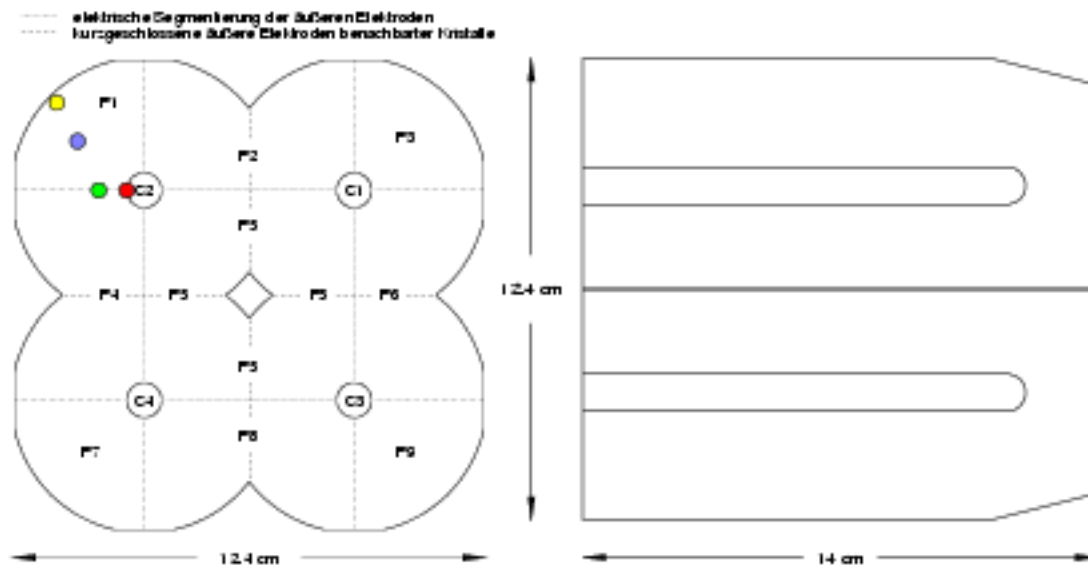


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Segmentierten Super Clover (SGC)-Detektors; Vorderansicht mit elektrischer Segmentierung der Elektroden (links) und Seitenansicht (rechts). Die inneren Elektroden bilden die Spektroskopiekanäle C1, C2, C3 und C4. Sich berührende Segmente benachbarter Kristalle sind elektrisch kurzgeschlossen, so daß sich neun unabhängige Positionskanäle P1, P2, ... , P9 ergeben. Pulsformen aus Ereignissen bei Einschuss an den farblich markierten Positionen sind in Abbildungen 16 bzw. 17 gezeigt.

Das bisher einzige Exemplar des SGC-Detektors befindet sich bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt und stand zur Untersuchung in dieser Arbeit zur Verfügung. Aufgrund der außergewöhnlich großen Kristalle von ursprünglich 7 cm Durchmesser und 14 cm Länge ist dieser Detektor der zur Zeit weltweit effizienteste Germaniumdetektor mit einer absoluten Photopeakeffizienz von 38% bei 1332 keV. Die Konzentrationen der Verunreinigungen bewegen sich zwischen minimal $3.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, maximal $7.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ am coaxialen Ende und minimal $2.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, maximal $2.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ im Bereich des planaren Vorderteils. Die radiale Variation der Konzentration war nicht bekannt. Die individuellen Betriebsspannungen der Kristalle betragen +3800 V, +4500 V und in zwei Fällen +5000 V. Die inneren Bohrungen liegen auf Hochspannung, die äußeren, segmentierten Elektroden auf Masse.

Neben dem SGC-Detektor stand auch zeitweise ein Exemplar des strukturell gleichen Segmentierten Clover-Detektors [SNC⁺99] aus dem Exogamprojekt [Exo97] zur Untersuchung zur Verfügung. Die Unterschiede zum SGC-Detektor bestehen in den kleineren Kristallen von ursprünglich 5 cm Durchmesser und 7 cm Länge, einem stärkeren Schnitt der Kristalle und der damit verbundenen geringeren Effizienz. Der Detektor verfügt über eine gemeinsame Hochspannungsversorgung aller Kristalle, der Betrieb erfolgte bei einer Spannung von +2500 V. Die Untersuchung dieses Detektors ist – nicht zuletzt aufgrund der Ähnlichkeit und der weitgehenden Übertragbarkeit der Ergebnisse des ausführlich diskutierten SGC-Detektors – nicht Gegenstand dieser Arbeit. Der Vollständigkeit halber werden die Ergebnisse der in Kapitel 5 diskutierten Messungen in den Anhängen A und B zusammengefaßt.

5 Quellenexperimente

In den in den kommenden Abschnitten vorgestellten Quellenexperimenten wurden sowohl der DD- als auch der SGC-Detektor¹⁸ mit einer kollimierten ¹⁵²Eu-Quelle systematisch entlang ihrer Frontflächen bestrahlt. Dabei wurden parallel zu Aufbereitung und Digitalisierung der gemessenen γ -Energie durch einen Zweig konventioneller Elektronik auch die ursprünglichen Vorverstärkersignale abgetastet und aufgezeichnet. Aus der Verteilung der Intensitäten der Totalabsorptionslinien in Abhängigkeit vom Einstrahlort wird in einem ersten Schritt die genaue Lage der Germaniumkristalle im Referenzsystem der Apparatur bestimmt. Anschließend werden gemessene Pulsformen vorgestellt, aus den Pulsformen Merkmale gemäß der Bemerkungen in Kapitel 3.2 abgeleitet und sowohl exemplarisch Merkmalsverteilungen an einzelnen Einstrahlpositionen als auch systematische Verteilungen der Merkmalsmittelwerte diskutiert.

5.1 Apparativer Aufbau

Da die abzutastenden Frontflächen der verschiedenen Detektoren Größenordnungen von 100 cm^2 überschreiten, und gleichzeitig ein zum Erreichen einer befriedigenden Systematik engmaschiges Gitter von 2 mm Kantenlänge zur Abtastung gewählt wurde, ergibt sich eine große Zahl von Meßpunkten, die eine manuelle Steuerung der Bewegung des Kollimators verbietet. Daher wurde ein Kreuztisch eingesetzt, der einen Schlitten mittels zweier Achsen in zwei Dimensionen verschieben kann. Innerhalb eines Bereiches von $40\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ sind dabei beliebige Positionen mit einer Schrittweite von 0.1 mm ansteuerbar. Dieser Kreuztisch wurde auf einen massiven Tisch aus Aluminium montiert, welcher gleichzeitig die Halterung für den jeweils untersuchten Germaniumdetektor sowie Bleiabschirmungen aufnahm. Der Detektor wurde fest mit dem Kristall nach unten gerichtet über dem Schlitten des Kreuztisches montiert. Die kollimierte γ -Quelle wurde mitsamt zusätzlichen Bleiabschirmungen auf dem Schlitten fixiert und ist damit beweglich, siehe Abbildung 11. Die Ansteuerung der Schrittmotoren des Kreuztisches wurde in die im kommenden Abschnitt vorgestellte Datenaufnahme integriert.

Von den zur Verfügung stehenden γ -Quellen wurde das Isotop ¹⁵²Eu ausgewählt, da nach dessen β -Zerfall γ -Quanten in einem weiten Energiebereich bis 1408 keV emittiert werden. 13 der intensitätsstärksten Linien konnten somit zur Untersuchung der Energieabhängigkeit der Pulsformen verwendet werden. Das Material stand in Form zweier übereinander positionierter Präparate der Physikalisch Technischen Bundesanstalt mit Quellstärken von 580 und 590 kBq per 01.07.1997 zur Verfügung, so daß sich eine Gesamtaktivität von $> 1\text{ MBq}$ ergab. Zur Kollimation der γ -Quanten wurde ein kegelstumpfförmiger Kollimator aus Densimet 18K [DEN92], einer 95 prozentigen Wolframlegierung, angefertigt und eine passende Halterung aus Blei gedreht, siehe Abbildung 12. Die energieabhängige Halbwertsdicke des Densimets gegenüber γ -Quanten wird vom Hersteller mit 4.15 mm bei 661 keV und 7.25 mm bei 1.25 MeV angegeben. Somit folgen Mindestunterdrückungen von $1.8 \cdot 10^{-6}$ bzw. $4.8 \cdot 10^{-4}$ auf der minimalen Tiefe von 8 cm . Unter Berücksichtigung des Durchmessers des Kollimatorloches von 2 mm und dem Durchmesser des Germaniumkristalles – exemplarisch des DD-Detektors – von 7 cm ergeben sich somit näherungsweise Verhältnisse von

¹⁸Darüberhinaus wurde auch der kleinere Segmentierte Clover-Detektor betrachtet. Da die diskutierten Effekte bei diesem jedoch weniger signifikant ausfallen und keine wesentlich anderen Erkenntnisse als die der Untersuchungen des SGC-Detektors hervorbringen, wird auf eine ausführliche Diskussion verzichtet. Der Vollständigkeit halber sind jedoch die gewonnenen Verteilungen der Kristallagen und Merkmalsmittelwerte in den Anhängen A und B zusammengefaßt.

kollimierten zu nicht kollimierten, in den Detektor einfallenden Quanten von $890 : 1$ bzw. $3.5 : 1$. Damit ergibt sich bei den verwendeten Energien bis zu 1 MeV eine deutliche, bei Energien darüber und insbesondere bei 1.4 MeV dagegen nur noch eine mäßige Kollimation. Von einer weiteren Vergrößerung der Kollimatortiefe wurde Abstand genommen, da dabei einerseits der vom Kollimatorloch überdeckte Raumwinkel weiter verringert würde, andererseits das Gewicht des Kollimators und der Bleiabschirmungen – von bereits in dieser Konfiguration zusammen $> 40 \text{ kg}$ – weiter anstiege.

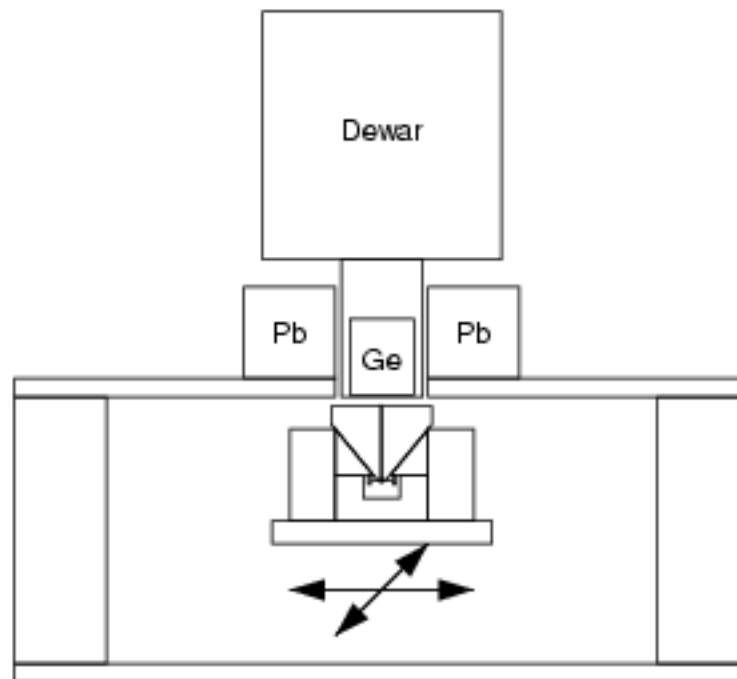


Abbildung 11: Schematische Darstellung der Apparatur. Der Kreuztisch ist der Übersicht halber nur durch die beiden Freiheitsgrade der Schrittmotoren – horizontal und in die Tiefe – angedeutet. Der Germaniumdetektor zeigt nach unten. Der Kollimator ist in Abbildung 12 im Detail skizziert.

5.2 Elektronik und Datenaufnahme

Die Elektronik zur Aufnahme der Meßdaten gliedert sich in vier Teile: Ein herkömmlicher Energie- und Zeitzweig zur Formung des Vorverstärkersignales und zur Erzeugung eines Trigger-, Zeit- und Energiesignales, ein Zweig zur schnellen Abtastung des Vorverstärkersignales und schließlich die Ansteuerung der Schrittmotoren des Kreuztisches, siehe Abbildung 13. Die Zahl der verarbeiteten Kanäle variierte ja nach Detektortyp; so wurden beim DD-Detektor zwei Kanäle ausgelesen, bei den segmentierten Clover-Detektoren dagegen vier Spektroskopiekanäle sowie neun zusätzliche Positionssignale.

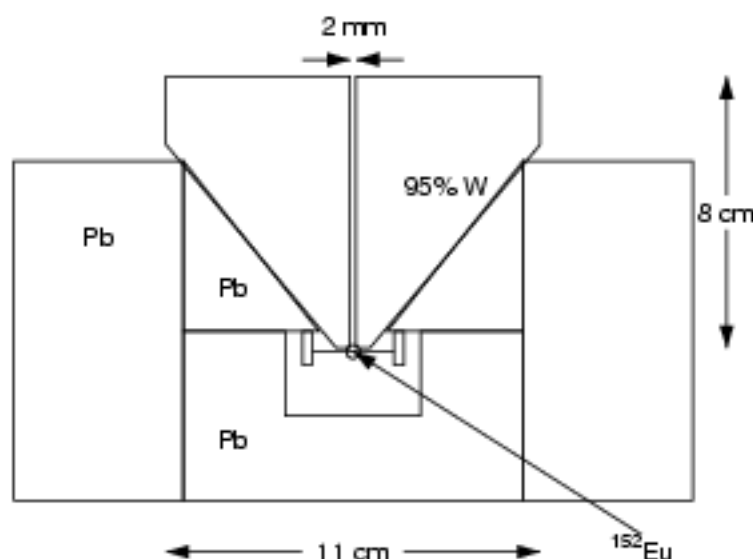


Abbildung 12: Schematische Darstellung des Kollimators und dessen Halterung und Abschirmung.

Durch Aufteilung der Vorverstärkersignale zur Speisung der Energie-, Zeit- und flashADC-Zweige standen im Falle des DD-Detektors jeweils Amplituden von $\approx 120 \text{ mV}$ bei 1400 keV , im Falle des SGC-Detektors von $\approx 160 \text{ mV}$ bei 1400 keV zur Verfügung. Die Signale haben negative Polarität, die Amplitude des überlagerten Rauschens bewegte sich im Bereich von 2 bis 5 mV . Die Feldeffekttransistoren (FET) der Eingangsstufen der Vorverstärker befinden sich im gekühlten Bereich der Detektoren. Die Bandbreite wird mit $\approx 50 \text{ MHz}$ im Falle des DD- und $\approx 20 \text{ MHz}$ im Falle des SGC-Detektors angegeben.

Als Trigger diente eine Veroderung zeitlich abgeglicher Signale von Constant Fraction-Diskriminatoren (CF, GSI 4000) jedes zu untersuchenden Detektorkanals¹⁹ nach Formung mittels Timing-Filter Verstärkern (TFA, Ortec 474) in Antikoinzidenz mit der Totzeit des Datenaufnahmesystems. Die durch Hauptverstärker (MA, Ortec 572) geformten Energiesignale wurden in NIM ADCs (Silena 7420, 400 MHz) mit einer Auflösung von 13 Bit digitalisiert und über VME Adapterkarten in ein VME System weitergeleitet. Zeitsignale wurden über achtfache Camac TDCs (Silena 4418/T common stop) ausgelesen. Energien der Positionskontakte der Clover-Detektoren wurden nach Formung durch Hauptverstärker über achtfache Camac ADCs (Silena 4418/V) digitalisiert. Die beiden VME flashADC Module (Struck, DL515) nehmen jeweils vier Kanäle auf und digitalisieren das Eingangssignal im Bereich von 0 bis -400 mV kontinuierlich mit einer Abtastrate von 250 MHz und einer Auflösung von acht Bit. Der interne Speicher von zwei kByte ist entsprechend nach zwei Mikrosekunden erschöpft, so daß das Modul ihn wieder zu überschreiben beginnt. Entsprechend können pro Ereignis Pulsformen von bis zu zwei Mikrosekunden Dauer ausgelesen werden. Das verzögerte Triggersignal wurde als externes Stoppsignal zum Anhalten der Digitalisierung verwendet.

¹⁹Im Falle der segmentierten Clover-Detektoren wurden nur die Spektroskopiekanäle, nicht jedoch die Positionskanäle zur Konstruktion des Triggers verwendet. Zur Auswertung der Positionskanäle siehe Kapitel 6.2.3.

Da sich die Anstiegszeiten der Signale der betrachteten Detektoren in Bereichen von etwa 20 bis 300 Nanosekunden bewegten, wurde pro Ereignis eine halbe Mikrosekunde, also 125 Meßwerte, ausgelesen.

Die Auslese der Module im Camac System wurde von einer CVC (Struck STR612), die der Module im VME-System mittels zweier VME-CPU's (Eltec E7) im Master/Slave Betrieb gesteuert. Als Datenaufnahmesystem wurde das bei der GSI entwickelte Multi Branch-System (MBS) [MBS97] verwendet, in das die Steuerung des Kreuztisches integriert wurde [Sch97]. Somit konnten beliebige Listen von Positionen vollautomatisch abgefahren und an jeder Position über einen definierten Zeitraum Daten gesammelt oder eine definierte Zahl von Ereignissen aufgenommen werden. Die Daten der einzelnen Subsysteme wurden im MBS zu einzelnen Subereignissen formatiert und diese wiederum zu vollständigen Ereignissen zusammengefügt. Die Größe eines Ereignisses wird im wesentlichen durch die Daten des flashADCs bestimmt; werden beide Module zugleich ausgelesen liegt sie bei über einem kByte. Aus dem Strom der Ereignisse werden Puffer und aus den Puffern Streams gebildet und durch MBS zur Aufzeichnung auf Compact Tape IV über SCSI an ein DLT4000 Laufwerk bzw. zur Online-Analyse in das lokale Netz der GSI eingespeist. Zur Überwachung der Messungen wurde die bei der GSI entwickelte Datenanalysesoftware GOOSY [GOO96] eingesetzt.

5.3 Durchführung der Messungen und Diskussion

Mit dem vorgestellten Aufbau wurden die Frontflächen des DD-Detektors und der beiden segmentierten Clover-Detektoren systematisch bestrahlt. Da die genauen Positionen der Kristalle innerhalb der jeweiligen Aluminiumgehäuse zunächst nicht bekannt sind, wurden die Messungen über die eigentlichen Kristalldimensionen hinaus auf die gesamten Stirnflächen ausgedehnt. Somit ist sichergestellt, daß die Kristalle im Zuge der Messung vollständig erfaßt werden. Anhand der örtlichen Verteilung der Intensitäten in den Totalabsorptionslinien – insbesondere der niederenergetischen 45 bzw. 121 keV-Linien – lassen sich die Konturen der Kristalle mit einer Genauigkeit von etwa 1 mm bestimmen. Die eigentliche Analyse der Pulsformen beschränkt sich dann auf Meßpositionen innerhalb der Kristallkonturen.

Die Bestrahlung erfolgte auf einem dem Durchmesser des Kollimatorloches von 2 mm angepaßten Gitter einer Kantenlänge von 2 mm \times 2 mm. Auf jedem Rasterpunkt wurden während eines Zeitraumes von 500 Sekunden Daten genommen, so daß sich in den gewonnenen Spektren eine Statistik von typischerweise 40000 Ereignissen befand. In den interessierenden Totalabsorptionslinien befinden sich je nach Intensität zwischen etwa 200 und 2000 Ereignissen, die zur Analyse herangezogen werden können. Aufgrund der nur unvollständigen Nutzbarkeit des dynamischen Bereiches der flashADCs und der damit verbundenen Limitierung der nutzbaren Auflösung konnten zur Pulsformanalyse keine Ereignisse mit Energien unterhalb von 300 keV verwendet werden.

Da in späteren Strahlexperimenten γ -Quanten unter beliebigen Winkeln in die Kristalle eintreten können, die Abrasterung mit dem vorliegenden Aufbau aber nur parallelverschoben durchgeführt werden konnte, wurden die Messungen des DD- und des Segmentierten Clover-Detektors zusätzlich zum senkrechten Einschub auch für einen Neigungswinkel des Detektors von 20° wiederholt. Damit kann zwar nicht der Effekt eines kontinuierlichen Bereiches von Einfallswinkeln studiert, aber der Effekt des Einschusses schräg zur Kristallachse betrachtet werden.

Es ergaben sich in einzelnen Messungen nach Tabelle 2. Die erheblichen Meßdauern und die große Menge an anfallenden Daten machen die Notwendigkeit des hohen Automatisierungsgrades des

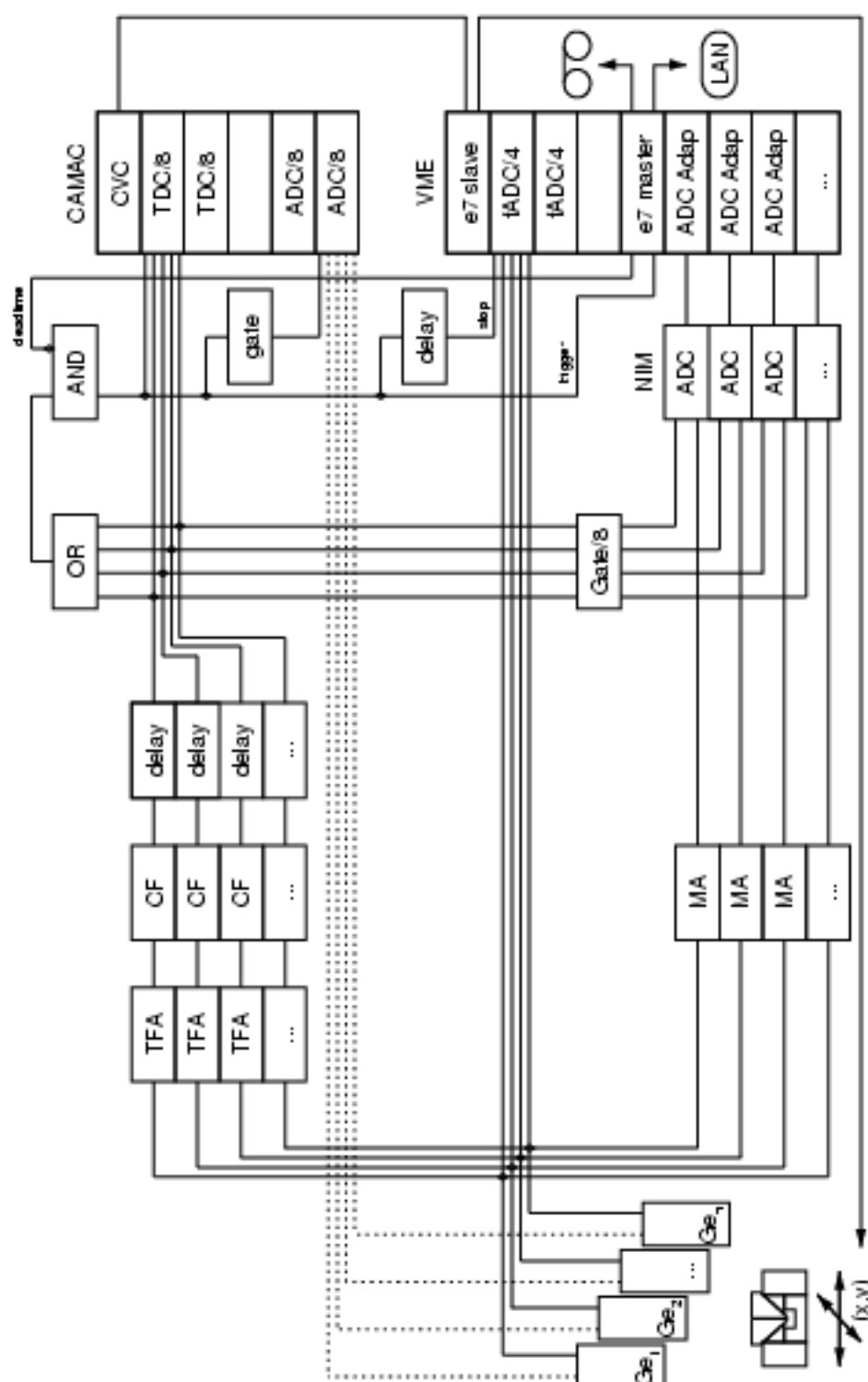


Abbildung 13: Blockschaubild der zur Aufnahme der Pulsformen eingesetzten Elektronik.

Gesamtsystems deutlich. Im Idealbetrieb war lediglich eine tägliche Kontrolle, ein etwa dreitäglicher Wechsel des Magnetbandes und ein wöchentliches Auffüllen des Stickstoffvorrates²⁰ erforderlich.

Detektor	Einschußwinkel	abgetastete Oberfläche	Zahl der Positionen	gesamte Meßdauer	mittlere Datenrate	gesamtes Datenvolumen
DD	90°	50 cm ²	1150	7 Tage	100 KB/sec	60 GB
DD	70°	70 cm ²	1620	10 Tage	100 KB/sec	80 GB
Segmentierter Clover	90°	88 cm ²	2200	13 Tage	150 KB/sec	160 GB
Segmentierter Clover	70°	140 cm ²	3500	21 Tage	150 KB/sec	260 GB
Segmentierter Super Clover	90°	201 cm ²	5040	30 Tage	250 KB/sec	620 GB

Tabelle 2: Umfang der Messungen.

5.3.1 Bestimmung der Kristallagen

Um die Konturen der Detektoren möglichst genau zu erfassen wird die Absorption niederenergetischer γ -Quanten betrachtet. Seitens der verwendeten ¹⁵²Eu-Präparates bieten sich somit die Röntgenlinien um 45 keV und die 121 keV-Linie an. Da über die Abmessungen der eigentlichen Kristalle hinaus gemessen wurde, ist sichergestellt alle Konturen zu erfassen. Aufgrund des feinmaschigen Gitters können auch lokale Effizienzeinbußen aufgedeckt werden. Da die Meßdauer an jeder Position des Gitters konstant gehalten wurde, sind die Intensitätsschwankungen der Totalabsorptionslinien ein Maß für räumlich variierende Effizienz des Detektors und damit insbesondere für die räumliche Lage der Kristalle. Durch Wahl der niederenergetischen Linien werden Streuungen der γ -Quanten aus dem Kristall heraus insbesondere in den Randbereichen unterdrückt. Da die Detektoren über unabhängige Kanäle verfügen – die beiden Ds im Falle des DD-Detektors bzw. die vier zentralen Spektroskopiekanäle der beiden Clover-Detektoren – sind zunächst getrennte Verteilungen zu betrachten. Durch Überlagerung entstehen dann vollständige Konturen der gesamten Detektoren, wobei jedoch keine Rekonstruktion der Energien zwischen einzelnen Kanälen zugeordneter Kristalle oder Kristallbereiche gestreuter Ereignisse erfolgt. Somit entstehen scheinbare Effizienzeinbußen an den Nahtstellen sich berührender Kristalle, da dort ablaufende Ereignisse ihre Energie mit hoher Wahrscheinlichkeit durch Comptonstreuungen auf beide Kristalle verteilen und somit in keinem der beteiligten Kanäle die geforderte Energie der Totalabsorptionslinie erscheint²¹. Da an dieser Stelle aber die Kristallkonturen beobachtet werden sollen ist es von Vorteil, die Kanten sich berührender Kristalle auflösen zu können. Generell wird keine Subtraktion des Untergrundes in den Spektren unterhalb der Totalabsorptionslinien vorgenommen. Die Intensitäten in den zur Darstellung verwendeten Linien bewegen sich im Innenbereich der Kristalle je nach Detektor im Bereich von 1000 bis 4000 Ereignissen.

²⁰Die Füllung der Detektoren selbst erfolgte ebenfalls automatisch alle 12 bzw. 24 Stunden [Koz97, Sch97].

²¹Im Zuge von Experimentalanalysen wird die Energie derartiger gestreuter Ereignisse im Add-Back-Verfahren durch Summation der in unterschiedlichen Kanälen deponierten Energien rekonstruiert.

Abbildung 69 in Anhang A zeigt die Intensitätsverteilung der in den beiden DD-Kanälen (oben und unten) bei 121 keV (links) und 1408 keV (rechts) nachgewiesenen Ereignisse. Der äußere gebrochene eingezeichnete Kreis stellt die Umrandung des untersuchten Bereiches dar. Der Schnitt der Kristalle ist deutlich zu erkennen, ebenso wie das erst durch die höherenergetischen γ -Quanten sichtbare Bohrloch der inneren Elektrode²². Abbildung 70 zeigt die Überlagerung dieser Verteilungen. Die Konturen sind im hochenergetischen Bild (unten) wiederum deutlich diffuser als bei 121 keV (oben), was durch Streuungen hochenergetischer Quanten aus den Randbereichen der Kristalle hinaus und dem damit verbundenen, energetisch unvollständigen Nachweis erklärt wird. Der inaktive Streifen zwischen beiden Kristallen ist nicht auf die nicht durchgeführte Addition der Energien zwischen den Kristallhälften gestreuter Quanten zurückzuführen, sondern erscheint, da beide Kristallhälften zwei Millimeter voneinander entfernt montiert sind.

Im Falle des SGC-Detektors sind entsprechend der vier Kristalle vier Kanäle zu betrachten. Abbildung 71 zeigt das Ansprechverhalten dieser Kanäle bei 121 keV, Abbildung 72 bei 1408 keV. Der Schnitt der Kristalle ist deutlich zu sehen; im hochenergetischen Bild werden auch die zentralen Bohrungen sichtbar. Abbildung 73 zeigt die Überlagerung der Einzelverteilungen. Der geringfügige Effizienzeinbruch bei 121 keV in den der Detektormitte zugerichteten Kristallecken rührt von einer mechanischen Halterung der Kristalle her. Diese wird bei 45 keV noch deutlicher sichtbar, wie sich beim Vergleich mit dem Segmentierten Clover-Detektor in Abbildung 78 herausstellt. Sie ist kreuzförmig ausgebildet aufgrund ihres Materials und ihrer Dicke bei Energien größer als 121 keV nicht mehr durch Absorption nachweisbar. Auch die neun Positionskanäle des Detektors können mit Hilfe der durchgeführten Messung dargestellt werden. Aus ihnen wird lediglich eine binäre Information abgeleitet, ob ein Positionskanal angesprochen hat oder nicht, vergleiche mit Kapitel 6.2.3. Somit können die in Abbildungen 71 und 72 gezeigten Verteilungen unter den Bedingungen 16 angesprochener Segmente dargestellt werden. Die systematischen Verteilungen sind in Abbildung 74 für 121 und in Abbildung 75 für 1408 keV zu finden und bilden die Segmentierung des Detektors durch die einzelnen Positionskanäle in den Ecken der Kristalle, die zweifach kurzgeschlossenen Kanäle an den Rändern des Detektors und das vierfach kurzgeschlossene, zentrale Segment ab; vergleiche mit Abbildung 10.

5.3.2 Pulsformen

An jeder der abgetasteten Positionen liegen nun Ereignisse mit den vollständigen Pulsformen zur Analyse vor. In einem ersten Schritt wurden die Totalabsorptionsereignisse bei 344 keV, 779 keV und 1048 keV selektiert. Da es sich zeigt, daß keine wesentlichen Abhängigkeiten der diskutierten Merkmale von der γ -Energie zu beobachten sind, wird auf die Betrachtung der zwischen diesen Energien liegenden Totalabsorptionsereignisse verzichtet. Niederenergetischere Ereignisse konnten aufgrund der geringen Signalamplitude nicht mehr sinnvoll vom flashADC verarbeitet werden, höherenergetischere γ -Quanten hätten durch den Kollimator nicht mehr ausreichend kollimiert werden können. Ereignisse, bei denen die γ -Energie durch Comptonstreuung auf zwei oder mehr Kristalle verteilt wurde, werden in dieser Arbeit nicht betrachtet. Die betrachteten, auf einen Kristall des SGC-Detektors bzw. auf ein

²²Da die Detektoren in den vorliegenden koaxial einseitig geschlossenen Geometrien mit einem etwa einem Zentimeter tiefen quasi-planaren Vorderbereich gefertigt sind, werden niederenergetische Quanten auch auf Höhe des Bohrlochs mit hoher Wahrscheinlichkeit absorbiert, während hochenergetische Quanten diesen Bereich des Kristalles mit hoher Wahrscheinlichkeit wechselwirkungsfrei durchqueren und entsprechend im dahinterliegenden inaktiven Bohrloch nicht mehr nachgewiesen werden können.

D des DD-Detektors bezogenen Totalabsorptionsereignisse beinhalten jedoch insbesondere Ereignisse mit mehrfachen Comptonstreuungen.

Detektor	γ -Energie [keV]	3 nächste Nachbarn	verwertbare Ereignisse	20 ns Gauß	verwertbare Ereignisse
DD	344	1	34%	1	72%
		5	63%	2	81%
		10	75%	5	93%
		15	79%		
		20	83%		
	779	1	55%	1	82%
		5	78%	2	88%
		10	83%	5	96%
		15	87%		
		20	90%		
	1408	1	71%	1	82%
		5	80%	2	87%
		10	83%	5	95%
		15	86%		
		20	89%		
Segmentierter Super Clover	344	1	36%	1	98%
		2	53%		
		5	92%		
	779	1	92%	1	100%
		2	98%		
		5	100%		
	1408	1	100%	1	100%

Tabelle 3: Anteil zur Merkmalsbildung verwertbarer Ereignisse in Abhängigkeit der mehrfachen Anwendung der Glättungsalgorithmen nach Gleichungen (10) und (11).

Vor der eigentlichen Verarbeitung der Pulse erfolgt eine in Kapitel 3.1 skizzierte Glättung der Pulsformen. Tabelle 3 zeigt dabei für verschiedene Energien die Effizienz der Glättungsalgorithmen bei mehrfacher Anwendung. Es wird deutlich, daß aufgrund der geringen Auflösung der Digitalisierung bei kleinen Energien häufiger geglättet werden muß um einen vergleichbaren Anteil nutzbarer Ereignisse zu erhalten. Bei höheren Energien, bei denen zumindest sieben der acht Bit des flashADCs genutzt werden, können unmittelbar $\geq 95\%$ aller Ereignisse zur Merkmalsgewinnung herangezogen werden. Durch weitere Optimierung des in Kapitel 3.2 skizzierten Algorithmus, größerer Verstärkung des Vorverstärkers oder einer besseren Nutzung des dynamischen Bereiches des flashADCs könnte die Effizienz dieser Vorverarbeitung in Zukunft weiter angehoben werden.

Abbildung 14 zeigt für die vier in Abbildung 9 hervorgehobenen Stellen des DD-Detektors dort jeweils aufgenommene Pulse. Nach Bestimmung der differentiellen Anstiegszeiten wurden die Signale rechenstechnisch so verschoben, daß sie bei Erreichen von zehn Prozent ihrer endgültigen Amplitude

zusammenfallen, wodurch Unzulänglichkeiten der Constant-Fraction Diskriminatoren ausgeglichen wurden. Die Unterschiede im Kurvenverlauf sind deutlich sichtbar, ebenso die Streuung der Formen an jeder Position. Eine durch Mittelwertbildung über alle an diesen Positionen auswertbaren Ereignisse – 650 bis 850 je nach Position – gebildete, mittlere Pulsform ist farblich markiert. Es fällt auf, daß zur optimalen Unterscheidung der Kurven eine Betrachtung an nur einer Stelle, etwa zu Beginn oder am Ende des Signales, nicht ausreicht. Abbildung 15 zeigt die numerisch differenzierten Signale und somit statt des vom Vorverstärker integrierten Ladungssignales den zeitlichen Verlauf der während der Ladungssammlung im Detektor induzierten Ladungen.

Im Vergleich zu diesen mit dem DD-Detektor aufgenommenen Kurven fällt bei Betrachtung der mit dem SGC-Detektor gewonnenen Pulse in Abbildung 16 bzw. nach Differentiation in Abbildung 17 der deutlich geringere dynamische Bereich der Formen auf. Dazu trägt die weniger stark ausgeprägte Asymmetrie der Kristalle, aber auch der langsamere und entsprechend schnelle Fourierkomponenten stärker bedämpfende Vorverstärker dieses Detektors bei.

5.3.3 Merkmalsverteilungen

Aus den im vorherigen Kapitel dargestellten Kurvenverläufen werden nun die in Kapitel 3.2 beschriebenen Merkmale gewonnen. Abbildung 18 zeigt die Verteilungen der T30, T60 und T90 Anstiegszeiten (links, Mitte, rechts) für die betrachteten Energien von 344, 778 und 1408 keV (oben, Mitte, unten) für die vier ausgewählten Positionen aus Abbildung 9. Es fällt auf, daß die einzelnen Verteilungen überlappen, daß aber gleichzeitig die Schwerpunkte deutlich vom Ort des Einschusses der kollimierten Quelle abhängen, so daß ein Rückschluß von den Merkmalen auf die Position in begrenztem Maße möglich ist. Die Verteilungen sind nicht symmetrisch und bestehen teilweise aus mehreren Komponenten. Abbildung 19 zeigt die analogen Verteilungen für die Stromkomponenten I10, I50 und I90. Auch in diesem Bild sind nur geringe Abhängigkeiten der Verteilungen von der Energie festzustellen; insbesondere nehmen ihre Breiten bei höheren γ -Energien nicht merklich zu. Abbildung 20 zeigt wiederum farblich kodiert die Verteilungen der ersten vier Fourierkoeffizienten f1 bis f4 (links oben zeilenweise nach rechts unten). Wiederum tritt die Breite der einzelnen Verteilungen hervor. Der dynamische Bereich wird mit zunehmendem Index geringer und die Ereignisse entsprechend schlechter trennbar. Da eine Rücktransformation vom Merkmals- in den Ortsraum erst durch gleichzeitige Betrachtung mehrerer Merkmale in Kapitel 7 erfolgt, wird an dieser Stelle auf eine Diskussion der Systematik des Überlapps der einzelnen Verteilungen verzichtet.

Im Falle des SGC-Detektors ergeben sich vergleichbare Verteilungen, die jedoch breiter ausgeprägt sind und daher stärker überlappen.

Da nun diese Merkmalsverteilungen zum Zwecke eines systematischen Überblicks auf allen abgetasteten Positionen betrachtet werden müssen, die Zahl der Meßpunkte von mehreren tausend die Darstellung einzelner Spektren aber verbietet, wird in folgenden der Mittelwert jeder Verteilung als für die Verteilung charakteristisch zur weiteren Darstellung verwendet und die mittlere Abweichung der Einzelwerte von diesen Mittelwerten bestimmt. Da die Verteilungen nicht von einheitlicher Form sind, ist eine systematische Bestimmung höherer Momente nur eingeschränkt hilfreich und wird daher nicht durchgeführt. Es ist jedoch zu beachten, daß durch die Mittelwertbildung insbesondere im Falle mehrkomponentiger Verteilungen Verzerrungen entstehen können.

Die Mittelwerte werden als Funktion der Einstrahlposition für verschiedene Merkmale bestimmt und

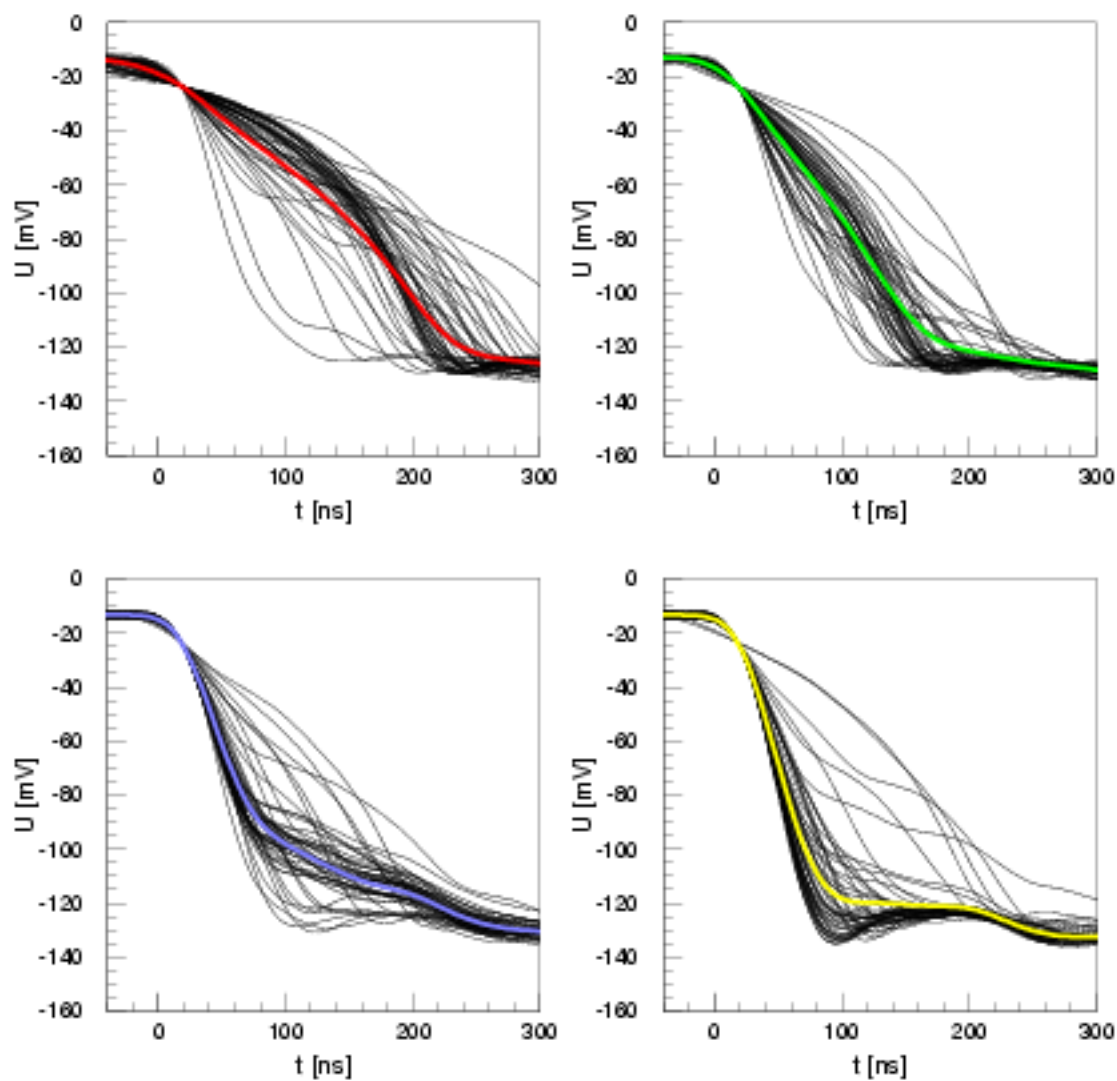


Abbildung 14: Verteilungen geglätteter Ladungspulse bei kollimiertem Einschuss an vier Stellen (farbig) des DD-Detektors bei 1408 keV, vergleiche mit Abbildung 9.

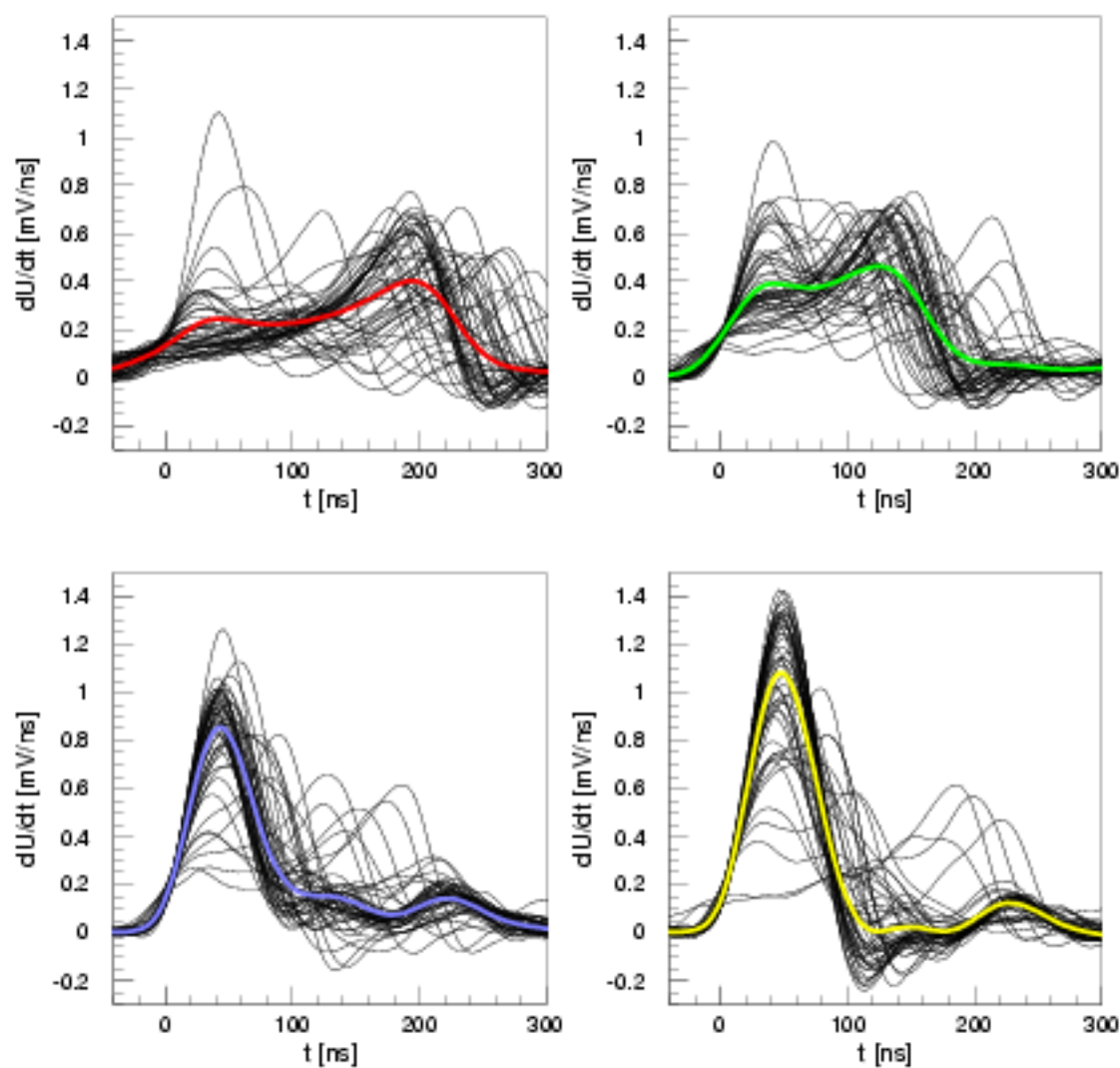


Abbildung 15: Verteilungen differenzierter Ladungspulse bei kollimiertem Einschub an vier Stellen (farbig) des DD-Detektors bei 1408 keV, vergleiche mit Abbildung 9.

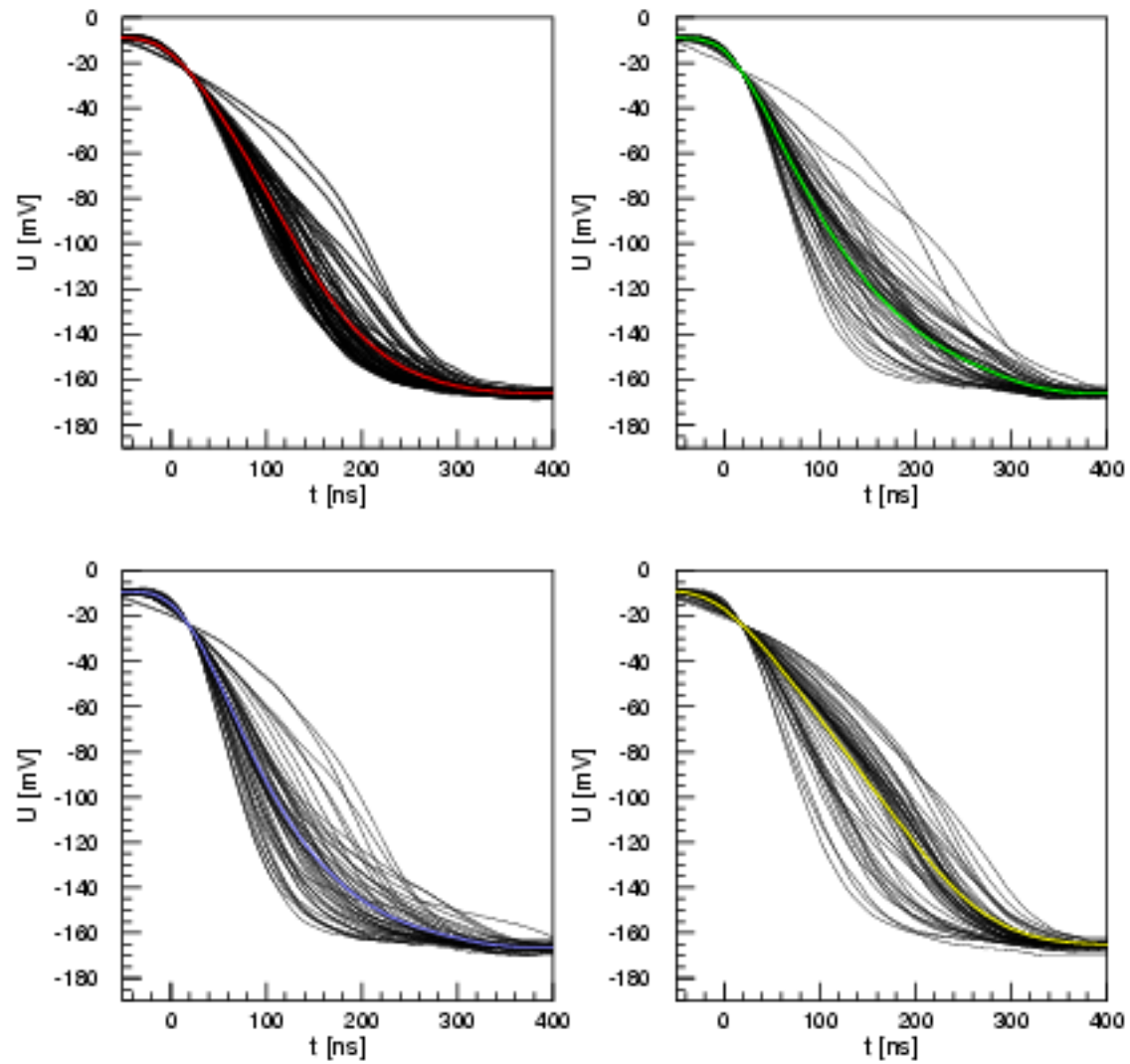


Abbildung 16: Verteilungen geglätteter Ladungspulse bei kollimiertem Einschuss an vier Stellen (farbig) des SGC-Detektors bei 1408 keV, vergleiche mit Abbildung 10.

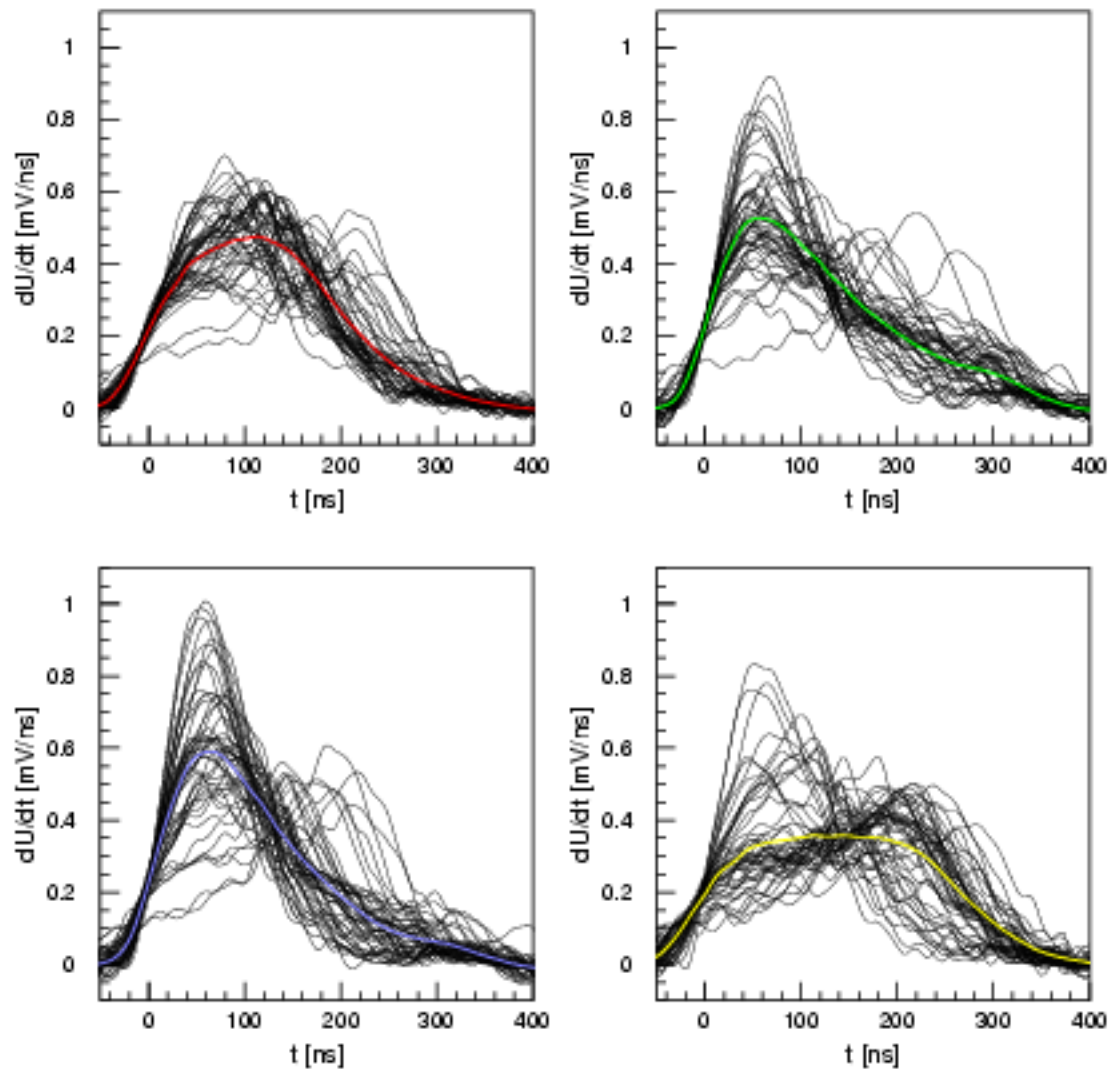


Abbildung 17: Verteilungen differenzierter Ladungspulse bei kollimiertem Einschub an vier Stellen (farbig) des SGC-Detektors bei 1408 keV, vergleiche mit Abbildung 10.

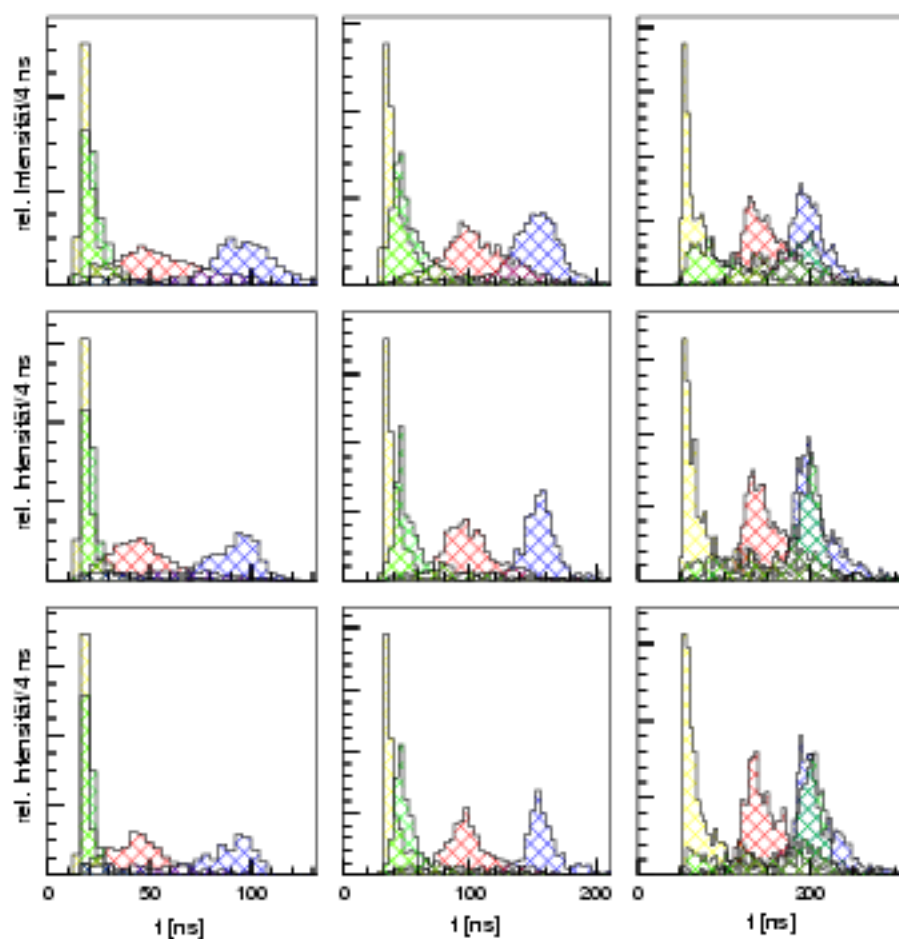


Abbildung 18: Verteilungen der aus gemessenen Ladungspulsen gewonnenen differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links, Mitte, rechts) für Energien von 344, 778 und 1408 keV (oben, Mitte, unten) bei kollimiertem Einschuss an vier Positionen des DD-Detektors nach Abbildung 9 (farbig).

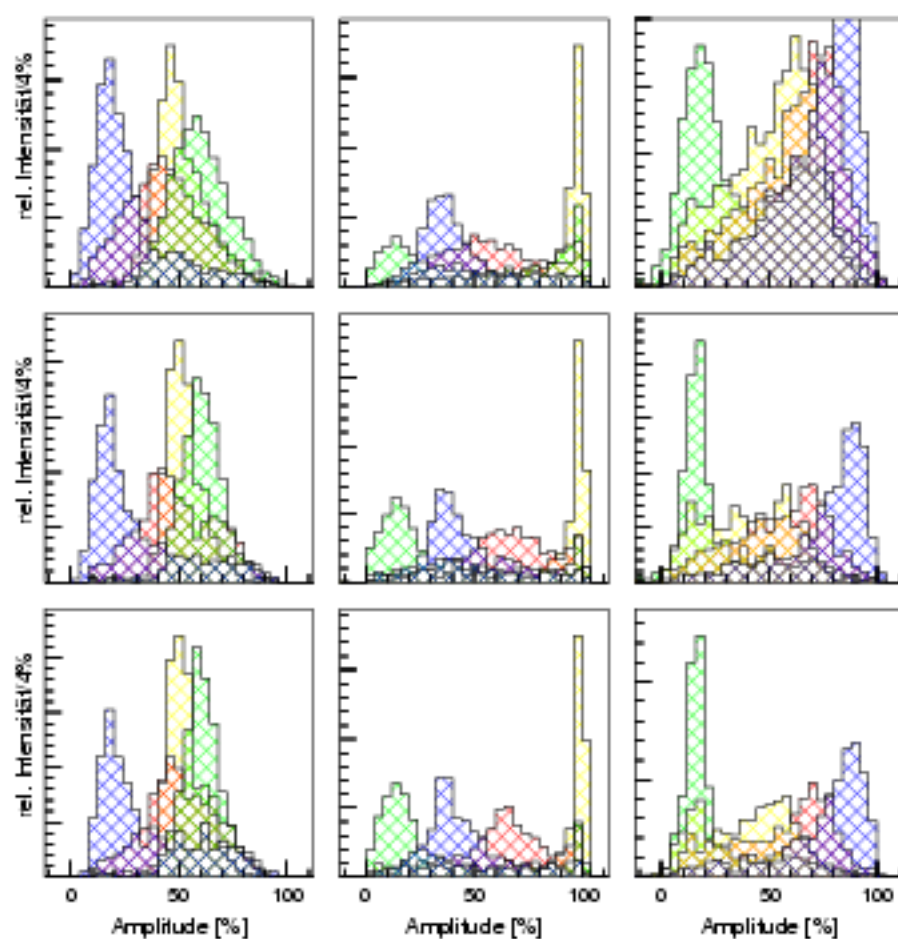


Abbildung 19: Verteilungen der aus differenzierten Ladungspulsen gewonnenen Stromkomponenten I_{10} , I_{150} und I_{190} (links, Mitte, rechts) für Energien von 344, 778 und 1408 keV (oben, Mitte, unten) bei kollimiertem Einschuss an vier Positionen des DD-Detektors nach Abbildung 9 (farbig).

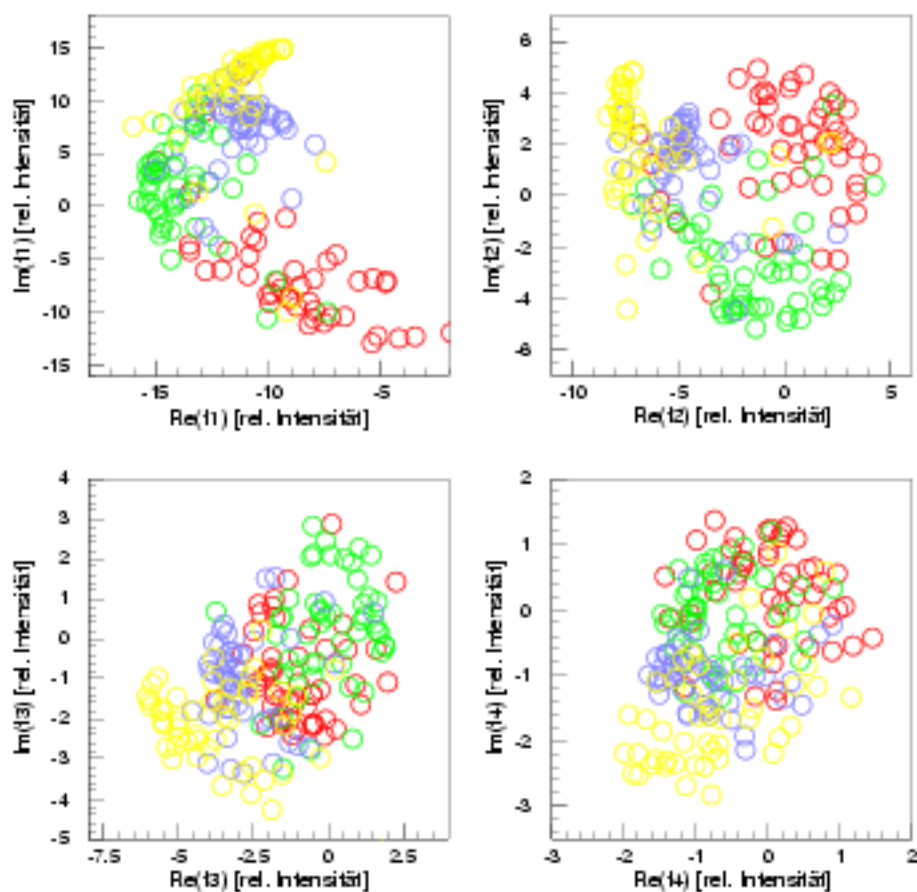


Abbildung 20: Verteilungen der aus gemessenen Ladungspulsen gewonnenen komplexen Fourierkoeffizienten f_1 , f_2 , f_3 und f_4 bei einer Energie von 1408 keV bei kollimiertem Einschub an vier Positionen des DD-Detektors nach Abbildung 9 (farbig).

entsprechend als Funktion des Ortes aufgetragen. Der Betrag wird farblich kodiert. Für jeden Kanal werden zusätzlich die mittlere und maximale Abweichung nach Gleichung (12) der einzelnen Meßwerte von den dargestellten Mittelwerten angegeben. Als differentielle Anstiegszeiten werden T30, T40, T50, T70, T80 und T90, im Falle der Stromkomponenten I20, I30, I40, I60, I80 und I90 verwendet. Von den gewonnenen Fourierkoeffizienten werden nur die ersten drei Koeffizienten f1, f2 und f3 betrachtet; sie werden nach Real- und Imaginärteil getrennt dargestellt. Der Gleichstromanteil f0 der Signale ist rein reell und ist nicht gesondert wiedergegeben. Die Verteilungen sind aufgrund ihres Umfangs in Anhang B zusammengestellt, wobei nach den drei Detektoren und den γ -Energien unterschieden wird. Da die Energieabhängigkeit zum Zwecke der Diskussion der Merkmale vernachlässigbar ist, wird die volle Systematik für alle drei Energien von 344, 779 und 1408 keV lediglich für den DD-Detektor gezeigt. Im Falle des Segmentierten Clover-Detektors sind aufgrund seiner Ähnlichkeit zum SGC-Detektor aus Platzgründen nur differentielle Anstiegszeiten gezeigt.

$$ADev = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x_i - \bar{x}| \quad (12)$$

Für den DD-Detektor zeigen Abbildungen 84, 85 und 86 die Verteilungen der mittleren differentiellen Anstiegszeiten, der Stromkomponenten und der ersten drei Fourierkoeffizienten bei 779 keV als Funktion des Einstrahlortes. Es sind zunächst die Symmetrien der beiden Kristallhälften und die Spiegelsymmetrie jeder Hälfte in sich zu beobachten. Da beide Kristallhälften aus einem Kristall hervorgingen, sind die beobachteten Abweichungen zwischen den beiden Ds auf elektronische Effekte der Vorverstärkerkanäle oder auf ungleiche mechanische Bearbeitung der beiden Kristallhälften zurückzuführen²³. Im Falle der differentiellen Anstiegszeiten zeigt sich, daß der Anfang der Pulsformen, etwa T30, auf alleine eine vom Mittelpunkt der inneren Elektrode aus gesehen radiale Komponente des Ortes sensitiv ist. Die Anstiegszeit zum Ende der Pulse, etwa T90, hingegen enthält eine zusätzliche Komponente neben der zentralen Bohrung, die beim schrittweisen Übergang von T30 zu T90 zunehmend stärker hervortritt. Die mittleren T30-Anstiegszeiten bewegen sich dabei bei Schwankungen von 10 bis 30 ns zwischen minimal 20, maximal 90 ns, die der T90 zwischen minimal 80, maximal 220 ns bei Schwankungen von 30 bis 60 ns. Generell ist zu beachten, daß in der Umgebung der Bohrlochspitze in dieser endende Feldlinien zu kürzeren Pfadlängen und damit zu kürzeren Anstiegszeiten führen. Die Stromkomponenten und die ersten Fourierkoeffizienten zeigen den differentiellen Anstiegszeiten vergleichbare Strukturen; mit höherem Index des Fourierkoeffizienten werden jedoch in der radialen Komponente Oszillationen der Merkmalsmittelwerte sichtbar. Da zugleich der dynamische Bereich der Signale geringer wird, werden zu einer späteren Klassifikation nur die ersten fünf Koeffizienten verwendet. Abbildungen 81, 82 und 83 zeigen die diskutierten Verteilungen bei 344 keV, Abbildungen 87, 88 und 89 bei 1408 keV. Es ergeben sich wie bereits anhand der eindimensionalen Verteilungen ersichtlich keine signifikanten Abweichungen zu 779 keV, weder in der Struktur der Mittelwertverteilungen noch in deren Beträgen.

Für den SGC-Detektor zeigen Abbildungen 91, 92 und 93 die Verteilungen der mittleren differentiellen Anstiegszeiten, der Stromkomponenten und der ersten drei Fourierkoeffizienten bei 779 keV analog zum DD-Detektor. Es fällt auf, daß die Strukturen in den Verteilungen der einzelnen Kristalle deutlich voneinander abweichen; die Verteilungen erscheinen unterschiedlich weit gegeneinander verdreht. Dieser Effekt wird in der späteren Simulation in Kapitel 8 untersucht; er kann nicht auf die Unterschiede der Verunreinigungskonzentrationen oder die unterschiedlichen Betriebsspannungen der Kristalle zurückgeführt werden, sondern ist durch unterschiedliche Orientierungen der Kristalle zu

²³Die später diskutierten Möglichkeiten der Kristallorientierung können den Effekt aus Symmetriegründen nicht erklären, siehe Kapitel 8.

erklären. Aufgrund der nur leicht durch Schnitte gestörten Zylindersymmetrie ergeben sich etwa im Falle der T30, T40 oder T50-Verteilungen im wesentlichen vom Radius abhängende Merkmalsverteilungen. Bei Betrachtung der höheren Anstiegszeiten T70, T80 und T90 werden jedoch zunehmend Strukturen sichtbar und Unterschiede zwischen dem dem Detektorinneren zugewandten Bereich und dem dem Detektoräußeren zugewandten Bereich deutlich. Diese Unterschiede sind durch den Schnitt der Kristalle erklärbar, da dabei die Abstände von den inneren zur äußeren Elektrode auf den der Detektormitte zugewandten Seiten geringer sind als auf den dem Detektoräußeren zugewandten Seiten. Die Beträge von T30 bewegen sich für die vier Kristalle bei mittleren Abweichungen von 10 bis 20 ns zwischen 40 und 70 ns, die der T90 bei mittleren Abweichungen von 20 bis 50 ns zwischen 230 und 250 ns, die Abweichungen der einzelnen Kanäle untereinander sind damit ausgeprägter als im Falle des DD-Detektors. Die Stromkomponenten und Fourierkomponenten zeigen erneut ein den differentiellen Anstiegszeiten vergleichbares Verhalten. Aufgrund des geringeren dynamischen Bereiches der Signale und der Streuungen der einzelnen Signale wird eine Klassifikation der Ereignisse jedoch weniger effizient als im Vergleich zum DD-Detektor. Da bei den darüberhinaus betrachteten γ -Energien von 344 und 1408 keV sich vergleichbar dem DD-Detektor keine abweichenden Erkenntnisse ergeben, wird auf einen Abdruck dieser Verteilungen verzichtet.

Für den Segmentierten Clover-Detektor zeigt Abbildung 94 die Verteilungen der mittleren differentiellen Anstiegszeiten bei 779 keV. Es fällt auf, daß die Strukturen denen des SGC-Detektors vergleichbar sind; jedoch ergeben sich aufgrund des symmetrischen Schnittes der Kristalle keine Asymmetrien rund um die Bohrlöcher. Wiederum sind Verdrehungen der Merkmalsverteilungen der einzelnen Kristalle gegeneinander sichtbar. Der dynamische Bereich und die Streuungen der Mittelwerte sind dem SGC-Detektor vergleichbar.

Für eine Fehlerbetrachtung der gewonnenen Merkmale ist die gesamte Kette von der Signalentstehung bis zur Merkmalsdarstellung entscheidend. Die im Rahmen von Vorverstärker- und nachgeschalteter Elektronik verursachten Beeinträchtigungen der Signalform, insbesondere die Filtereigenschaften der unterschiedlichen Vorverstärker, sind nicht bekannt und werden daher nicht quantitativ erfaßt. Beeinträchtigungen der Signalform durch die angewandten Glättungsalgorithmen liegen unter 5 mV bzw. 5 ns.

Da in späteren Anwendungen wie etwa Strahlexperimenten kein wie hier betrachteter Einschub der γ -Quanten ausschließlich senkrecht zur Detektorstirnfläche erfolgt, wurden der DD- und der Segmentierte Clover-Detektor zusätzlich unter einem Neigungswinkel von 20 Grad aus der Senkrechten heraus abgetastet. Von den dabei gewonnenen Merkmalsverteilungen werden aus Platzgründen erneut nur die differentiellen Anstiegszeiten bei 779 keV in Abbildungen 90 und 95 gezeigt. Es wird deutlich, daß durch den nicht mehr zur Kristallachse parallelen Einschub die Strukturen der Merkmalsmittelwerte verzerrt werden, so daß beispielsweise der Fläche vor der inneren Elektrode nicht mehr aufgelöst werden kann. Die einzelnen Komponenten werden dabei soweit verändert, daß eine einfache Transformation vom senkrechten zum verkippten Fall oder gar für denkbare Zwischenwinkel nicht ohne weiteres ersichtlich ist. Jedoch ist zu beachten, daß sich in einer realistischen Geometrie einer sich nicht verschiebenden Strahlungsquelle ein kontinuierlicher Einfallswinkelbereich ergibt und somit eine Verzerrung der Strukturen der Merkmalsverteilungen zwischen den beiden vorgestellten Extremfällen mit jeweils parallelverschobenem Einschub vorliegen wird.

Zusammenfassend wird deutlich, daß in allen vorliegenden Detektorgeometrien eine systematische Abhängigkeit der aus den Pulsformen gewonnenen Merkmale vom Ort der Einstrahlung meßbar ist. Diese kann zum Rückschluß auf den Ort verwendet werden, wobei jedoch Symmetrien Mehrdeu-

tigkeiten verursachen. Da unterschiedliche Merkmale ein örtlich unterschiedliches Verhalten zeigen, muß eine erfolgreiche Klassifikation der Pulsformen bzw. Abbildung von der aus den Pulsformen abgeleiteten Merkmale in den Ortsraum nicht anhand einzelner Merkmale, sondern vielmehr unter Verwendung von Kombinationen mehrerer Merkmale erfolgen. Die dazu durchgeführten Untersuchungen sind in Kapitel 7 zusammengestellt. Da sich bei schrägem Einschuß jedoch qualitativ abweichende Merkmalsverteilungen ergeben, muß die Geometrie des Einschusses zur Konstruktion von Klassifikatoren berücksichtigt werden. In Strahlexperimenten ist jedoch nicht von einem parallelverschobenen Einschuß bei konstantem Neigungswinkel, sondern von einer kontinuierlichen Einfallswinkelverteilung auszugehen. Die Merkmalsverteilungen bei einer entsprechenden Geometrie wird im Rahmen der Simulationen in Kapitel 8 betrachtet.

6 Strahlexperiment

Um die in den vergangenen Abschnitten in Quellenmessungen untersuchte Aufnahme und Analyse der Pulsformen unter den Bedingungen eines Strahlexperimentes betrachten zu können, wurde im September 1997 am UNILAC²⁴ der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ein Coulombanregungsexperiment durchgeführt. Das Stoßsystem $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$ wurde so gewählt, daß die Abregung der angeregten Atomkerne im Fluge bei einer Ejektilgeschwindigkeit von $\beta = 9.3\%$ erfolgt und die emittierten γ -Quanten entsprechend eine Dopplerverschiebung erfahren. Das Ziel des Experimentes besteht dabei nicht in der eigentlichen Spektroskopie des Isotopes ^{197}Au , vielmehr dient die Coulombanregung lediglich als Hilfsmittel, um Dopplerverschobene γ -Quanten zu erzeugen. DD-, SGC- und Segmentierter Clover-Detektor wurden unter 90° zur Strahlachse positioniert, um eine maximale Dopplerverbreiterung zu erhalten und die Effekte der Segmentierung und Pulsformanalyse auf diese Verbreiterung zu betrachten.

Im folgenden wird zunächst die verwendete Reaktion skizziert und aus den berechneten Wirkungsquerschnitten und Ejektilgeschwindigkeiten erwartete Dopplerverbreiterungen bestimmt. Im Anschluß werden der experimentelle Aufbau, die Experimentdurchführung und gewonnene Rohspektren vorgestellt sowie der Effekt der Ortsbestimmung durch die Segmentierung der Clover-Detektoren anhand der auftretenden Dopplerverbreiterungen diskutiert. Die Analyse der Pulsformen erfolgt erst nach der Diskussion unterschiedlicher Klassifikationsmethoden in Kapitel 7.

6.1 Theoretische Grundlagen

Gegenstand der Coulombanregung ist die Anregung von Atomkernen durch die langreichweitige elektromagnetische Wechselwirkung. Sie läßt sich studieren, wenn beschleunigte Ionen in Stoßexperimenten im elektrischen Feld eines Atomkerns aufgrund der gleichnamigen Ladungen von Projektil und Target abgelenkt werden, wobei durch den Induktionsstoß des sich zeitlich ändernden elektromagnetischen Feldes Energie zwischen den Reaktionspartnern ausgetauscht wird. Dadurch wird ein Reaktionspartner in einen energetisch höhergelegenen Anregungszustand überführt. Die darauffolgende Abregung des Kernes unter γ -Emission kann dabei spektroskopiert werden. Aufgrund der Erhaltungssätze von Energie, Impuls, Drehimpuls und Parität müssen sich dabei die Änderungen des Kernzustandes im Strahlungsfeld niederschlagen, so daß sich entsprechend durch Vermessen des Strahlungsfeldes Rückschlüsse auf die Änderung des Kernzustandes und schließlich auch auf den Kernzustand selbst ziehen lassen.

Kinematisch ist der Streuwinkel im Stoß mit dem Abstand dichtester Annäherung der beiden Kerne im Umkehrpunkt der Bewegung im Schwerpunktsystem verknüpft; je kleiner der Abstand desto größer der Streuwinkel. Mit Erhöhen der Einschußenergie des Projektils werden generell kleinere Abstände dichtester Annäherung möglich. Wird das Projektil jedoch zu stark beschleunigt und der Coulombwall überschritten, so ergeben sich derart geringe Abstände zwischen den Kernen, daß die kurzreichweitigen Kernkräfte einsetzen und zu Kernreaktionen führen, so daß die Trajektorie erheblich von der Rutherfordbahn²⁵ abweicht; bishin dazu, daß keine binäre Streuung mehr stattfindet. Da die

²⁴UNILAC steht für UNiversal LInear ACcelerator, mit ihm können Ionen bis zum Uran auf bis auf 15 Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden.

²⁵Auch die bei der Coulombanregung übertragene Energie führt in Strenge zu einem nicht-elastischen Stoß und damit zur Abweichung von der Rutherford-Trajektorie. Da die übertragenen Energien jedoch zumeist zwei bis drei Größenordnungen unter der kinetischen Energie des Projektils liegen, wird dieser Effekt vernachlässigt.

elektromagnetische Wechselwirkung mit großer Genauigkeit beschrieben werden kann, ist man bei Untersuchungen der Coulombanregung bestrebt, durch Wahl einer vom Stoßsystem abhängenden, nicht zu großen und damit sicheren Einschußenergie einen Mindestkernabstand zu wahren.

6.1.1 Stoßsystem $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$

Zur Beschreibung des Anregungsprozesses wird zumeist ein semiklassisches Bild verwendet, in dem das Projektil der Nukleonenzahl $A1$ und $Z1$ und das Target mit Nukleonenzahl $A2$ und $Z2$ als Teilchen auf klassischen Rutherfordtrajektorien beschrieben werden, der elektromagnetische Anregungsprozeß jedoch quantenmechanisch dargestellt wird [Wol93]. Diese Näherung ist angemessen, wenn die Ausdehnung des Projektilwellenpaketes klein gegenüber den typischen Bahndimensionen bzw. der aus diesen Größen gebildete Sommerfeldparameter des Stoßsystems groß gegen eins ist. Im Falle von $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$ bei 830 MeV beträgt der Sommerfeldparameter $\eta \approx 37$, wobei die de Broglie-Wellenlänge des ^{197}Au Ions 0.2 fm , und der halbe Abstand dichtester Annäherung im Falle eines zentralen Stoßes 7.2 fm beträgt. Die folgenden Überlegungen gehen somit von einer durch den Anregungsvorgang nicht gestörten und daher elastischen Trajektorie des Projektils aus.

Gleichung (13) zeigt den Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln θ_{cm} und $\theta_{1,Lab}$ des Projektils bzw. $\theta_{2,Lab}$ des Targetkerns im Schwerpunkts- und Laborsystem. β_{cm} bedeutet die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems, wobei die Projektilenergie E_{Lab} in MeV einzusetzen ist. Abbildung 21 zeigt die Relationen für die verwendete Reaktion $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$ bei 830 MeV . Die Doppeldeutigkeit des Streuwinkels $\theta_{1,Lab}$ des ^{197}Au entsteht durch die inverse Kinematik der Reaktion und tritt in den folgenden Abbildungen der Geschwindigkeiten, Wirkungsquerschnitte und Ausbeuten bei der Auftragung gegenüber dem Laborwinkel auf.

$$\theta_{1,Lab} = \arctan\left(\frac{\sin(\theta_{cm})}{\cos(\theta_{cm}) + \frac{A1}{A2}}\right) \quad \theta_{2,Lab} = \arctan\left(\frac{\sin(\theta_{cm})}{1 - \cos(\theta_{cm})}\right) \quad (13)$$

Die Geschwindigkeit des gestreuten Projektils $\beta_{1,Lab}$ hängt dabei gemäß Gleichung (15) von den Streuwinkeln ab, siehe Abbildung 22.

$$\beta_{cm} = 0.04634 \frac{1}{1 + \frac{A2}{A1}} \sqrt{\frac{E_{Lab}}{A1}} \quad (14)$$

$$\beta_{1,Lab} = \beta_{cm} \sqrt{1 + \left(\frac{A2}{A1}\right)^2 + 2 \frac{A2}{A1} \cos(\theta_{cm})} \quad (15)$$

Die Wirkungsquerschnitte für Coulombanregung sowohl des Projektil- als auch des Targetkerns ergeben sich aus dem elastischen Rutherfordquerschnitt gewichtet mit Übergangswahrscheinlichkeiten von einem Kernzustand in einen anderen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten selbst bestehen aus Summen der Betragsquadrate von Matrixelementen einer Übergangsmatrix über die magnetischen

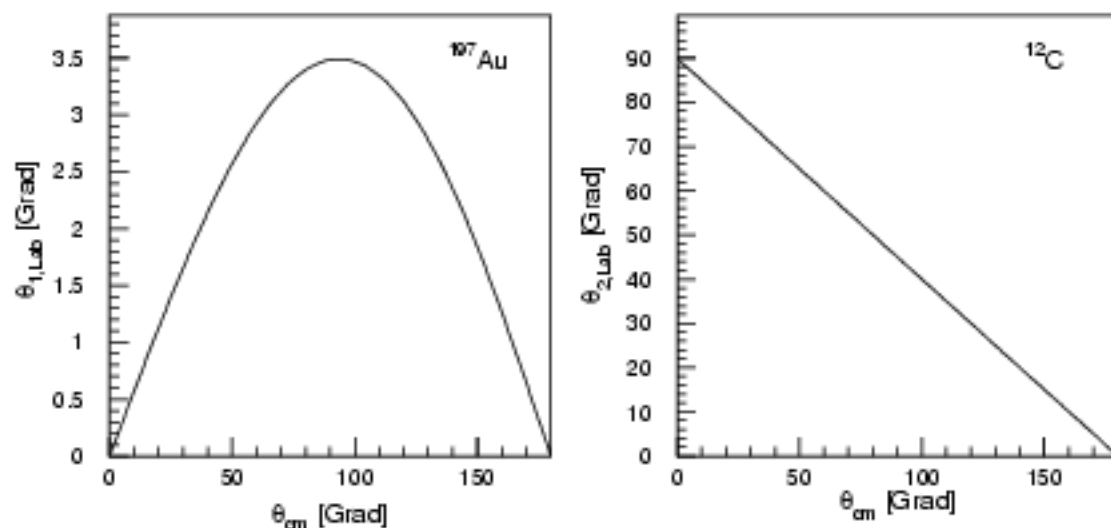


Abbildung 21: Relation zwischen Streuwinkel im Schwerpunktsystem und den Streuwinkeln des ^{197}Au - (links) und des ^{12}C -Ions (rechts) im Laborsystem.

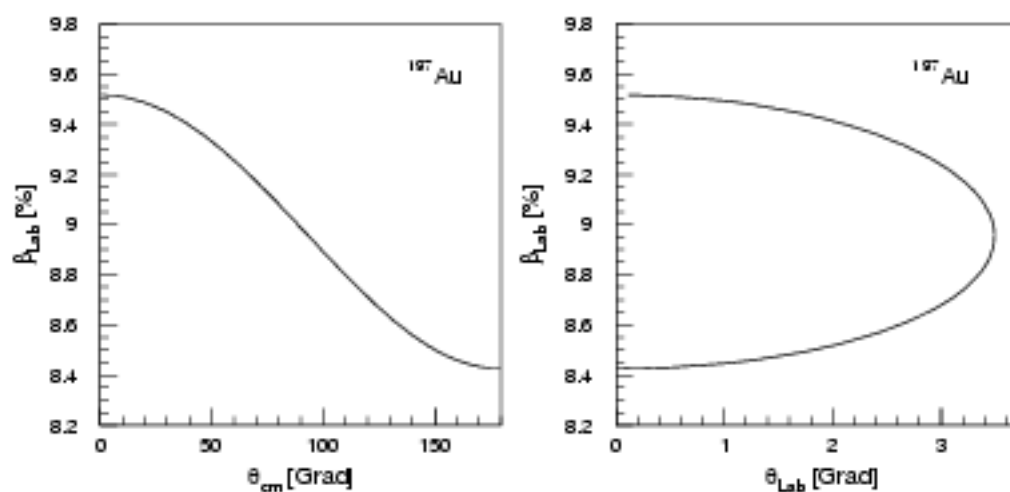


Abbildung 22: Geschwindigkeiten des ^{197}Au -Ions nach der Streuung in Relation zum Streuwinkel im Schwerpunkts- (links) und Laborsystem (rechts).

Unterschiede des Ausgangs- und Endzustandes. Durch Coulombanregungsexperimente lassen sich diese Matrixelemente bestimmen und aus ihnen damit Wirkungsquerschnitte berechnen. Diese Berechnung erfolgte für die in dieser Arbeit verwendete Reaktion $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{C}$ mit Hilfe des Programms CLX [Ger98], welches vom Winther-de-Boer Code [Lel78] abgeleitet wurde. Bei der gewählten Einschussenergie von 830 MeV kann durch die im Stoß vorherrschende Änderung des elektrischen Feldes eine Energie von maximal 2 MeV übertragen werden. Damit sind die ersten Anregungszustände des Kohlenstoffs, deren Energieniveaus oberhalb von 4 MeV liegen [FS96], in der vorliegenden Reaktion nicht erreichbar. Daher wird im folgenden lediglich die Coulombanregung des Au-Ions betrachtet. Abbildung 23 zeigt den hier interessierenden Ausschnitt aus dem Term- bzw. Zerfallsschema des ^{197}Au [FS96]. Im Experiment wird dominant der $7/2^+$ Zustand bei 547.5 keV angeregt, welcher direkt in den Grundzustand oder über bis zu drei Zustände niedrigerer Energie zerfällt. Für die Coulombanregungsrechnung wird ein einstufiger Prozeß zur Anregung dieses Zustandes angenommen. Von den später beobachteten γ -Übergängen wird die 547.5 keV -Linie zur weiteren Analyse verwendet, da nur bei ihr die Amplitude des geteilten Vorverstärkersignales ausreicht, um mittels der flashADCs die Pulsform in ausreichendem Maße auflösen zu können.

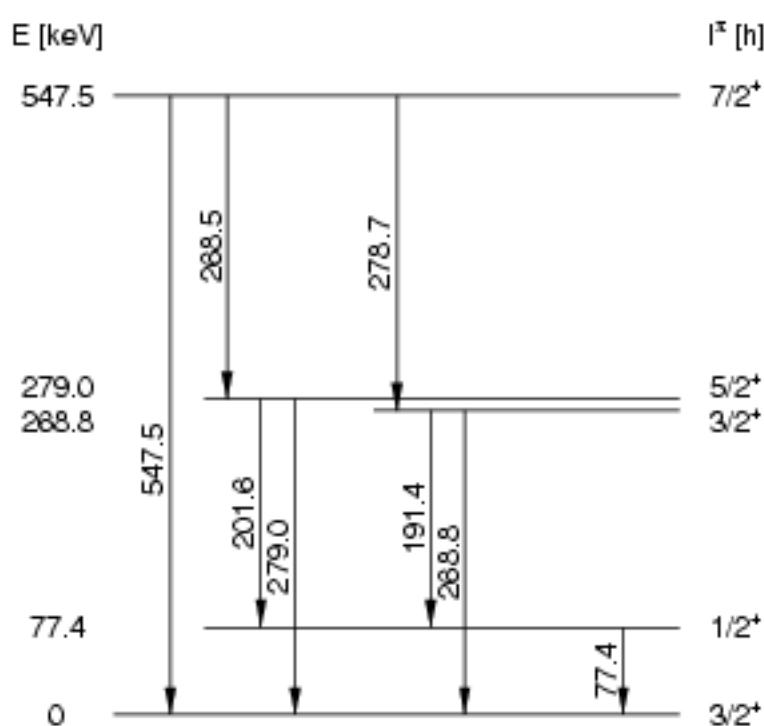


Abbildung 23: Partielles Termschema von ^{197}Au nach [FS96].

Aus der Rechnung ergeben sich differentielle Wirkungsquerschnitte bzw. Ausbeuten für die Anregung des 547.5 keV Zustandes im ^{197}Au in Abhängigkeit vom Streuwinkel gemäß Abbildung 24.

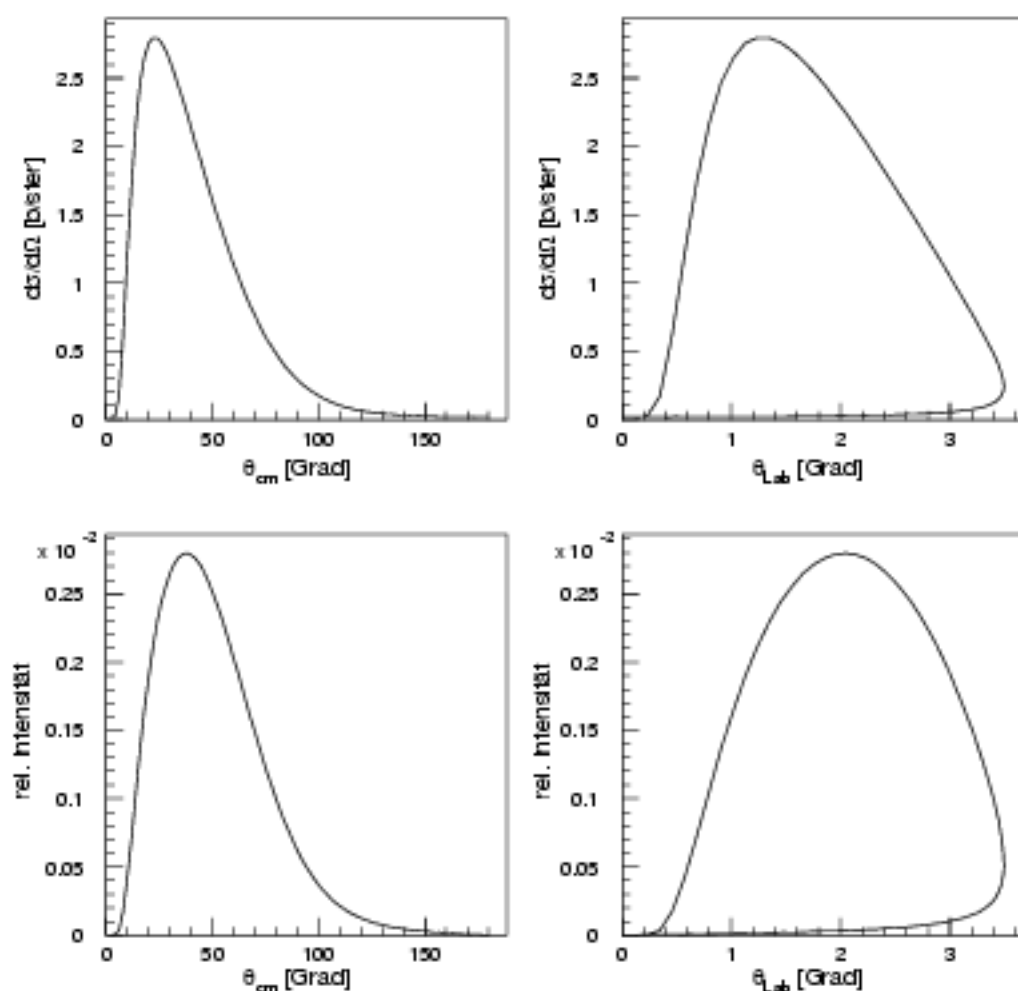


Abbildung 24: Wirkungsquerschnitte (oben) und Ausbeuten (unten) für Coulombanregung des 547.5 keV Zustandes in ^{197}Au in Relation zum Streuwinkel im Schwerpunktsystem (links) und im Laborsystem (rechts).

Aus den Verteilungen der Ausbeuten und den Geschwindigkeiten in Abhängigkeit des Streuwinkels kann nun die Verteilung der im Experiment erwarteten Geschwindigkeiten des gestreuten Projektils bestimmt werden; sie ergibt sich gemäß Abbildung 25. Effekte des Energieverlustes im Target von 110 MeV/mg/cm^2 [NS70] summieren sich zu maximal 30 MeV und beeinflussen die Geschwindigkeitsverteilung nur unwesentlich.

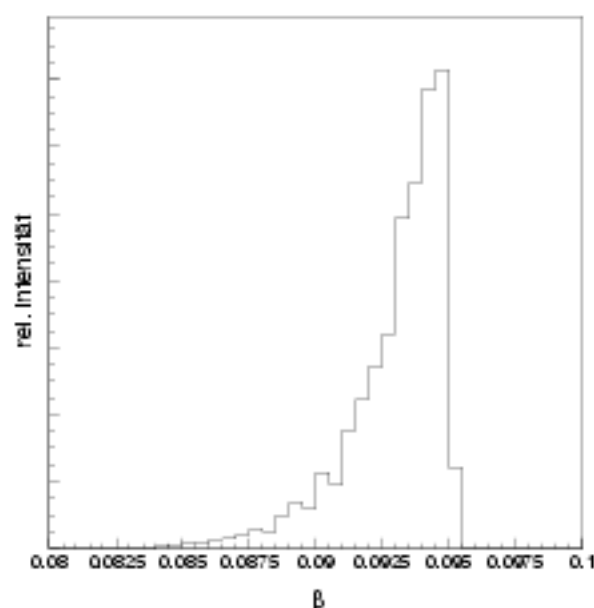


Abbildung 25: Verteilung der über alle auftretenden Streuwinkel integrierten Ejektilgeschwindigkeiten.

6.1.2 Dopplereffekt

Die Dopplerverschobene Energie E_γ eines γ -Quants folgt aus dessen wahrer Energie $E_{\gamma 0}$ nach Gleichung (16), wobei β die Geschwindigkeit des emittierenden Kernes und α den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Kernes und der Flugbahn des γ -Quants bedeuten. Für eine Korrektur der Energie ist somit neben der Projektilgeschwindigkeit insbesondere der Winkel zwischen den Trajektorien zu bestimmen. Durch Differentiation von Gleichung (16) entsteht Gleichung (17). Es wird deutlich, daß ein meßtechnisch nicht weiter auflösbares Intervall von Zwischenwinkeln $d\alpha$ mit einer Dopplerverbreiterung dE_γ der nachgewiesenen γ -Energie E_γ verknüpft ist und vom Relativwinkel α abhängt. Bei unter $\approx 90^\circ$ zur Strahlachse positionierten Detektoren ergibt sich somit eine maximale Dopplerverbreiterung.

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} (1 - \beta \cos(\alpha)) \quad (16)$$

$$dE_\gamma = E_{\gamma 0} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin(\alpha) d\alpha \quad (17)$$

In dem in diesem Kapitel diskutierten Experiment konnte die Flugbahn der gestreuten Au-Projektile nicht gemessen werden, so daß entsprechend keine Information über die Teilchentrajektorie vorliegt. Durch deren Variation nach Abbildung 24 ergibt sich folglich eine Unbestimmtheit in α von $\approx \pm 3^\circ$. Somit folgt unabhängig von der Güte der Bestimmung der γ -Flugbahn eine Variation in α , die zu einer nicht unterschreitbaren Dopplerverbreiterung der γ -Linien führt. Abbildung 26 zeigt eine

Simulation dieser verbreiterten Linien für γ -Trajektorien von $\theta_{\gamma, Lab} = 10^\circ, 20^\circ, \dots, 170^\circ$, wobei über alle auftretenden ϕ_γ integriert wurde.

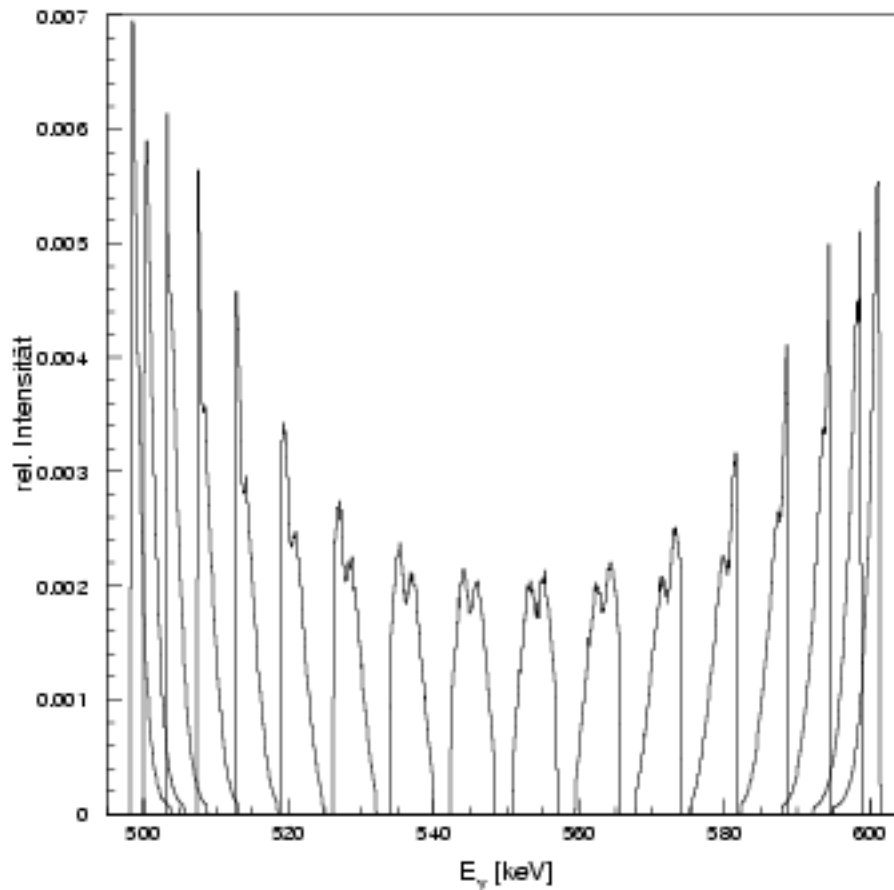


Abbildung 26: Berechnete Linienformen und -positionen unter Winkeln $\theta_{\gamma, Lab} = 10^\circ, 20^\circ, \dots, 170^\circ$ (rechts nach links). Die Linienform kommt aufgrund der Unbestimmtheit des Projektilstreuwinkels zustande.

Es wird deutlich, daß etwa unter 90° alleine aufgrund der Unbestimmtheit des Streuwinkels des Projektils bereits eine γ -Linienbreite von ≈ 5 keV zu erwarten ist. Weiterhin zeigt sich, daß die Verteilungen nicht Gaußförmig sind, sondern eine Doppelhückerstruktur aufweisen. Diese entsteht – vergleiche mit Abbildung 24 – durch den bei kleinen Winkeln um 0° stark abnehmenden Wirkungsquerschnitt der Coulombanregung, so daß entsprechend weniger Ereignisse mit mittlerem α des Öffnungskegels auftreten.

Um die Linienbreiten und -formen für einen ausgedehnten Germaniumkristall bzw. ein Segment

eines segmentierten Detektors mit einem endlichen Öffnungswinkel zu bestimmen, ist zusätzlich über diesen Öffnungswinkel zu integrieren. Die Ergebnisse dieser Simulation sind im folgenden Abschnitt den experimentell gemessenen γ -Spektren gegenübergestellt. Die Verringerung der Linienbreite durch den zusätzlichen Granularitätsgewinn aus der Information der aufgenommenen Pulsformen, die sich somit zwischen diesen beiden Extremen bewegen muß, wird im folgenden Kapitel nach Einführung von Klassifikationsmethoden bestimmt.

6.2 Experimentdurchführung und Diskussion

6.2.1 Aufbau und Datenaufnahme

Das Experiment fand am Strahlplatz X7 des UNILAC-Beschleunigers der GSI statt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 27 skizziert. Der SGC-Detektor war unter 90° in variablem Abstand zum Target positioniert. Es wurden Abstände von 10 und 20 cm zwischen Target und Germaniumkristall untersucht. Da die diskutierten Effekte aufgrund des größeren durch die Detektoren abgedeckten Raumwinkels bei kleineren Abständen signifikanter ausfallen, konzentriert sich die folgende Diskussion auf die Messungen bei 10 cm Abstand. Auf der gegenüberliegenden Seite war ebenfalls unter 90° zeitweise der DD-Detektor unter 10 cm Abstand, zeitweise der Segmentierte Clover-Detektor unter 10 und 20 cm Abstand positioniert. Die Fronfläche des DD-Detektors wurde zur Hälfte durch Bleiziegel abgeschirmt, um für die spätere Auswertung der Pulsforminformation die Spiegelsymmetrie der Ds zu brechen. DD- und SGC-Detektor waren durch Ringe aus NaI-Detektoren zur Unterdrückung von Comptongestreuten Ereignissen umgeben, die auf ihrer Vorderseite durch 5 cm dicke Bleiziegel vor direkten γ - Treffern geschützt waren. Da der später diskutierte Übergang bei 547.5 keV liegt, ist diese Abschirmung ausreichend. Weitere seitliche Abschirmungen der Detektoren sowie die des Beam-Dumps erwiesen sich als hilfreich, um von – etwa an Strahlrohrwänden – gestoppten Au-Ionen emittierte γ -Quanten zu unterdrücken.

Die Datenaufnahme erfolgte durch eine zu der in Kapitel 5 dargestellten vergleichbaren Elektronik; jedoch wurden die Signale beider aktiver Detektoren zu einem Triggersignal verodert; die Signale der NaI Detektoren dienten als Vetos und unterdrückten den Trigger entsprechend. Zusätzlich wurde der Trigger mit der vom UNILAC gelieferten Makrostruktur verundet, um in den Strahlpausen des gepulsten Strahles keine Untergrundereignisse aufzunehmen.

Während der Strahlzeit stand der $^{197}\text{Au}^{25+}$ Strahl mit einer Intensität von 0.5 pA zur Verfügung. Der UNILAC liefert einen gepulsten Strahl mit einem duty-cycle von $\leq 25\%$, die Makrostruktur besteht aus einem Strahlpuls von fünf und einer Strahlpause von 15 ms Dauer²⁶. Je nach Tastverhältnis der Strahlteilung werden alle oder nur jedes n-te dieser Strahlpakete an ein Experiment abgegeben. Für die vorliegende Messung standen Teilungen zwischen 1:1 und 10:1 zur Verfügung.

Das ^{12}C Target hatte eine Massenbelegung von 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Position des Strahlflecks wurde während der Messung mehrmals mittels eines Leuchtquarzes kontrolliert.

Die aufgenommene Datenrate betrug abhängig vom Strahlstrom zwischen 80 und 200 Ereignisse pro Sekunde.

²⁶ Jeder Strahlpuls besaß darüberhinaus eine Mikrostruktur von 10 ns Strahlpuls und 90 ns -pause.

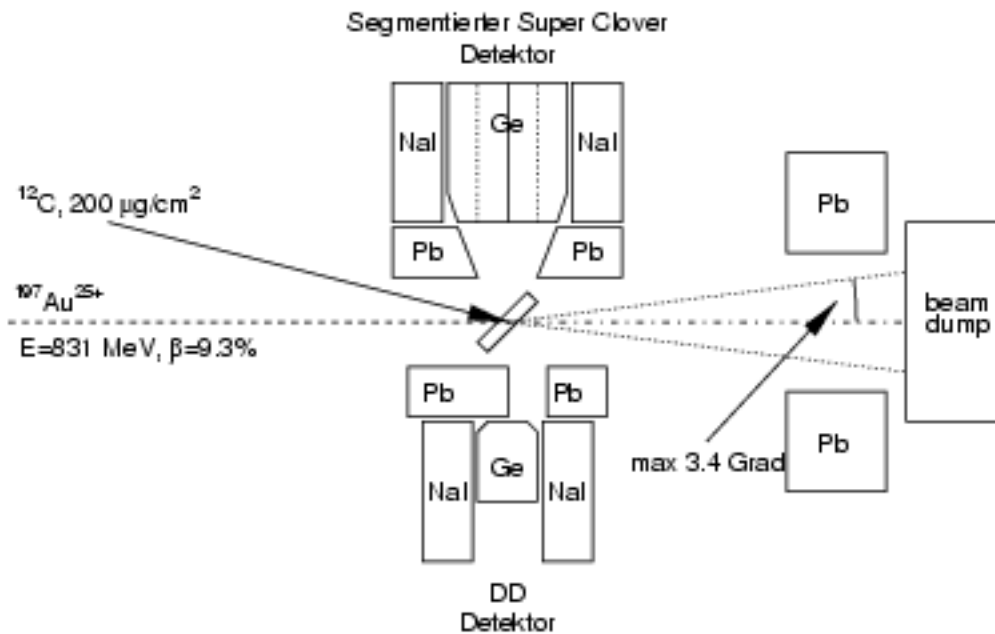


Abbildung 27: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus am Strahlplatz X7 der GSI mit einfallendem ^{197}Au Strahl (von links) und Germaniumdetektoren (Mitte) samt Abschirmungen.

6.2.2 γ -Spektren

Abbildung 28 zeigt ein typisches, nicht dopplerkorrigiertes γ -Spektrum zweier Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors. Außer den $K_{\alpha 1}$ - und $K_{\beta 1}$ -Au-Röntgenlinien bei 68.8 und 78.0 keV sind Übergänge aus ^{197}Au bei 191 keV, 268 keV und 280 keV sowie die später zur Analyse herangezogene Linie bei 547.5 keV zu erkennen. Oberhalb von 600 keV sind keine Linien sichtbar. Da die Detektormitte unter 90° positioniert wurde, stehen die zwei der vier Kristalle effektiv unter Vorwärts-, zwei unter Rückwärtswinkeln. Entsprechend sind die beiden Spektren unterschiedlich stark Dopplerverschoben.

6.2.3 Dopplerverbreiterungen

In Abhängigkeit von der Granularität der Detektoren ergeben sich unterschiedlich große überdeckte Raumwinkel und damit unterschiedlich stark Dopplerverbreiterte γ -Linien. Diese gemessenen Dopplerverbreiterungen werden im folgenden für unterschiedliche Fälle vorgestellt und entsprechende Simulationen zur Segmentierung des SGC-Detektors in einigen der Spektren überlagert. Dazu wurden das Ansprechverhalten der Detektoren vergleichbar dem Vorgehen in Kapitel 8 in Geant modelliert.

Im Falle der segmentierten Clover-Detektoren liegen zunächst Spektren für alle vier Spektroskopiekanäle entsprechend der vier Kristalle und eine Kristallmultiplizität C_{mul} vor. Zusätzlich läßt sich die totale im Detektor deponierte Summenenergie bestimmen sowie die Information der Positionskontakte auswerten. Dabei wird aus den Positionskanälen eine binäre Information abgeleitet, ob der Kanal

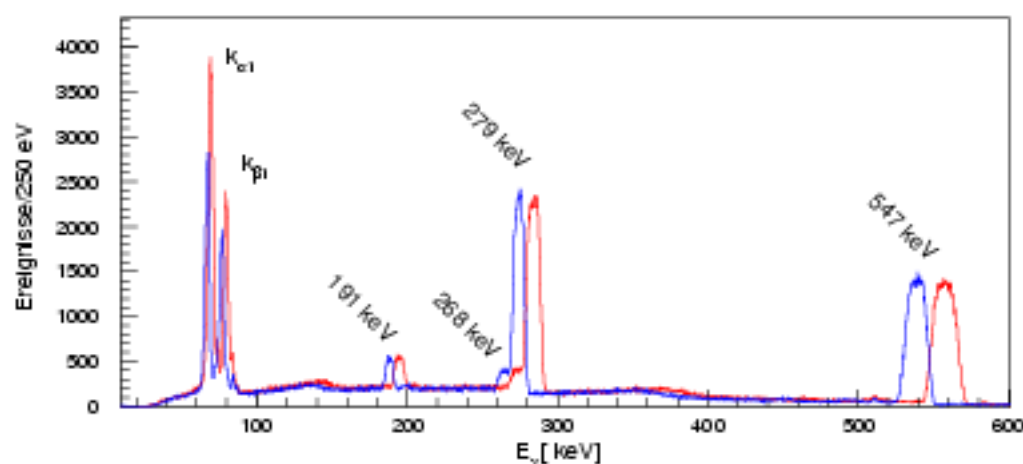


Abbildung 28: Unkorrigierte γ -Spektren zweier Spektroskopiekanäle unter Vorwärts- (rot) bzw. Rückwärtswinkeln (blau) des SGC-Detektors.

anspruch oder nicht, je nachdem, ob das von ihm gelieferte Signal des ADCs größer als eine kanalweise individuell festgelegte Schwelle ist²⁷. Bei Überschreiten der Schwelle wurde das Positionssignal gewertet, so daß sich nach Auswertung aller Positionskanäle eine Positionsmultiplizität P_{9mul} zwischen null und neun ergibt. Anschließend wurde für alle 16 logischen Segmente anhand von C_{mul} und P_{9mul} bzw. der Indizes der angesprochenen Kanäle die Koinzidenz aus Kristall und physikalischem Segment geprüft und entsprechend eine logische Multiplizität P_{16mul} der Positionskanäle bestimmt. Somit kann das Energiesignal jedes Spektroskopiekanales unter der Bedingung des Ansprechens 16 verschiedener Segmente betrachtet werden. Es ergibt sich eine Verteilung der Spektroskopie- gegen Positionskanalmultiplizitäten nach Abbildung 29.

Somit führen bei der betrachteten Energie von 547,5 keV 50% aller Ereignisse zum Ansprechen eines einzelnen Positionskanals, 24% führen zu zwei benachbarten Segmenten innerhalb eines Kristalles und 11% zu zwei benachbarten Segmenten in zwei verschiedenen Kristallen. Mit der folgenden Betrachtung dieser drei Klassen sind somit 85% aller Ereignisse erfaßt, so daß auf eine aufwendigere Untersuchung der übrigen Fälle mit drei oder mehr angesprochenen Positionskanälen verzichtet wurde.

Im Falle eines einzelnen angesprochenen Segmentes ist die Flugbahn der γ -Quanten auf den von diesem Segment überdeckten Raumwinkel beschränkt; entsprechend ergeben sich 16 mögliche Energieverschiebungen. Diese sind in Abbildung 30 wiedergegeben; die schwarzen Kurven kennzeichnen die experimentell, die blauen Kurven die durch Simulation bestimmten Linienpositionen und -breiten. Wie zu erwarten zeigt sich eine deutliche Energieverschiebung in Abhängigkeit des mittleren Winkels θ_{Lab} , unter dem die Segmente im Raum positioniert waren. In der Abbildung in einer Zeile stehende Spektren stammen von im Raum übereinander und damit unter gleichem θ_{Lab} stehenden Segmenten. Die dabei durch leicht abweichende ϕ_{Lab} theoretisch auftretenden Energieverschiebungen lassen sich nicht nachweisen. In einer Spalte dargestellte Spektren gehören entsprechend zu unterschiedlichen θ_{Lab} , wie zu erwarten ergeben sich unter Vorwärtswinkeln (oben) Verschiebungen zu höheren Energien

²⁷Da die Positionskanäle ein unterschiedlich starkes Rauschen aufwiesen, konnte auf derartige Schwellen im Bereich von 20 bis 50 keV nicht verzichtet werden.

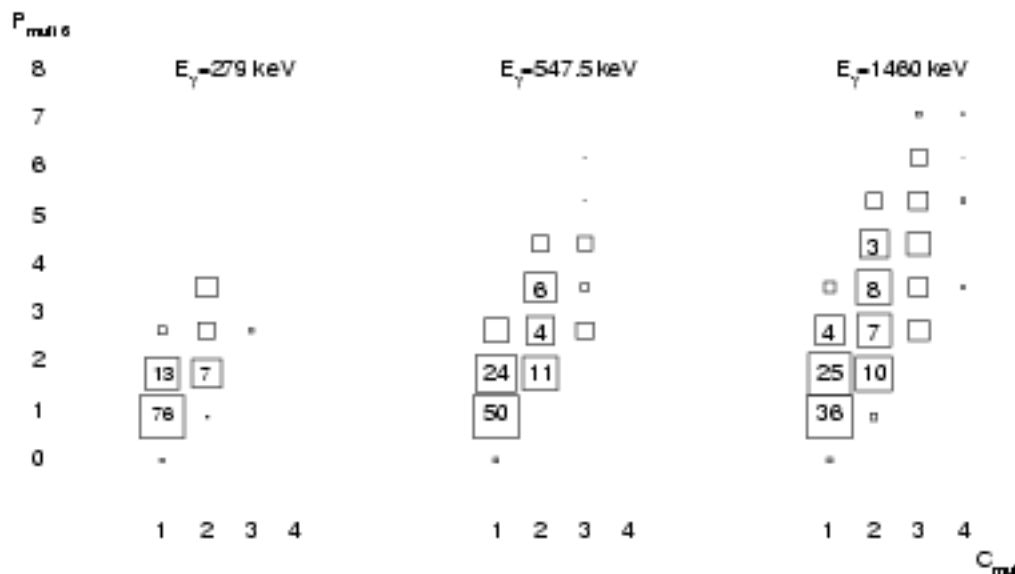


Abbildung 29: Prozentuale Verteilung der Multiplizitäten der 16 Segmente (vertikal) gegenüber der der vier Kristalle (horizontal) des SGC-Detektors bei unterschiedlichen Energien.

von +14 zu 562 und +5 zu 553 keV, unter Rückwärtswinkeln (unten) zu niedrigeren Energien von -6 zu 542 und -14 zu 534 keV. Die Breiten nehmen mit abnehmendem θ_{Lab} wie aufgrund der Relativistik erwartet systematisch von 7.3 über 7.5 und 8.3 auf 8.5 keV zu. Die Bestimmung der Schwerpunkte der Linien erfolgte mit einem statistischen Fehler von im Mittel ± 200 eV, der Breiten von ± 300 eV. Die Abweichungen zwischen Messung und Simulation liegen im Falle der Schwerpunkte unter 1 keV, im Falle der Breiten unter 500 eV und spiegeln die Güte der einfließenden Simulationen – einerseits der Coulombanregungsrechnung, andererseits der Detektorsimulation durch Geant – wider.

Im Falle des Ansprechens zweier benachbarter Segmente²⁸ erfolgte der γ -Nachweis aufgrund der Comptonstreuung mit höherer Wahrscheinlichkeit nahe an der Segmentgrenze, so daß sich in diesen Fällen eine Lokalisierung der Nachweispositionen ergibt. Durch die schachbrettartige 16-fache Segmentierung – vergleiche mit Abbildung 10 – ergeben sich zwölf spaltenweise und zwölf zeilenweise benachbarte Segmentkombinationen und somit zwei mal zwölf Spektren. Zeilenweise benachbarte Segmente innerhalb einer Zeile stehen unter gleichen $\theta_{\gamma, Lab}$ im Raum; entsprechend weisen die drei Spektren ähnliche Dopplerverschiebungen auf. Zeilenweise benachbarte Segmente innerhalb einer Spalte stehen im Raum unter unterschiedlichen $\theta_{\gamma, Lab}$; entsprechend sind die vier Spektren gegeneinander Dopplerverschoben, siehe Abbildung 32. Spaltenweise benachbarte Segmente innerhalb einer Zeile stehen unter gleichen $\theta_{\gamma, Lab}$ im Raum; entsprechend weisen die vier Spektren ähnliche Dopplerverschiebungen auf. Spaltenweise benachbarte Segmente innerhalb einer Spalte stehen im Raum unter unterschiedlichen $\theta_{\gamma, Lab}$; entsprechend sind die drei Spektren gegeneinander Dopplerverschoben, siehe Abbildung 31.

²⁸ Aufgrund der geringen Ereignisraten von ≤ 200 Hz werden Effekte des gleichzeitigen Nachweises von zwei oder mehr γ -Quanten nicht weiter untersucht.

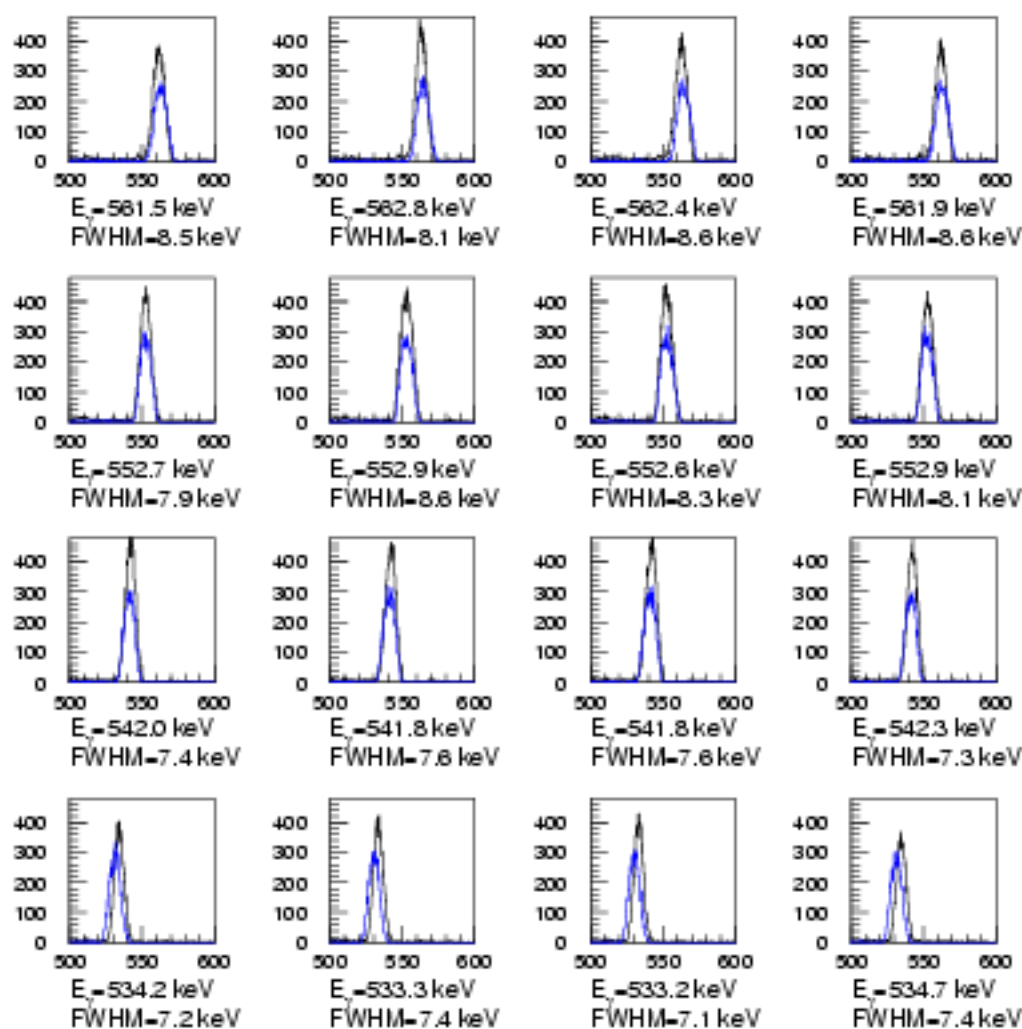


Abbildung 30: Spektren bei Ansprechen genau eines der 16 Segmente des SGC-Detektors mit Dopplerverschobener und -verbreiterter 547.5 keV Linie des ^{197}Au ; Messungen (schwarz), Simulationen (blau). Zählraten in Ereignissen pro 250 eV. Schwerpunkte und Halbwertsbreiten der experimentell bestimmten Linien. $\theta_{\gamma, \text{Lab}}$ verläuft spaltenweise von Vorwärtswinkeln (oben) zu Rückwärtswinkeln (unten).

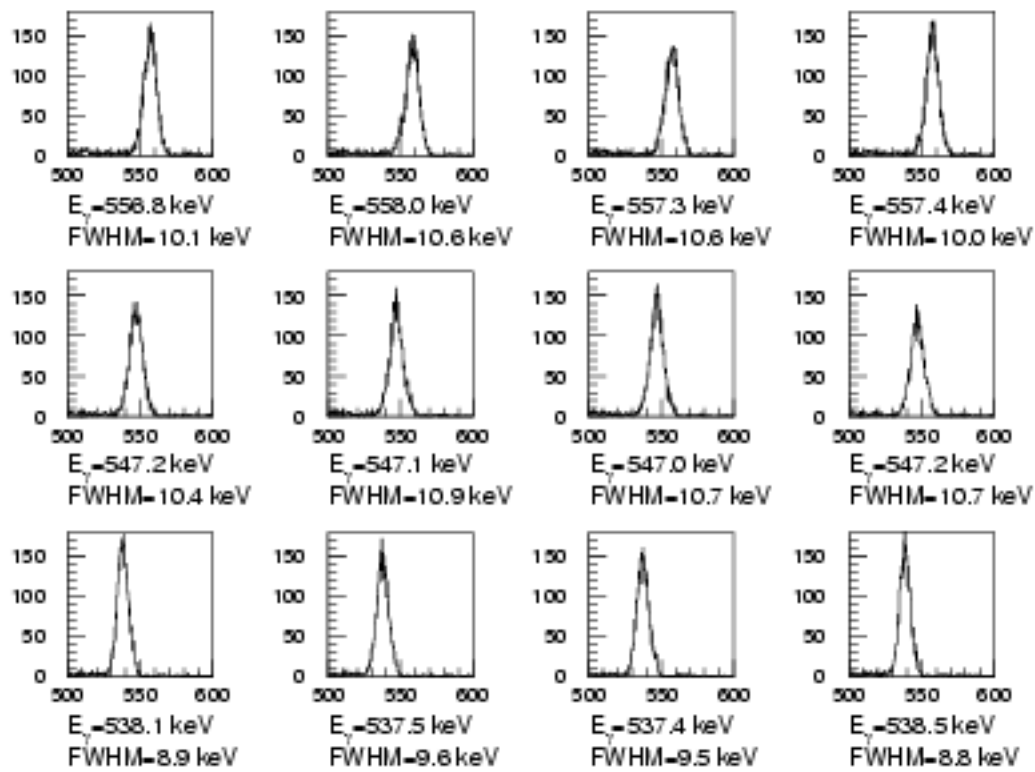


Abbildung 31: Spektren bei Ansprechen von genau zwei spaltenweise benachbarten Segmenten des SGC-Detektors mit Dopplerverschobener und -verbreiteter 547.5 keV Linie des ^{197}Au . Zählraten in Ereignissen pro 250 eV. $\theta_{\gamma, \text{Lab}}$ verläuft spaltenweise von Vorwärtswinkeln (oben) zu Rückwärtswinkeln (unten).

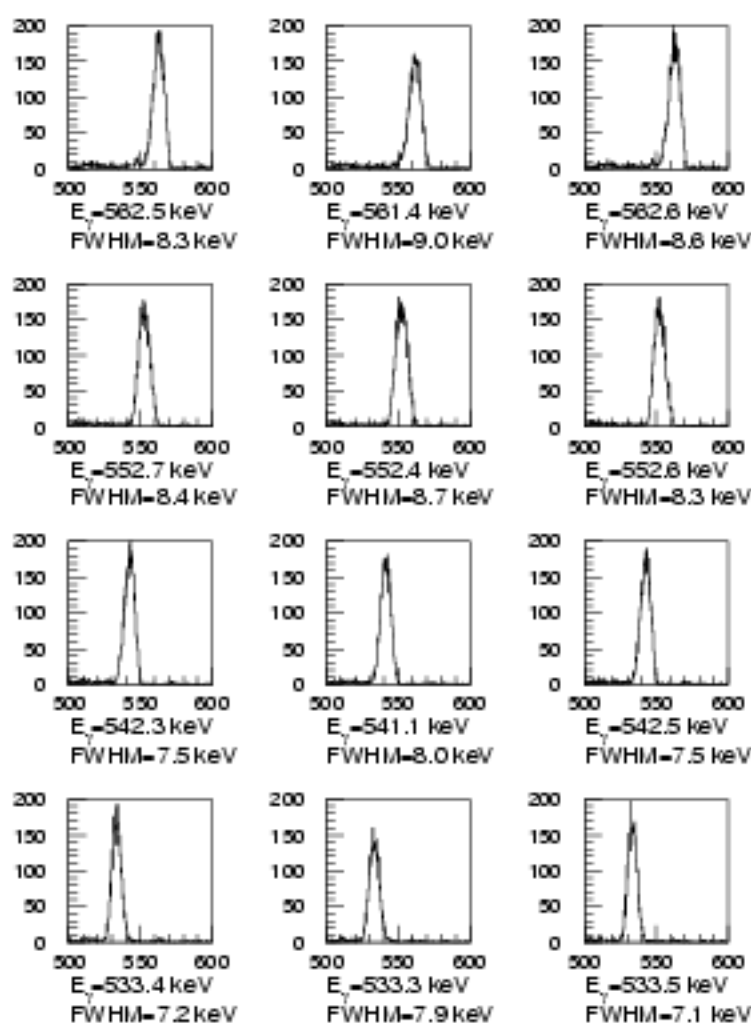


Abbildung 32: Spektren bei Ansprechen von genau zwei zeilenweise benachbarten Segmenten des SGC-Detektors mit Dopplerverschobener und -verbreiteter 547.5 keV Linie des ^{197}Au . Zählraten in Ereignissen pro 250 eV. $\theta_{\gamma, \text{Lab}}$ verläuft spaltenweise von Vorwärtswinkeln (oben) zu Rückwärtswinkeln (unten).

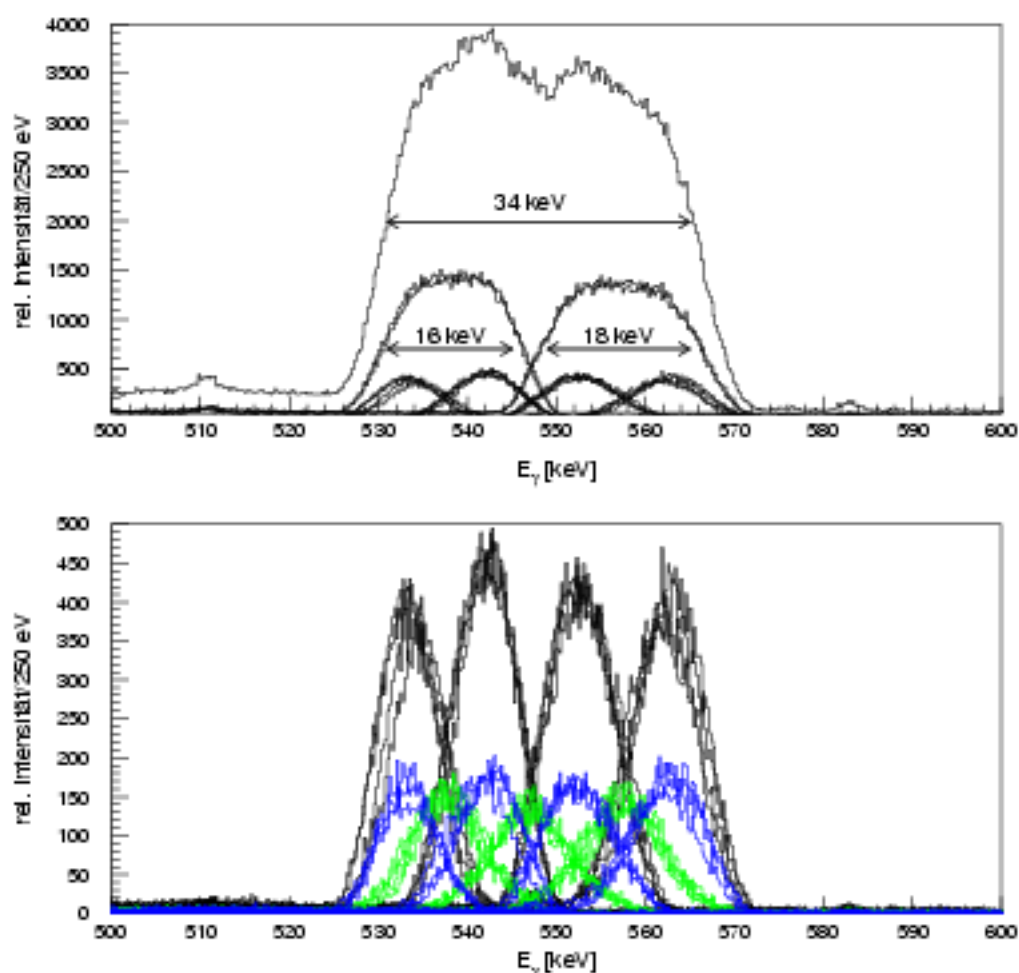


Abbildung 33: Überlagerungen der Dopperverbreiterungen bei unterschiedlicher Granularität des SGC-Detektors. Gesamtvolumen, Kristalle und einzeln angesprochene Segmente (oben), sowie (unten) einzeln angesprochene Segmente (schwarz), spaltenweise benachbart angesprochene Segmente (grün) und zeilenweise benachbart angesprochene Segmente (blau). Die Halbwertsbreiten der Linien im unteren Bild sind in Abbildungen 30, 31 und 32 angegeben.

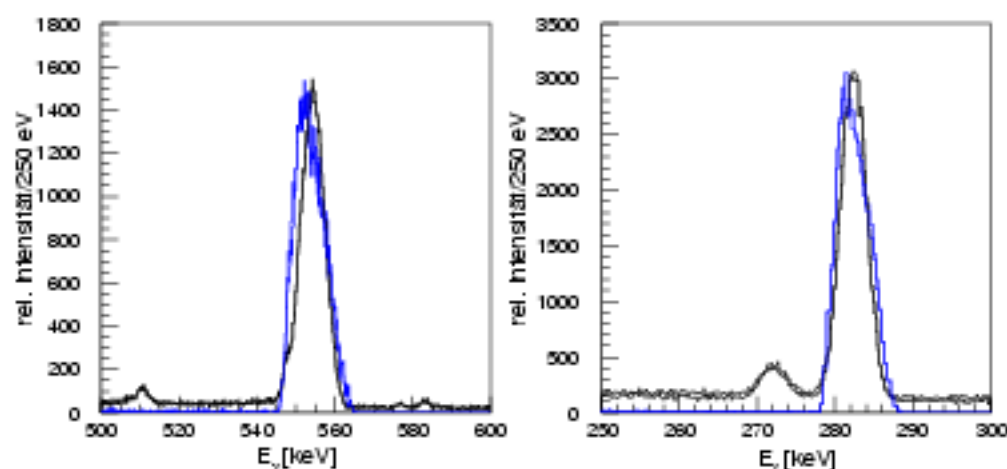


Abbildung 34: Überlagerung der Spektren der beiden Kristallhälften des DD-Detektors mit Dopplerverschobener und -verbreiteter 279.0 (links) und 547.5 keV Linie des ^{197}Au (rechts) der Messungen (schwarz) und Simulation (blau).

Abbildung 33 zeigt die Überlagerung der Spektren der über alle vier Kristalle summierten, in einzelnen Kristallen und in einzelnen Positionskanälen deponierten Energie. Die schrittweise Verringerung der Linienbreite durch die zunehmende Lokalisierung der γ -Trajektorie ist deutlich sichtbar.

Im Falle des DD-Detektors schließlich wurde die Hälfte beider Kristallhälften durch Bleiziegel abgeschirmt, um für die spätere Auswertung der Pulsforminformation die Spiegelsymmetrie der Ds zu brechen. Die so verbleibenden Viertel der Ds liegen somit bei gleichem $\theta_{L\alpha\beta}$ und symmetrisch über bzw. unterhalb der durch $\phi_{L\alpha\beta} = 0$ definierten Ebene. Daher sind keine Unterschiede in den Dopplerverschiebungen oder -verbreiterungen der Spektren zu erwarten. Abbildung 34 zeigt die experimentell gewonnenen Spektren in schwarz, die Ergebnisse der entsprechenden Simulation in blau für 279 und 547.5 keV. Die Breite der 547.5 keV Linie beträgt für die beiden Kristallhälften 7.1 bzw. 7.2 keV, in der Simulation 9 keV. Die Abweichungen sind damit größer als im Falle des SGC-Detektors, was auf die im Vergleich zur mechanischen Halterung der Clover-Detektoren deutlich größere Ungenauigkeit der Positionierung des DD-Detektors im Experiment von ± 5 mm zurückzuführen ist.

Das Ziel der Pulsformanalyse ist nun für beide Detektoren eine weitergehende Verringerung der Linienbreiten, also im Falle des DD-Detektors auf unter 7.2 keV, im Falle des SGC-Detektors je nach Positionskanal auf unter 8.5 bzw. auf unter 7.3 keV. Dabei wird jedoch wie eingangs diskutiert die prinzipielle Auflösungsgrenze der Dopplerverbreiterung durch die Bestimmung der γ -Trajektorie alleine nicht sichtbar, da die Unbestimmtheit des Teilchenstreuwinkels nicht eliminiert werden kann.

7 Klassifikation der Pulsformen

Aus den Merkmalsverteilungen in Anhang B oder auch anhand der Kurvenformen in Abbildungen 14 und 16 wird ersichtlich, daß eine erfolgreiche Klassifikation der Pulsformen zur zweidimensionalen Bestimmung des Ortes des kollimierten Einschusses nur durch gleichzeitige Betrachtung mindestens zweier Merkmale möglich wird. In dieser Arbeit wurden dazu acht differentielle Anstiegszeiten des Ladungssignales T20 bis T90, neun Stromkomponenten I10 bis I90 nach Differentiation sowie fünf komplexe Fourierkoeffizienten nach schneller Fouriertransformation als Merkmale des Pulsverlaufs bestimmt²⁹. Es ist offensichtlich, daß eine vollständige Untersuchung aller denkbaren Untermengen aus Kombinationen dieser Merkmale nicht durchführbar ist, und daß stattdessen nur einzelne Fälle betrachtet werden können. Gemäß den Bemerkungen in Kapitel 3.2 muß dabei die Gefahr einer möglicherweise nicht optimalen Klassifikationsleistung in Kauf genommen werden.

Die Klassifikation selbst bestimmt wie in Kapitel 3 skizziert noch nicht die schlußendlich zu bestimmende Größe wie etwa die räumliche Position einer abgelaufenen Wechselwirkung oder sonstige Parameter der Flugbahn des nachgewiesenen γ -Quants. Vielmehr liefert sie lediglich einen Klassenindex, der unterschiedliche Pulsformen³⁰ unterschiedlich und ähnliche Pulsformen gleich indiziert. Inwieweit im Anschluß eine bijektive Abbildung zwischen Klassenindizes und der letztendlich zu bestimmenden Größe konstruierbar ist, hängt in den hier untersuchten Fällen insbesondere von den in den Detektorgeometrien verbleibenden Symmetrien ab. Da weder der DD- noch der SGC-Detektor mit dem Ziel einer entsprechenden Symmetriebrechung konzipiert wurde, sind trotz des Schnittes der Kristalle weiterhin Symmetrien in den Geometrien vorhanden, die eine eindeutige Zuordnung von Klassenindizes zu Einstrahlorten verhindern. Daher kann eine Ortsbestimmung im eigentlichen Sinne in Form einer Koordinate der Einstrahlposition auf der Detektorstimfläche als Ausgabe des Algorithmus nach Eingabe einer Pulsform nicht erfolgen.

Stattdessen wird zu jedem Klassenindex eine räumliche Verteilung von im Sinne der Klassifikation ununterscheidbaren Einstrahlpositionen angegeben, in der sich dann sowohl das eigentliche Auflösungsvermögen der Klassifikationsmethode selbst als auch Mehrdeutigkeiten durch vorliegende Symmetrien widerspiegeln. Letztere können nur durch entsprechende Konzeption der Detektorgeometrie vermieden bzw. unterdrückt werden. Es ist anzumerken, daß sich diese beiden das Auflösungsvermögen begrenzenden Effekte in der Diskussion nur im Falle von nicht zusammenhängenden, mehrkomponentigen Verteilungen eindeutig trennen lassen.

Im folgenden wird zunächst für die in Kapitel 5 vorgestellten Quellenexperimente bei senkrechtem, parallelverschobenem Einschub der γ -Quanten eine Ortsauflösung der Klassifikationsmethode bestimmt. Da bei schrägem, parallelverschobenem Einschub eine Verzerrung der zur Ortsbestimmung herangezogenen Strukturen der Merkmalsverteilungen eintritt, können bei senkrechtem Einschub gewonnene Algorithmen nicht unmittelbar zur Analyse der Pulsformen des Coulombanregungsexperimentes mit einer kontinuierlichen Einfallswinkelverteilung eingesetzt werden.

²⁹Zusätzlich sind weitere Merkmale leicht konstruierbar; so lassen sich etwa die Anzahl der differentielle Anstiegszeiten durch feinere Stückelung beliebig erhöhen oder auch gänzlich neue Parameter durch weitere Transformationen gewinnen.

³⁰in Strenge Merkmale

7.1 Quellenexperimente

Gegenstand der folgenden beiden Abschnitte ist eine Bestimmung der Auflösungsvermögen unterschiedlicher Klassifikationsmethoden anhand unterschiedlicher Merkmale für die beiden untersuchten Detektorgeometrien DD und SGC sowie die Betrachtung einer möglichen Energieabhängigkeit. Als Grundlage dienen die in Kapitel 5 diskutierten Messungen. Im Fall des DD-Detektors beschränkt sich die Diskussion auf eine der beiden Kristallhälften, im Falle des SGC-Detektors auf einen der vier Kristalle. Aufgrund der geringfügig unterschiedlichen Merkmalsverteilungen der verschiedenen Kanäle wären zwar im Detail stellenweise abweichende Ortsauflösungen zu beobachten, jedoch sind keine methodisch abweichenden Ergebnisse zu erwarten, so daß auf die Diskussion dieser Kanäle verzichtet wird. Die in beiden Geometrien verbleibenden Spiegelsymmetrien³¹ wurden bewußt nicht künstlich durch Beschränkung der Betrachtung auf die Hälfte der jeweiligen Oberfläche gebrochen. Somit kann die Symmetrie der Pulsformen an zueinander symmetrischen Positionen auf der Detektoroberfläche betrachtet werden.

7.1.1 Zweidimensionale Merkmalsdichten

Zunächst werden Merkmalsebenen der differentiellen Anstiegszeiten T30 und T90 betrachtet³² und anderen Paaren aus Stromkomponenten und Fourierkoeffizienten gegenübergestellt. Abbildung 35 zeigt dazu die Verteilungen der Paare (T30,T90), (I20,I60) sowie des komplexwertigen Fourierkoeffizienten fl für den DD- (oben) und den SGC-Detektor (unten) für Ereignisse bei einer Energie von 779 keV.

Im Falle von (T30,T90) folgt die dreieckige Struktur unmittelbar aus der Monotonie der Ladungspulse. Gleichmäßig über ihre gesamte zeitliche Dauer schneller werdene Pulsformen bilden die Verbindung von kleinen T30 und kleinen T90 unten links hinauf zu großen T30 und großen T90 oben rechts. Von diesem gleichmäßigen Verlauf abweichende Formen, etwa wie in Abbildung 14 unten rechts zu sehen, finden sich abseits dieser Verbindungslinie – etwa in der rechten unteren Ecke bei großen T90 aber kleinen T30. Pulsformen dort lokalisierter Ereignisse steigen zu Beginn ihres Verlaufs also schnell an, flachen darauf aber deutlich ab. Die Stromkomponenten und Fourierkoeffizienten sind aus den Ladungspulsen rechnerisch abgeleitet und somit lediglich andere Darstellungen der zugrundeliegenden Information. Sie werden einzig deswegen betrachtet, da die Darstellung der Signale für die Güte der anschließenden Klassifikation entscheidend sein kann. Abbildung 36 zeigt für das Paar (T30,T90) dessen Abhängigkeit von der γ -Energie. Der diagonal verlaufende Ast ist bei 344 keV (links) stärker ausgeprägt als bei 779 keV (Mitte) und 1408 keV (rechts), ansonsten sind keine Verschiebungen der Intensität innerhalb der Ebene zu beobachten.

Die Ebenen in Abbildung 35 wurden nun durch quadratische Fenster partitioniert und Verteilungen von Einstrahlpositionen in Abhängigkeit von der Position der Fenster in der Merkmalsebene akkumuliert. Von den auf einem 2 mm \times 2 mm-Raster aus Einstrahlpositionen aufgenommenen Daten werden dazu 533 Positionen der Oberfläche eines Ds des DD-Detektors bzw. 890 Positionen der Oberfläche eines Kristalles des SGC-Detektors mit jeweils 150 Ereignissen verwendet. Exemplarisch für Partitionierungen einer Breite von 20 Nanosekunden zeigen Abbildungen 37 und 38 die dabei entstehenden Referenzortspektren. Als Einhüllende ist jeweils der Umriß des D-förmigen bzw. des

³¹ Im Falle des DD-Detektors ist eine Gerade durch die Mitte des Bohrlochs senkrecht auf die gerade Kante des Ds Spiegelachse, im Falle des SGC-Detektors die Diagonale durch die Bohrlochmitte.

³² Diese Kombination wurde in [Pet94, KPE⁺96] eingeführt.

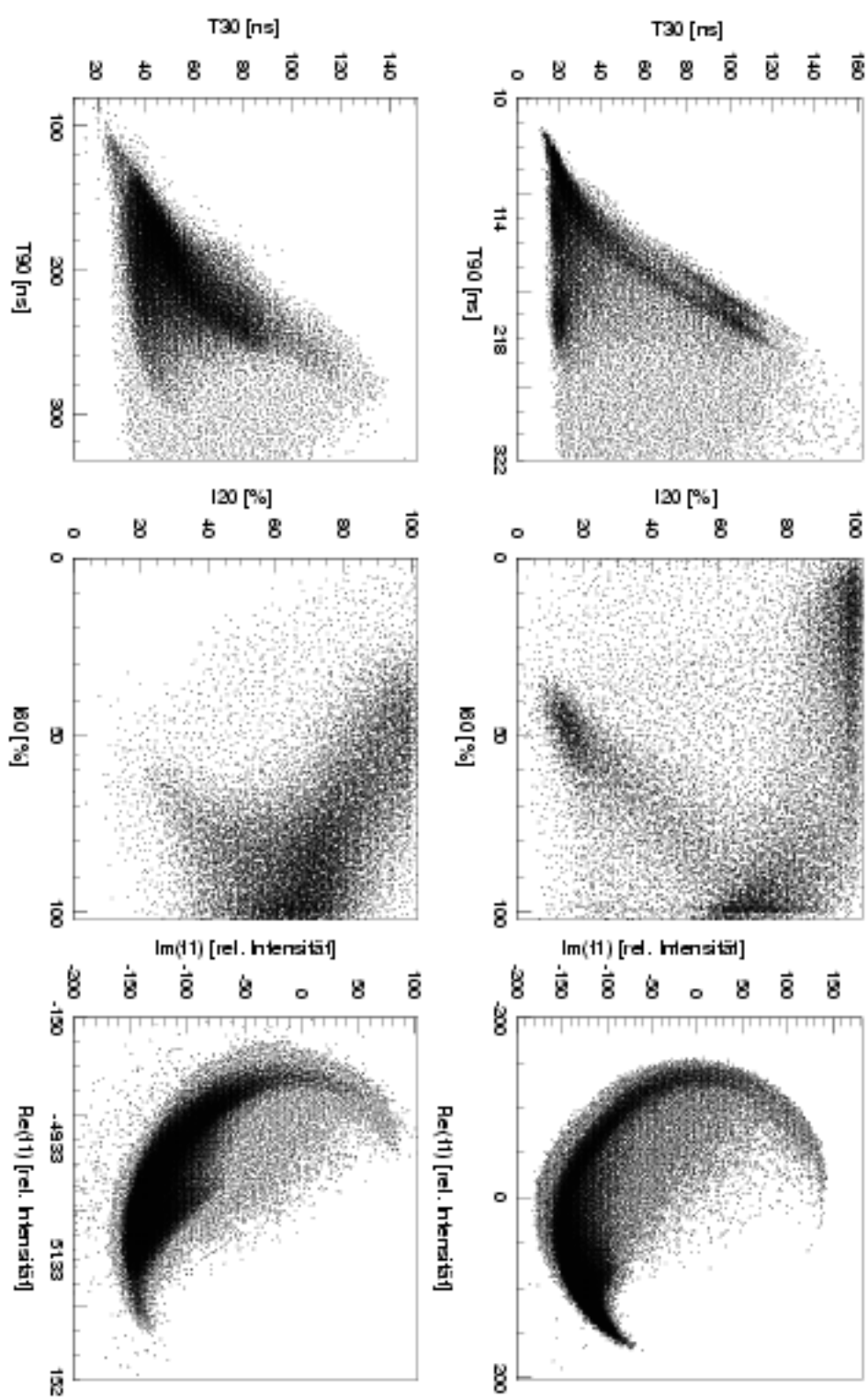


Abbildung 35: Verteilungen der Paare (T_{30}, T_{90}) (links), (Iso, Iso) (mitte) und $(Re(t), Im(t))$ (rechts) für den DD (oben) und den SGC-Detektor (unten).

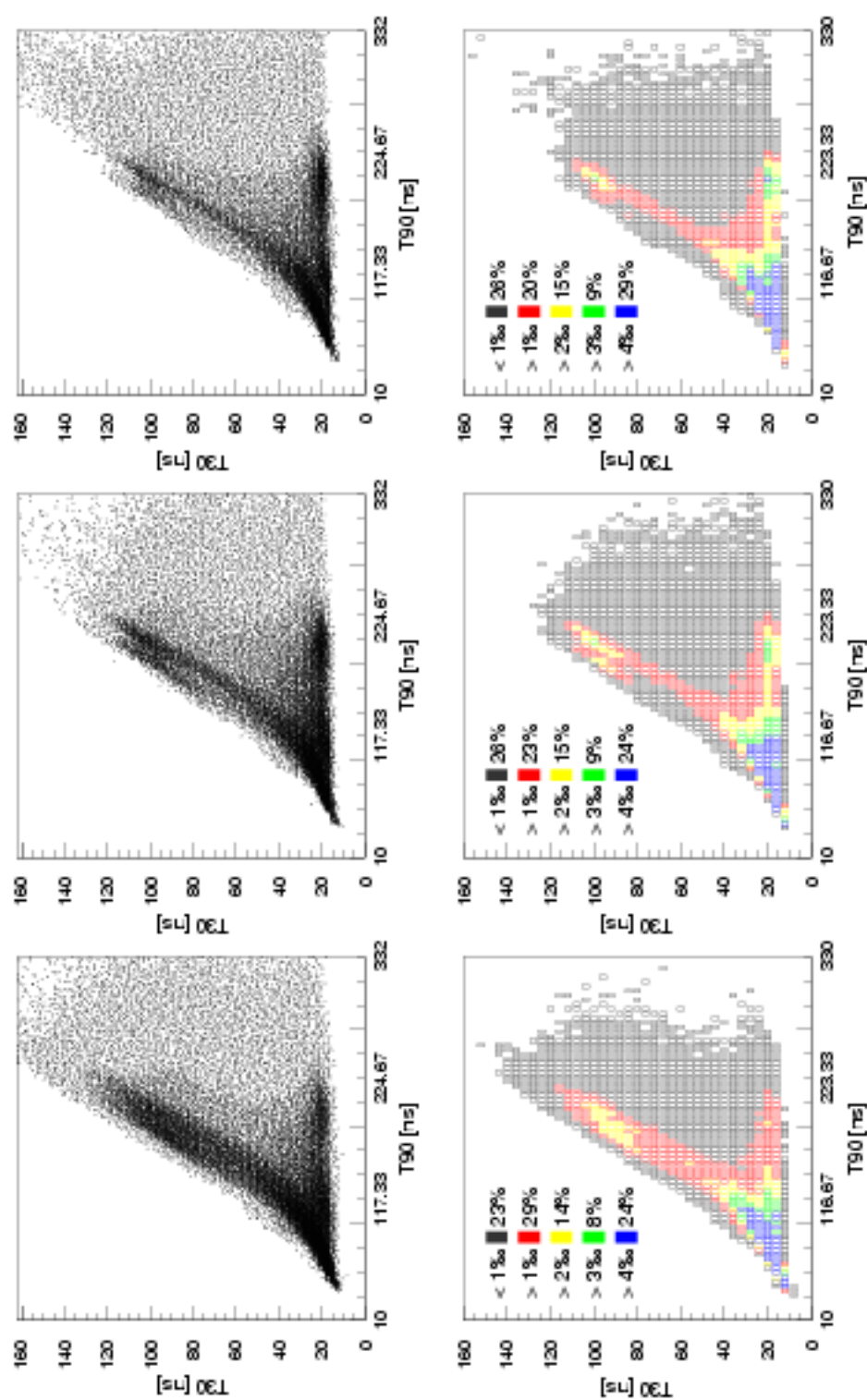


Abbildung 36: Verteilungen der Paare (T_{30}, T_{90}) für den DD-Detektor bei 344 keV (links), 779 keV (Mitte) und 1408 keV (rechts). Die Intensitätsverteilung ist in fünf Stufen farblich codiert (unten); Schwellen in Prozent der gesamten Statistik.

geschnittenen Kristalles eingetragen; die Ortsspektren selbst sind entsprechend der Position des zugrundeliegenden Fensters in der Merkmalsebene angeordnet.

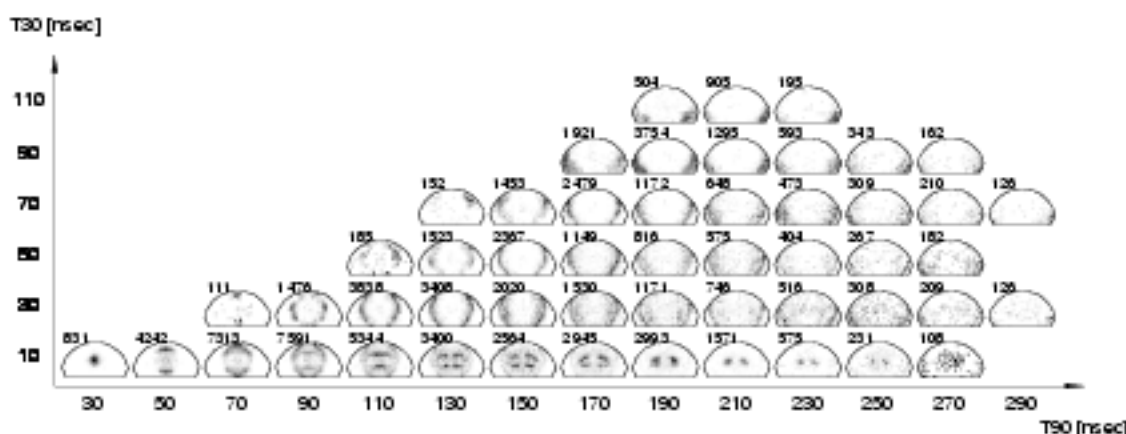


Abbildung 37: Referenzortsspektren bei Partitionierung der (T_{30}, T_{90}) -Ebene in Quadrate von 20 Nanosekunden Breite für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

In beiden Fällen zerfällt die abgetastete Oberfläche in teilweise überlappende Klassen. In beiden Fällen wird der zentrale Bereich vor dem Bohrloch durch minimale T_{30} und T_{90} selektiert, was durch die kurzen Driftstrecken bei gleichzeitig hohen Feldstärken in diesem Volumen zu erklären ist³³. Im anderen Extremfall gleichmäßig langsamer Pulse mit maximalen Gesamtanstiegszeiten und entsprechenden maximalen T_{30} und T_{90} werden beim DD-Detektor die Spitzen der Ds, beim SGC-Detektor die Ecken des geschnittenen Kristalles selektiert. Diese Bereiche vereinen gleichzeitig eine maximale Driftstrecke zur entgegengesetzten Elektrode für eine der beiden Ladungsträgersorten³⁴ und vergleichsweise geringe Feldstärken mit entsprechend moderaten Driftgeschwindigkeiten. Auf der Verbindungslinie dieser Eckpunkte der (T_{30}, T_{90}) -Ebene ergeben sich näherungsweise kreisbogenförmige Verteilungen unterschiedlicher Radien von der inneren Elektrode bis hin zu den äußeren Rändern der Geometrien. Der Bereich der unmittelbaren Umgebung der inneren Elektroden bleibt dabei jedoch ausgespart. Diese Positionen finden sich entlang der unteren Kante der Merkmalsebene bei minimalen T_{30} , also schnell ansteigenden, aber dann je nach Einstrahlort schnell oder langsam abflachenden Pulsformen wieder. Beim DD-Detektor ergeben sich zusammenhängende Bereiche über- und unterhalb des Bohrloches und solche links und rechts davon. Im Falle des SGC-Detektors werden dem Detektorinneren zugewandte Kreisbögen mittlerer Radien von solchen dem Außenrand zugewandten trennbar. In Referenzspektren zu Fenstern aus dem mittleren Bereich der (T_{30}, T_{90}) -Ebene beim DD-, bzw. im rechten, mittleren Bereich des SGC-Detektors ist keine klare Struktur in den Ortsverteilungen zu erkennen. Dieser Bereich der Merkmalsebene enthält dabei – vergleiche mit Abbildung 36 – etwa 25% aller Ereignisse. Inwieweit diese Ereignisse durch Tiefeneffekte der Feldverteilungen aufgrund des quasi-planaren Vorderteils der einseitig geschlossenen

³³ An dieser Stelle wird in Strenge eine Tiefeninformation zur Positionsbestimmung auf der Detektoroberfläche herangezogen.

³⁴ Fast ausschließlich diese Komponente bestimmt in diesem Fall die Pulsform, da der andere Ladungsträger aufgrund seiner fast verschwindenden Driftstrecke keinen signifikanten Beitrag zum Puls liefert.

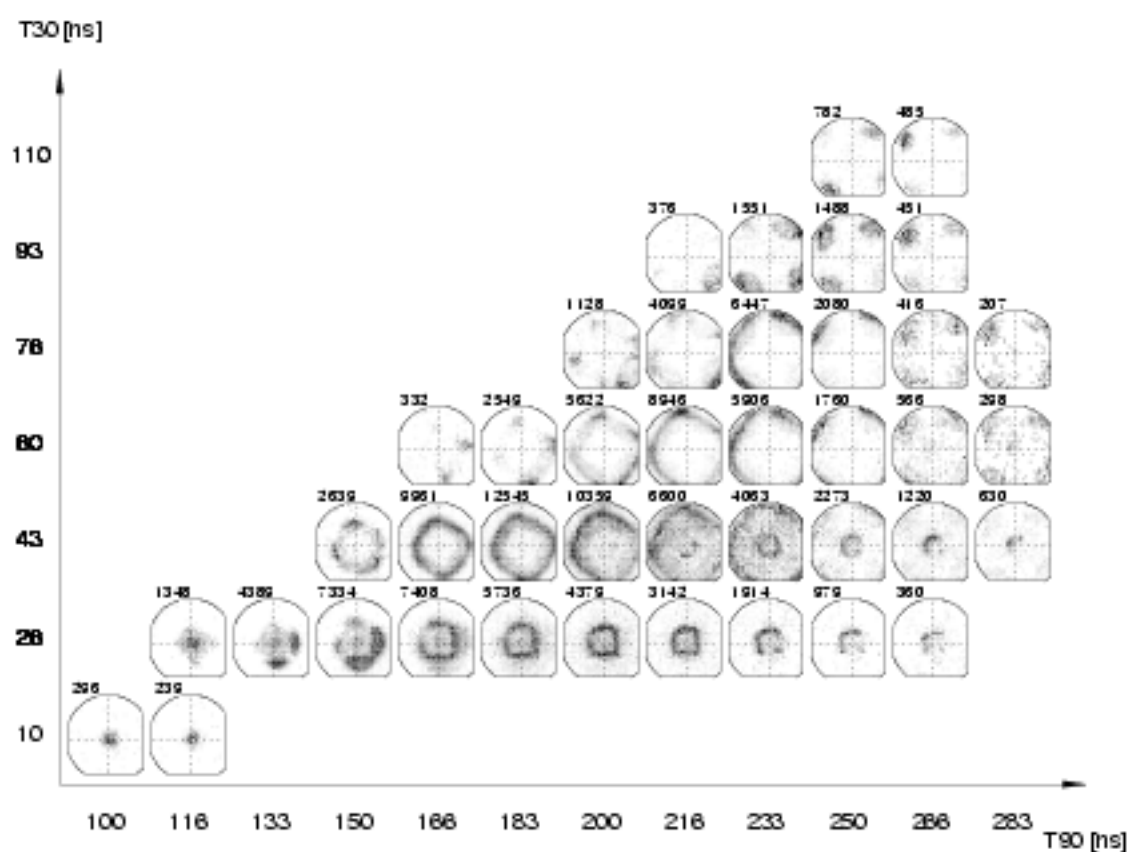


Abbildung 38: Referenzortsspektren bei Partitionierung der (T_{30}, T_{90}) -Ebene in Quadrate von 16 Nanosekunden Breite für einen Kristall des SGC-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

Detektorgeometrien oder durch Comptonstreuungen im Nachweisprozeß entstehen, kann erst im Rahmen späterer Simulationen in Kapitel 8 betrachtet werden.

Die analogen Verteilungen der Referenzspektren für die anderen Merkmalsebenen (I60,I20) und fl aus Abbildung 35 sind in Anhang C in Abbildungen 96 und 97 für den DD- bzw. 98 und 99 für den SGC-Detektor zusammengefaßt. Sie zeigen keine grundsätzlich abweichenden Strukturen. Im Falle (I60,I20) sind die Ortsverteilungen deutlich breiter und weniger stark lokalisiert, so daß davon auszugehen ist, daß unter Verwendung dieser Merkmale eine weniger gute Ortsauflösung als über die differentiellen Anstiegszeiten oder über den betrachteten Fourierkoeffizienten erreichbar sein wird.

Um die Relation zwischen Merkmals- und Ortsraum darüberhinaus weiter zu verdeutlichen, werden im folgenden Fenster in der Merkmalsebene selektiert, numeriert und eingefärbt, sofern der Beitrag ihrer Referenzspektren an mindestens einer Position im Ortsraum maximal ist und damit die Beiträge der Referenzspektren aller anderen Fenster an dieser Position im Ortsraum übertrifft. Die in der Merkmalsebene vergebene Nummer und Färbung wird auf die Einstrahlposition im Ortsraum übertragen. Dadurch entstehen exemplarisch für die (T30,T90)-Ebene bei DD- und SGC-Detektor Abbildungen 39 und 40. Wiederum sind die oben beschriebenen Klassen von Einstrahlpositionen sowie der Zusammenhang der Pfade bei Wanderungen im Merkmals- bzw. Ortsraum sichtbar. Analoge Darstellungen sind in Abbildungen 107 für die Merkmalsebenen (T30,T90), (T60,T90) und (T30,T60), in 108 für (I60,I20), (I60,I40) und (I40,I20) und in 109 für die ersten drei Fourierkoeffizienten für den DD-Detektor, und in Abbildungen 110, 111 und 112 für den SGC-Detektor in Anhang C zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß sich durch Betrachtung der Stromkomponenten oder Fourierkoeffizienten im Vergleich zu den differentiellen Anstiegszeiten keine neuen Ortsraumbereiche selektiert oder die bereits identifizierten besser voneinander abgegrenzt werden könnten.

Somit ist nun für jedes Fenster innerhalb einer Merkmalsebene eine Referenzverteilung im Ortsraum festgelegt und in einer Tabelle verfügbar. Soll ein Ereignis klassifiziert werden, so wird nach Digitalisierung und Vorverarbeitung – hier im wesentlichen Glättung – zunächst das benötigte Merkmalspaar berechnet und dann in der Merkmalsebene das Fenster bestimmt, innerhalb dessen sich das Merkmalspaar befindet. Aus der Tabelle der Referenzspektren wird dann die zu diesem Fenster zugehörige Ortsraumverteilung ausgegeben und stellt die im Rahmen der Methode maximal mögliche Information über die Einschußposition des γ -Quants dar.

Da das Ortsauflösevermögen der Klassifikationsalgorithmen von der Position auf der Detektoroberfläche abhängt, werden exemplarisch jeweils zwölf Positionen der Oberflächen des DD- und des SGC-Detektors ausgewählt. Von denen zur Konstruktion der Referenzspektren verwendeten Ereignissen statistisch unabhängige Ereignisse³⁵ werden dann wie skizziert klassifiziert und die den bestimmten Klassenindizes zugeordneten Referenzverteilungen überlagert. Aufgrund des endlichen Öffnungskegels der Kollimation von zwei Millimetern im Durchmesser, der Stochastik des Nachweisprozesses und der Feldgeometrien im Detektor, aber auch überlagerten Rauschens der Signale werden dabei von Ereignis zu Ereignis unterschiedliche Fenster in der Merkmalsebene ausgewählt und entsprechend unterschiedliche, meist jedoch benachbarte, Referenzspektren superponiert. Da die Referenzspektren die Information über die unumgehbaren Symmetrien der Driftpfade und -zeiten beinhalten, ergeben sich wiederum spiegelsymmetrische Verteilungen trotz des Einschusses an einer einzelnen Position. Die Lokalisierung dieser überlagerten Verteilungen wird als Maß für die relative Ortsauflösung der diskutierten Ansätze – auch der im folgenden Abschnitt vorgestellten – verwendet, um die Qualität der unterschiedlichen Ansätze vergleichen zu können. Dazu wird eine

³⁵positionsabhängig je nach vorhandener Statistik mehrere hundert Ereignisse

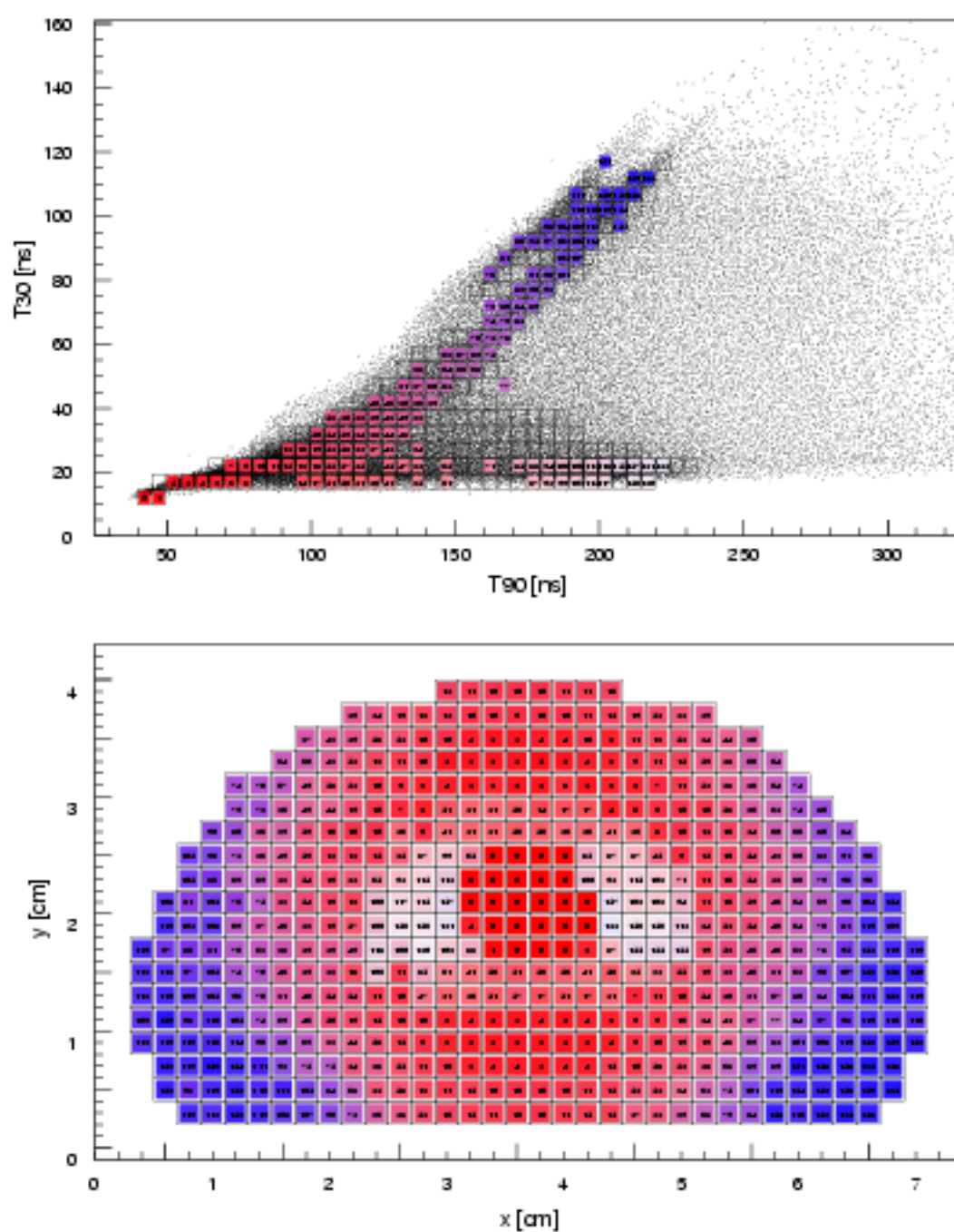


Abbildung 39: Relation zwischen Merkmalsebene (T_{30}, T_{90}) (oben) und Oberfläche eines Ds im DD-Detektor (unten).

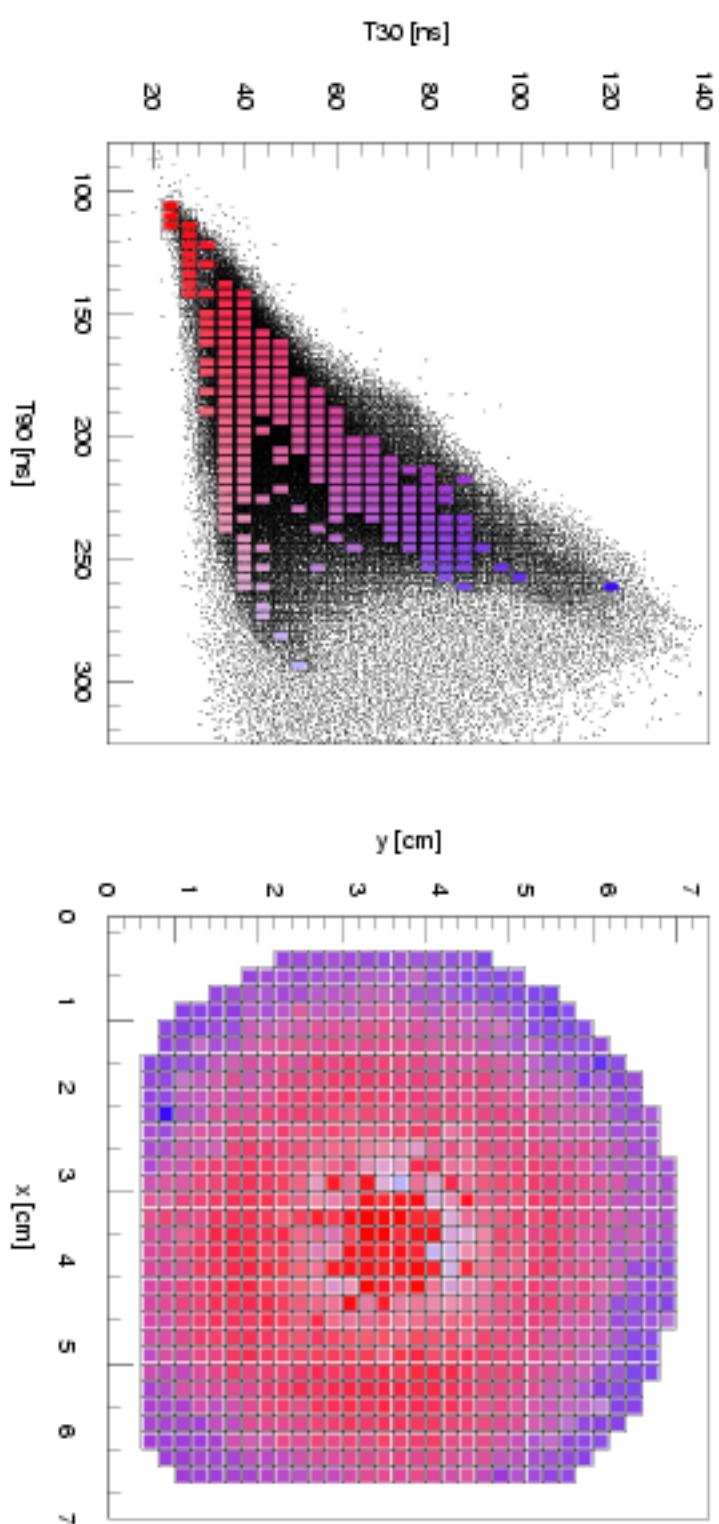


Abbildung 40: Relation zwischen Merkmalsbene (T_{30}, T_{90}) (links) und Oberfläche eines Kristalles im SGC-Detektor (rechts).

einer Halbwertsbreite vergleichbaren Halbwertsfläche der Ortsverteilungen definiert, die die Pixel der Verteilung zusammenfaßt, deren Amplitude größer als die Hälfte der Maximalamplitude aller Pixel der Verteilung ist. Jedes Pixel entspricht einer Position kollimierten Einschusses und überdeckt somit eine Oberfläche von $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Aufgrund der Spiegelsymmetrie muß die dadurch bestimmte Fläche noch halbiert werden.

Neben der Wahl der Merkmalskombination muß auch die Wahl der Fenstergröße betrachtet werden. Im Extremfall eines die komplette Ebene umfassenden Fensters wird keinerlei Ortsauflösung erreicht. Aufgrund der begrenzten Statistik zur Konstruktion der Referenzspektren – 80000 Ereignisse im Falle des DD-, 130000 Ereignisse im Falle des SGC-Detektors – können die Fenster andererseits nicht beliebig klein gewählt werden, da andernfalls die zu erzeugenden zweidimensionalen Referenzspektren nur spärlich populierte werden und gleichzeitig die Merkmalsebene nicht mehr notwendigerweise komplett von Fenstern überdeckt wird. Jedoch folgt ohnehin aus der limitierten Bandbreite der eingesetzten Elektronik eine Mindestbreite der Fenster, hier von $\approx 4 \text{ ns}$. Abbildungen 41 und 42 zeigen die Entwicklung der Ortsauflösung bei abnehmenden Fenstergrößen von 50 bis vier Nanosekunden Breite (oben nach unten) in der (T30,T90)-Ebene für jeweils sechs Positionen der Detektorstirnfläche (links nach rechts)³⁶ des DD-Detektors. Abbildungen 43 und 44 dagegen zeigen den Effekt unterschiedlicher zugrundeliegender Merkmalspaare (T60,T30), (T90,T60), (I60,I20), (I60,I40), (I40,I20) und (Re(f1), Im(f1)), (Re(f2), Im(f2)), (Re(f3), Im(f3)) (oben nach unten) für die gleichen Einschußpositionen (links nach rechts), wobei vergleichbare Fenstergrößen verwendet wurden³⁷. In den Abbildungen ist die Amplitude durch die Intensität der Färbung dargestellt, wobei Bereiche außerhalb der Halbwertsfläche in grau, die Halbwertsfläche selbst in blau wiedergegeben sind. Die Zahl in der linken oberen Ecke mißt die Ausdehnung der Halbwertsfläche in Pixeln – ein Pixel entspricht dabei einer Fläche von $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ –, die Zahl in der rechten oberen Ecke ist der prozentuale Anteil der Ereignisse innerhalb der Halbwertsfläche bezogen auf die gesamte Zahl von Ereignissen in der jeweiligen Verteilung. Die Position des kollimierten Einschusses ist in rot angegeben. Abbildung 45 zeigt analog Auflösungen für unterschiedliche Einschußpositionen im Falle des SGC-Detektors (links nach rechts) in Abhängigkeit von der Merkmalsauswahl (oben nach unten) für die Paare (T90,T30), (T90,T60), (T60,T30), (I60,I20), (I60,I40), (I40,I20), (Re(f1), Im(f1)), (Re(f2), Im(f2)) und (Re(f3), Im(f3)).

Für beide Detektorgeometrien zeigen sich Verteilungen der bereits in den Referenzspektren ersichtlichen Formen, wobei die Einschußposition jeweils innerhalb der Halbwertsbreiten liegt. Der Vergleich unterschiedlicher Fenstergrößen zeigt, daß einige Komponenten im Ortsraum bereits bei den größten untersuchten Fensterbreiten von 50 Nanosekunden getrennt sind, andere dagegen erst später ab 10 Nanosekunden Breite. Eine weitere Verringerung der Breiten auf unter 10 Nanosekunden führt in der Mehrheit der Fälle zu keinem signifikanten Gewinn an Ortsauflösung, wobei unterhalb von vier Nanosekunden Fensterbreite die verfügbare Statistik nicht mehr zur Konstruktion sinnvoller Referenzspektren ausreicht. Gleichzeitig biklet aber auch die Abtastrate des verwendeten flashADCs mit 250 MHz eine Begrenzung der auflösbaren Intervalle, so daß ein deutliches Unterschreiten dieser Fenstergröße sowieso nicht ratsam ist. Im Vergleich unterschiedlicher Merkmalspaare fällt auf, daß sich im Falle der Stromkomponenten und Fourierkoeffizienten ein verstärkter Untergund außerhalb der blau gekennzeichneten Halbwertsfläche ergibt.

³⁶Effekte der Positionierung der Fenster und entsprechende Sprünge von Fenstergrößen bei der kontinuierlichen Verminderung der Fenstergrößen werden nicht gesondert diskutiert; die gezeigten Abbildungen sind dieser Effekte nicht bereinigt.

³⁷Aufgrund der unterschiedlichen Formen der Verteilungen – vergleiche mit Abbildung 35 – muß in Strenge unterschieden werden, ob eine gleiche Zahl von Fenstern zum Überdecken der ausgeleuchteten Fläche verwendet wurde oder eine vergleichbare Fensterbreite (wie im vorliegenden Fall).

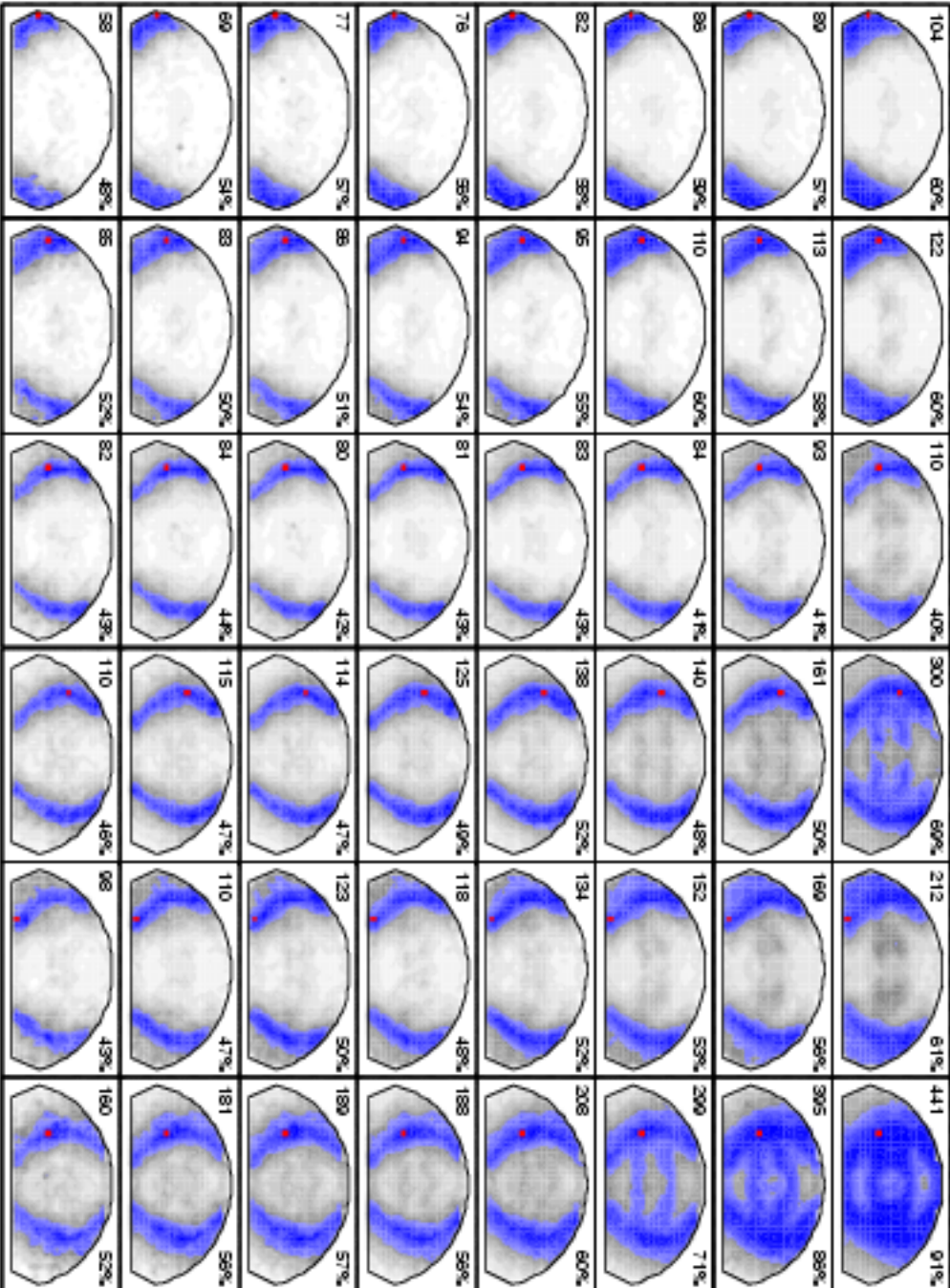


Abbildung 41: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollierter Einschluss (rot) für Fenstergrößen mit 50, 30, 25, 15, 10, 8, 6 und 4 ns Breite (oben nach unten) in der (T30, T90)-Ebene für ein D des DD-Detektors.

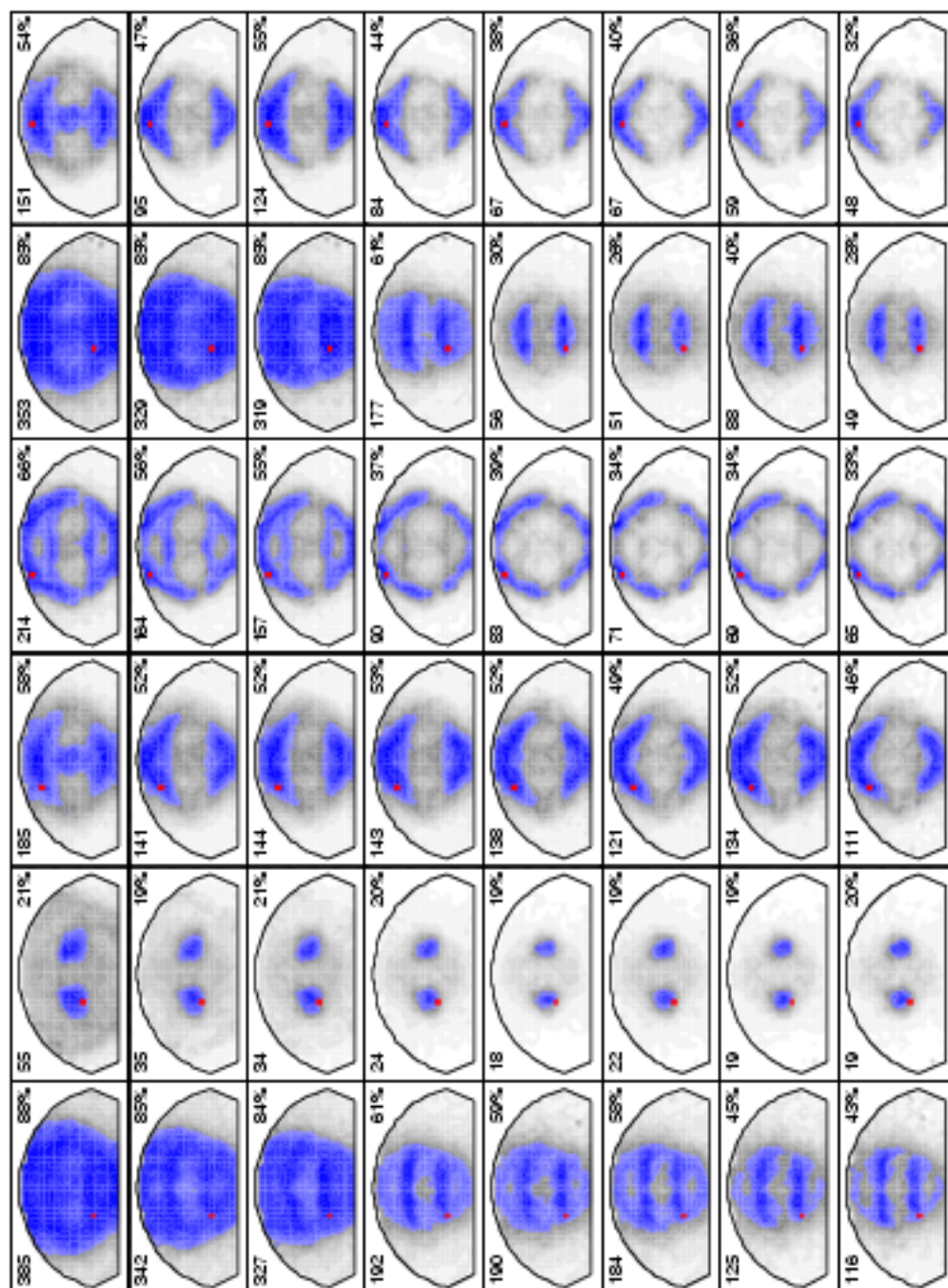


Abbildung 42: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschlusses (rot) für Fenstergrößen mit 50, 30, 25, 15, 10, 8, 6 und 4 ns Breite (oben nach unten) in der (T30,T90)-Ebene für ein D des DD-Detektors

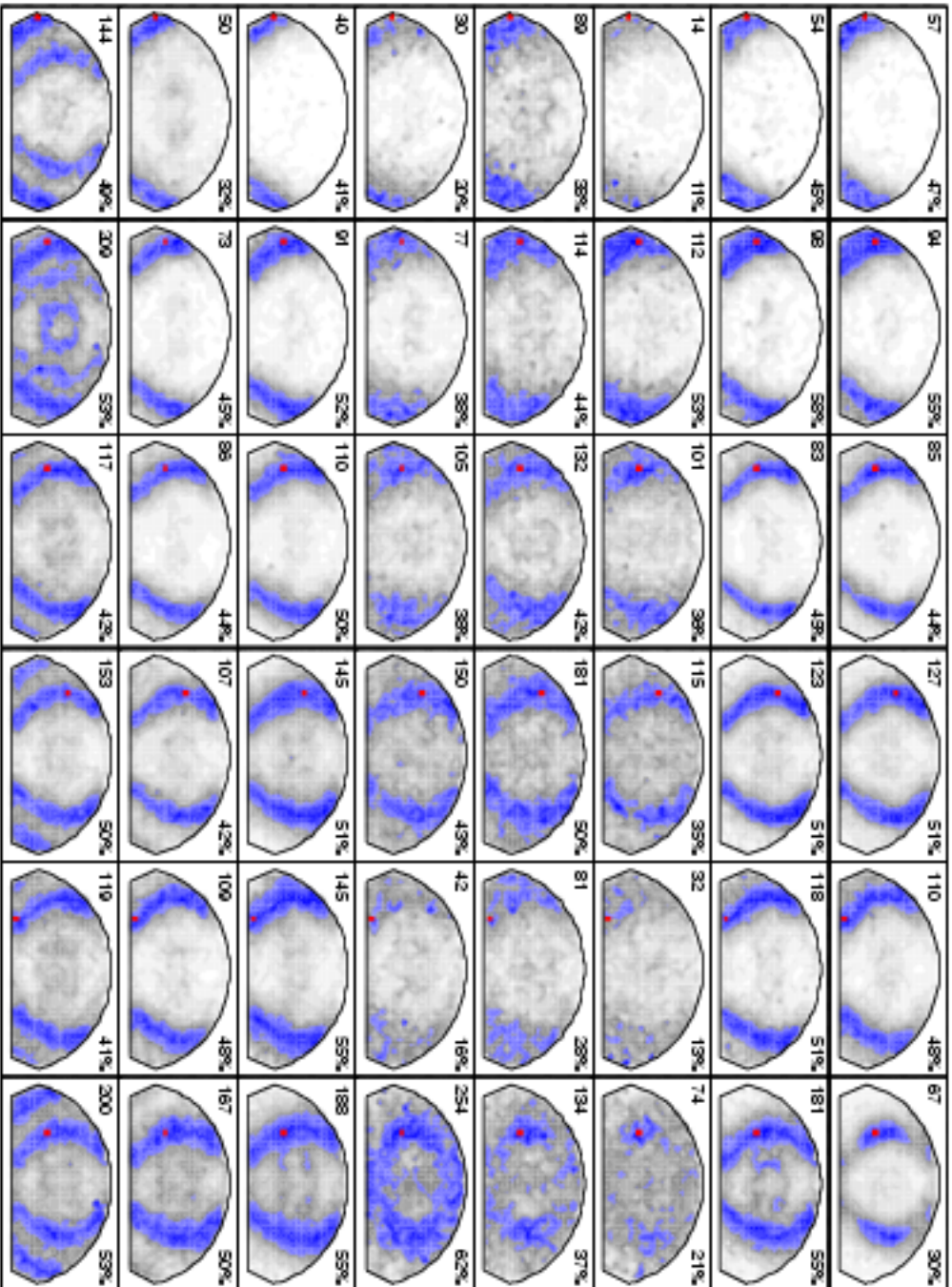


Abbildung 43: Zahl der Pixel (oben links) mit *Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschusses (T60, T30), (T90, T60), (I60, I20), (I60, I40), (I40, I20), (Re(T1), Im(T1)), (Re(T2), Im(T2)) und (Re(T3), Im(T3)) (oben nach unten) für ein D des DD-Detektors.*

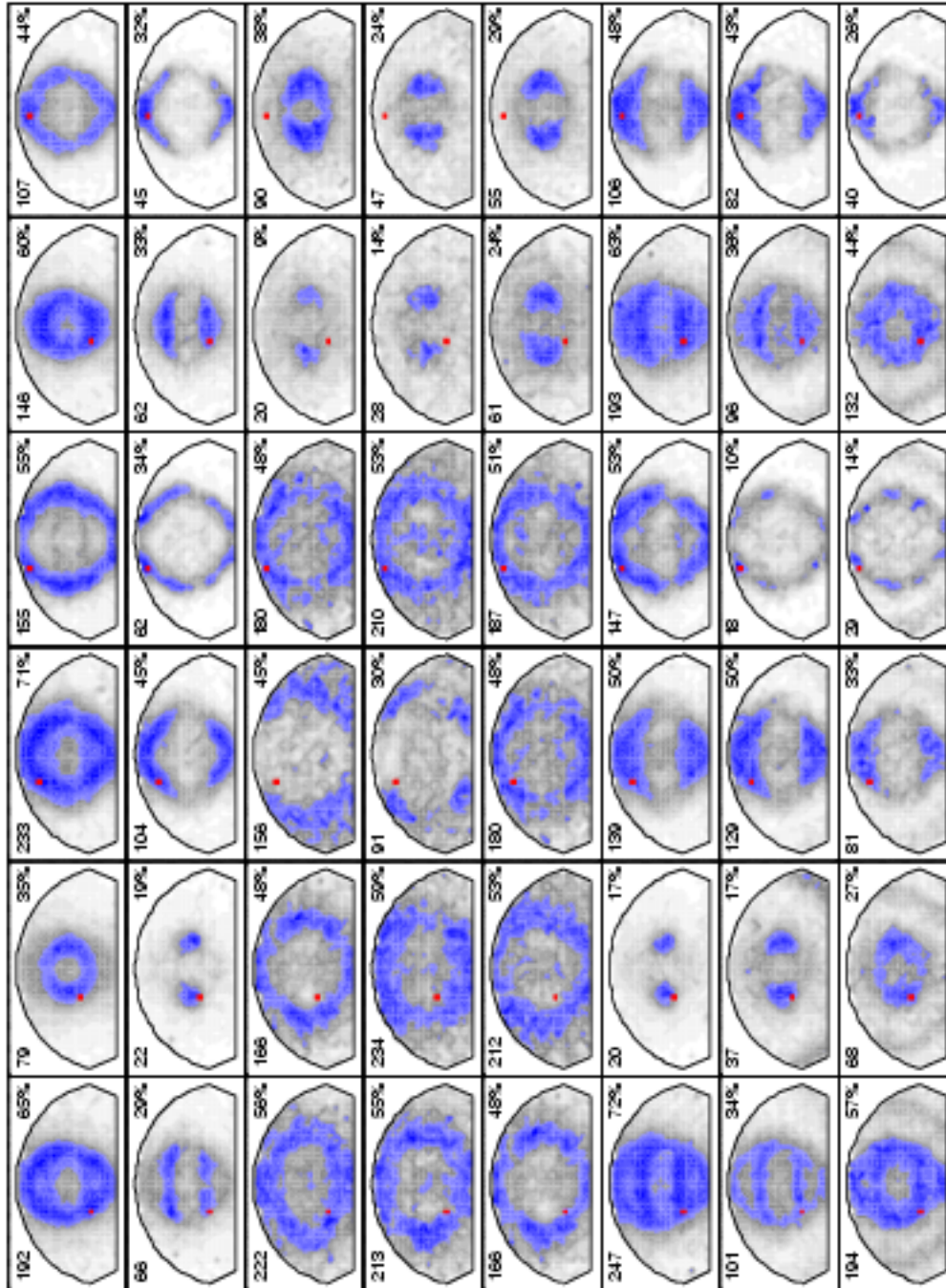


Abbildung 44: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschusses ($(T60, T30)$, $(T90, T60)$, $(I60, I20)$, $(I60, I40)$, $(I40, I20)$, $(Re(I1), Im(I1))$, $(Re(I2), Im(I2))$ und $(Re(I3), Im(I3))$) (oben nach unten) für ein D des DD-Detektors.

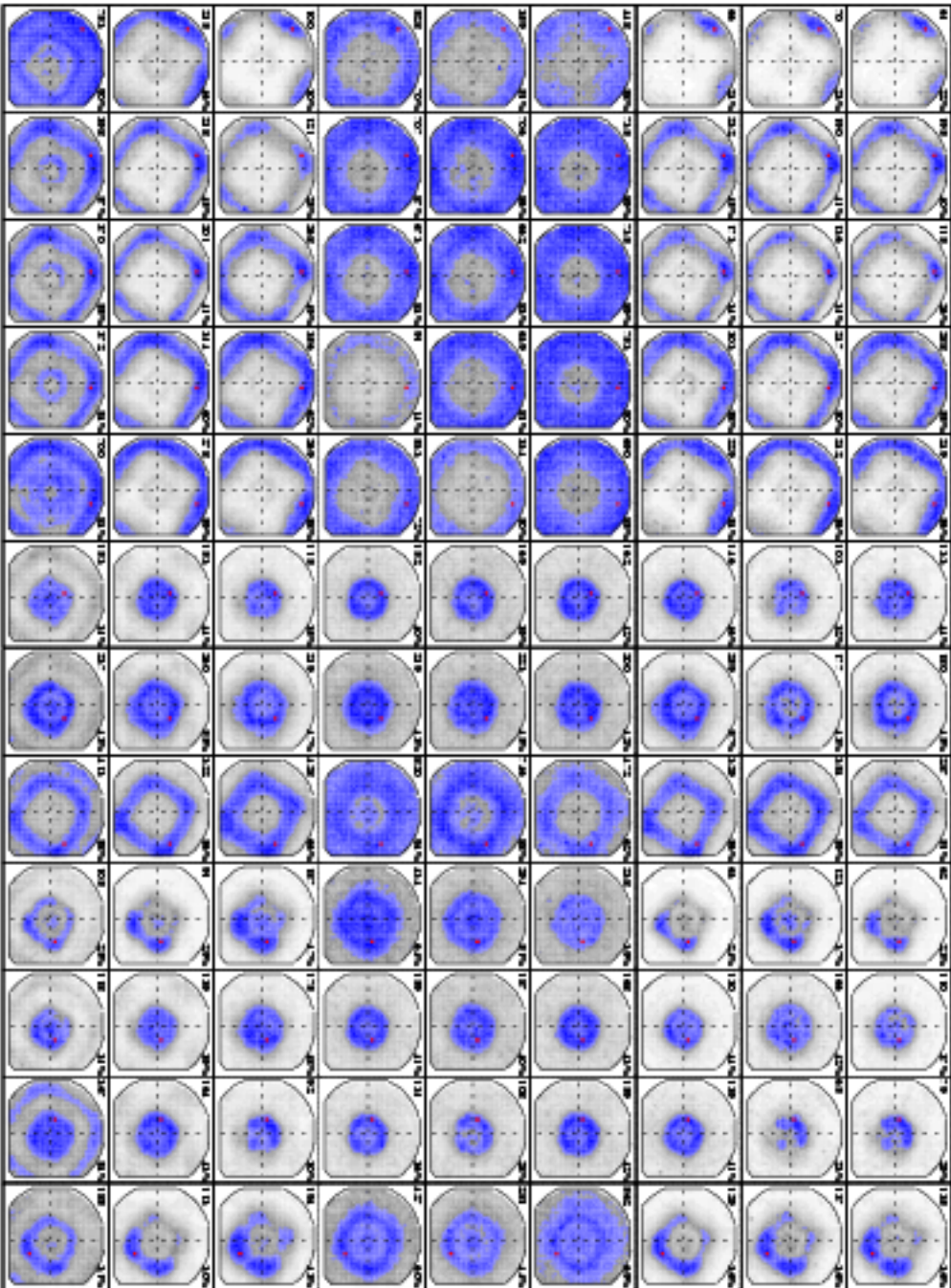


Abbildung 45: Zahl der Pixel (oben links) mit mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschusses (rot) für Merkmalspaare (T90, T30), (T90, T60), (T60, T30), (I60, I20), (I60, I40), (I40, I20), (Re(I1)), (Im(I1)), (Re(I2)), (Im(I2)) und (Re(I3)), (Im(I3)) (oben nach unten) für einen Kristall des SG-C-Detektors.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß sich bei zweidimensionaler Betrachtung unterschiedlicher Merkmalspaare aus differentiellen Anstiegszeiten, Stromkomponenten nach numerischer Differentiation oder Fourierkoeffizienten nach FFT keine Notwendigkeit ergibt, andere Merkmale als die unmittelbar aus dem gemessenen Vorverstärkersignal abgeleiteten differentiellen Anstiegszeiten zur Klassifikation heranzuziehen. Die Verteilungen der Stromkomponenten zeigen einen größeren Untergrund; ab dem dritten Fourierkoeffizienten ergeben sich Mehrdeutigkeiten im Ortsraum. Es fällt auf, daß sich bei einer Verschiebung der Fenster in den Merkmalsebenen zum Teil sprunghafte Änderungen in den Komponenten der Ortsspektren ergeben. Somit müßte bei einer systematischen Verkleinerung der Fenster auch ggf. eine entsprechende Neuausrichtung erfolgen. Gleichermäßen sind einerseits Fenstergrößen in unterschiedlichen Merkmalsebenen nicht notwendigerweise direkt miteinander vergleichbar, andererseits könnten von der Position in der Ebene abhängige Fenstergrößen sowie nicht-quadratische Fenster untersucht werden. Daher sind die bestimmten Halbwertsbreiten nur *cum grano salis* miteinander vergleichbar, so daß auf eine tabellarische Zusammenstellung an dieser Stelle verzichtet wird. Es ist zu beachten, daß die Verteilungen nicht Gaußförmig sind und sich zwischen 20% und 60% der Ereignisse innerhalb der Halbwertsflächen, 70% bis 100% innerhalb der Zehntelwertsflächen befinden.

7.1.2 Höherdimensionale Merkmalsdichten: Self-Organizing Map

Um zu entscheiden, inwieweit durch gleichzeitige Betrachtung von mehr als zwei Merkmalen eine Verbesserung der im vorherigen Abschnitt durch zweidimensionale Schnitte bestimmten Ortsauflösungen und/oder eine Verringerung des Untergrundes erreichbar ist, werden nun mehrkomponentige Merkmalsvektoren zur Klassifikation herangezogen. Da eine manuelle Partitionierung der entsprechenden Räume schwer durchführbar ist, wurde die Self-Organizing Map (SOM) von Kohonen – siehe Kapitel 3.3.2 – eingesetzt, um die Verteilung der Ereignisse in den hochdimensionalen Merkmalsräumen durch Projektionen zu visualisieren. Dazu wurde das von der Gruppe um Kohonen entwickelte und frei zugängliche Programmpaket [KHK+95b] eingesetzt.

Die Knoten der untersuchten Netze wurden zweidimensional hexagonal angeordnet, so daß jeder Knoten – mit Ausnahme der an den Rändern der Ebene – über sechs Nachbarn verfügt. Zur Definition der Nachbarschaftsrelation wurde eine Gaußglocke verwendet. Ein geeigneter Netzzumfang sowie die ideale Aufteilung der Knoten in der Ebene sind nicht im voraus ersichtlich, wengleich quadratische Anordnungen aufgrund von in Einzelfällen beobachteten Konvergenzproblemen vermieden werden sollen [Koh97, KHK+95b].

Da die Zahl aller denkbaren Untermengen von Merkmalen erneut die vollständige Untersuchung aller Merkmalskombinationen verbietet, müssen wiederum einige Merkmalskombinationen ausgewählt werden. Dabei wird zunächst der im zweidimensionalen Fall untersuchte Vektor $\vec{T}_{3090} = (T30, T90)$ zum Vergleich der Leistungsfähigkeit des SOM-Algorithmus mit der der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten zweidimensionalen Klassifikation verwendet. Um im Anschluß die Pulsform feiner auflösen zu können, wurde der Vektor $\vec{T} = (T20, T30, \dots, T90)$ definiert. Analog wurden des weiteren $\vec{I} = (I10, I20, I30, \dots, I90)$ und $\vec{F} = (f0, f1, f2, \dots, f5)$ erzeugt. Schließlich wurde die gesamte Information in $\vec{G} = (\vec{T}, \vec{I}, \vec{F})$ zusammengefaßt. Auch die Zahl der untersuchten Netztopologien sowie die der Kombinationen aus Merkmalsvektoren und Netztopologien mußten wegen der beschränkten Ressourcen eingeschränkt werden. Im einzelnen wurden mit \vec{T}_{3090} die Netze (5,10), (10,15), (15,20),

(20,30), (30,30) und (25,40) untersucht³⁸, um mögliche Abhängigkeiten von der Netzgröße zu bestimmen. Für die Topologien (5,10), (15,10) und (20,30) wurden die Vektoren \vec{T} , \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} untersucht, wobei jeweils Ereignisse bei 344, 778 und 1408 keV betrachtet wurden. Im Falle der höherdimensionalen – für \vec{T} etwa achtdimensionalen – Mustervektoren ist zu beachten, daß um eine der zweidimensionalen Partitionierung – etwa im Falle von ≈ 400 Fenstern von $5 \text{ ns} \times 5 \text{ ns}$ Breite – vergleichbare Feinheit in der Einteilung Musterraumes zu erhalten, wesentlich größere Netze betrachtet werden müßten. Aufgrund der begrenzten Statistik des vorliegenden Datenmaterials ist dies jedoch nicht durchführbar, da die entstehenden Musterräume derart spärlich populiert sind, daß eine sinnvolle Konstruktion von Netzen und Referenzortsspektren unmöglich ist. Somit besteht die Gefahr, daß aufgrund der Zunahme der Fenstergröße durch die nicht angemessene Erhöhung der Zahl der Knotenvektoren ein Gewinn an Ortsauflösung oder Untergrundunterdrückung verdeckt wird.

Zum Training wurden 100 Ereignisse pro verwendeter Position auf der Detektorstimfläche als Trainingsdatensatz verwendet. Ein gleichgroßer Datensatz mit statistisch unabhängigen Ereignissen wurde als Kontrolldatensatz verwendet. Jeder Trainingsvorgang wurde mit bis zu drei zufällig bestimmten Sätzen von Startwerten der Knotenvektoren durchgeführt, um mögliche Abhängigkeiten der gefundenen Netze von den Startwerten der Knotenvektoren zu erfassen. Jedoch konnten keine signifikanten Unterschiede der späteren Klassifikationsleistung bei Initialisierung mit Zufallszahlen oder mit zufällig aus dem Lerndatensatz gewählten Vektoren gefunden werden. Während des Lernvorgangs wird die Entwicklung des Quantisierungsfehlers³⁹ auf Lern- und Kontrolldatensatz beobachtet.

Abbildung 46 zeigt die zeitliche Entwicklung des Quantisierungsfehlers während des unüberwachten Trainings für verschiedene Netze und Merkmalsvektoren. Die zeitliche Abnahme des Fehlers ist unabhängig vom Merkmalsvektor \vec{T} (rot), \vec{I} (grün), \vec{F} (blau) und \vec{G} (gelb). Es wurden 50 Millionen Trainingszyklen betrachtet, einerseits kontinuierlich in einem Trainingsvorgang (links), sowie in vier Schritten (rechts), wobei die Knotenvektoren am Ende eines Schrittes als Ausgang für den kommenden Trainingsschritt verwendet wurden. Der Unterschied in diesen beiden Ansätzen besteht darin, daß SOM während des Trainings die Ausdehnung der Nachbarschaftsfunktion reduziert und sich Knotenvektoren zu Beginn des Trainings schneller und von ihrer Nachbarschaft unabhängiger bewegen können als gegen Ende des Trainings. Ein Einfrieren eines Zustandes kommt daher erst zustande, wenn die während des Trainings verringerten Lernraten bestimmte Größen erreichen. Die anfänglichen Lernraten der einzelnen Schritte betragen abnehmend 0,1, 0,05, 0,025 und 0,01. Zu Beginn der letzten beiden Phasen – siehe die durch senkrechte Striche gekennzeichneten Stellen im rechten Bild – zeigt sich ein Anstieg des Quantisierungsfehlers aufgrund der wieder von Null verschiedenen Lernraten. Nach 100000 Zyklen ist keine signifikante weitere Abnahme des Quantisierungsfehlers mehr festzustellen, so daß davon auszugehen ist, daß die Netze die von Ereignissen ausgefüllten Bereiche der Merkmalsräume vollständig durchsetzt haben. Der Quantisierungsfehler auf dem Kontrolldatensatz folgt dem des Lerndatensatzes, die beiden Kurven sind in Abbildung 46 nicht unterscheidbar. Auch eine Abhängigkeit der Entwicklung der Quantisierungsfehler bei unterschiedlichen Startwerten der Knotenvektoren ist im Maßstab von Abbildung 46 nach 1000 bis 10000 Zyklen nicht mehr erkennbar.

³⁸Dabei kennzeichnet (n_1, n_2) ein Netz mit $n_1 \cdot n_2$ Knoten, die innerhalb eines Rechtecks angeordnet sind; vergleiche mit Abbildung 8.

³⁹Die Berechnung erfolgte mit der in [KHK⁺95b] enthaltenen Routine `qerror`. Diese bestimmt für alle Vektoren eines Datensatzes die Abstände zu den jeweils nächstgelegenen Knotenvektoren des Netzes und normiert auf die Zahl der Einträge im Datensatz. In Abbildung 46 wurde zusätzlich auf die Dimension des Merkmalsvektors normiert, um unterschiedliche Trainingsdurchgänge besser miteinander vergleichen zu können.

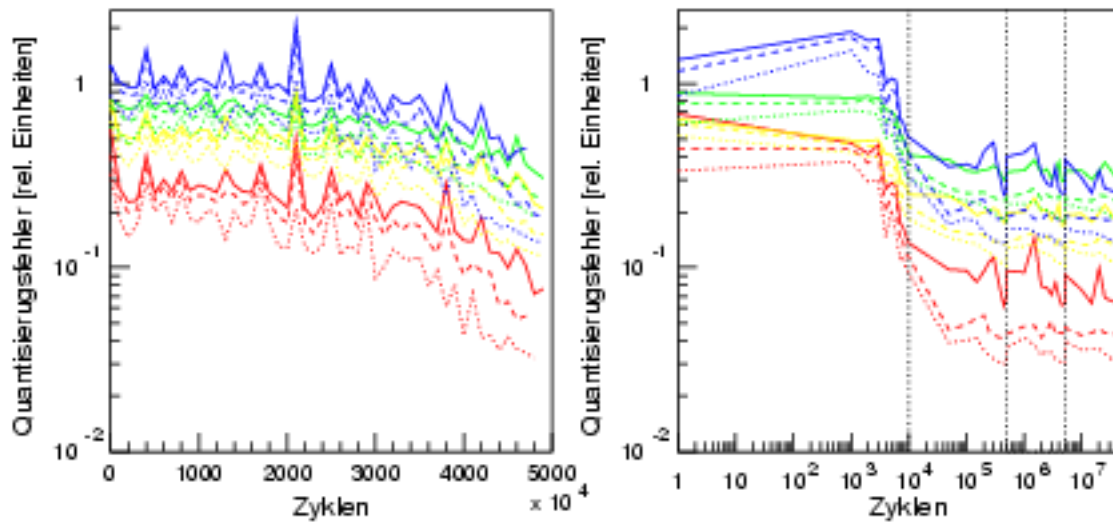


Abbildung 46: Zeitliche Entwicklung des Quantisierungsfehlers während der Lernphasen für die Merkmalsvektoren \vec{T} (rot), \vec{I} (grün), \vec{F} (blau) und \vec{G} (gelb) für den DD-Detektor bei 778 keV für Topologien (20,30) (gepunktet), (15,20) (gebrochen) und (5,10) (durchgezogen).

Generell liegen die Quantisierungsfehler im Falle von \vec{T} minimal unter denen von \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} . Im Falle von \vec{I} könnte dies auf die Konzentration der Ereignisse in den Randbereichen der Verteilungen zurückzuführen sein, vergleiche etwa mit Abbildung 108; jedoch ist dieses Verhalten für \vec{F} nicht ohne weiteres ersichtlich. Wie zu erwarten⁴⁰ führen die größeren Netze wie (20,30) (gepunktet) systematisch zu kleineren Quantisierungsfehlern als die mittleren (15,20) (gebrochen) und diese wiederum zu kleineren als die kleinsten (5,10) (durchgezogen) betrachteten Netze.

Analog zum zweidimensionalen Fall werden nun klassenweise Referenzspektren aus Einstrahlpositionen für alle Knotenindizes bei gleichmäßiger Ausleuchtung der Stimflächen der Detektoren mit den Ereignissen des Lerndatensatzes angelegt. Dabei wird ereignisweise der Knoten der Netze bestimmt, der den geringsten Abstand zu dem vom Ereignis generierten Merkmalsvektor besitzt⁴¹. Aufgrund des Nachbarschaftsrelationen erhaltenden Wesens der SOM sollten nun benachbarte Positionen im Merkmalsraum – und damit benachbarte Bereiche im Ortsraum der Detektoroberfläche – von in der Ebene benachbarten Knoten repräsentiert werden.

Für den DD-Detektor, ein (15,20)-Netz und den Merkmalsvektor \vec{T}_{3090} zeigt Abbildung 47 die gewonnenen Referenzspektren, für den SGC-Detektor, ein (10,15) Netz und den Merkmalsvektor \vec{T} Abbildung 48. In Anhang C sind darüberhinaus analog für das (15,10)-Netz Abbildungen 100, 101 und 102 für die Merkmalsvektoren \vec{T} , \vec{I} und \vec{F} zusammengefaßt. Die Nachbarschaft vergleichbarer Verteilungen von Einstrahlpositionen in der Ebene der Knotenvektoren ist deutlich sichtbar. Generell sind keine signifikanten Abweichungen der Referenzspektren von denen im zweidimensionalen Fall ersichtlich; wieder werden die bereits im vorausgegangenen Abschnitt gefundenen Bereiche selektiert:

⁴⁰ Je mehr Knoten zur Verfügung stehen, desto kleiner ist der mittlere Abstand zum nächstgelegenen Knoten.

⁴¹ Hierbei erfolgt eine Klassifikation, zu der in Strenge nicht SOM eingesetzt werden sollte, sondern beispielsweise Learning Vector Quantization (LVQ) [Koh97, KHK⁺95a] eingesetzt werden könnte.

die Spitzen der Ds, die Bereiche vor, über- und unterhalb bzw. links und rechts von der inneren Elektrode sowie kreisbogenförmige Verteilungen unterschiedlicher Radien bis in die Spitzen der Ds. Gleichzeitig fällt auf, daß nach wie vor Referenzspektren mit im Ortsraum nicht lokalisierten Verteilungen auftreten.

Nachdem jetzt Referenzspektren für alle Knoten der trainierten Netze vorliegen, können analog zum zweidimensionalen Fall im vorherigen Abschnitt erneut positionsabhängig Ortsauflösungen durch Überlagerung der Referenzspektren bestimmt werden. Dazu zeigen Abbildungen 49 und 50 die resultierenden Verteilungen im Ortsraum an den im vorherigen Abschnitt untersuchten Einschußpositionen (links nach rechts) für unterschiedliche Netze und Merkmalsvektoren: Für (10, 15) mit Merkmalsvektoren \vec{T} , \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} (oben nach Mitte) und \vec{T}_{3090} für Netztopologien (5,10) (10,15) (15,20) (25,40) und (30, 50) (Mitte nach unten) für den DD-Detektor⁴².

Zusammenfassend ist festzustellen, daß sich mit Netzen moderater Größe von 150 bis 600 Knoten dem zweidimensionalen Fall vergleichbare Referenzspektren erzeugen lassen und diese im Anschluß zu vergleichbaren Halbwertsflächen der Ortsauflösungen sowie vergleichbaren Signal-zu-Untergrundverhältnissen führen. Aufgrund der begrenzten Statistik der vorliegenden Messungen konnte eine den höherdimensionalen Räumen adäquate Erhöhung der Zahl der Knotenvektoren nicht betrachtet werden. Somit kann nicht abschließend entschieden werden, ob sich durch höherdimensionale Betrachtung ein signifikanter Gewinn an Ortsauflösung oder eine signifikante Verringerung des Untergrundes erreichen ließe.

Abschließend werden Schnitte durch die zweidimensionalen Ortsraumverteilungen wiedergegeben, um deren Breiten sowie die Untergrundverhältnisse genauer betrachten zu können. Dabei wird zwischen methodisch bedingten Breiten, die durch das Auflösungsvermögen der vorgestellten Methode der Pulsformanalyse begründet sind, und geometriebedingten Breiten, die durch Symmetrien der Felder bzw. Driftpfade gegeben sind, unterschieden. Für den DD-Detektor zeigt Abbildung 51 Schnitte bei Partitionierungen der (T30,T90)-Ebene mit Fenstern von 4 ns Breite, Abbildung 52 Schnitte bei Anwendung eines (10,15)-Netzes mit Merkmalsvektor \vec{T} . Zur Bestimmung von Halbwertsbreiten (FWHM) sind 50%, zur Bestimmung von Zehntelwertsbreiten (FWTM) 10% der Maximalamplitude durch eine gebrochene Linie gekennzeichnet. Die Fläche vor der inneren Elektrode selbst kann nicht weiter aufgelöst werden; die Ortsverteilung ist an dieser Stelle näherungsweise rotationssymmetrisch mit methodisch bedingten FWHM Breiten von 10 mm bis 12 mm und FWTM Breiten von 26 mm bis 34 mm (rechts). Die über- und unterhalb des Bohrlochs erscheinenden Bereiche zeigen entlang ihrer Schmalseite methodisch bedingte Auflösungen von FWHM 6 mm, FWTM 40 mm, senkrecht dazu symmetriebedingt 10 mm bis 15 mm (2 v.r.). Die Bereiche links und rechts des Bohrlochs können methodisch bedingt mit 4 mm bis 10 mm FWHM bzw. 12 mm bis 18 mm FWTM in beiden Richtungen aufgelöst werden (3 v.l.). In der Umgebung der inneren Elektrode deuten sich einzelne Verteilungen mit 6 mm bis 10 mm Auflösung in beiden Richtungen an; jedoch auf einem hohen Untergrund (2.v.l.). Die Kreissegmente in den Außenbereichen (links) schließlich zeigen methodisch bedingte radiale Breiten von FWHM 6 mm bis 8 mm, FWTM 20 mm bis 24 mm und konnten entlang des Azimuts aufgrund der Feldgeometrie notwendigerweise nicht weiter aufgelöst werden. Für den SGC-Detektor zeigt Abbildung 53 vergleichbare Schnitte nach Partitionierung der (T30,T90)-Ebene. Es ergeben sich methodisch bedingte radiale FWHM Breiten zwischen 6 mm und 12 mm, die FWTM Breiten erstrecken sich über die gesamten Segmente des Kristalles.

⁴² Aufgrund der Vergleichbarkeit der Ergebnisse der zweidimensionalen Merkmalsebenen mit denen dieses Abschnitts wird auf einen Abdruck der entsprechenden Verteilungen für den SGC-Detektor verzichtet.

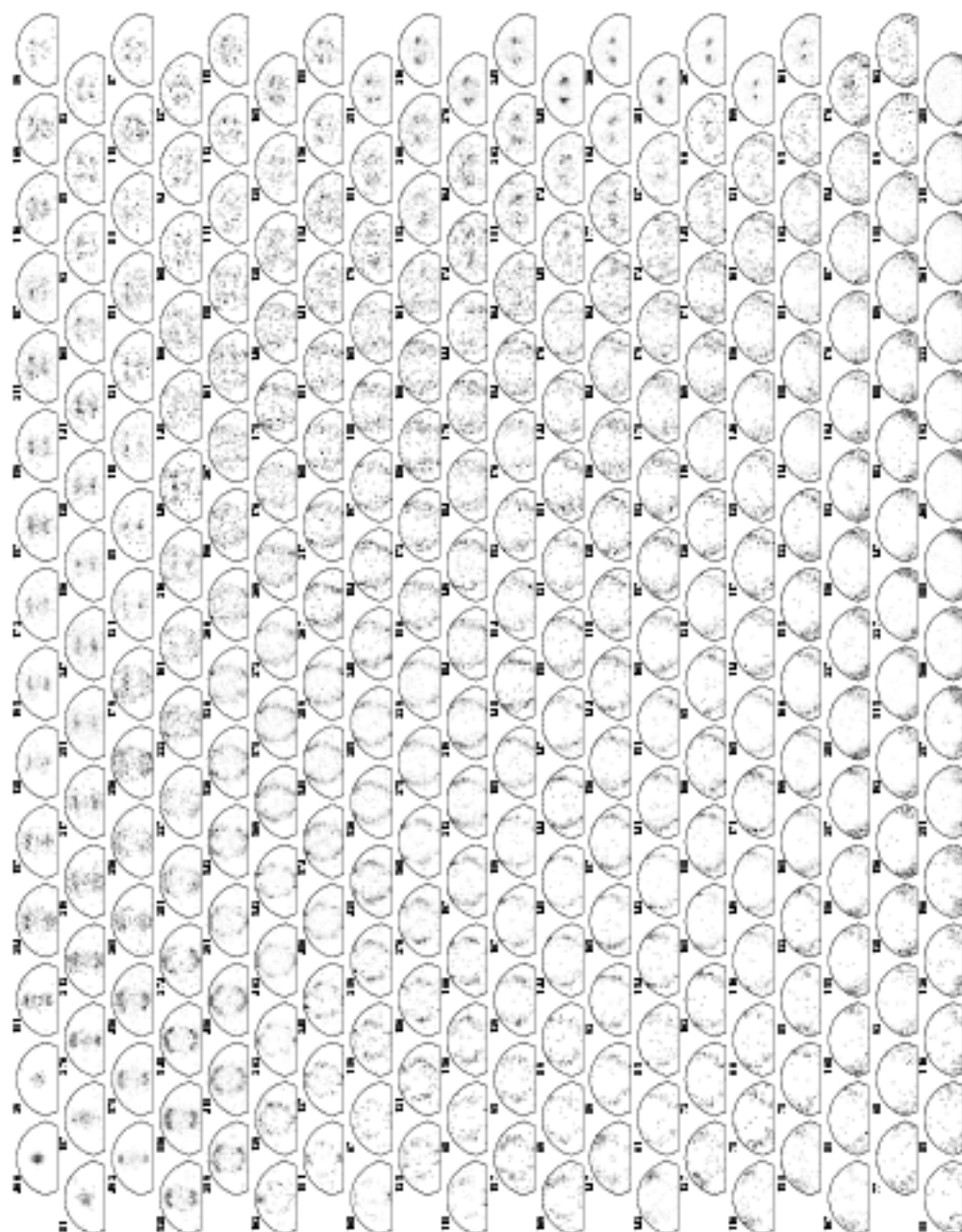


Abbildung 47: Referenzortsspektren in unterschiedlichen Bereichen der von T_{5000} aufgespannten Ebene bei Projektion der SOM nach zwei Millionen Trainingszyklen eines (15,20)-Netzes für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links

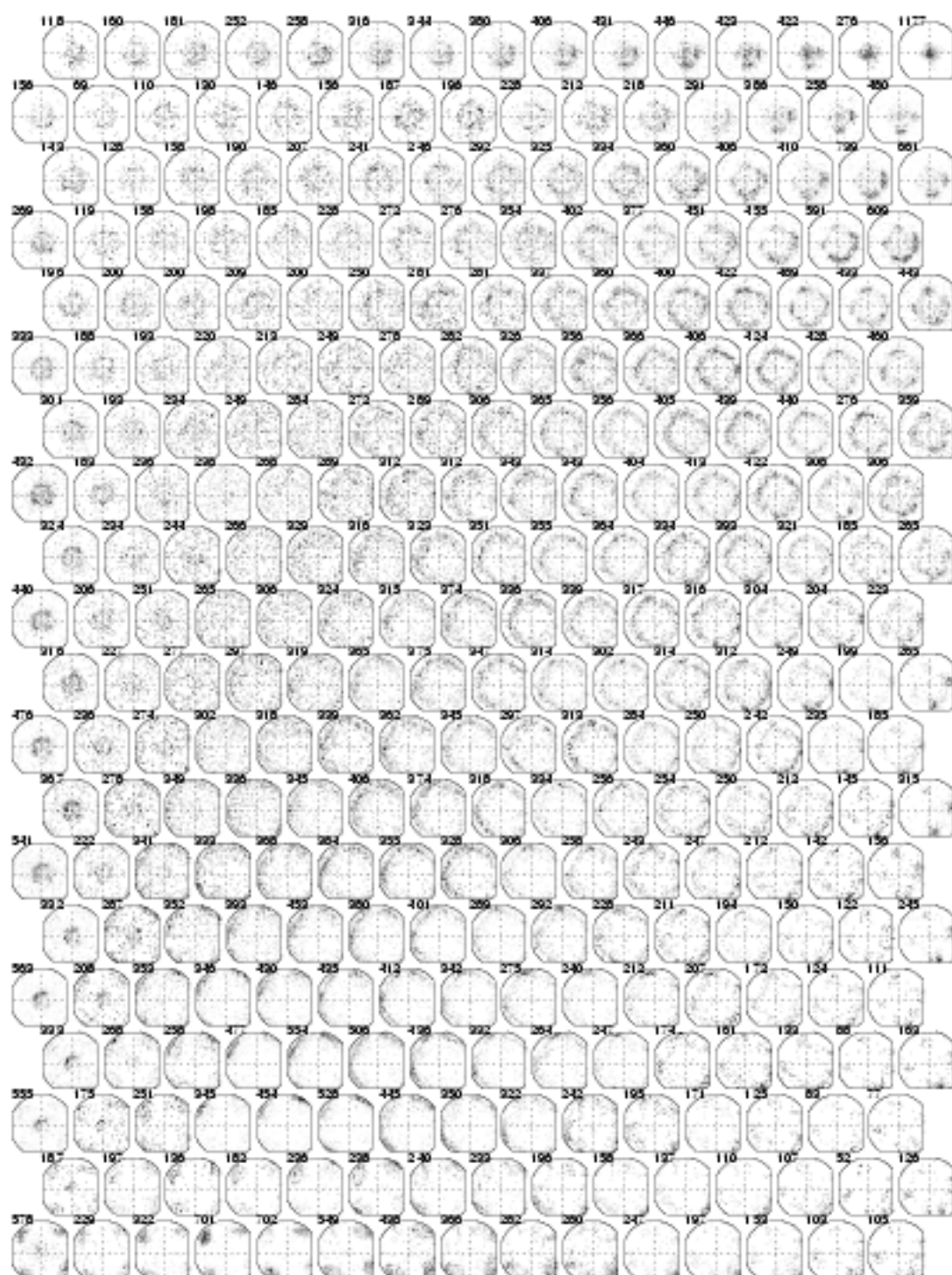


Abbildung 48: Referenzortsspektren in unterschiedlichen Bereichen der von \vec{T}_{3090} aufgespannten Ebene bei Projektion durch SOM nach zwei Millionen Trainingszyklen eines $(15,10)$ -Netzes für einen Kristall des SGC-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

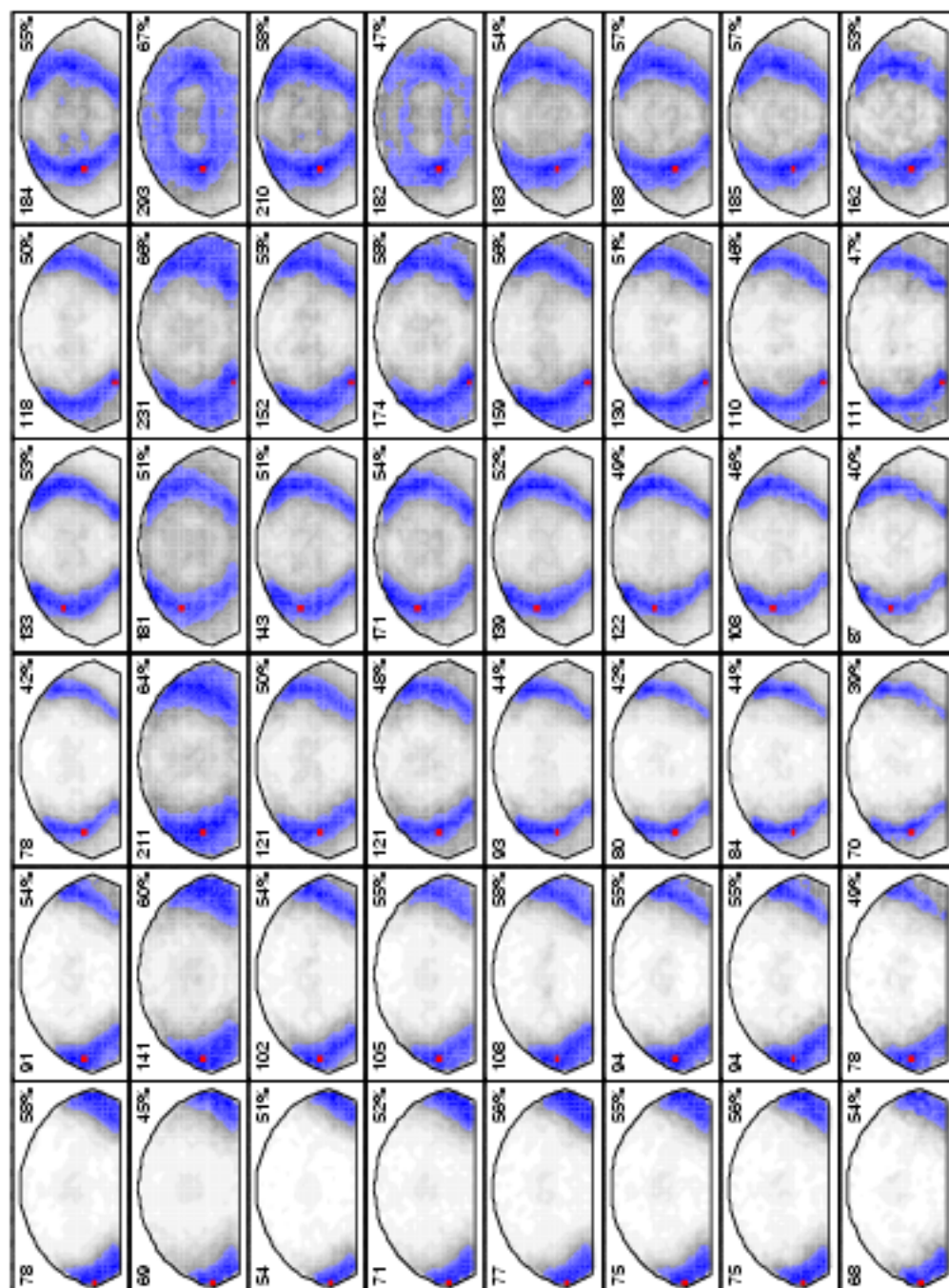


Abbildung 49: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschusses (rot) für Netztopologien (10,15) mit Merkmalsvektoren \vec{T} , \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} (oben nach Mitte) und \vec{T}_{500} für (5,1,0)-, (10,15)-, (15,20)- und (25,40)-Netze (Mitte nach unten) für ein D des DD-Detektors.

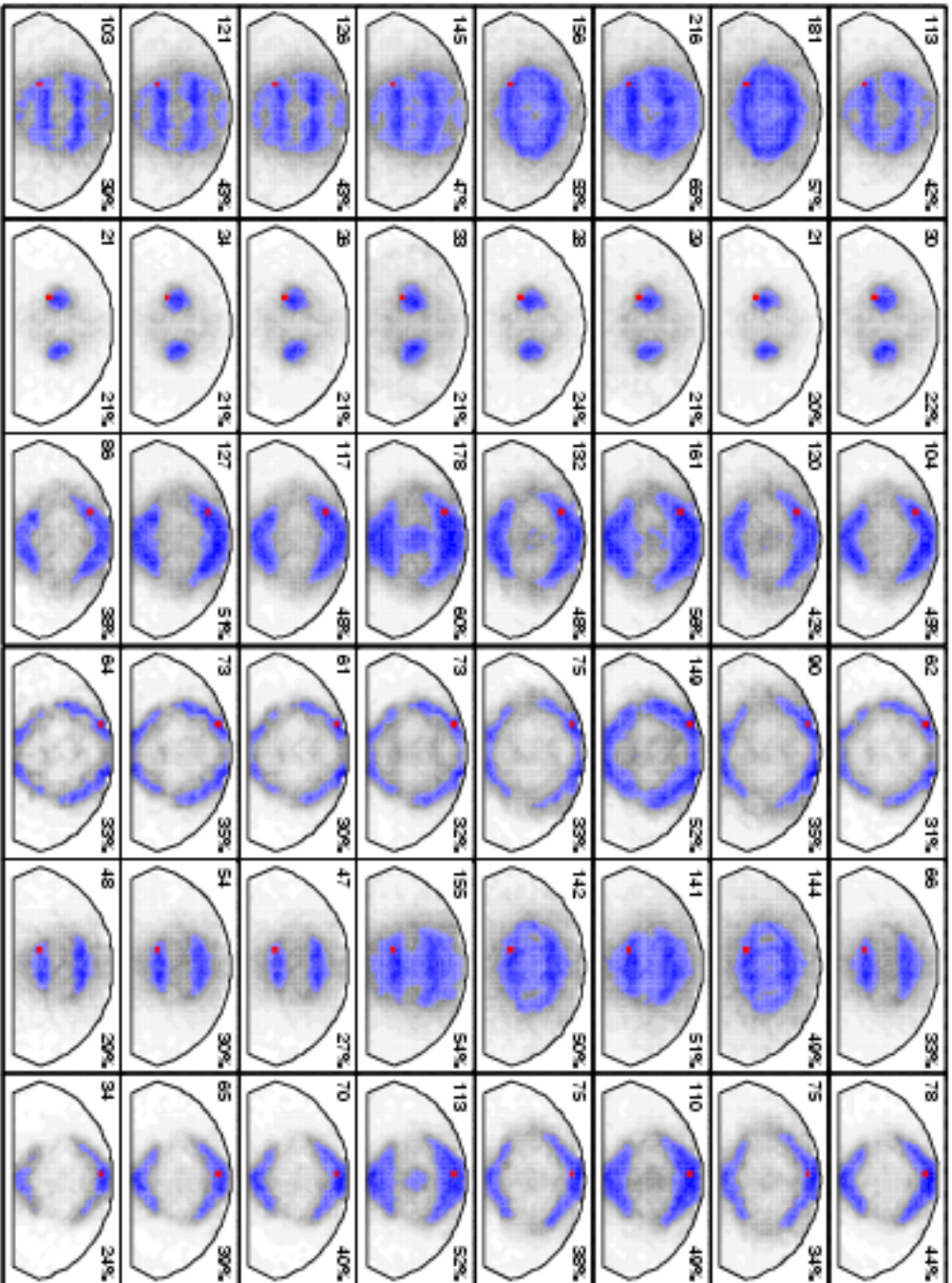


Abbildung 50: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollinierten Einschusses (rot) für Netztopologien (10,15) mit Merkmalsvektoren \vec{T} , \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} (oben nach Mitte) und \vec{T}_{500} für (5,10)-, (10,15)-, (15,20)- und (25,40)-Netze (Mitte nach unten) für ein D des DD -Detektors.

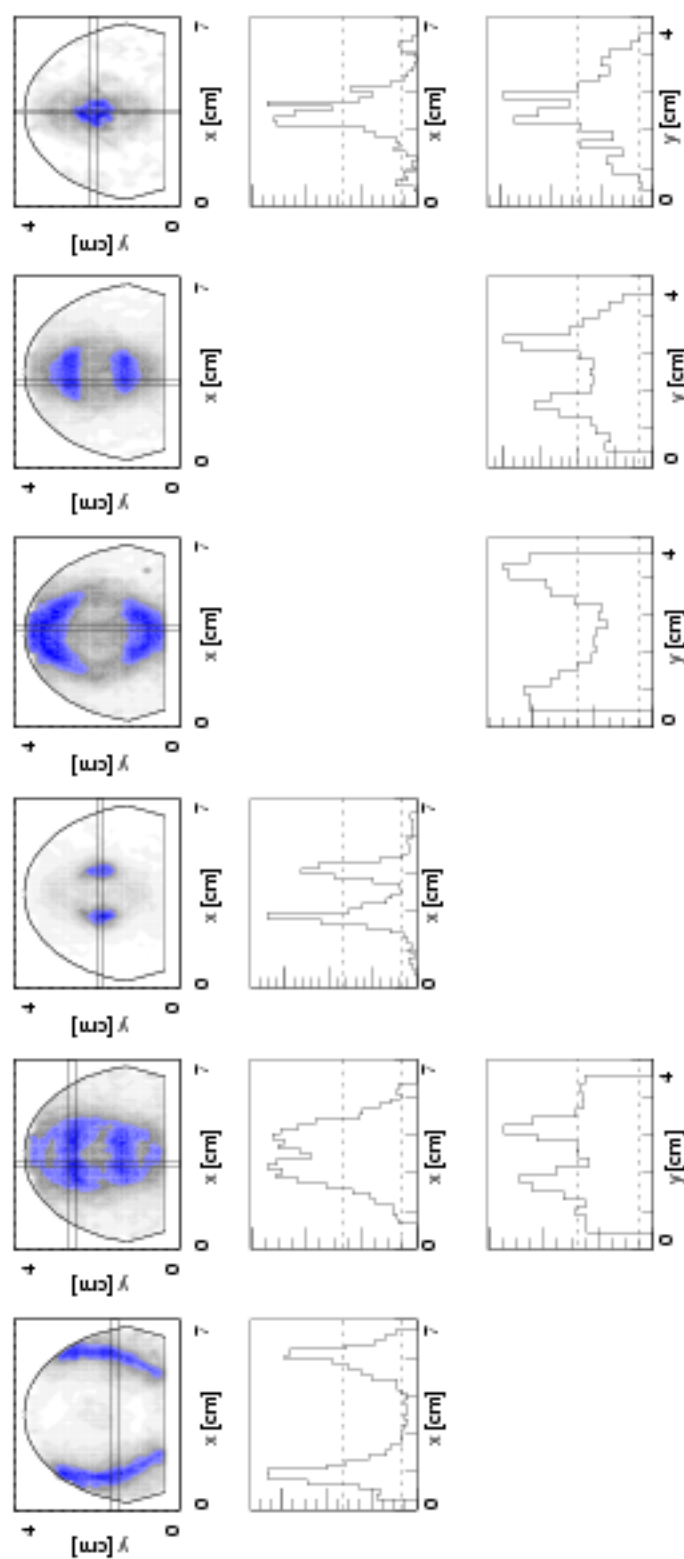


Abbildung 51: Ortsaufösungen entlang horizontaler Schnitte (links nach rechts, Mitte) und vertikaler Schnitte (links nach rechts, unten) bei Klassifikation durch Partitionierung der $(T30, T90)$ -Ebene für ein D des DD -Detektors. Relative Intensität pro 2 mm. 50% und 10% des Maximums (gebrochen).

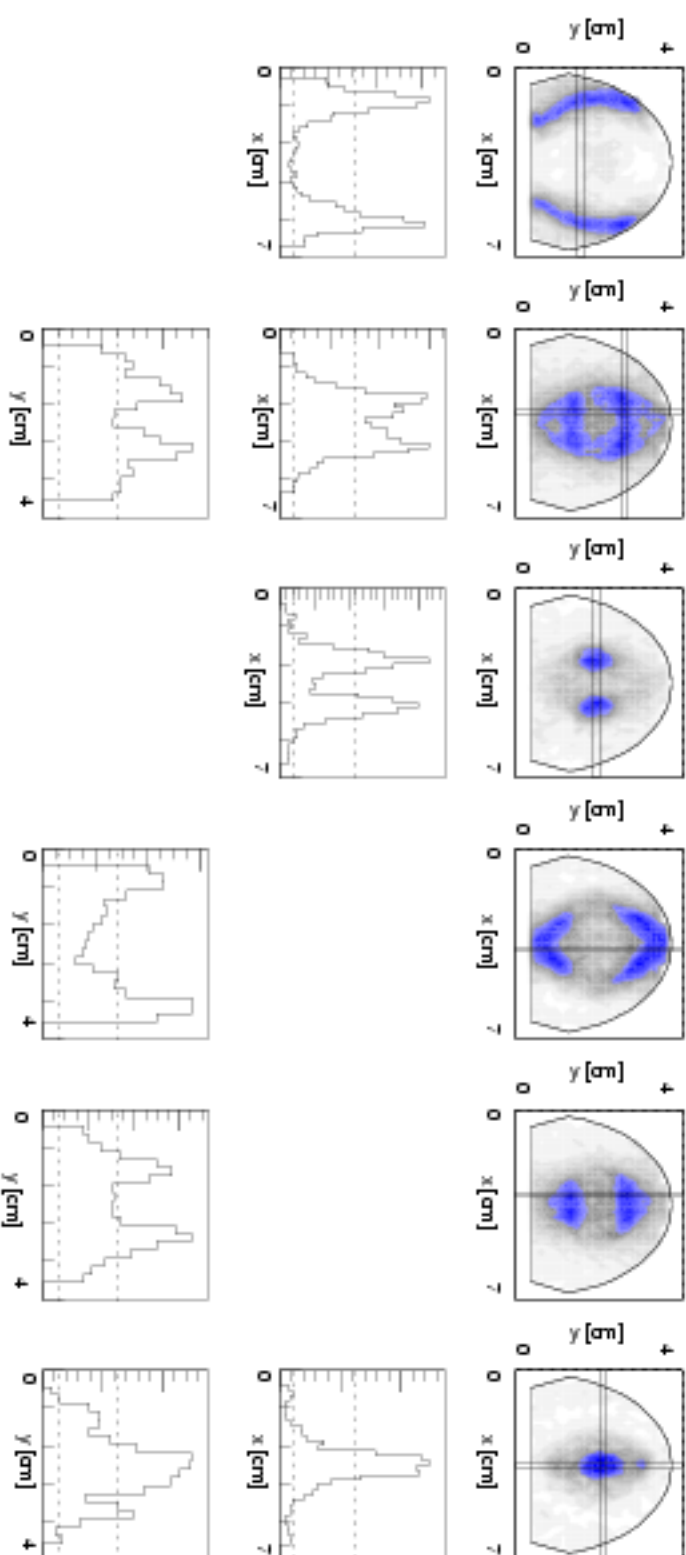


Abbildung 52: Ortsaufösungen entlang horizontaler Schnitte (links nach rechts, Mitte) und vertikaler Schnitte (links nach rechts, unten) bei Klassifikation mit einem (10,15)-Netz für ein D des DD-Detektors. Relative Intensität pro 2 mm, 50% und 10% des Maximums (gebrochen).

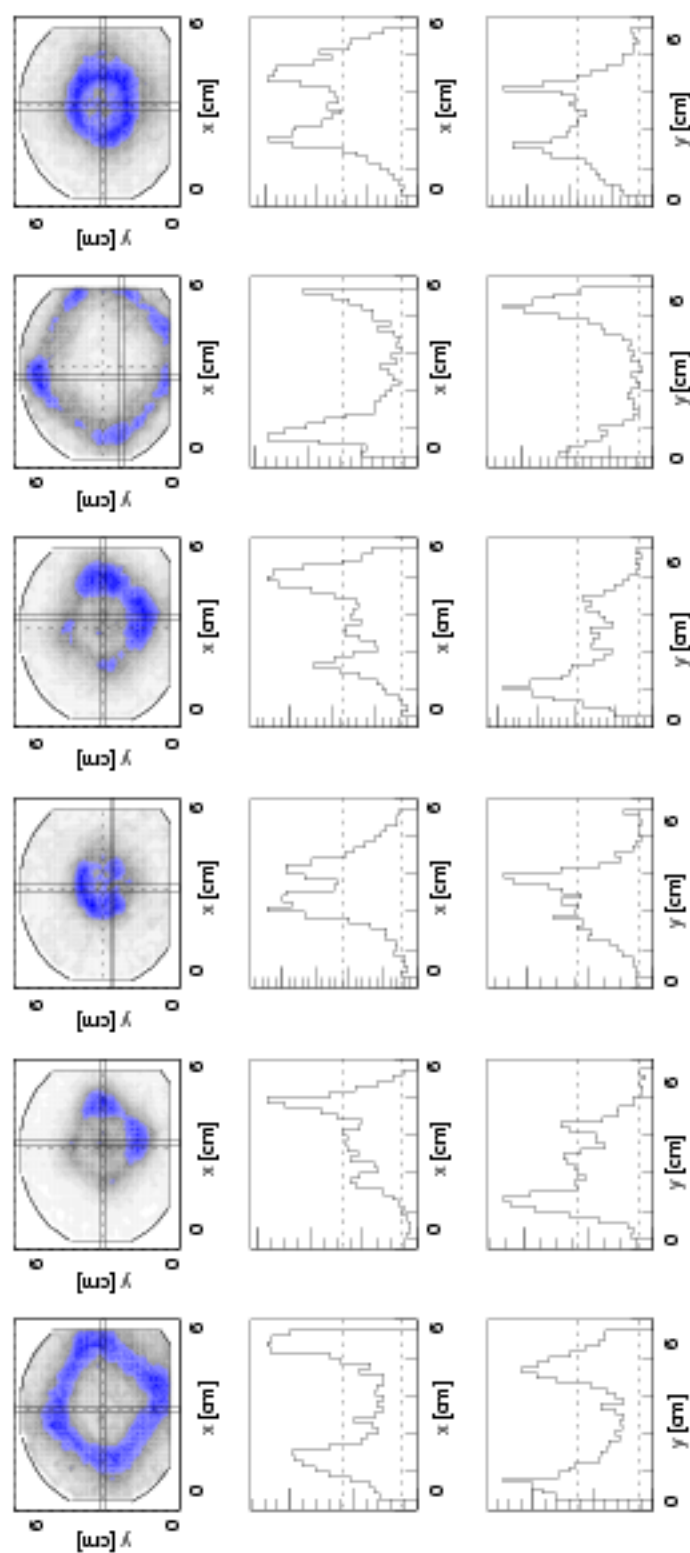


Abbildung 53: Ortsaufösungen entlang horizontaler Schnitte (links nach rechts, Mitte) und vertikaler Schnitte (links nach rechts, unten) bei Klassifikation durch Partitionierung der $(T30, T90)$ -Ebene für einen Kristall des SGC-Detektors. Relative Intensität pro 2 mm, 50% und 10% des Maximums (gebrochen).

7.2 Strahlexperiment

Da anhand der Ergebnisse der Quellenexperimente in Kapitel 5 und den vorausgegangenen Abschnitten zu erwarten ist, daß unterschiedliche Klassen nach manueller Partitionierung von Merkmalsebenen oder nach Training der SOM einerseits jeweils räumlich unterschiedliche Bereiche repräsentieren, und andererseits diese Bereiche unterschiedlich stark im Ortsraum lokalisiert sind, sollten sich bei Analyse der im Strahlexperiment gewonnenen Pulsformen je nach Klasse unterschiedliche Dopplerverschiebungen und -verbreiterungen ergeben. Aufgrund der Verzerrung der Merkmalsverteilungen bei schrägem Einschuß – vergleiche mit Abbildung 90 – ist jedoch nicht unmittelbar ersichtlich, wie stark sich die Ereignisse durch Auswertung der Pulsforminformation im Experimentbetrieb lokalisieren lassen. Gleichzeitig lassen sich die in den vorausgegangenen Abschnitten gewonnenen Parameter der Partitionierungen der Merkmalsräume nicht übernehmen.

Daher wurde einerseits die (T30,T90)-Ebene neu generiert und mit Fenstern von 5 und 10 ns Breite partitioniert, andererseits wurden Netze der Topologien (5,10), (15,10) und (20,30) mit den Merkmalsvektoren \vec{T} , \vec{I} , \vec{F} und \vec{G} zur Projektion der Daten durch die SOM trainiert. Für die unterschiedlichen Fenster der Ebene bzw. für die unterschiedlichen Knoten der SOM ergeben sich dabei Energiespektren des betrachteten 547.5 keV Übergangs im ^{197}Au mit unterschiedlichen Dopplerverschiebungen und -verbreiterungen. Abbildung 54 zeigt exemplarisch für ein (15,20)-Netz und den Merkmalsvektor \vec{T} die dabei entstehenden Spektren im Energiebereich von 543 bis 563 keV für ein D des DD-Detektors. Abbildung 55 zeigt die analogen Verteilungen der Spektren in der (T30,T90)-Ebene. Die rote Linie markiert die Mitte des Intervalls und dient der besseren Orientierung.

Die energetische Verschiebung des Übergangs in Abhängigkeit von der Fenster- bzw. Knotenposition ist deutlich sichtbar. Gleichzeitig treten ähnliche Verschiebungen in benachbarten Bereichen der Merkmalsräume auf. Im Bereich kleiner T30 und T90, der zu Ereignissen vor der inneren Elektrode und damit im Experiment zu maximalen θ_{Lab} von $\theta_{Lab} \approx 90^\circ$ gehört, zeigt Spektren einer minimalen Energieverschiebung. Der Bereich großer T30 und T90, der zu Ereignissen aus den Spitzen der Ds und damit im Experiment zu minimalen θ_{Lab} von $\theta_{Lab} \approx 70^\circ$ gehört⁴³, zeigt entsprechend Spektren einer maximalen Energieverschiebung zu höheren Energien.

Somit liegen Klassen – sei es durch manuelle Partitionierung oder nach SOM – vor, zu denen jeweils ein γ -Spektrum mit der beobachteten Totalabsorptionslinie akkumuliert wurde. Je stärker lokalisierte Ereignisse die Klasse zusammenfaßt, desto weniger stark ist die zugeordnete Linie Dopplerverbreitert. Im Bestfall ergäbe sich eine exakte Lokalisierung des γ -Quants, so daß nur eine der in Abbildung 26 gezeigten Linienverbreiterung analoge Linienbreite aufgrund des unbestimmten Teilchenwinkels verbliebe. Im schlechtesten denkbaren Fall erfolgt keine Lokalisierung und es ergibt sich die gleiche Granularität und entsprechend Linienbreite wie ohne Auswertung der Pulsforminformation. Abbildungen 56 und 57 zeigen für ein D des DD-Detektors bzw. für vier in einer Spalte benachbarte, unter unterschiedlichen θ_{Lab} im Raum stehenden Segmente des SGC-Detektors die in Abbildungen 34 und 33 gezeigten Dopplerverbreiterten Linien als Einhüllende. In Farbe überlagert sind ausgewählte – zum Zwecke der Darstellung skalierte – Spektren aus Abbildung 54 unter der Bedingung der Zugehörigkeit zu ausgesuchten, vom SOM-Algorithmus gefundenen Klassen des (20,30)-Netzes bei Training mit dem Merkmalsvektor \vec{T} . Es wird nochmals deutlich, daß sich in unterschiedliche Verringerungen der Linienbreiten und von Fall zu Fall unterschiedliche Verschiebungen ergeben, was mit der unterschiedlich starken Lokalisierung der Ereignisse in verschiedenen Bereichen des Kristalles

⁴³Die Spiegelsymmetrie der Ds war durch Bleiabschirmungen gebrochen, so daß der anhand der Pulsform auch denkbare Winkel der γ -Flugbahn von $\theta_{Lab} \approx 110^\circ$, der zu einer Energieverminderung geführt hätte, nicht möglich war.



Abbildung 54: 547.5 keV Übergang in ^{197}Au unter der Bedingung unterschiedlicher Positionen im von den Vektoren \vec{T} aufgespannten Merkmalsraum für die Knoten eines (20,15)-Netzes nach unüberwachtem Training durch SOM für ein D des DD-Detektors.

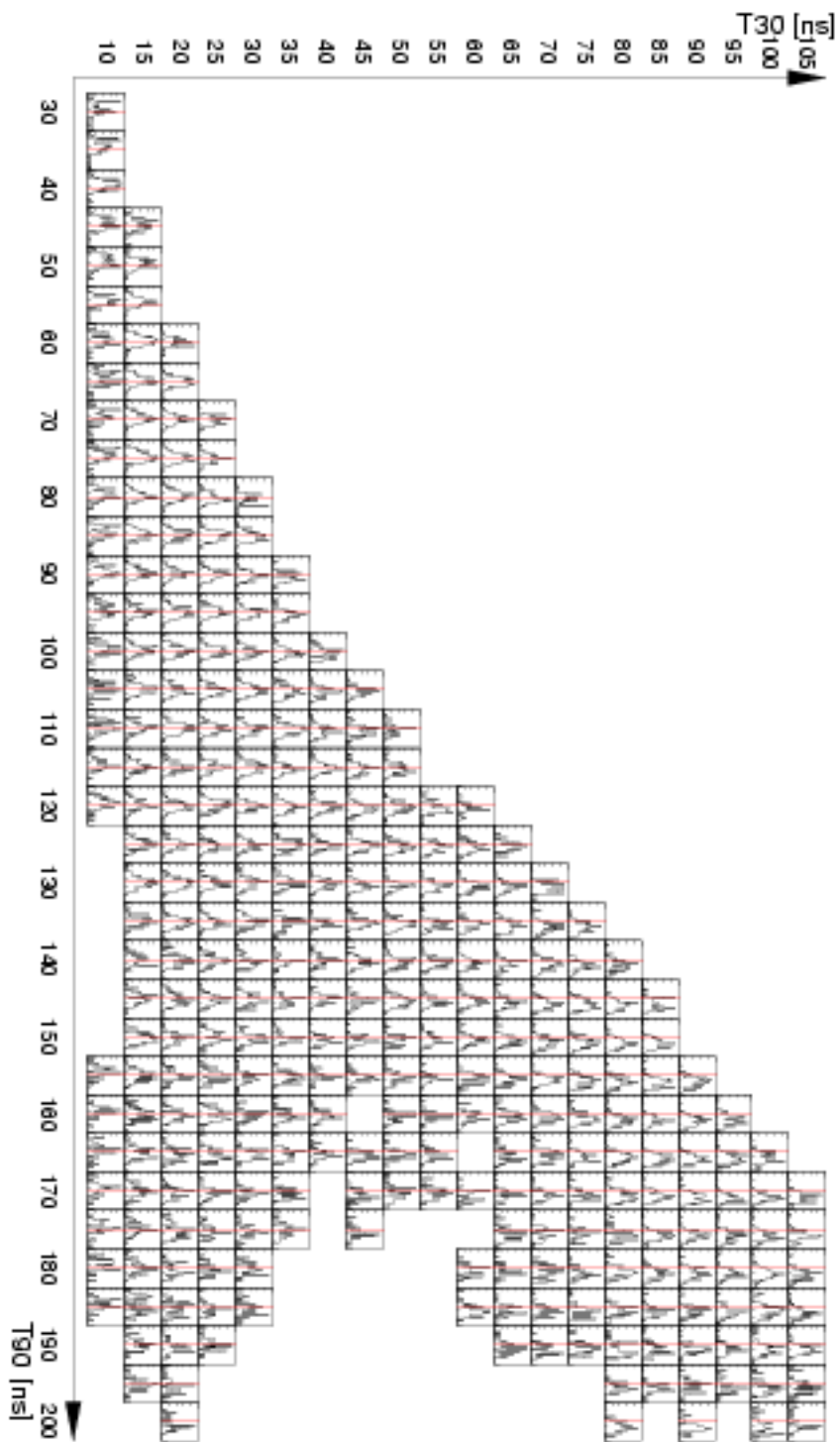


Abbildung 55: 547.5 keV Übergang im ^{197}Au unter der Bedingung unterschiedlicher Positionen in der (T_{30}, T_{90})-Ebene für ein D des DD -Detektors.

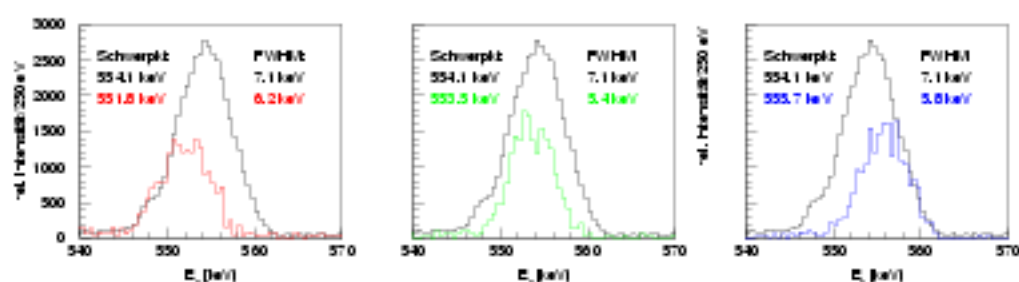


Abbildung 56: 547.5 keV Übergang im ^{197}Au für ein gesamtes D (Einhüllende) und für ausgesuchte Klassen nach SOM (farbig) für den DD-Detektor.

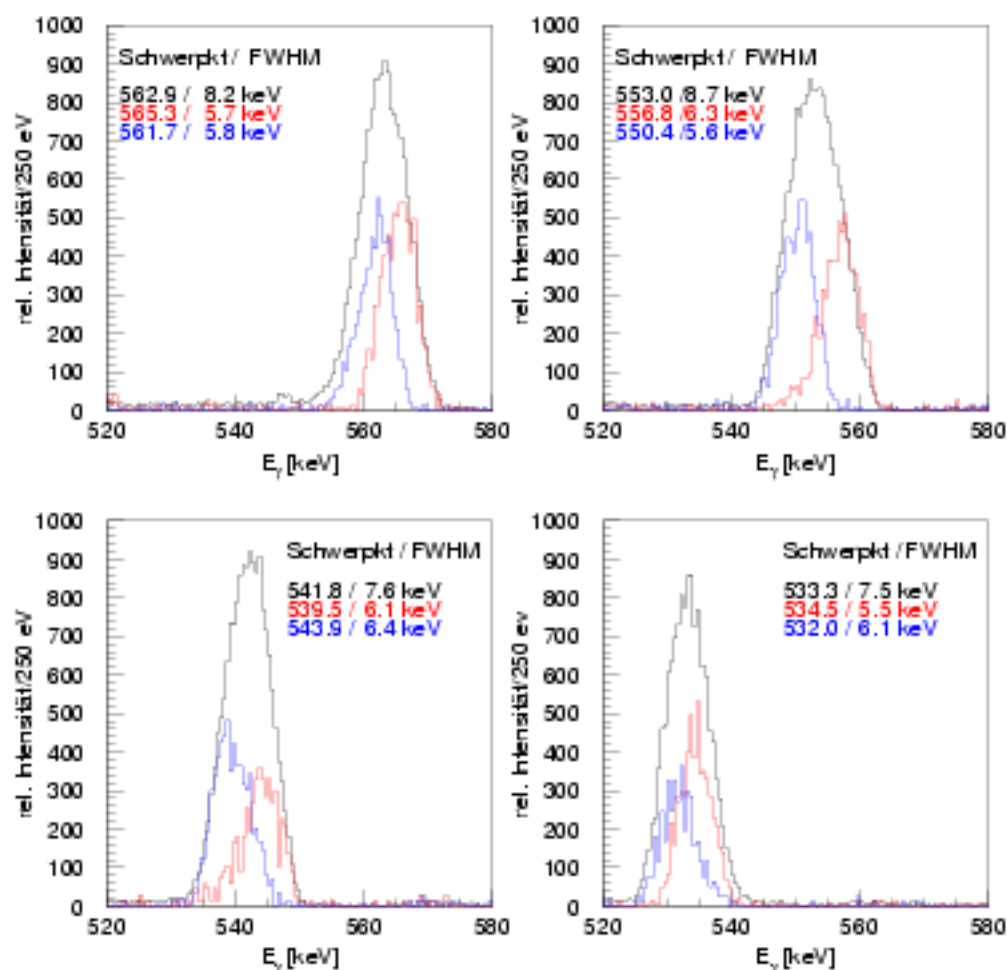


Abbildung 57: 547.5 keV Übergang im ^{197}Au für vier benachbarte Segmente unter unterschiedlichen $\theta_{L,ab}$ des SGC-Detektors (Einhüllende) und für ausgesuchte Klassen nach SOM (farbig).

erklärt wird.

Die Betrachtung aller einzeln akkumulierten Energiespektren ergibt unterschiedliche Linienbreiten von minimal 4.5 keV . Im Zuge einer Dopplerkorrektur würde nun jeder Klasse ein effektiver Ort im Germaniumkristall bzw. ein effektiver γ -Flugbahnwinkel zugeordnet werden, so daß alle Spektren unter Berücksichtigung dieses Winkels korrigiert akkumuliert werden können⁴⁴. Um den Effekt dieses Prozesses zu simulieren, wurde zu jedem der vorliegenden Spektren die Differenz des Schwerpunktes der Verteilung zur wahren Energie von 547.5 keV bestimmt und die Ereignisse unter dieser Korrektur erneut akkumuliert. Dabei ergeben sich Verringerungen der ursprünglichen Linienbreiten. Für die Segmente des DD-Detektors erfolgt eine Verringerung von 7.1 auf 5.9 keV , für die vier in Abbildung 57 verwendeten Segmente des SGC-Detektors von 8.1 auf 7.4 , von 8.7 auf 7.5 , von 7.6 auf 7.4 und von 7.5 auf 6.7 keV . Die statistische Unsicherheit der Bestimmung der Linienbreite beträgt $\approx 300 \text{ eV}$. Vergleichbar zu den in den vorausgegangenen Kapiteln bestimmten Ortsauflösungen ist eine signifikante Abhängigkeit der auf diese Weise korrigierten Linienbreiten von der Netztopologie oder vom verwendeten Merkmalsvektor nicht festzustellen.

Zusammenfassend ergibt sich durch die Nutzung der Information der Pulsformen eine Verringerung der Linienbreite bei 547.5 keV und 10 cm Abstand des Germaniumkristalles im DD- bzw. SGC-Detektor vom Target von in Einzelfällen bis zu $(2.5 \pm 0.3) \text{ keV}$, integral von $\approx 1 \text{ keV}$.

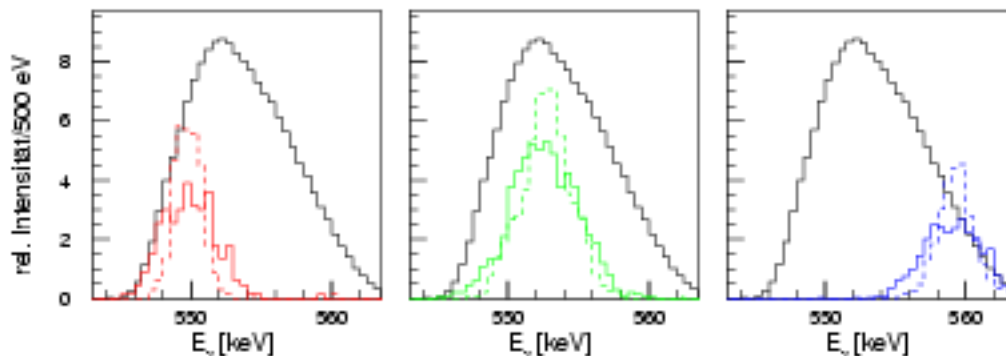


Abbildung 58: Simulation der Dopplerverbreiterung des 547.5 keV Übergang im ^{197}Au für ein gesamtes D (Einhüllende), und für unterschiedliche Fenster in der $(T30, T90)$ Ebene bei Integration über alle auftretenden Projektilstreuwinkel (farbig, durchgezogen) bzw. für $\theta_{\text{Au}} = 0^\circ$ (farbig, gebrochen) für den DD-Detektor.

Dies ist jedoch nicht die theoretische Auflösungsgrenze der vorgestellten Methoden der Pulsformanalyse, da die Linienbreiten wesentlich durch den Öffnungswinkel der gestreuten Projektile mitbestimmt werden. Unter Vorgriff auf die im kommenden Kapitel diskutierten Berechnungen der Pulsformen ergibt sich bei Simulation des Coulombanregungsexperimentes nach Abbildung 27, der Entstehung

⁴⁴Dabei ist eine Betrachtung der energieabhängigen mittleren Eindringtiefe der γ -Quanten bzw. der Tiefe der relevanten ersten Wechselwirkung erforderlich. Eine analytische Bestimmung eines mittleren Winkels eines Segmentes ist nicht zuletzt aufgrund der Schnitte der Kristalle schwer durchführbar.

der Pulsform und schließlich der Merkmalsverarbeitung im Falle des DD-Detektors eine Linienbreite von 9.0 keV , die nach Korrektur durch die Pulsforminformation auf 6.0 keV und bei Einschränkung auf einen Teilchenstreuwinkel von 0° auf 4.4 keV abnimmt. Abbildung 58 zeigt dazu vergleichbar zu Abbildung 56 als Einhüllende die berechneten Linienformen ohne Auswertung der Pulsforminformation und ohne Einschränkung des Projektilstreuwinkels. Farblich unterlegt sind exemplarisch Spektren unter der Bedingung einzelner Positionen in der $(T30, T90)$ -Ebene ohne (durchgezogen) und mit Eingrenzung (gebogen) des Projektilstreuwinkels auf 0° . Es wird deutlich, daß sich qualitativ bei Eingrenzung auf einen Projektilstreuwinkel – oder analog bei einer Messung des Streuwinkels und anschließender Fallunterscheidung bzw. Korrektur – eine weitere Verringerung der Linienbreite ergibt.

8 Simulation der Pulsformen

Um künftige Germaniumdetektoren konzipieren zu können die eine verbesserte Ortsbestimmung von Wechselwirkungen der γ -Quanten durch⁴⁵ Pulsformanalyse erlauben, sowie um Analysemethoden entwickeln und optimieren zu können, ist eine Modellierung der Pulsformen unumgänglich. Dazu sind die elektrischen Felder im Germaniumkristall, der Nachweisprozeß der γ -Quanten, der Transport der freigesetzten Ladungsträger durch den Kristall sowie die Entstehung des vom Kristall abgegriffenen Signales und dessen anschließende Weiterverarbeitung zu simulieren. Erste Ansätze [Kno89] beschränkten sich auf die Betrachtung des coaxialen Teils der heute eingesetzten einseitig geschlossenen Geometrien, da sich für diesen Fall eines Zylinderkondensators das elektrische Feld in geschlossener Form darstellen läßt, sowie auf den Photoeffekt am Ende des Wechselwirkungsprozesses. Jüngere Untersuchungen [BRC92, Pet94, KPE+96] berücksichtigen den Einfluß des Feldes im planaren Vorderteil der Geometrien und das Vorkommen mehrfacher Comptonstreuungen im Nachweisprozeß. In dieser Arbeit werden darüberhinaus Profile der Verunreinigungskonzentrationen der Kristalle sowie in Bezug auf das Kristallgitter richtungsabhängige Driftgeschwindigkeiten in die Berechnungen aufgenommen.

In den kommenden Abschnitten werden zunächst die Berechnung der elektrischen Felder skizziert und Schnitte durch die Feldverteilungen diskutiert. Im Anschluß werden exemplarisch anhand des DD-Detektors simulierte Pulsformen und daraus abgeleitete Merkmalsverteilungen analog zu den Messungen in Kapitel 5 vorgestellt. Durch die Flexibilität der Simulationen können darüberhinaus Einflüsse geometrischer Art, wie etwa des quasi-planaren Vorderteils bei einseitig geschlossenen Geometrien im Vergleich zu echt coaxialen Bauformen, oder physikalischer Art, wie etwa der Comptonstreuung, gesondert untersucht werden. Vergleichbar zu Kapitel 7 werden darauf Referenzortsspektren durch Partitionierung der (T30,T90)-Ebene erzeugt und Ortsverteilungen bei senkrechtem Einschuß an unterschiedlichen Positionen bestimmt. Der Einfluß der Parameter nach Tabelle 1 auf die Geschwindigkeitsparametrisierungen nach Gleichung (2) sowie der der Kristallorientierung nach Gleichungen (3) und (4) werden ebenfalls untersucht. Schließlich wird – im Gegensatz zur kollimierten Bestrahlung unter einem Einfallswinkel bei Parallelverschiebung der γ -Quelle – die entstehenden Verzerrungen der Merkmalsverteilungen im Falle einer räumlich fixierten Quelle und dem sich dadurch ergebenden Intervall von Einfallswinkeln betrachtet.

8.1 Elektrische Felder

Die elektrischen Felder im Inneren der Kristalle wurden mittels Tosca [TOS93] numerisch auf einem Gitter berechnet. Abbildung 59 zeigt dazu im Aufriß die in Opera-3D [OPE93] konstruierten Gitter der auf verschiedene Potentiale gelegten Elektroden, also das innere Bohrloch und die Mantelfläche der geschnittenen Kristalle für den DD- und den SGC-Detektor. Die Gitterknoten im Kristallvolumen werden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeigt. Die Knoten haben einen azimuthalen Abstand von 5° und einen radialen Abstand von 2.5 mm . Entlang der Tiefe der Kristalle wurde die Verunreinigungskonzentration in Abständen von 2.5 mm linear zwischen ihren maximalen Werten im quasi-planaren und minimalen Werten am Ende des coaxialen Bereiches variiert⁴⁶. Im Bereich der Bohrlochspitze sowie von Rundungen der Kristallkanten wurden Gitterebenen in Abständen von 0.5 bzw. 1.0 mm gesetzt. Die somit konfigurierten Gitter konnten aufgrund ihres Umfanges von

⁴⁵nicht notwendigerweise ausschließlich; siehe auch Kapitel 9

⁴⁶vergleiche mit [QAZ82]

Opera-3D bzw. Tosca nicht im Ganzen bearbeitet werden, so daß sie für den DD- in zwei und für den SGC-Detektor in drei Teile zerlegt werden mußten. Dabei unterscheiden sich die einzelnen Teile lediglich in der Feinheit, in der das Ladungsträgerprofil abgestuft wurde.

Die Abmessungen der Kristalle und die detaillierte Form ihrer Schnitte sowie die Konzentrationen der Verunreinigungen an den Kristallenden wurden uns freundlicherweise von den Firmen EG&G Ortec [San98] und Eurisys Mesures [Gut98] zur Verfügung gestellt⁴⁷. Die Felder wurden gemäß Gleichung (9) und den Bemerkungen in Kapitel 2.2 einmal mit den angelegten Hochspannungen und der relativen Dielektrizitätskonstanten für Germanium von $\epsilon_{rel} = 16$ als $\vec{E}(\vec{r})$ und zusätzlich bei einer Spannung von einem Volt unter Vakuumbedingungen mit $\epsilon_{rel} = 1$ als $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ berechnet.

Abbildungen⁴⁸ 113, 114 und 115 zeigen Verteilungen des Betrages der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ auf ebenen Schnitten durch den DD-Detektor entlang bzw. senkrecht zur zentralen Bohrung. Die Feldstärken von $\vec{E}(\vec{r})$ bewegen sich zwischen maximal 450 V/mm in unmittelbarer Umgebung der Bohrlochspitze und minimal ≈ 40 V/mm in den Spitzen der Ds im coaxialen bzw. im planaren Bereich. Rund um die innere Elektrode liegen die Feldstärken im Bereich von 160 bis 200 V/mm. Der Einfluß der Variation der Konzentration der Verunreinigungen über die Länge des Kristalles ist deutlich zu sehen. Die rinnenförmige Struktur der Feldverteilung im coaxialen Bereich entspricht der etwa in [Kno89] für echt coaxiale Detektoren berechneten. Feldfreie Volumina liegen nicht vor. Die auf den gleichen räumlichen Positionen gebildeten Schnitte durch $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ zeigen im Vergleich deutlich den Einfluß der Kristallverunreinigungen, ohne sie ergeben sich an den Kristallrändern deutlich geringere Feldstärken und somit insbesondere im Längsschnitt keine rinnenförmige Struktur mehr, sondern – im Idealfall einer Zylindergeometrie – eine Abhängigkeit proportional zu r^{-1} .

Abbildungen 116 und 117 zeigen die Verteilungen der Beträge von $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ auf ebenen Schnitten entlang der inneren Elektrode des SGC-Detektors, Abbildungen 118, 119 und 120 auf Ebenen senkrecht dazu exemplarisch für einen der vier Kristalle bei einer Betriebsspannung von 4500 V⁴⁹. Maximale Feldstärken von 350 V/mm ergeben sich wiederum im Volumen vor der Bohrlochspitze, aber auch vor der Endkappe. Der radiale rinnenförmige Feldverlauf im coaxialen Teil des Kristalles und der Effekt der sich mit der Tiefe verändernden Konzentrationen der Verunreinigungen sind dem DD-Detektor vergleichbar. Durch den Schnitt der Kristalle und den damit auf den beiden nach innen gewandten Seiten verringerten Abstand zwischen Bohrloch und Mantelfläche ergeben sich dort höhere Feldstärken als auf den beiden nach außen gewandten Seiten, wo innerhalb eines etwa vier Zentimeter tiefen Bereiches Feldstärken von unter 100 V/mm auftreten, vergleiche mit Abbildung 116 und 118. Feldfreie Volumina liegen erneut nicht vor. Die analogen Verteilungen von $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ zeigen wiederum den Effekt der Kristallverunreinigungen auf die Feldverteilungen; es ergeben sich im Vergleich zum DD-Detektor keine prinzipiell abweichenden Ergebnisse.

⁴⁷siehe Kapitel 4

⁴⁸Aufgrund ihres Umfangs sind die Feldverteilungen in Anhang D zusammengestellt.

⁴⁹Die analogen Feldverteilungen bei 5000 V zeigen keine prinzipiellen Unterschiede, jedoch liegen die Feldstärken in dem bei 3500 V betriebenen Kristall insbesondere in der Umgebung des Bohrloches um 100 bis 150 V/mm unter denen der bei 4500 V betriebenen Kristalle und bewegen sich damit stellenweise unter 50 V/mm. Im coaxialen Teil ergibt sich statt der rinnenförmigen Struktur ein linearer Abfall der Feldstärke über dem Radius.

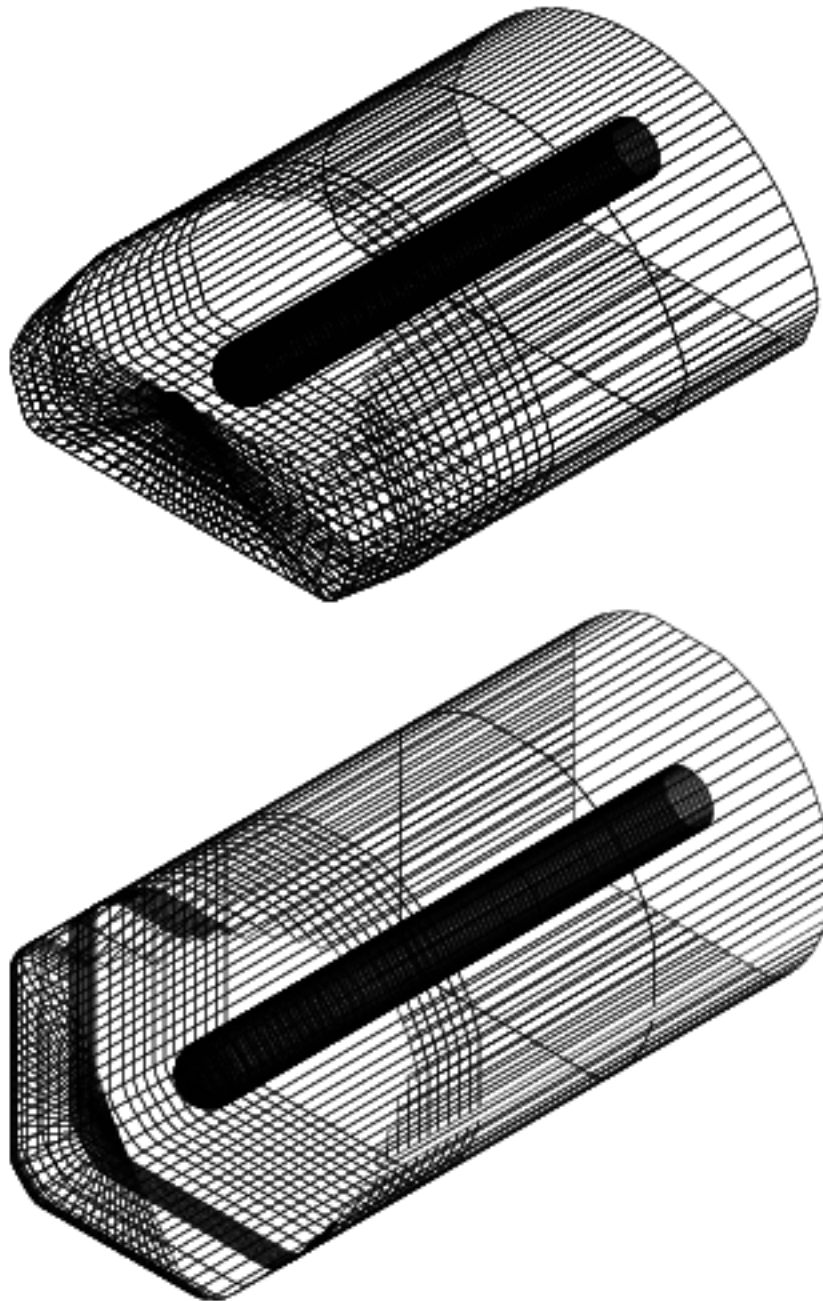


Abbildung 59: Aufrisse der Gitter der auf Potential gelegten Flächen zur Berechnung der elektrische Felder $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{E}_{\text{vak}}(\vec{r})$ in der vorderen Hälfte des DD- (oben) und im vorderen Drittel des SGC-Detektors (unten). Die Abbildungen sind nicht maßstabstreu.

8.2 Pulsformberechnung

Die im vorausgegangenen Abschnitt für ein D des DD-Detektors und – aufgrund der unterschiedlichen Betriebsspannungen und unterschiedlichen Konzentrationen der Verunreinigungen – für vier Kristalle des SGC-Detektors berechneten Felder wurden auf einem kubischen Gitter mit einer Kantenlänge von 1 mm interpoliert. Die Detektorgeometrien wurden in Geant 3.21 [GEA93] definiert und mit den entsprechenden Medien Luft, Germanium und Lithium versehen. Die die Kristalle umfassenden Aluminiumkonstruktionen wurden zunächst berücksichtigt, ein signifikanter Einfluß der von ihr verursachten Streuungen auf die letztendlich interessierenden Merkmalsverteilungen konnte jedoch nicht beobachtet werden. γ -Quanten wurden mit Energien von 344, 779 und 1408 keV innerhalb eines Kegels mit einer Fläche von 2 mm Durchmesser auf der Kristalloberfläche kollimiert und parallelverschoben entlang eines Gitters von 2 mm Kantenlänge analog der Messungen in Kapitel 5 eingeschossen.

Geant transportiert die einfallenden Quanten unter Auslösung von Photoeffekt, Comptonstreuung und Paareffekt gemäß deren energie- und materialabhängigen Wirkungsquerschnitten durch die Detektorgeometrien. Dabei werden sekundäre Elektronen generiert und ebenfalls bewegt. Energiedepositionen wurden in ihren Positionen und Beträgen tabelliert. Für Totalabsorptionsereignisse wurden darauffür jede Energiedeposition Elektronen entgegen und Löcher in Feldrichtung bewegt, bis die innere bzw. äußere Elektrode des Detektors erreicht war. Währenddessen werden Geschwindigkeiten anhand von Gleichung 2 aus $\vec{E}(\vec{r})$ bestimmt und induzierte Ladungen gemäß Gleichung 9 berechnet. Die zeitliche Schrittweite der Ladungsträgerdrifte betrug 2 ns^{50} und damit bei maximalen Geschwindigkeiten von $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ maximal 0.5 mm. Die induzierte Ladung wurde über ein Zeitintervall von typisch 600 ns integriert, um ein den experimentellen Untersuchungen vergleichbares Ladungssignal zu erzeugen. Schließlich wurden die gewonnenen Kurven durch zweimalige Filterung mittels einer Gaußglocke von 20 ns Breite nach Gleichung (11) geglättet, um Unstetigkeiten des Ladungsflusses zu eliminieren.

Abbildung 60 zeigt den Messungen nach Abbildung 14 vergleichbare, berechnete Pulse an den vier in Abbildung 9 markierten Positionen des DD-Detektors (obere Zeile) bei 779 keV. Da die Formung des Signales durch die Vorverstärkerelektronik sowie elektronisches Rauschen nicht in den Simulationen berücksichtigt sind, ergeben sich im Detail Abweichungen zwischen Messung und Simulation, etwa stellenweise in den Beträgen der Steilheiten der Kurven. Die entscheidenden Charakteristika der Kurvenverläufe in Form ihrer Verläufe zu unterschiedlichen Zeitpunkten stimmen jedoch qualitativ überein. Beispielsweise steigen die Pulse der gelb markierten Position gleichmäßig schnell bis auf ihre Maximalamplitude⁵¹ an; Pulse der blau markierten Position steigen zwar ähnlich schnell an, laufen aber nach Erreichen der Hälfte ihrer Maximalamplitude langsam aus. Auch die Streuungen um die farbig markierten Mittelwerte der Kurven sind denen der Messungen vergleichbar; etwa an der grün markierten Position über- und unterhalb des Mittelwertes entlang des gesamten Kurvenverlaufs.

In der Simulation kann nun der Einfluß des quasi-planaren Vorderteils des Detektors sowie der der Comptonstreuung auf die Pulsformen untersucht werden. Dazu werden im folgenden wiederholt vier Kombinationen aus einseitig geschlossener Geometrie mit (GMCS) und ohne Comptonstreuung (GOCS), und echt koaxialer Geometrie mit (KMCS) und ohne (KOCS) Comptonstreuung betrachtet. Abbildung 60 zeigt zu diesen Konfigurationen die berechneten Pulsformen (oben nach unten für GMCS, KMCS, GOCS, KOCS). Es wird deutlich, daß ein Teil der Streuungen um die Mittelwerte durch Wechselwirkungen im planaren Bereich des Detektors entstehen, ein – bei 779 keV

⁵⁰Es wurden auch kleinere Schrittweiten betrachtet, jedoch ergaben sich dabei keine signifikanten Änderungen in den Pulsformen oder Merkmalsverteilungen.

⁵¹In der Messung ist ein Überschwingen des Vorverstärkers erkennbar.

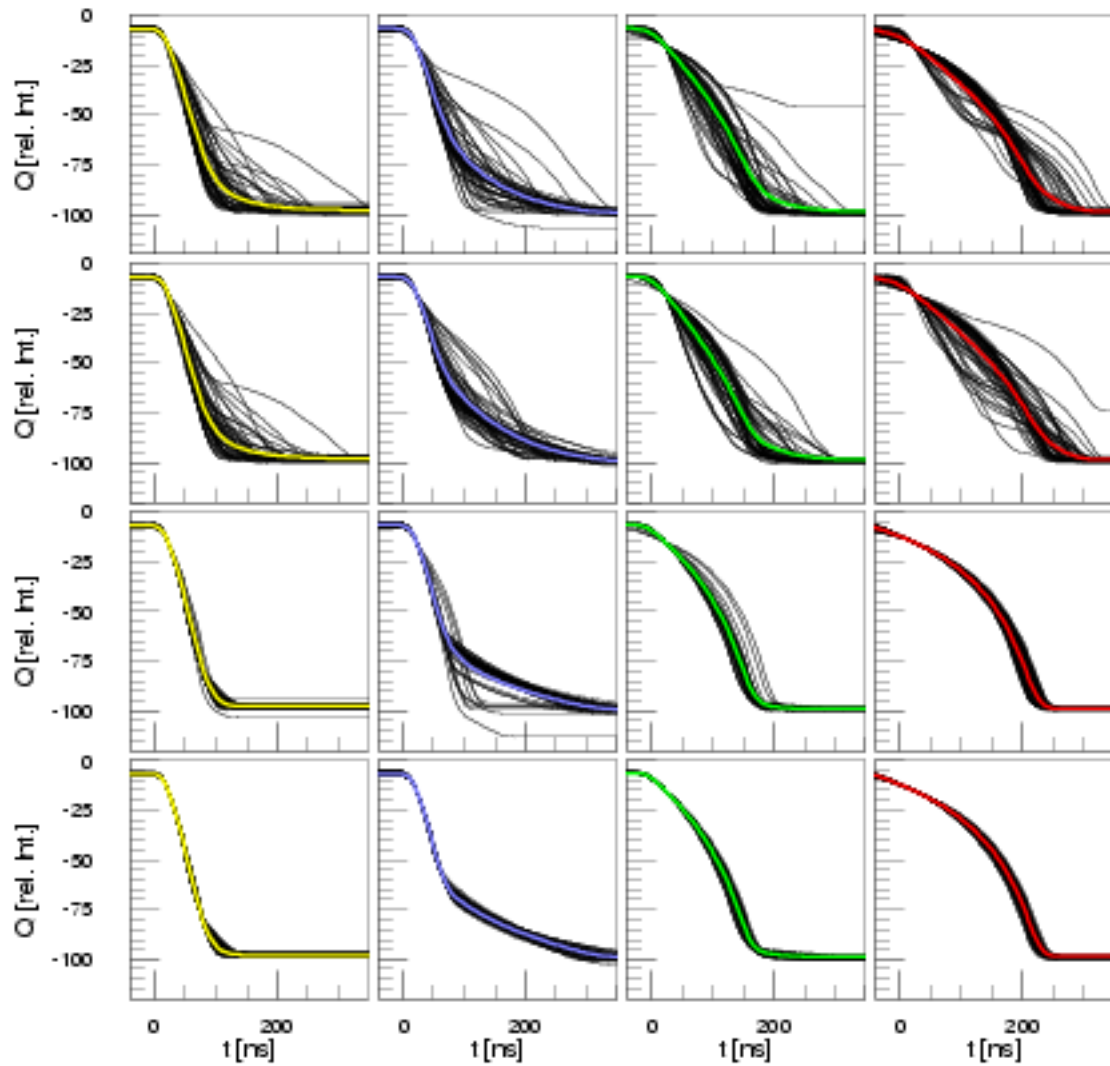


Abbildung 60: Berechnete Verteilungen von Ladungspulsen für vier ausgesuchte Positionen (links nach rechts) des DD-Detektors nach Abbildung 9 bei 779 keV für die Detektorkonfigurationen einseitig geschlossen mit Comptonstreuung (GMCS), echt coaxial mit Comptonstreuung (KMCS), einseitig geschlossen ohne Comptonstreuung (GOCS) und echt coaxial ohne Comptonstreuung (KOCS) (oben nach unten). Mittlere Pulse (farbig); vergleiche mit Abbildung 14.

überwiegender – Teil aber durch Comptonstreuungen verursacht wird. So sind etwa an der blau gekennzeichneten Position Ereignisse, die ab 50 ns nicht dem Mittelwert folgend abflachen sondern weiterhin steil ansteigen unabhängig vom Auftreten der Comptonstreuung im echt koaxialen Fall nicht erkennbar. Andererseits verschwinden die Streuungen an den rot bzw. gelb gekennzeichneten Position bei Umgehung des Comptoneffektes beinahe vollständig, unabhängig von der geometrischen Ausführung des Detektors.

8.3 Merkmalsverteilungen und Klassifikation

Aus den berechneten Pulsformen werden analog zu Kapitel 5 nun Merkmale bestimmt und deren Verteilungen betrachtet⁵². Abbildung 61 zeigt die Verteilungen der aus den Ladungspulsen gewonnenen differentiellen Anstiegszeiten T30, T60 und T90 (links nach rechts) bei γ -Energien von 344, 779 und 1408 keV (oben nach unten) vergleichbar zu Abbildung 18. Die relativen Lagen und Breiten der Verteilungen sind mit Ausnahme der Breite der T30-Verteilungen der blau markierten Position mit denen der Messungen vergleichbar. Analog zu den Messungen zeigen sich nur geringfügige Änderungen der Form der Verteilungen bei Variation der Energie. Die Lage der Schwerpunkte der Verteilungen hängt empfindlich von der Wahl der Geschwindigkeitsparameter und der richtungsabhängigen Geschwindigkeitsvariation nach Gleichungen (2), (3) und (4) ab. In den Rechnungen zu Abbildungen 61 und 62 wurden daher im Vorgriff auf die Ergebnisse der später betrachteten, systematischen Variationen der Parameter μ^0 , E^0 und α_{\perp} die Parameter $\mu_L^0 = 3.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_E^0 = 4.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $E_L^0 = 210 \text{ V/cm}$, $E_E^0 = 270 \text{ V/cm}$, $\beta_L = 1.36$, $\beta_E = 1.32$, sowie $\alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel} = 0.1$ verwendet. Die [100] Achse ist parallel zu den Kanten der Ds ausgerichtet.

Abbildung 62 zeigt für die vier Konfigurationen GMCS, KMCS, GOCS, KOCS (oben nach unten) T30, T60 und T90-Verteilungen (links nach rechts) bei 779 keV. Wie bereits anhand von Abbildung 60 zu erwarten ist, werden die unterschiedlichen Beiträge zur Streuung der Kurven und damit zur Breite der Merkmalsverteilungen sichtbar. So sind etwa Anteile der grün markierten T90-Verteilung bei Zeiten von 50 ns durch Wechselwirkungen im planaren Vorderteil bedingt – da diese im koaxialen Fall vollständig verschwinden. Generell nimmt die Breite der Verteilungen bei Umgehung der Comptonstreuung deutlich ab.

Nun können Kombinationen aus Merkmalen zum Aufspannen von Merkmalsebenen oder -räumen herangezogen werden und diese manuell oder durch Algorithmen wie etwa SOM analog zu Kapitel 7 partitioniert werden. Aufgrund der dort gefundenen Vergleichbarkeit der Resultate bei Klassifikation unter Verwendung unterschiedlicher Merkmale und aufgrund der bisherigen Vergleichbarkeit von Messung und Simulation wird im folgenden lediglich die manuelle Einteilung der (T30,T90)-Ebene betrachtet. Abbildung 63 zeigt dazu die Verteilungen der Ereignisse wiederum für die vier Kombinationen aus einseitig geschlossener und koaxialer Geometrie mit und ohne Comptonstreuungen (GMCS, KMCS oben; GOCS, KOCS Mitte) sowie die Relation zwischen (T30,T90)-Ebene und Ortsraum im Falle KOCS (unten). Es wird deutlich, daß sowohl bei Ausschalten des planaren Vorderteils als auch bei Umgehen der Comptonstreuung Intensität aus dem mittleren Bereich der Ebene in die Randbereiche verdrängt wird. Insbesondere für den Fall einer echt koaxialen Geometrie ohne Comptonstreuungen werden alle Bereiche der (T30,T90)-Ebene von der Relation zum Ortsraum erfaßt.

Für die vier Konfigurationen werden nun Referenzspektren von Einstrahlpositionen erzeugt und

⁵²Aus Gründen des Umfangs werden lediglich differentielle Anstiegszeiten vorgestellt.

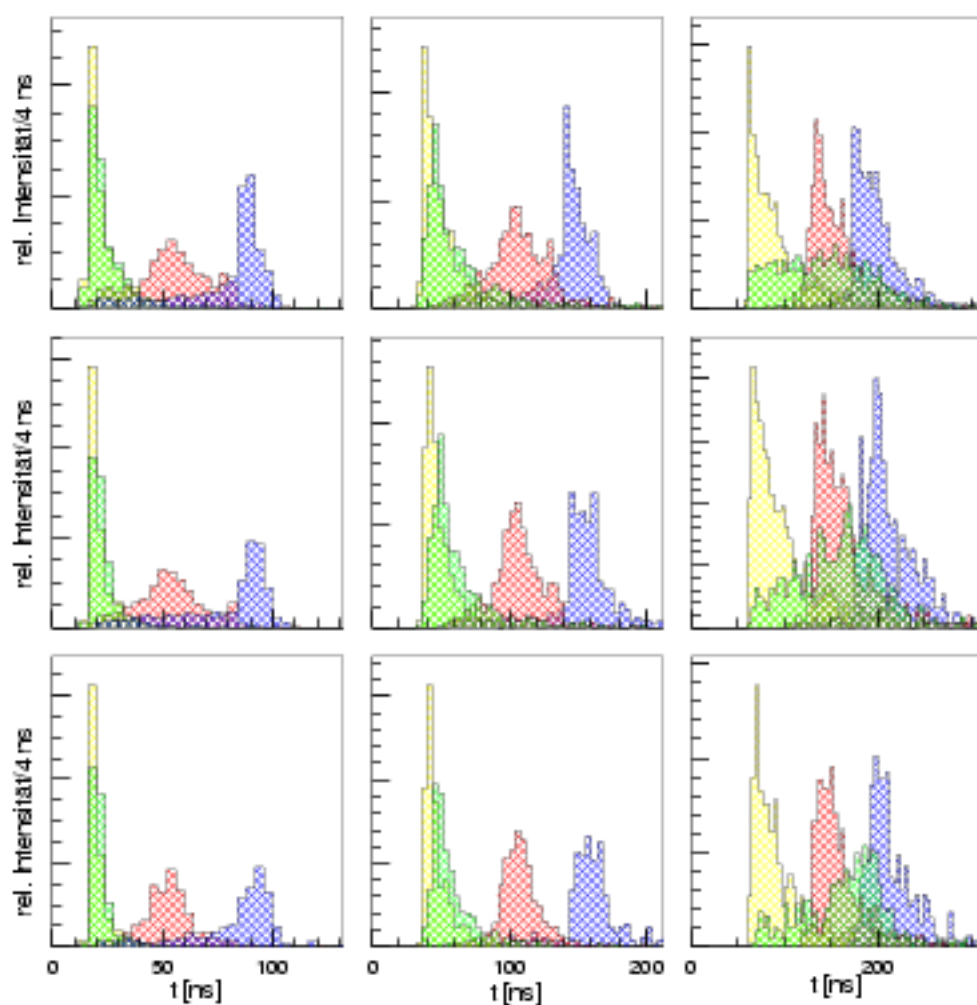


Abbildung 61: Verteilungen der differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) simulierter Pulse bei 344, 779 und 1408 keV (oben nach unten) für vier Positionen (farbig) des DD-Detektors.

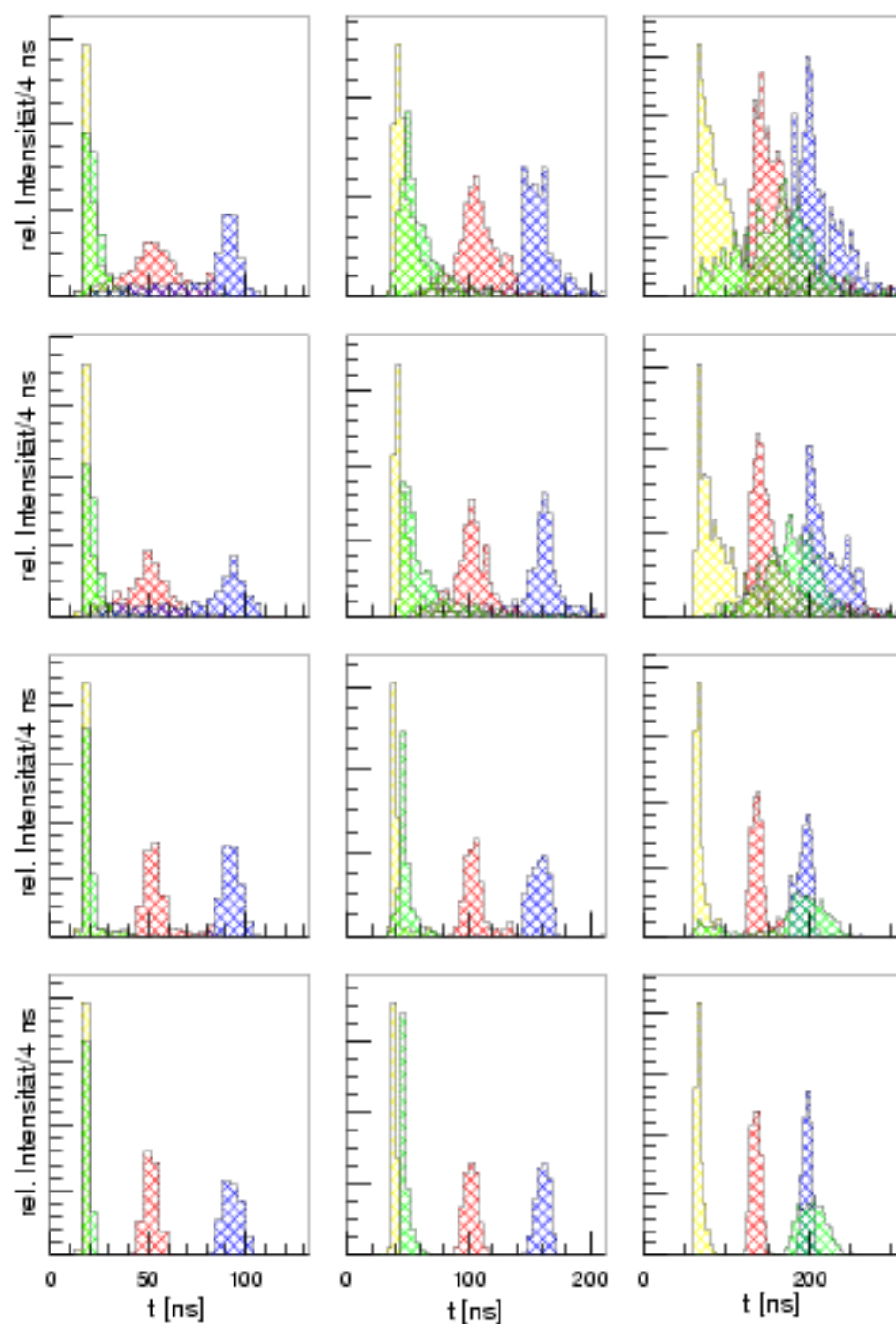


Abbildung 62: Verteilungen der differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) simulierter Pulse für vier Positionen des DD-Detektors (farbig) für die Konfigurationen GMCS, KMCS, GOCS, KOCS (oben nach unten).

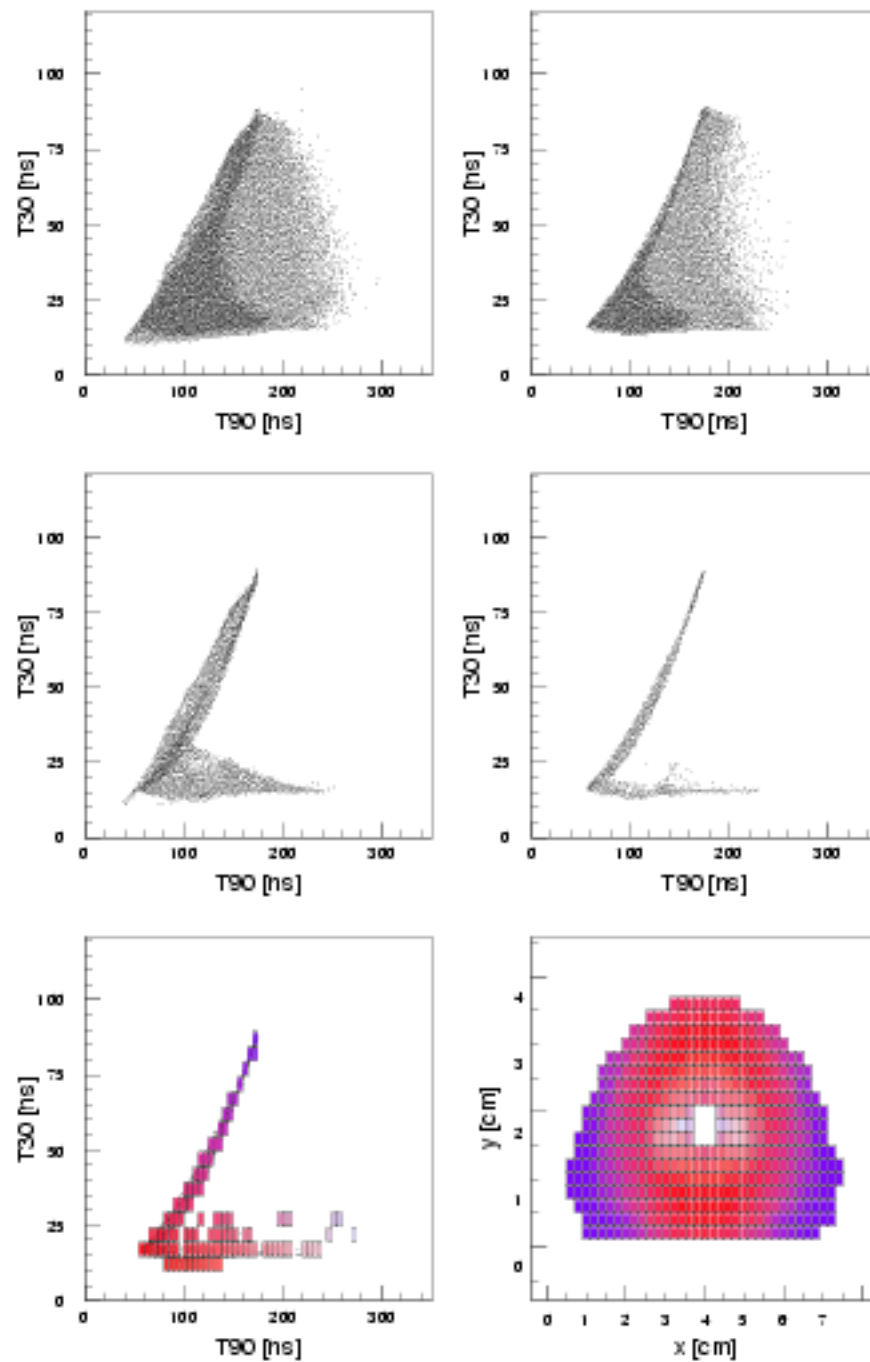


Abbildung 63: Häufigkeitsverteilungen simulierter Ereignisse in der (T_{30}, T_{90}) -Ebene bei gleichmäßiger Ausleuchtung des DD-Detektors für die Konfigurationen GMCS, KMCS (oben), GOCS, KOCS (Mitte) und Relation zwischen (T_{30}, T_{90}) -Ebene und Ortsraum für KOCS (unten).

tabelliert. Abbildung 64 zeigt diese für die Fälle GMCS und KMCS, Abbildung 65 für GOCS und KOCS. Im Fall GMCS zeigt sich in Übereinstimmung mit den Verteilungen der Messungen in Kapitel 7, daß die Ereignisse im mittleren Bereich der Merkmalsebene keinem eindeutigen Bereich im Ortsraum zuzuordnen sind. Die schrittweise Abnahme der Zahl der Ereignisse in diesem Bereich beim Übergang von einer einseitig geschlossenen zu einer echt koaxialen Geometrie und weiter bei Umgehung der Comptonstreuung hat bei der Bestimmung von Ortsauflösungen durch Überlagerung der Referenzspektren eine Verringerung des Untergrundes zur Folge, wie in Abbildungen 66 und 67 sichtbar wird. Durch den Bau echt koaxialer Detektoren könnte somit nur eingeschränkt eine Verringerung des Untergrundes erreicht werden, da dieser hauptsächlich in unvermeidbaren Comptonstreuungen begründet ist.

Abbildungen 66 und 67 zeigen wiederum Halbwertsbreiten der Ortsraumverteilungen, die durch Überlagerung der tabellierten Referenzspektren bei kollimiertem Einschub an unterschiedlichen Positionen entstehen. Die Verteilungen im Fall GMCS stimmen qualitativ mit den Messungen überein, sind jedoch systematisch schmaler ausgeprägt, was auf in den Simulationen nicht berücksichtigtes elektronisches Rauschen zurückzuführen sein könnte.

Schließlich verbleibt eine systematische Betrachtung der gewonnenen Merkmale über die gesamte Detektoroberfläche. Dazu werden analog zu Anhang B räumliche Verteilungen der Merkmalsmittelwerte gebildet. Aufgrund des Umfangs der Verteilungen sind diese in Anhang E zusammengestellt. Zunächst wurden in den Rechnungen systematisch Parametersätze zur Geschwindigkeitsparametrisierung nach Tabelle 1 unabhängig für Elektronen und Löcher variiert. Abbildung 121 zeigt die gewonnenen Verteilungen für den DD-Detektor auf einem Gitter von $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ Kantenlänge, Abbildung 122 für den SGC-Detektor auf einem $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ Gitter. Da die differentielle Anstiegszeit T90 die am deutlichsten ausgeprägten Strukturen aufweist, wurde sie zur Darstellung verwendet. Bei beiden Detektoren können durch diese Betrachtung Parameterkombinationen ausgeschlossen werden, die die Strukturen in der Umgebung der inneren Elektroden nicht reproduzieren. Es verbleiben Kombinationen aus der linken unteren Ecke der Abbildungen, wobei Elektronen höhere Geschwindigkeiten als Löcher aufweisen. Nach Ausschluß der Parametersätze P1 und P6, die zu großen Asymmetrien in den Beträgen der differentiellen Anstiegszeiten führen, wurden in den weiteren Rechnungen die Parametersätze P4 bzw. P5 für Elektronen und P2 für Löcher verwendet. Dabei stimmen die Anstiegszeitenverhältnisse an unterschiedlichen Positionen qualitativ mit denen der Messungen überein. Die absoluten Beträge weichen von denen der Messungen zwischen 10 und 30 ns ab. Diese Abweichungen verbleiben auch nach der Berücksichtigung der richtungsabhängigen Variationen der Driftgeschwindigkeiten und konnten nicht durch Wahl eines einzigen Parametersatzes für alle untersuchten Detektorkanäle vermieden werden. Die Ursachen dafür sind vermutlich in der in den Simulationen nicht berücksichtigten Formung der Signale durch die Vorverstärker zu suchen.

Somit lassen sich im Falle des DD-Detektors die Mittelwertverteilungen der differentiellen Anstiegszeiten reproduzieren; Abbildung 123 faßt die T30, T60 und T90-Verteilungen (links nach rechts) bei 779 keV für die vier Konfigurationen GMCS, KMCS, GOCS, KOCS (oben nach unten) zusammen. Im Falle des SGC-Detektors jedoch ergaben sich in Abbildung 91 je nach Kristall unterschiedliche, gegeneinander verdrehte Verteilungen. Daher wurde die Richtungsabhängigkeit der Driftgeschwindigkeiten nach Gleichungen 3 und 4 in die Berechnungen aufgenommen und eine anhand der in Kapitel 2.1 zitierten Messungen maximale Geschwindigkeitsverringerung auf 60% durch Wahl von $\alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel} = 0.2$ verwendet. Es verbleibt die Betrachtung möglicher Drehungen des Kristalles in der Ebene senkrecht zur inneren Elektrode. Dazu zeigen Abbildungen 124 und 125 die entsprechenden T30, T60 und T90-Verteilungen (links nach rechts) für den DD-, Abbildungen 126 und 127 für

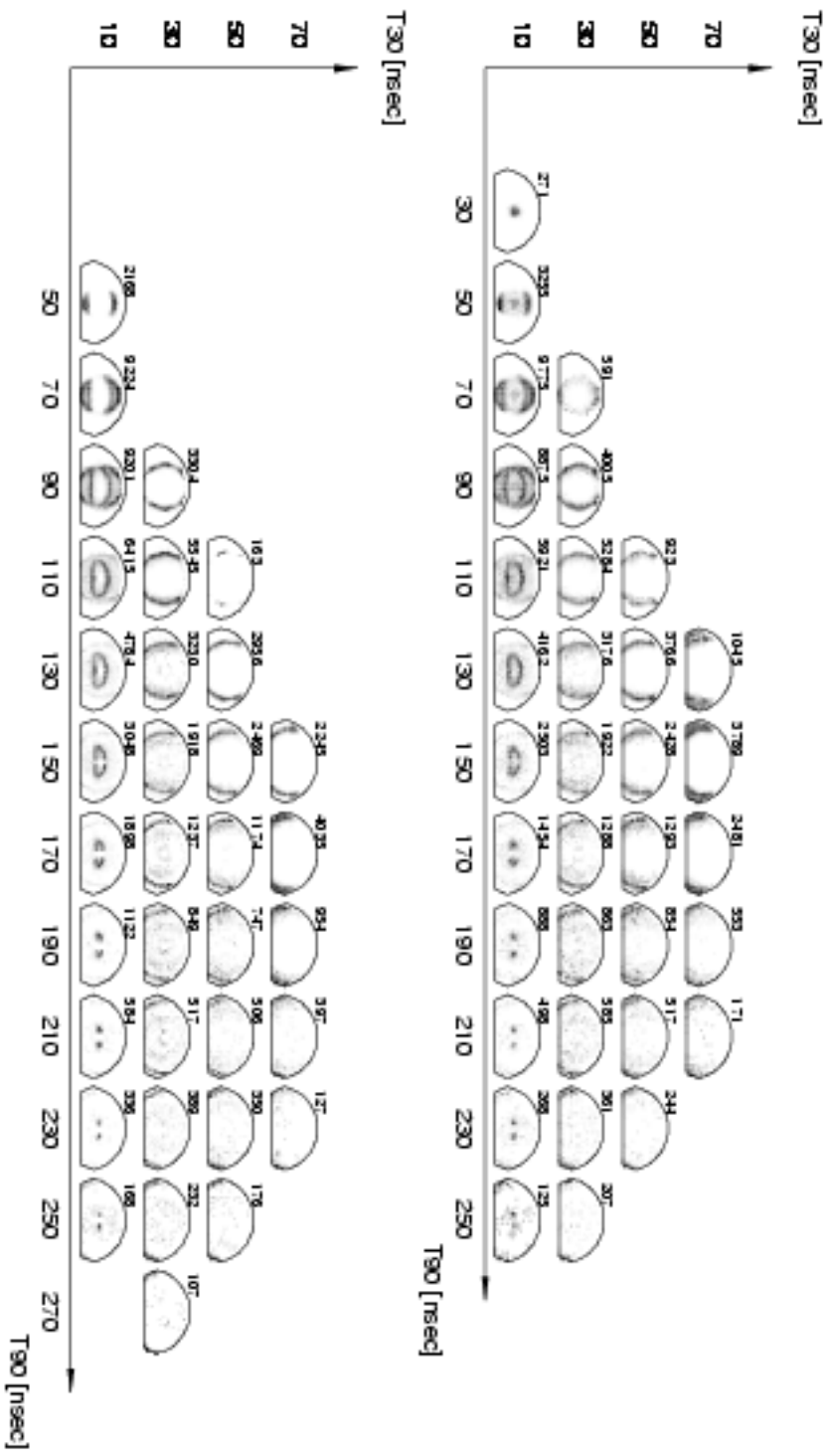


Abbildung 64: Referenzspektren bei Partitionierung der (T_{30}, T_{90}) -Ebene in Quadrate von 20 ns Kantlänge für die Konfigurationen GMCS (oben) und KMCS (unten) für ein D des DD-Detektors.

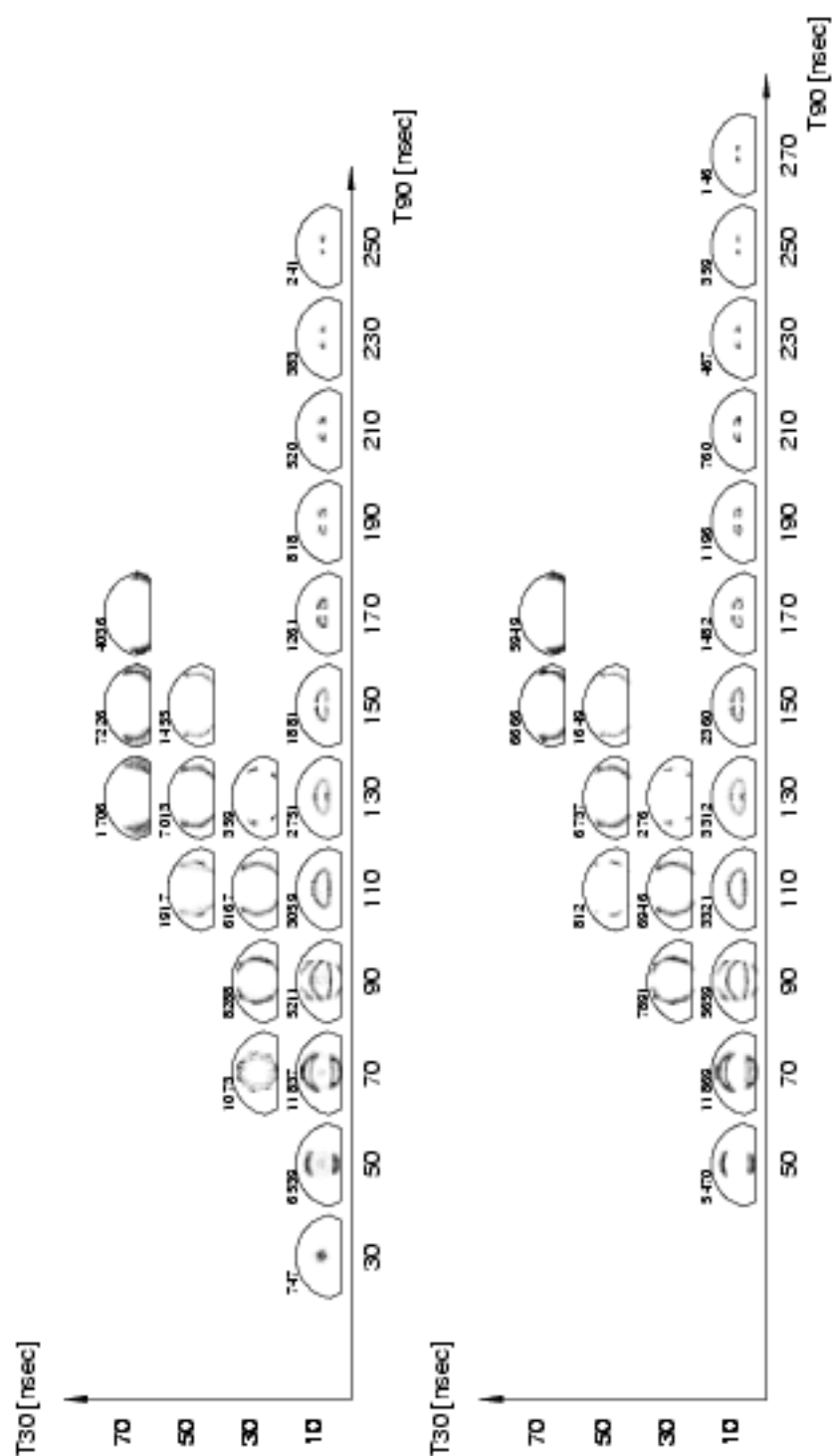


Abbildung 65: Referenzspektren bei Partitionierung der (T_{30}, T_{90}) -Ebene in Quadrate von 20 ns Kantenlänge für die Konfigurationen GOCS (oben) und KOCS (unten) für ein D des DD-Detektors.

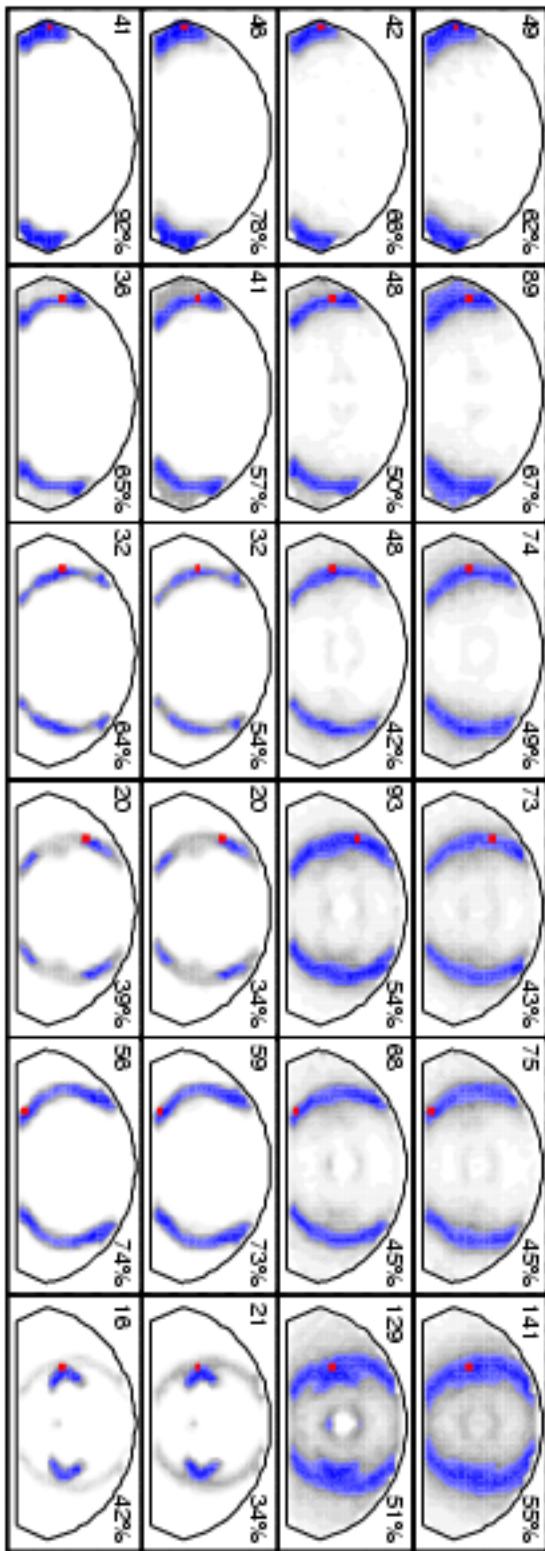


Abbildung 66: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschlusses (rot) für die Konfigurationen GMCS, KMCS, GOCS, KOCS (oben nach unten) bei Partitionierung der (T30, T90)-Ebene für ein D des DD-Detektors.

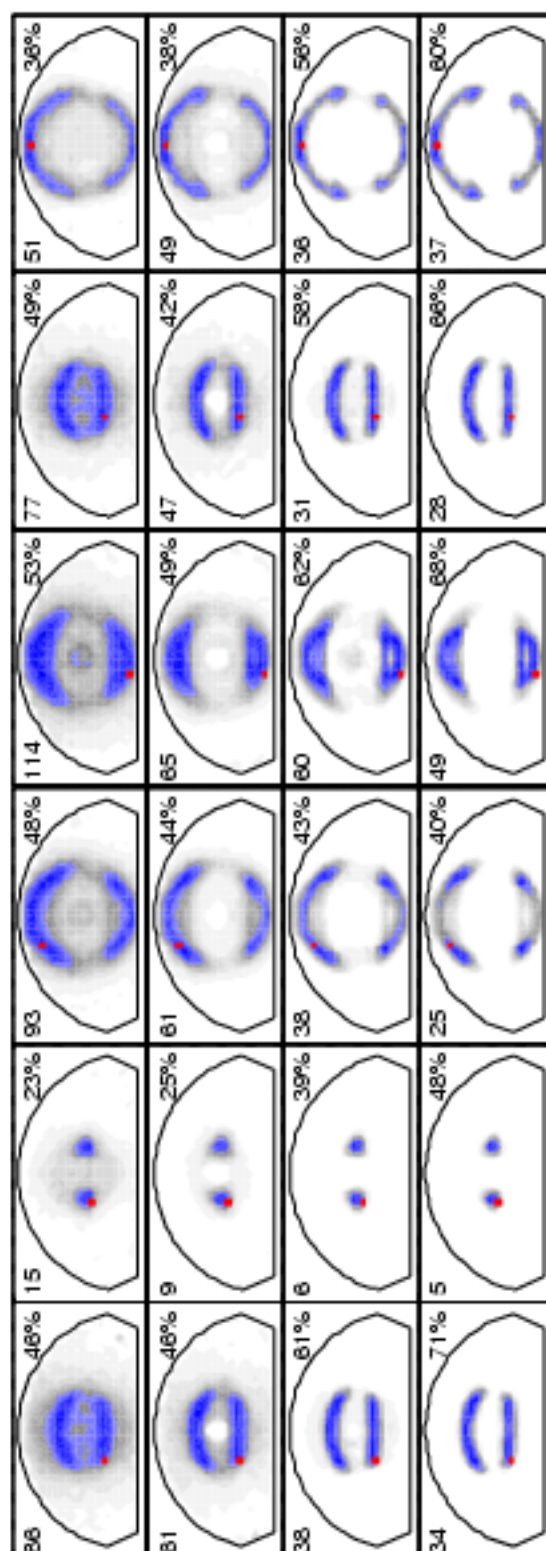


Abbildung 67: Zahl der Pixel (oben links) mit Intensität größer als 50% des Maximums (blau) und deren prozentualer Anteil an der gesamten Statistik (oben rechts) bei unterschiedlichen Positionen kollimierten Einschusses (rot) für die Konfigurationen GMCS, KMCS, GOCS, KOCS (oben nach unten) bei Partitionierung der (T30, T90)-Ebene für ein D des DD-Detektors.

den SGC-Detektor bei einer Achsenvariation in Schritten von 15° (oben nach unten). Im Falle des DD-Detektors ergeben sich bei Drehungen zwischen 15° und 75° Verformungen der mittleren runden Struktur bzw. eine Verringerung der Anstiegszeiten in diagonal gegenüberliegenden Spitzen der Ds. Keiner dieser Effekte kann jedoch in den gemessenen Verteilungen in Abbildung 84 nachgewiesen werden, so daß lediglich spezielle Achsenlagen von 0° und 90° mit den Messungen vereinbar wären. Im Falle des SGC-Detektors führt eine Richtungsabhängigkeit der Driftgeschwindigkeiten – vergleiche die ersten beiden Zeilen von Abbildung 126 – zu einer deutlichen Veränderung der Struktur, indem die ringförmig geschlossene Verteilung aufgebrochen wird. Durch Verdrehen der Achse entstehen darüberhinaus unterschiedliche Formen der Verteilungen, insbesondere rund um die innere Elektrode. Dabei sind alle vier gemessenen Verteilungen durch unterschiedliche Gitterorientierungen erklärbar. Die Achsenlage läßt sich anhand der Simulationen auf etwa 10° eingrenzen. Weiterhin wird der Betrag der Geschwindigkeitsverringern in den Simulationen variiert, vergleiche mit Abbildungen 128 und 129. Dazu wird bei konstantem $\alpha_{\parallel} = 0$ und konstanter Kristallorientierung α_{\perp} in Schritten von 0.05 von 0.0 bis 0.45 verändert. Es zeigt sich somit, daß die gemessenen Strukturen alleine anhand der Geschwindigkeitsvariation in der Ebene senkrecht zur inneren Elektrode des Detektors erklärbar sind. α_{\perp} kann durch die Verformung der Strukturen auf $\alpha_{\perp} \approx 0.2 \pm 0.1$ festgelegt werden. Durch Wahl von $\alpha_{\parallel} \neq 0$ und $\alpha_{\perp} = 0$ kann – nicht zuletzt aus Symmetriegründen – die erforderliche Verformung der Verteilungen nicht erreicht werden. Es erfolgt lediglich eine Skalierung der absoluten Beträge der Anstiegszeiten.

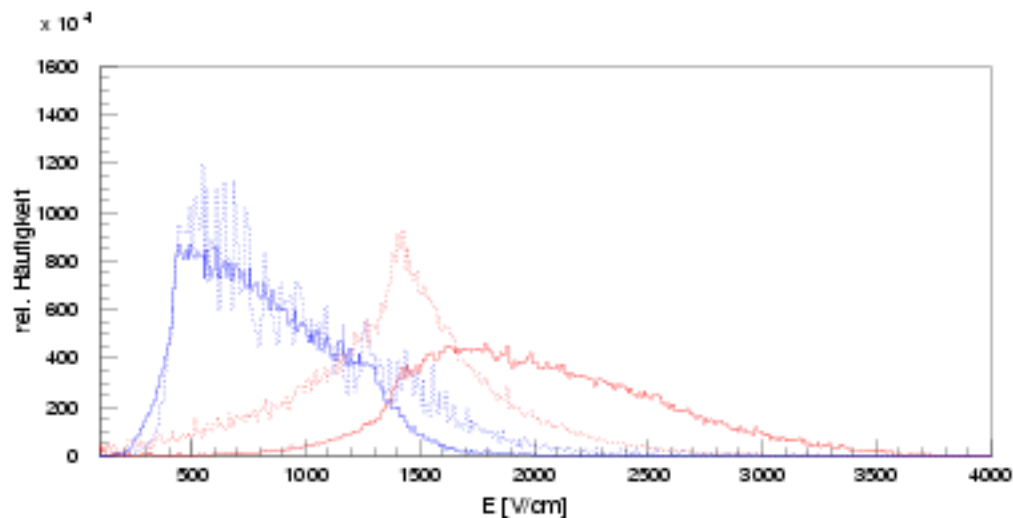


Abbildung 68: Während der Drifte auf Elektronen (durchgezogen) und Löcher (gebrochen) wirkende Feldstärken $|\vec{E}(\vec{r})|$ im DD- (blau) und SGC-Detektor (rot). Intensität integriert über die Driftstrecken in äquidistanten Zeitschritten von 2 ns.

Zusammenfassend sind richtungsabhängige Geschwindigkeitsvariationen im Falle des SGC-Detektors unabdingbar, um die in den Messungen gefundenen Strukturen der Verteilungen der differentiellen Anstiegszeiten zu erklären. Im Falle des DD-Detektors kann anhand der Strukturen alleine nicht entschieden werden, ob eine spezielle Orientierung des Kristalles vorliegt oder ob aufgrund der in der

Regel geringeren Feldstärken das Einsetzen der Anisotropie noch nicht oder nur in nicht signifikantem Maße erfolgt. Abbildung 68 zeigt dazu die Verteilungen des Betrages des elektrischen Feldes $\vec{E}(\vec{r})$, das während der Drifte von Elektronen und Löchern auf diese wirkt. Es wird deutlich, daß im Falle des DD-Detektors Feldstärken von 500 bis 1000 V/cm , im Falle des SGC-Detektors dagegen von 1500 bis 2000 V/cm dominieren.

Die bisherigen Simulationen⁵³ erfolgten der Vergleichbarkeit mit den experimentellen Untersuchungen halber unter Parallelverschieben der γ -Quelle und Einfall der Quanten innerhalb eines Öffnungskegels von 2 mm Durchmesser senkrecht auf die Detektoroberfläche. Diese Geometrie stellt einen Sonderfall dar, da die Quanten parallel zur inneren Elektrode der Detektoren einfallen. Abschließend erfolgt nun durch Simulation die Betrachtung des – etwa unter Bedingungen eines Strahlexperimentes – realistischeren Falles einer fixierten γ -Quelle und eines entsprechenden Intervalles von Einfallswinkeln. Dabei befindet sich die γ -Quelle in der Spitze eines Kegels eines Öffnungswinkels von 1° . Die Mittelachse des Kegels wird in Schritten von $\Delta\theta = 1^\circ$ und $\Delta\phi = 1^\circ$ auf einer Kugeloberfläche bewegt, die die Frontfläche des Germaniumdetektors berührt. Abbildungen 131 und 130 zeigen dazu die T30, T60 und T90-Verteilungen (links nach rechts) für unterschiedliche Abstände der γ -Quelle von der Detektoroberfläche von 20, 5, 4 und 3 cm (oben nach unten). Es ist eine Verzerrung der Details der Strukturen zu beobachten, die sich wie erwartet zwischen den Extremfällen der Merkmalsverteilungen in Abbildungen 84 und 90 bewegt. Obgleich die Details der Verteilungen im Vergleich zu Abbildungen 84 bzw. 123 (oben) in der Umgebung der inneren Elektrode verwischen, lassen sich die Verteilungen noch immer zur Klassifikation der Ereignisse heranziehen. Zur Konstruktion eines Klassifikators muß jedoch der Geometrie angepaßtes Datenmaterial – sei es durch Messung oder Simulation – vorliegen.

⁵³ausgenommen diejenigen in Kapitel 7.2

9 Ausblick: Neue asymmetrische Geometrien

Die heute in Germaniumdetektoren eingesetzten Kristalle sind entweder ungeschnitten und damit zylindersymmetrisch oder im Falle aus mehreren Kristallen zusammengesetzter Detektoren – etwa hexagonal im Falle des Cluster- oder vierfach im Falle des Clover-Detektors – geschnitten. Die Schnitte, die unter möglichst minimalem Materialverlust erfolgen, dienen dabei dem Erreichen einer möglichst dichten Packung der Kristalle. In den vergangenen Kapiteln konnte gezeigt werden, daß die sich aus diesen Schnitten der äußeren Elektroden ergebende Asymmetrie der Feldverteilungen und Driftpfade zu unterschiedlichen Signalformen führt, und daß sich diese Unterschiede zu einer begrenzten zweidimensionalen Ortsbestimmung durch Pulsformanalyse heranziehen lassen. Jedoch wurde keiner der heute existierenden Detektoren mit dem Ziel einer Ortsbestimmung durch Pulsformanalyse entwickelt, so daß das erreichbare Ortsauflösevermögen insbesondere durch geometriebedingte Symmetrien hinter den mit den beschriebenen Methoden denkbaren Möglichkeiten zurückbleibt.

Aufgrund der gefundenen qualitativen Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Pulsformen und der daraus abgeleiteten Merkmalsverteilungen ist es nun mit dem vorliegenden Instrumentarium möglich, neue Geometrien durch Simulation zu betrachten und im Hinblick auf die erreichbare Ortsauflösung zu optimieren. Dabei werden jeweils die elektrischen Felder, die Wechselwirkungen der γ -Quanten mit dem Detektormaterial, die Entstehung der Pulsform und die Gewinnung der Merkmale simuliert. Durch Betrachtung von Kombinationen von Merkmalen kann dann das Ortsauflösevermögen bestimmt und die zugrundeliegende Geometrie beurteilt werden.

Die gewünschte Vielfalt der Pulsformen entsteht durch die Asymmetrie des elektrischen Feldes und der Längen der Driftpfade der Ladungsträger, welche durch die Form und Positionierung der Elektroden bestimmt werden⁵⁴. Die äußere Elektrode wird bei heutigen Detektoren aus Teilen der Mantelfläche der Germaniumkristalle gebildet, so daß eine Verformung dieser Elektrode nur durch Schneiden der Kristalle möglich ist. Um den dadurch entstehenden Material- und somit Effizienzverlust zu vermeiden, kann zur Erzeugung einer Asymmetrie jedoch auch die innere Elektrode, also die innere Bohrung der Kristalle, verformt werden.

Bei der Gestaltung der elektrischen Felder sind eine Reihe von Randbedingungen einzuhalten, die die theoretisch denkbaren Geometrien einschränken. Zunächst ist bei Verschiebung des Bohrloches aus der Kristallmitte heraus zu beachten, daß das elektrische Feld in der Kristallmitte abnimmt und ein feldfreier und damit inaktiver Raumbereich entstehen kann, in dem keine Ladungssammlung mehr erfolgt. Gleichzeitig werden bei zu großer Annäherung des Bohrlochs an die äußere Elektrode Bereiche sehr hoher Feldstärken entstehen, wenn die Betriebsspannung von heute typisch 2000 bis 5000 V nur über einige Millimeter Material anliegt. Dabei besteht die Gefahr von Spannungsdurchbrüchen. Auch dürfen die Krümmungen der Form der inneren Elektrode nicht zu stark gewählt werden, da bei Unterschreiten von Radien von $\approx 2\text{ mm}$ ebenfalls unakzeptabel hohe Feldstärken entstehen können. Die Abmessungen heute verfügbarer Germaniumkristalle liegen bei Durchmessern bis zu 9 cm und Längen bis zu 14 cm. Die Verunreinigungskonzentrationen bewegen sich in Bereichen von einigen 10^9 cm^{-3} bis einigen 10^{10} cm^{-3} und hängen von der Position der Schnitte des aus der Schmelze gezogenen Kristalles ab.

Im Rahmen einer Kooperation mit der Firma EG&G Ortec wurden unterschiedliche Geometrien

⁵⁴Eine Feldeinstellung durch gezielte ortsabhängige Vorgabe der Konzentrationen der Verunreinigungen ist nicht möglich, da einerseits deren Einfluß auf die Feldasymmetrie nicht ausreichend erscheint, andererseits eine reproduzierbare – geschweige denn ortsabhängige – Einstellung der Verunreinigungskonzentrationen in der Praxis kaum erzielbar ist.

der inneren Bohrung, beispielsweise in L-, Schnecken- oder Birnenform, sowie unterschiedliche Positionierungen dieser Bohrungen durch Simulation untersucht. Die bisherigen Betrachtungen ergaben dabei für ein versetztes birnenförmiges Bohrloch und eine Kristallgröße von 7 cm Durchmesser und 7 cm Länge mittlere zweidimensionale Ortsauflösungen im Bereich von ≤ 1 cm. Dabei verbleibt eine Spiegelsymmetrie, die durch eine zweifache elektrische Segmentierung des Kristalles in zwei Hälften gebrochen wird. Die Positionsbestimmung innerhalb einer Kristallhälfte erfolgt durch die Betrachtung der differentiellen Anstiegszeiten, etwa T30 und T90, die Unterscheidung zwischen den beiden Kristallhälften durch die elektrische Segmentierung. Ein Prototyp dieser Geometrie wurde von der Firma EG&G Ortec gebaut. Messungen der Pulsformen und Merkmalsverteilungen zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit den zugrundeliegenden Simulationen. Künftige Entwicklungen werden sich mit einer weiteren Optimierung der Geometrie befassen, so daß die bisher verwendete Segmentierung entfallen kann.

10 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt Methoden der Pulsformanalyse von Germaniumdetektorsignalen mit dem Ziel einer Klassifikation nachgewiesener γ -Quanten im Hinblick auf die räumliche Position ihres Einfalls in den Germaniumkristall. Dabei wurde durch die Untersuchung asymmetrischer Detektorgeometrien erstmalig eine zweidimensionale, und durch den hohen Automatisierungsgrad der Messungen eine systematische und umfassende Betrachtung möglich. Es wurden zwei spezielle Detektorgeometrien, der aus zwei halbzylinderförmigen Kristallen bestehende DD-Detektor und der aus vier kleeblattförmig geschnittenen Kristallen bestehende Segmentierte Super Clover (SGC)-Detektor, sowohl experimentell untersucht als auch in Simulationen modelliert.

In Quellenmessungen wurden zunächst Pulsformen beider Detektoren bei kollimierter Bestrahlung aufgezeichnet und aus ihnen abgeleitete Merkmalsverteilungen betrachtet. Im Vergleich zu bisherigen Untersuchungen zylindersymmetrischer Detektorgeometrien, bei denen aus den Merkmalen lediglich eine radiale Information über die Position des Einschusses der γ -Quanten gewonnen werden konnte, werden hier die Auswirkungen der durch die Schnitte der Kristalle verursachten Asymmetrien deutlich. Zweidimensionale Dichten von Merkmalen, beispielsweise die Anstiegszeitendifferenzen zwischen 10% – 30% (T30) und 10% – 90% (T90) der Signalamplituden, wurden zur Klassifikation der Ereignisse herangezogen. Dabei ergeben sich Ortsauflösungen im Bereich von 4 mm bis 12 mm Halbwertsbreite bei teilweise großen Zehntelwertsbreiten von bis zu ≈ 40 mm. Höherdimensionale Dichten von Merkmalen wurden durch ein selbstorganisierendes neuronales Netz, die Self-Organizing Map von Kohonen, betrachtet. Dabei konnte keine Verbesserung der Auflösung und keine signifikante Verringerung der Zehntelwertsbreiten in der Ortsbestimmung beobachtet werden. Aufgrund des begrenzten Umfangs der vorliegenden Meßdaten kann jedoch nicht abschließend entschieden werden, ob dieser Effekt nicht auf eine zu grobe Partitionierung der höherdimensionalen Merkmalsräume zurückzuführen ist und sich entsprechend nicht doch durch höherdimensionalere Betrachtung Verbesserungen von Auflösung oder Effizienz ergeben könnten.

In einem Coulombanregungsexperiment am UNILAC-Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung konnten erstmalig Pulsformen von Germaniumdetektoren unter Experimentbedingungen aufgenommen und zur Korrektur der Dopplerverbreiterung der nachgewiesenen γ -Übergänge herangezogen werden. Da dabei jedoch der Streuwinkel der Projektile von 0° – 3° nicht bestimmt werden konnte, ergab sich im Vergleich zur Granularität aufgrund der Segmentierung des SGC-Detektors eine nur unwesentlich verbesserte Energieauflösung. In künftige Experimente ist daher verstärkt ein hochauflösender Nachweis der gestreuten Projektile miteinzubeziehen, da andernfalls eine Granularitätserhöhung im γ -Nachweis alleine keine signifikante Verbesserung der Dopplerkorrektur zuläßt.

Im Zuge von Simulationsrechnungen wurden die elektrischen Felder im DD- und SGC-Detektor, die Wechselwirkungen der γ -Quanten mit den Kristallen, die Entstehung der Pulsform sowie die Gewinnung der Merkmale aus der Pulsform betrachtet. Dabei ergaben sich qualitative Übereinstimmungen der gemessenen und berechneten Pulsform- und Merkmalsverteilungen. Die experimentell gefundenen Strukturen der Merkmalsverteilungen lassen sich somit erklären und reproduzieren. Im Falle des SGC-Detektors ist dabei eine richtungsabhängige, maximal 20 prozentige Verminderung der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger in der Ebene senkrecht zur inneren Elektrode zur Beschreibung der experimentell gefundenen Verteilungen erforderlich. Derartige Geschwindigkeitsvariationen sind aus früheren Messungen der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern in Germanium bekannt, wurden bisher aber im Rahmen von Untersuchungen zur Ortsbestimmung durch Pulsformanalyse zumeist nicht berücksichtigt. Da dieser Effekt wesentlichen Einfluß auf

die Strukturen der zur Klassifikation herangezogenen Merkmalsverteilungen nimmt, ist beim Bau künftiger Detektoren die Ausrichtung der Kristallgitter zu beachten.

Somit sind die entscheidenden Größen zur erfolgreichen Modellierung der Pulsformen bekannt. Um verbleibende Abweichungen zwischen den Beträgen gemessener und berechneter Merkmale im Bereich von $\leq 20\%$ weiter zu verringern, ist künftig die hier nicht vermessene Übertragungsfunktion der Elektronikanäle quantitativ zu bestimmen und in den Simulationsrechnungen zu berücksichtigen. Die derzeitige Vorhersagekraft der Modellierung reicht jedoch aus, um durch Simulationen das Streuverhalten der γ -Quanten in bestehenden Detektorgeometrien oder Effekte der Detektorgeometrien genauer zu betrachten, sowie um neue Detektorgeometrien vorschlagen zu können.

Im Falle des DD-Detektors ergab eine erste Betrachtung des sich bei Klassifikation durch zwei differentielle Anstiegszeiten (T_{30}, T_{90}) ergebenden Untergrundes, daß dieser $\approx 25\%$ aller Ereignisse umfaßt und mehrheitlich durch Comptonstreuungen, aber auch durch Einflüsse des elektrischen Feldes im quasi-planaren Teil des Detektors begründet ist. Um die Einfallspeditionen dieser Ereignisse bestimmen und damit die Effizienz der Klassifikation erhöhen zu können, muß das Ziel weiterer Entwicklungen in einer möglichst vollständigen, dreidimensionalen Rekonstruktion der Flugbahnen der nachgewiesenen γ -Quanten bestehen. Dabei werden voraussichtlich Methoden der Pulsformanalyse mit denen der elektrischen Segmentierung der Elektroden kombiniert. Ansätze dazu sollen in den Projekten GRETA [Lee98, Vet98] in Berkeley, USA, und TMR [Baz98, Nol98] im Rahmen der europäischen Euroball-Kollaboration verfolgt werden.

A Kristallagen

Im folgenden sind die Zählraten in Bereichen nieder- und hochenergetischer γ -Übergänge im Zuge des Zerfalls von ^{152}Eu in Abhängigkeit von der Position des Kollimators auf der Detektorstirnfläche zusammengestellt. Dadurch werden die Kanten der Kristalle im Bezugssystem der Apparatur und somit die Lage der Kristalle bestimmt. Gleichzeitig wird die Lage der inneren Elektrode und ggf. vorhandener mechanischer Halterungen sichtbar. Im Falle des DD- und des SGC-Detektors werden dazu Energien von 121 keV und 1408 keV betrachtet; im Falle des Segmentierten Clover-Detektors 45 keV statt 121 keV, um die sich in der Detektormitte befindende Halterung der Kristalle hervorzuheben. Es werden sowohl Einzelkanalverteilungen als auch deren Überlagerungen angegeben. Im Falle der Clover-Detektoren werden darüberhinaus zur Darstellung der Segmentierung die Zählraten der Spektroskopiekanäle unter den Bedingungen unterschiedlicher angesprochener Positionskanäle betrachtet; vergleiche mit Kapitel 4 bzw. 6.2.3. Der vom Kollimator abgetastete Bereich ist durch eine gebrochene Linie gekennzeichnet.

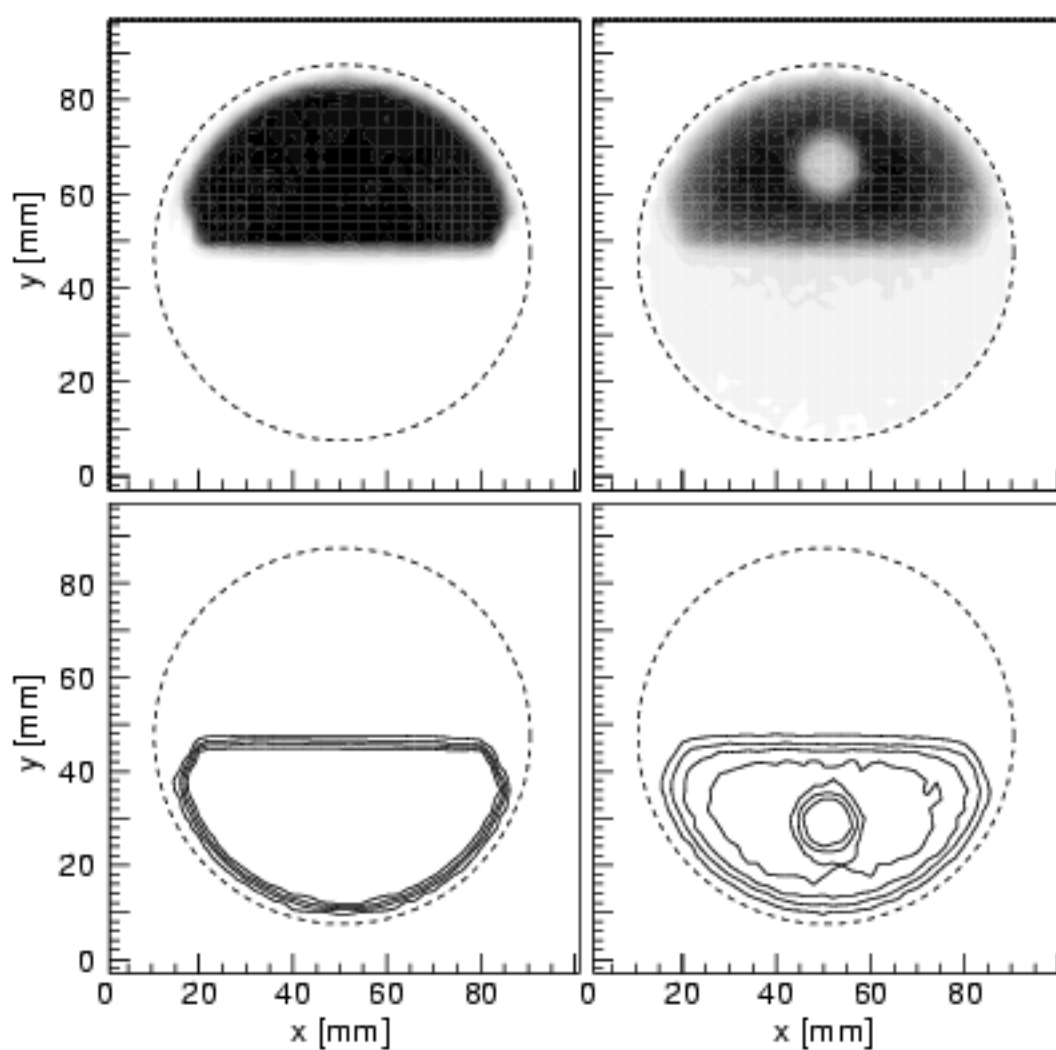


Abbildung 69: Räumliche Verteilung der Antworten der beiden Kanäle des DD-Detektors (oben und unten) bei 121 keV (links) und 1408 keV (rechts).

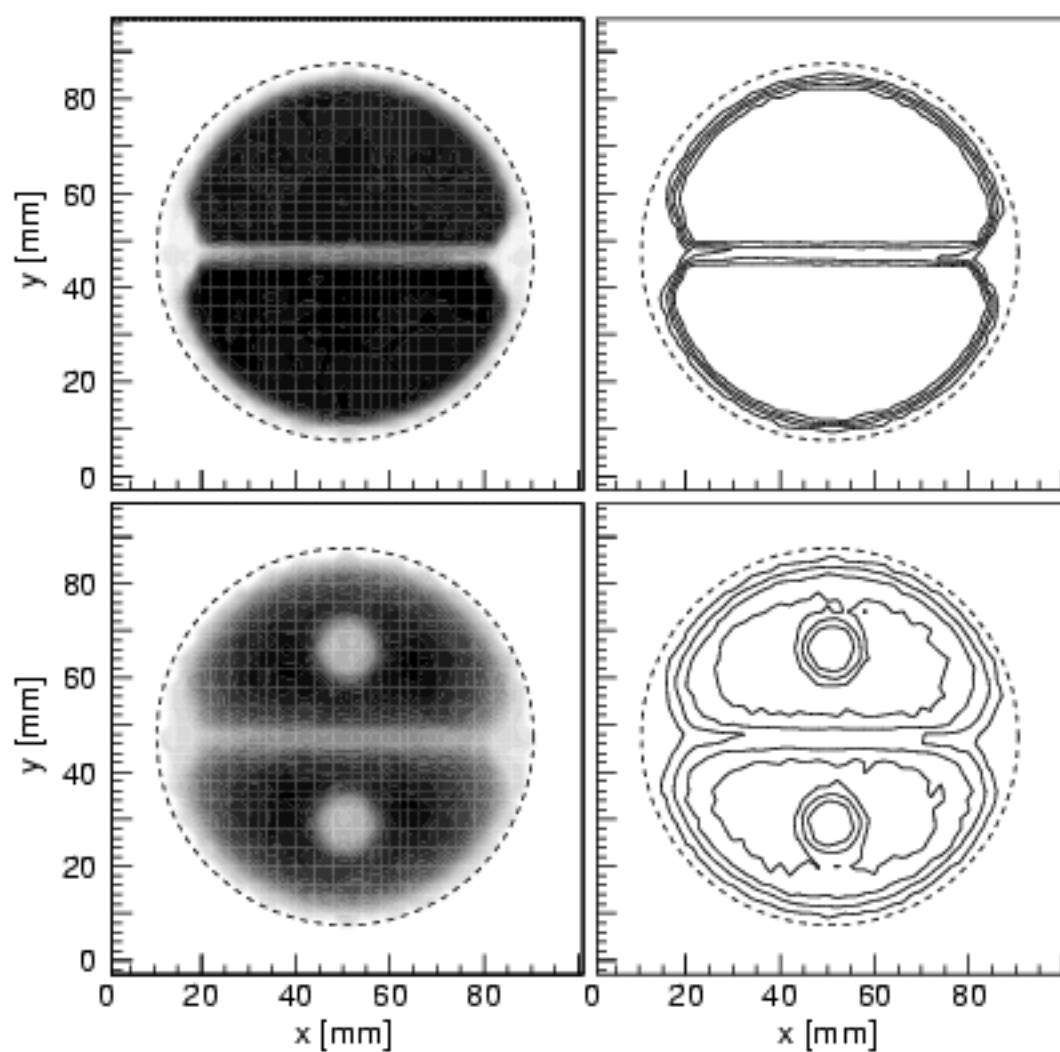


Abbildung 70: Überlagerung der räumlichen Verteilungen der Antworten beider Kanäle des DD-Detektors bei 121 keV (oben) und 1408 keV (unten).

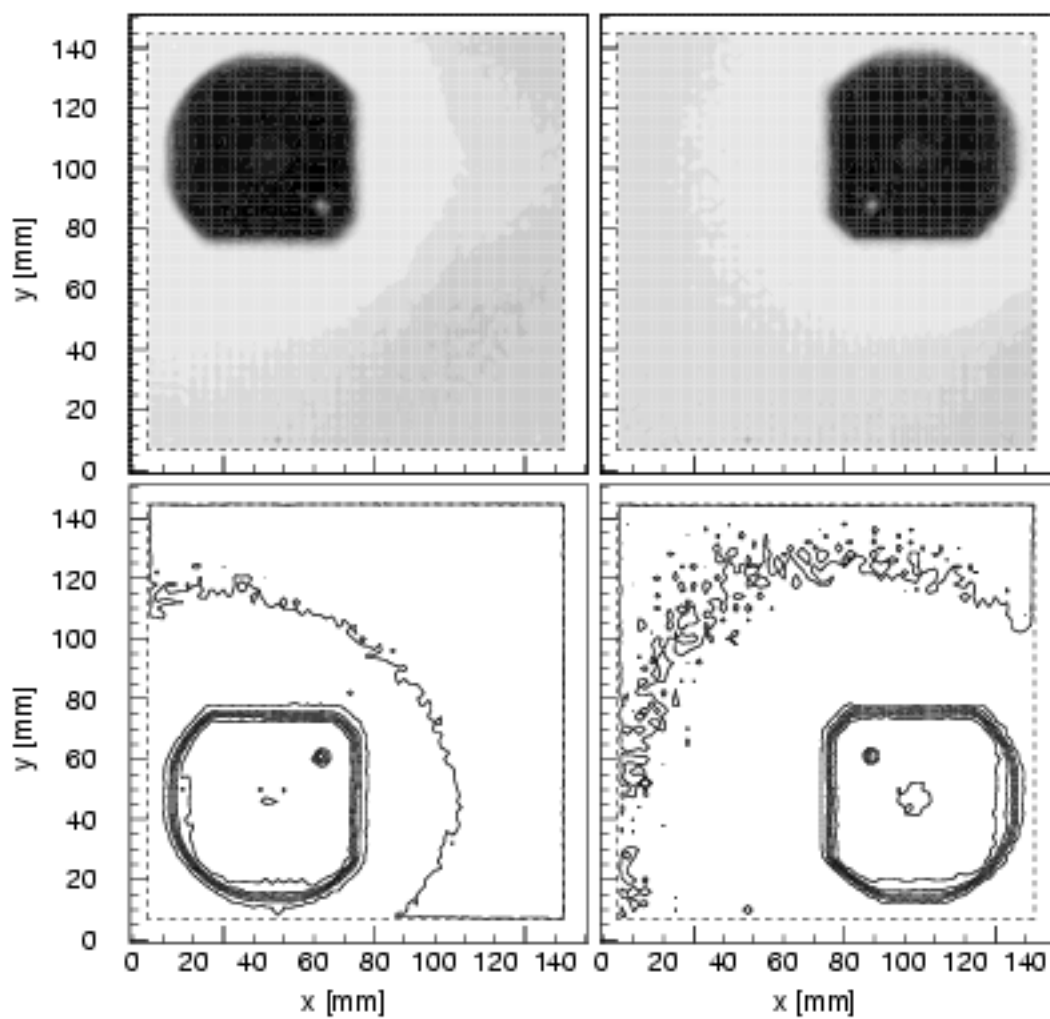


Abbildung 71: Räumliche Verteilung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors bei 121 keV.

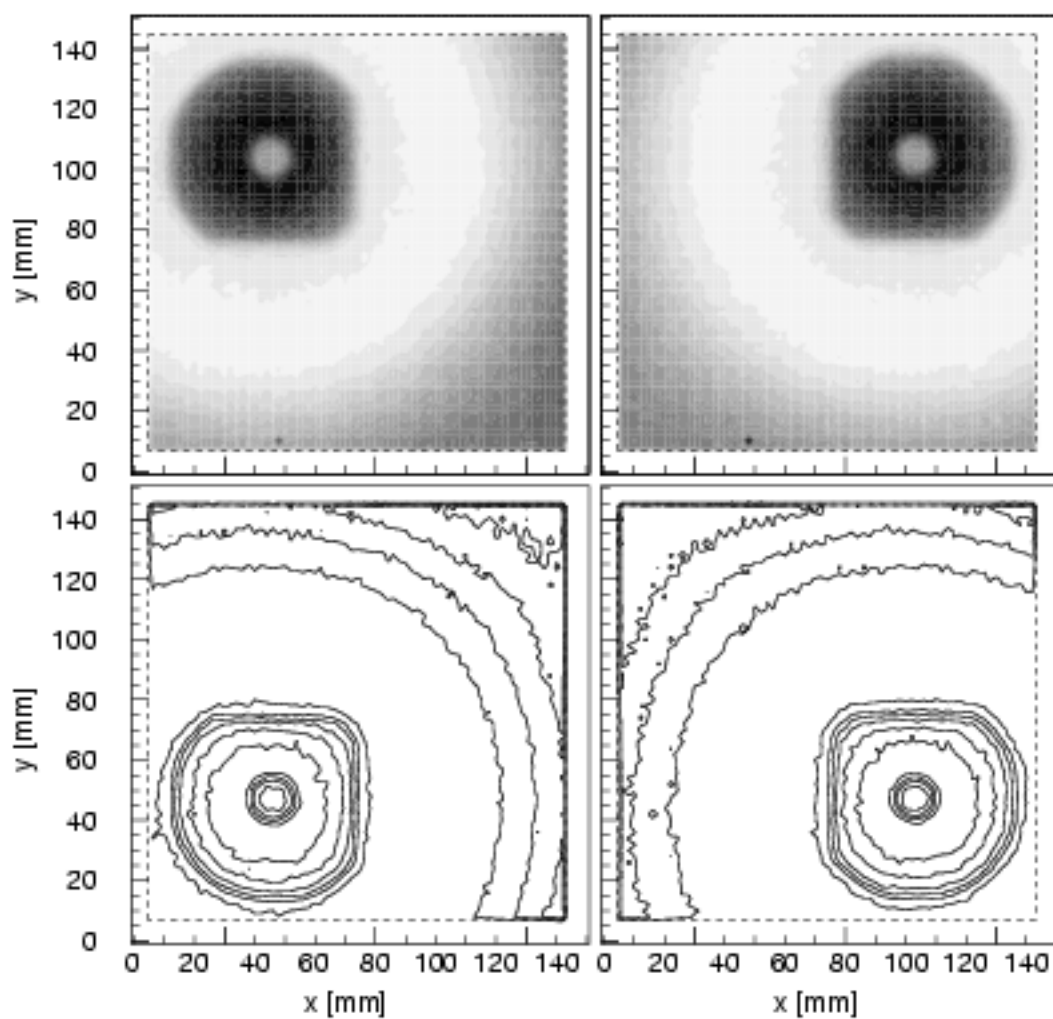


Abbildung 72: Räumliche Verteilung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors bei 1408 keV.

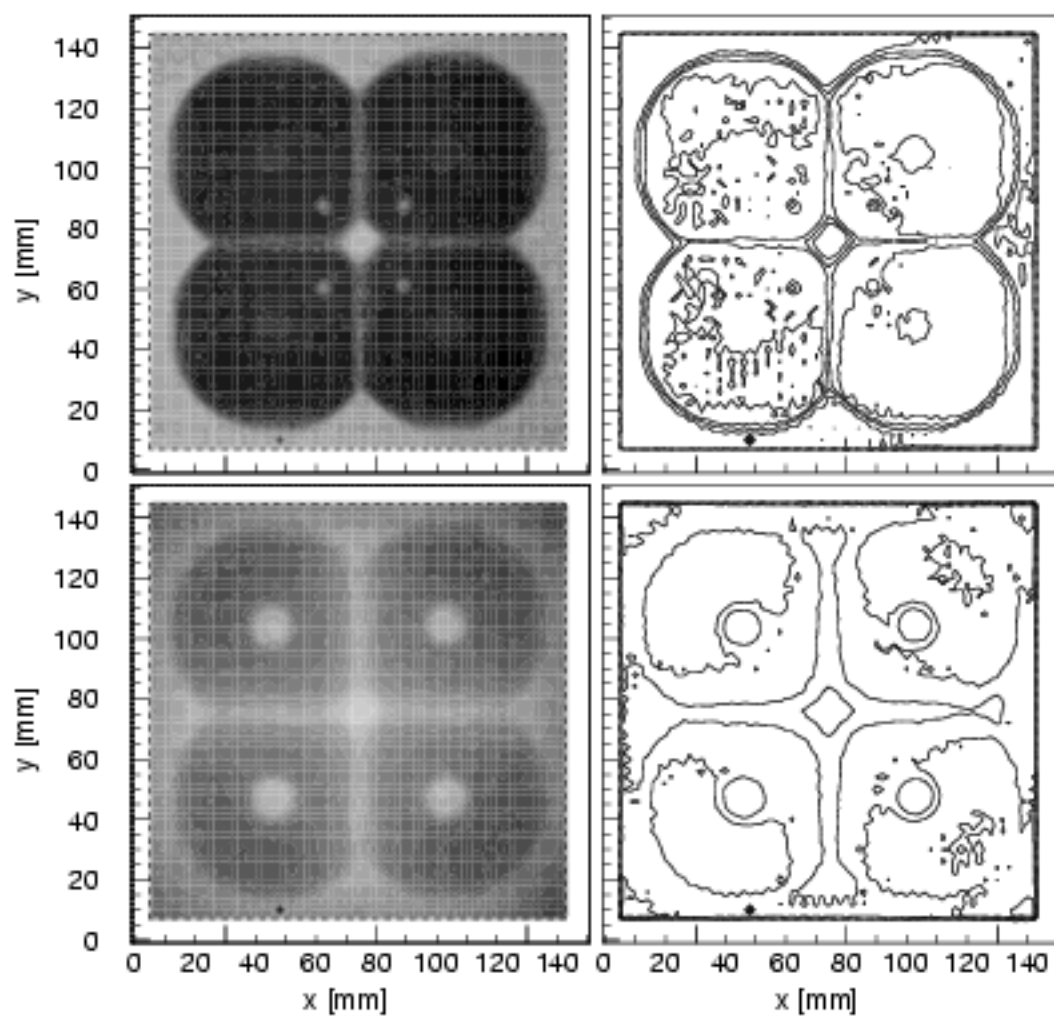


Abbildung 73: Überlagerung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors bei 121 keV (oben) und 1408 keV (unten).

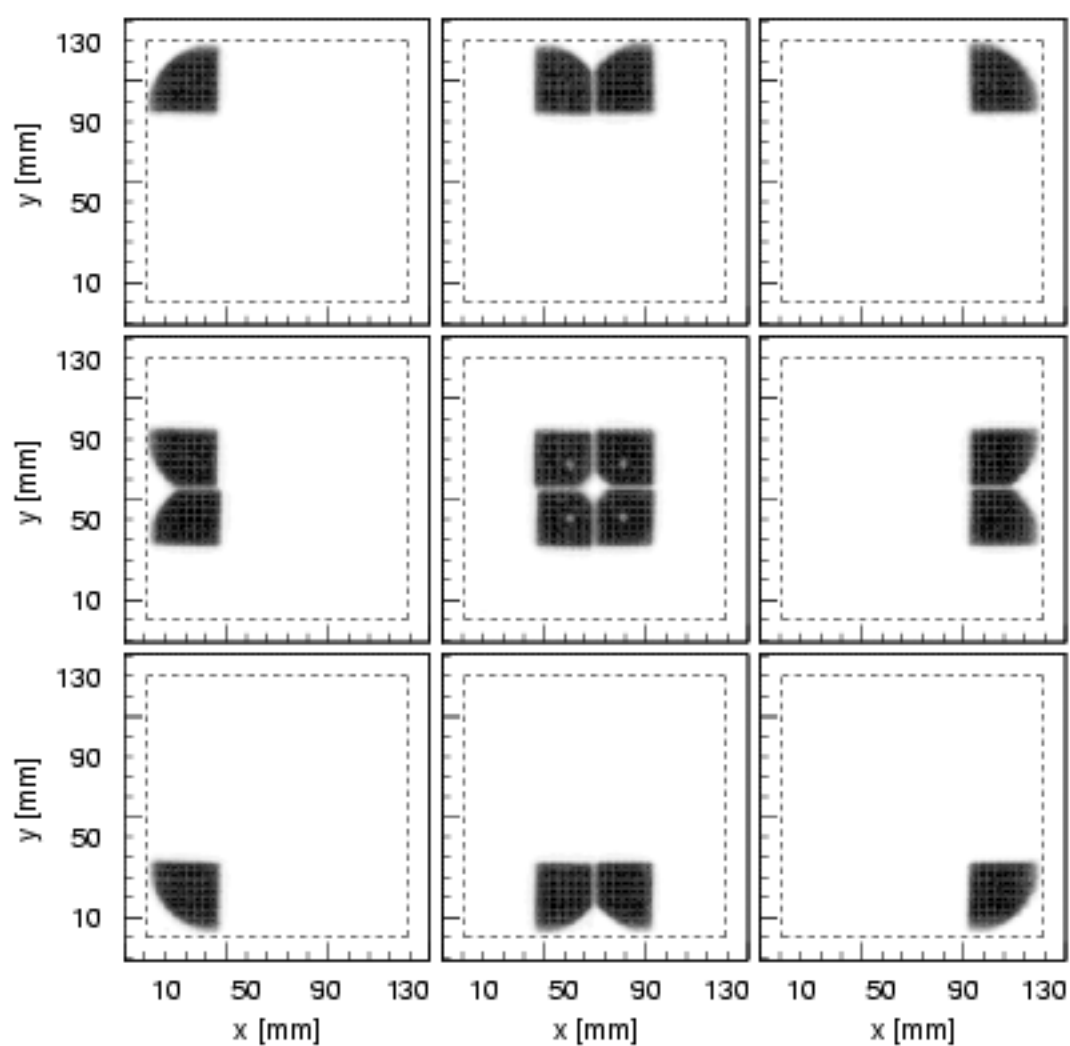


Abbildung 74: Räumliche Verteilung der Antworten der Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors für die neun möglichen Bedingungen angesprochener Positionskanäle bei 121 keV; vergleiche mit Abbildung 10.

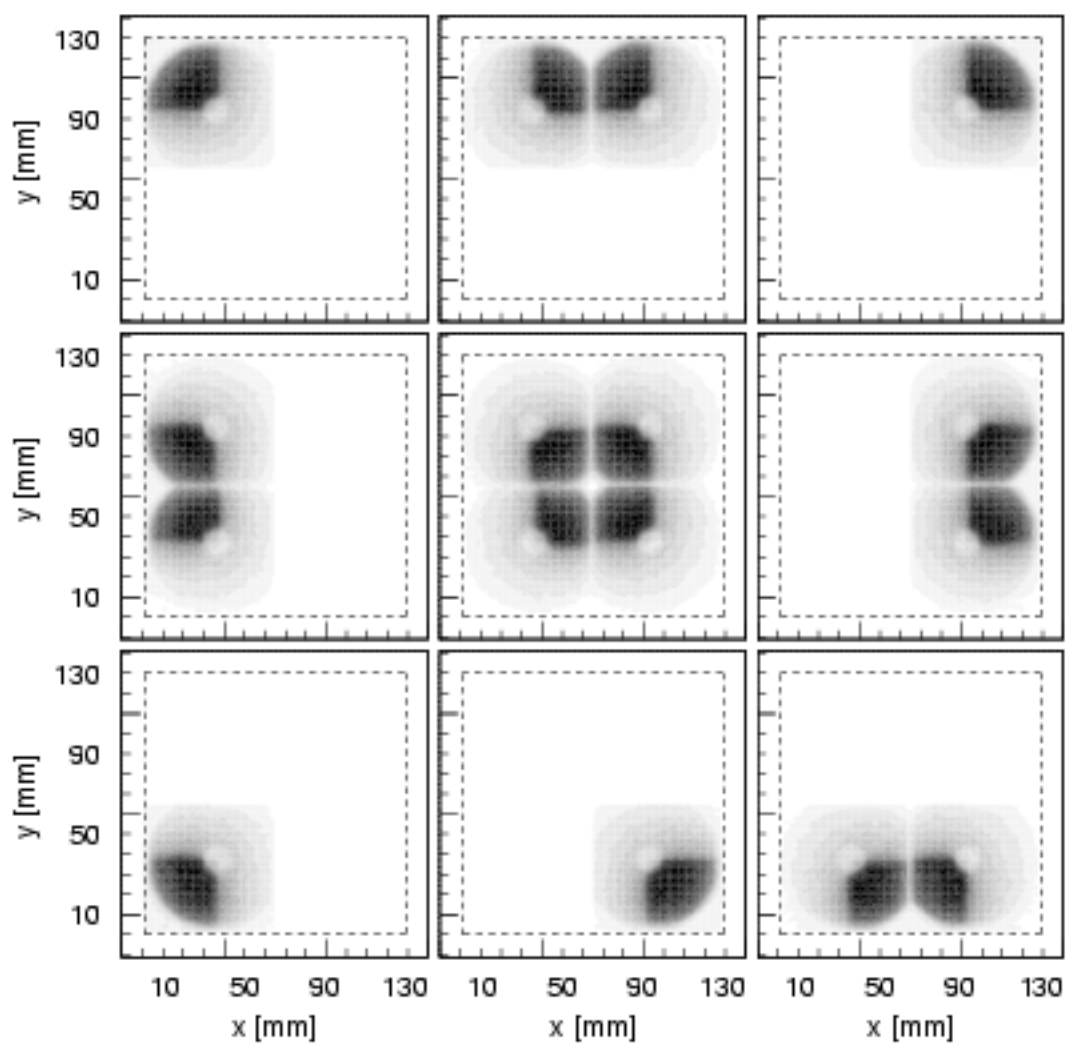


Abbildung 75: Räumliche Verteilung der Antworten der Spektroskopiekanäle des SGC-Detektors für die neun möglichen Bedingungen angesprochener Positionskanäle bei 1408 keV; vergleiche mit Abbildung 10.

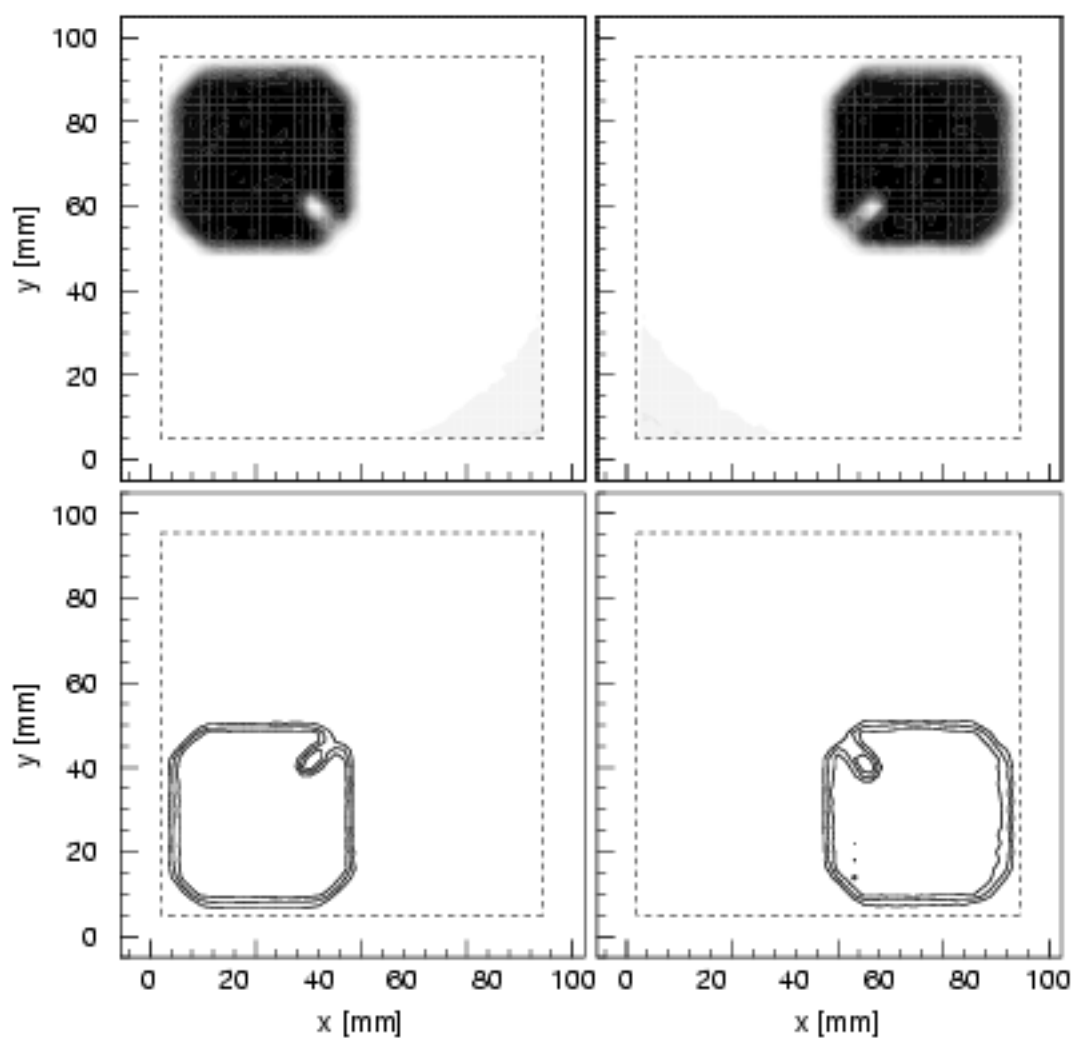


Abbildung 76: Räumliche Verteilung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des Segmentierten Clover-Detektors bei 45 keV.

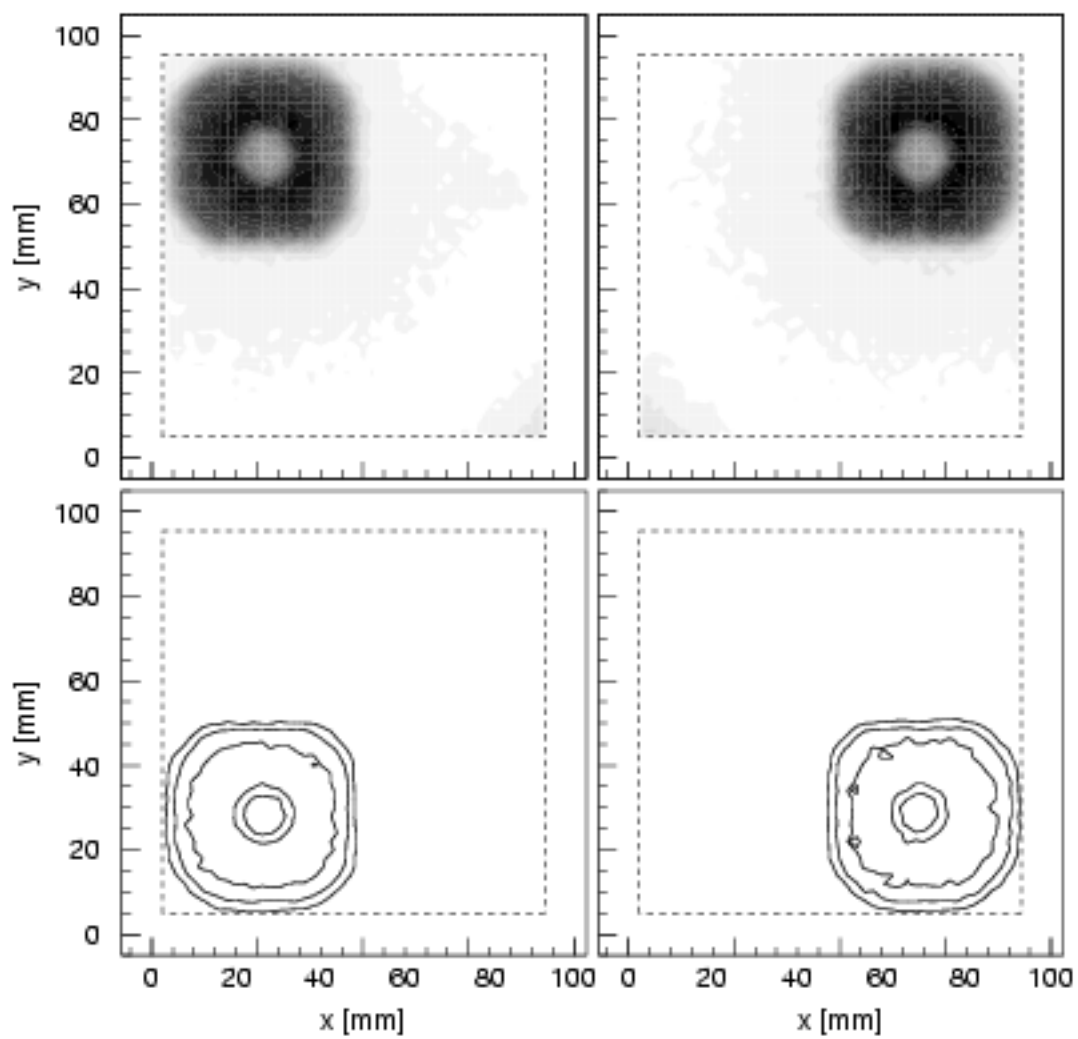


Abbildung 77: Räumliche Verteilung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des Segmentierten Clover-Detektors bei 1408 keV.

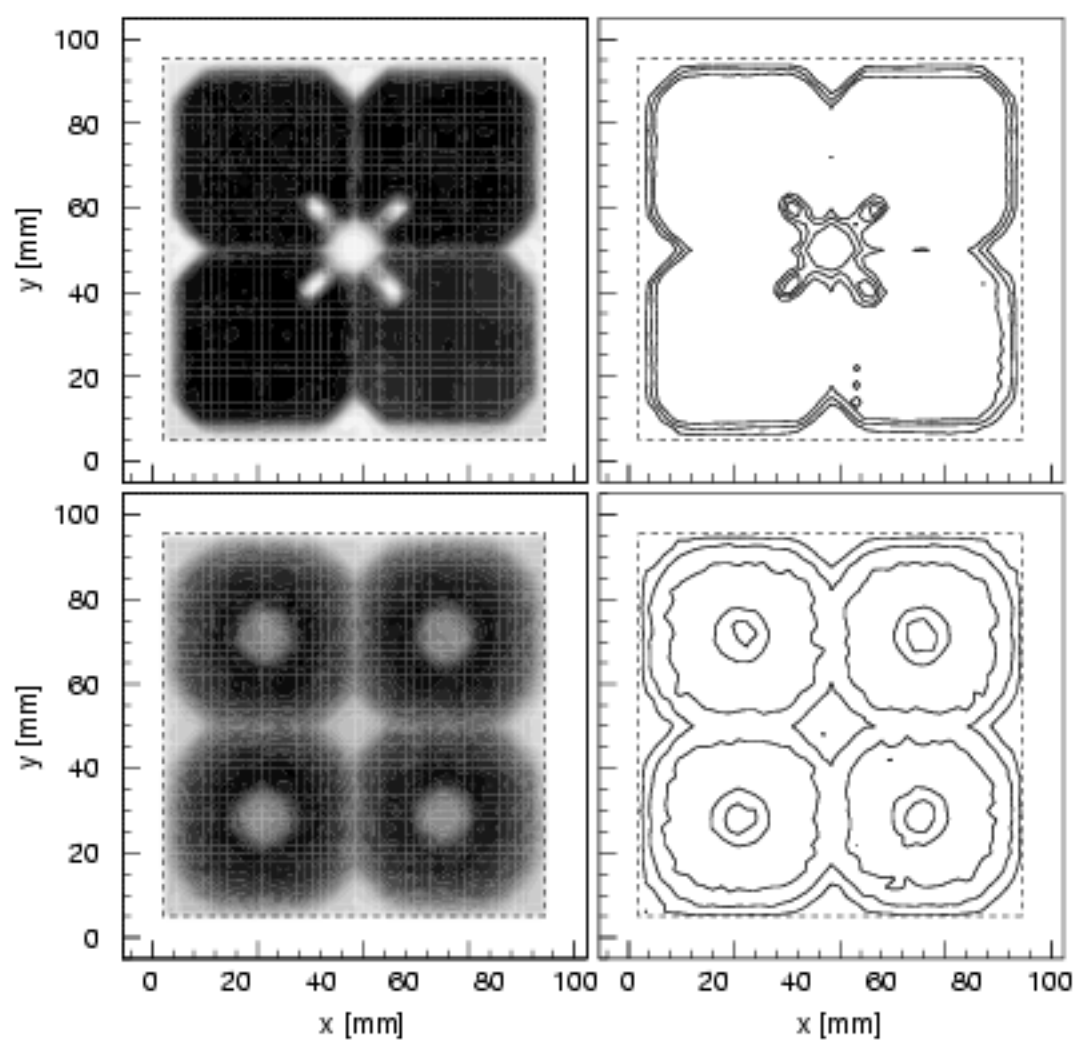


Abbildung 78: Überlagerung der Antworten der vier Spektroskopiekanäle des Segmentierten Clover-Detektors bei 45 keV (oben) und 1408 keV (unten).

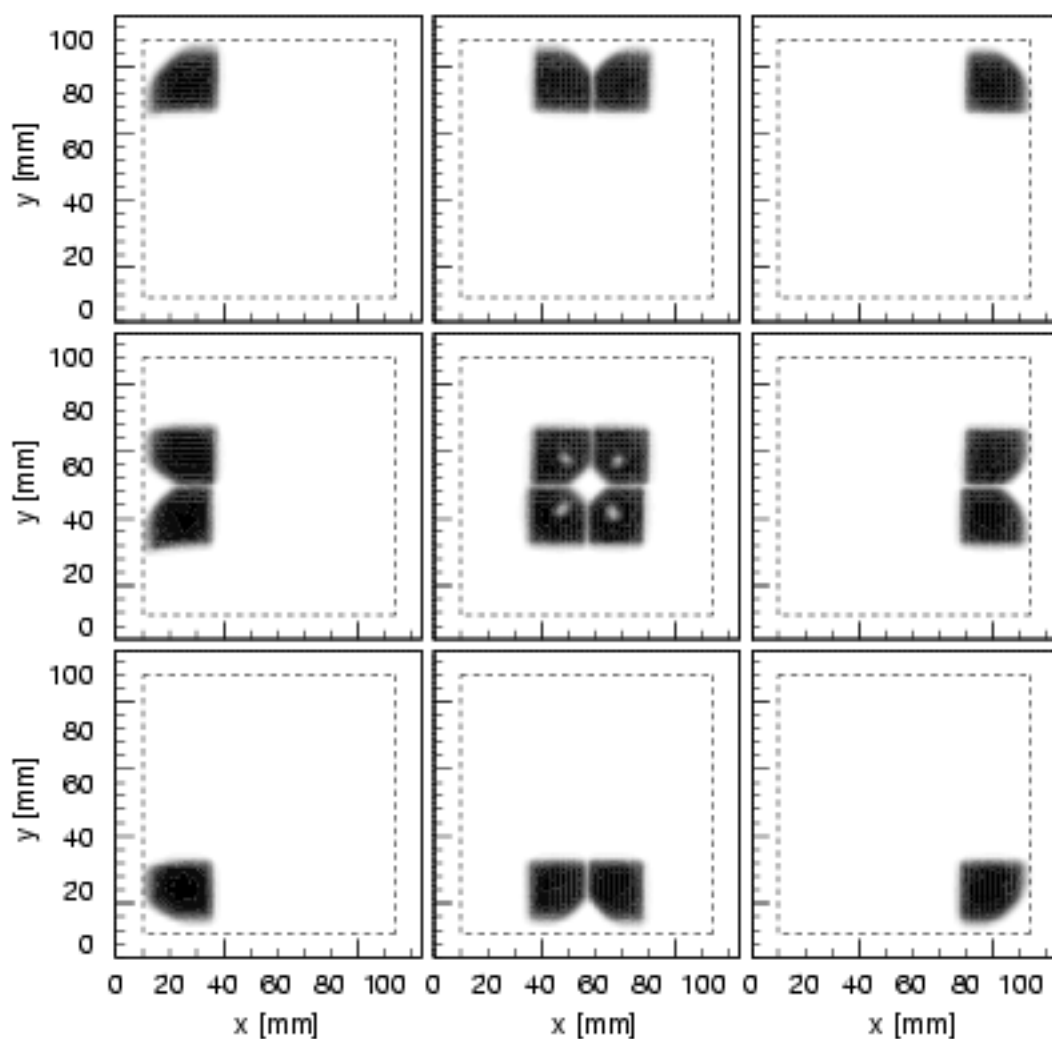


Abbildung 79: Räumliche Verteilung der Antworten der Spektroskopiekanäle des Segmentierten Clover-Detektors für die neun möglichen Bedingungen angesprochener Positionskanäle bei 45 keV; Segmentierung analog zu Abbildung 10.

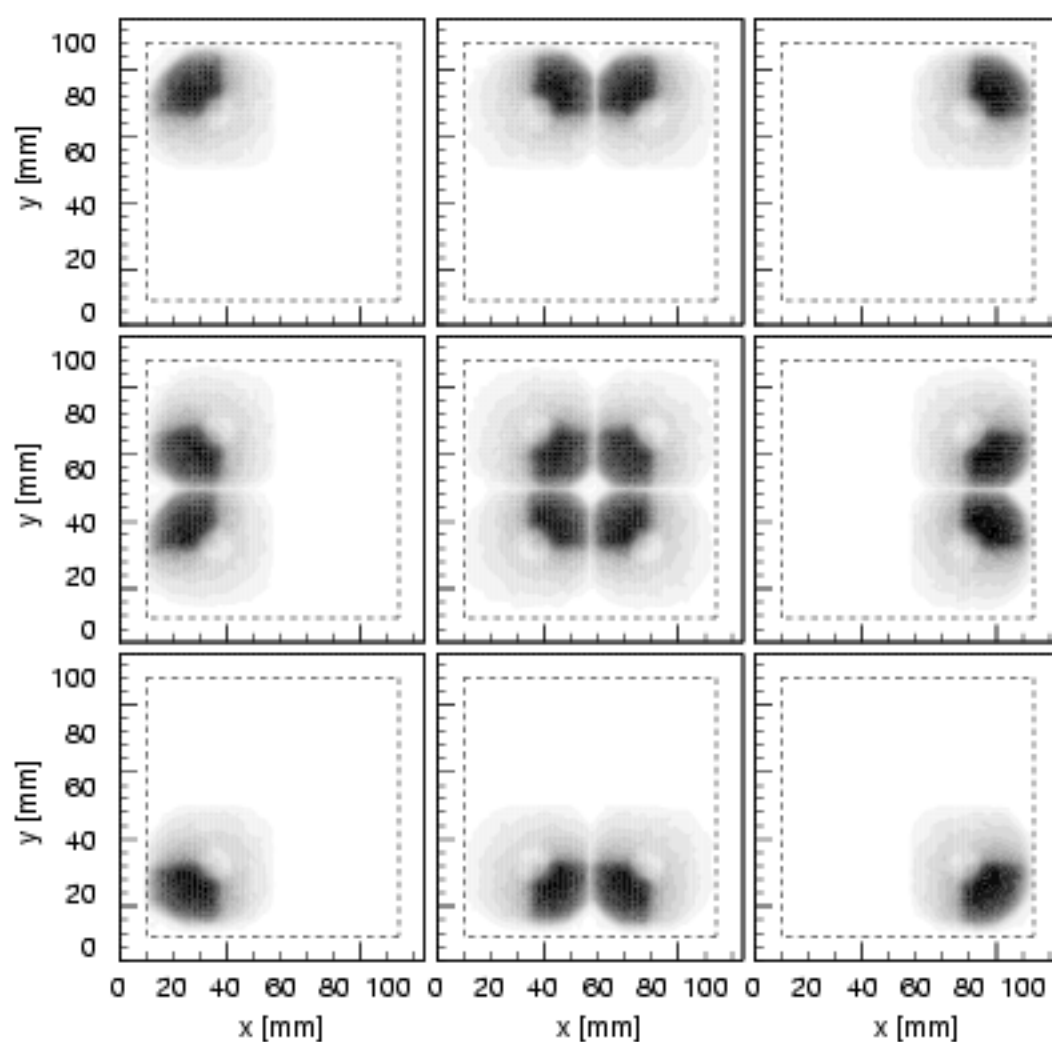


Abbildung 80: Räumliche Verteilung der Antworten der Spektroskopiekanäle des Segmentierten Clover-Detektors für die neun möglichen Bedingungen angesprochener Positionskanäle bei 1408 keV; Segmentierung analog zu Abbildung 10.

B Gemessene Ortsverteilungen von Merkmalsmittelwerten

Im folgenden sind Mittelwerte von Merkmalsverteilungen als Funktion des Einstrahlortes auf den Detektoroberflächen dargestellt. Dabei werden jeweils die differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{40} , T_{50} , T_{70} , T_{80} und T_{90} , die Stromkomponenten I_{20} , I_{30} , I_{40} , I_{60} , I_{80} und I_{90} sowie die komplexen Fourierkoeffizienten f_1 , f_2 und f_3 auf einer Seite zusammengefaßt. Im Falle des DD-Detektors wird dabei nach γ -Energien von 344, 779 und 1408 keV unterschieden. Für den SGC-Detektor wird nur eine Energie von 778 keV, für den Segmentierten Clover-Detektoren nur differentielle Anstiegszeiten bei 779 keV betrachtet. Die mittleren und maximalen Abweichungen nach Gleichung (12) von den farblich dargestellten Mittelwerten sind für jedes D des DD-Detektors und für jeden Kristall der Clover-Detektoren angegeben.

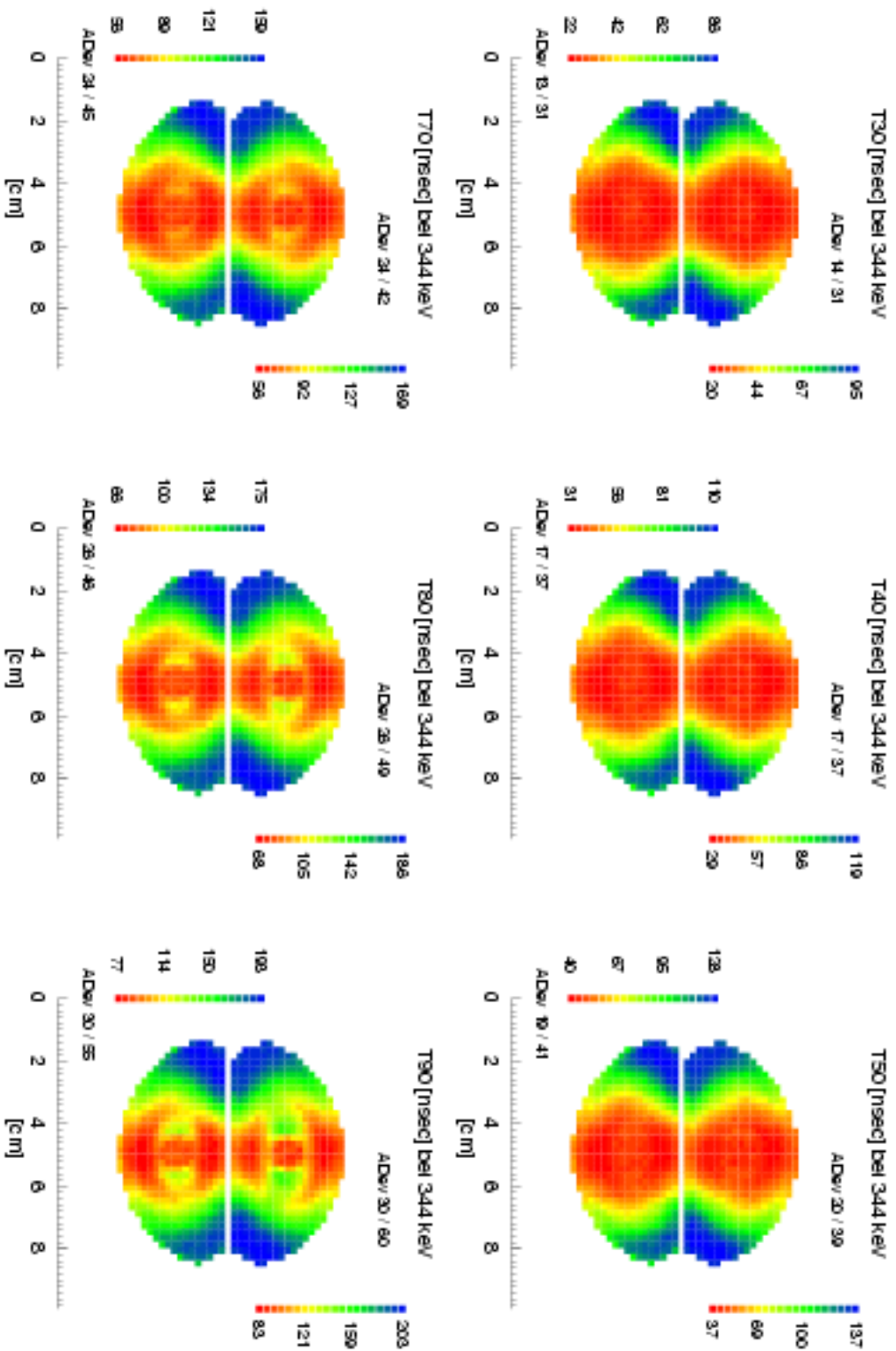


Abbildung 81: Verteilung mittlerer differenzierter Anstiegszeiten des Ladungssignales des DD-Detektors.

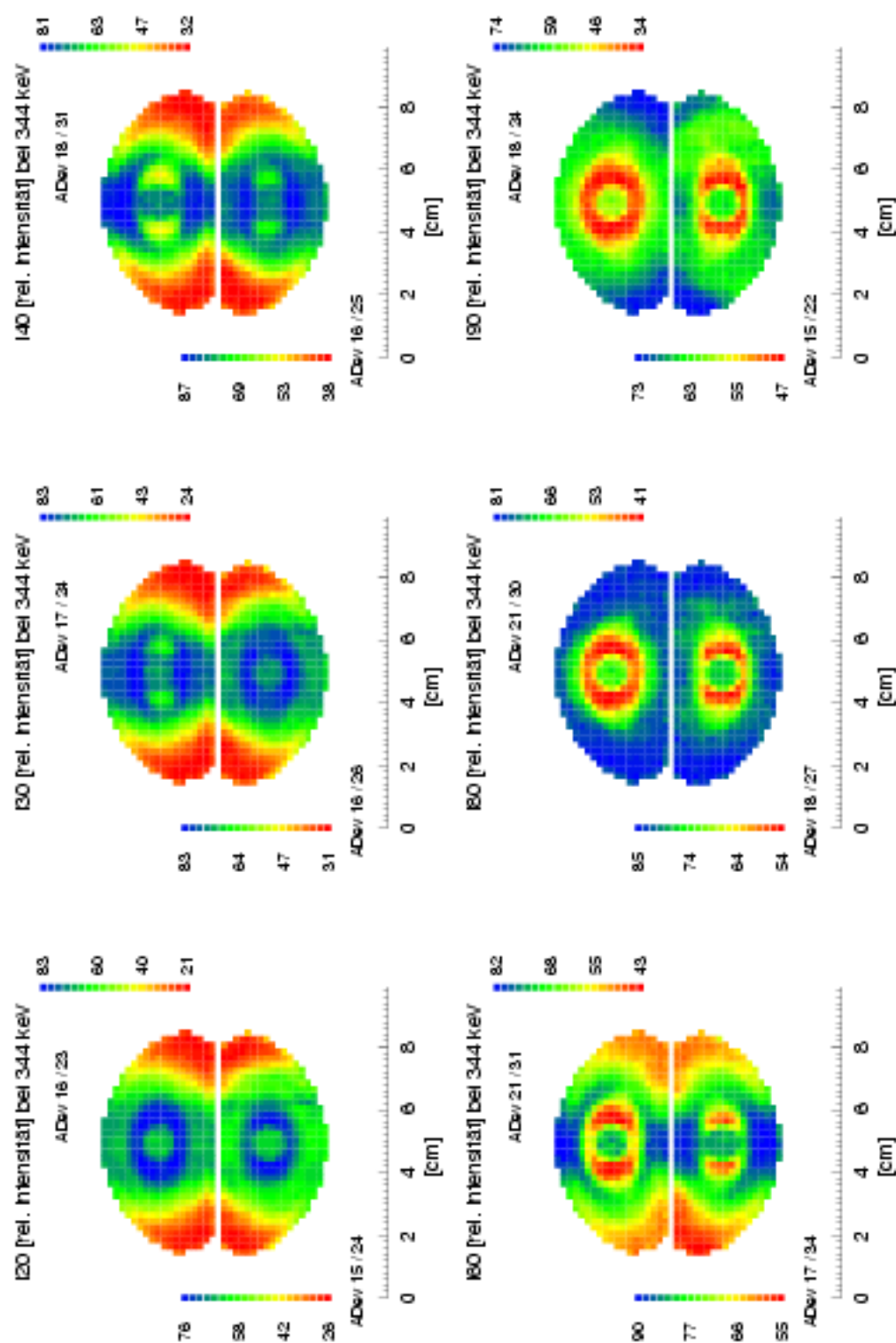


Abbildung 82: Verteilung mittlerer Stromkomponenten des differenzierten Ladungssignales des DD-Detektors.

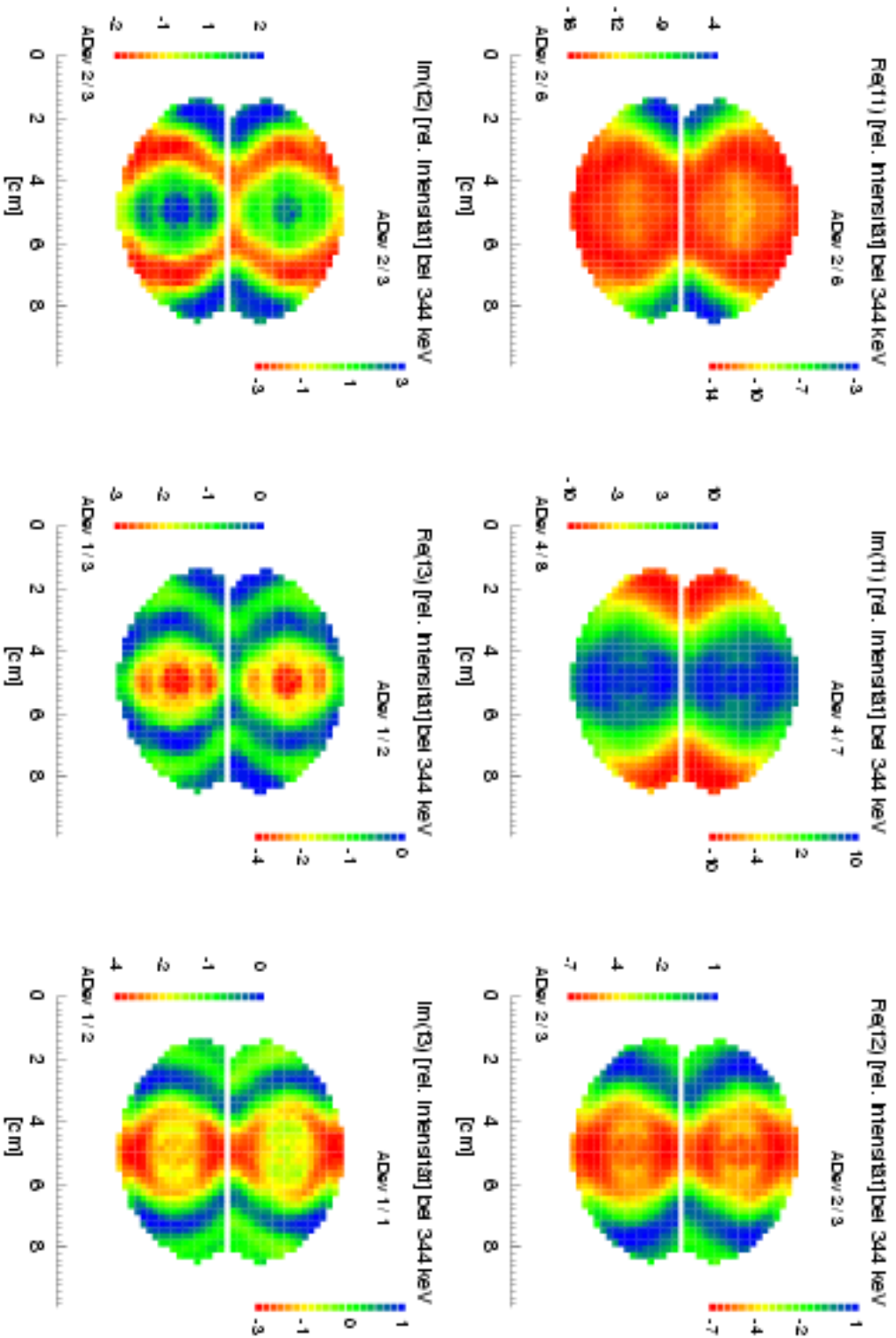


Abbildung 83: Verteilung mittlerer Fourierkoeffizienten nach FFT des Ladungssignales des DD-Detektors.

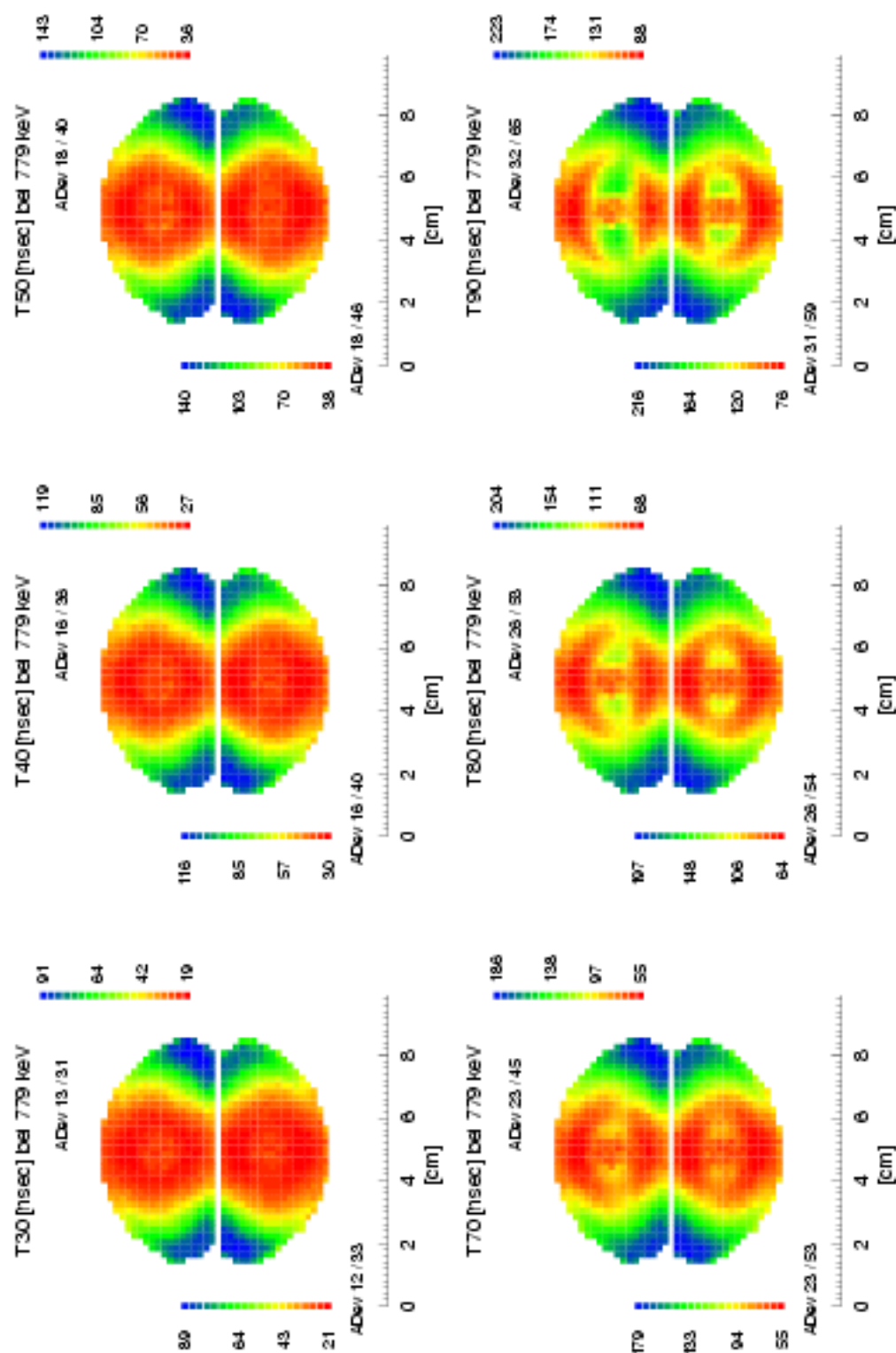


Abbildung 84: Verteilung mittlerer differentieller Anstiegssignale des Ladungssignales des DD-Detektors.

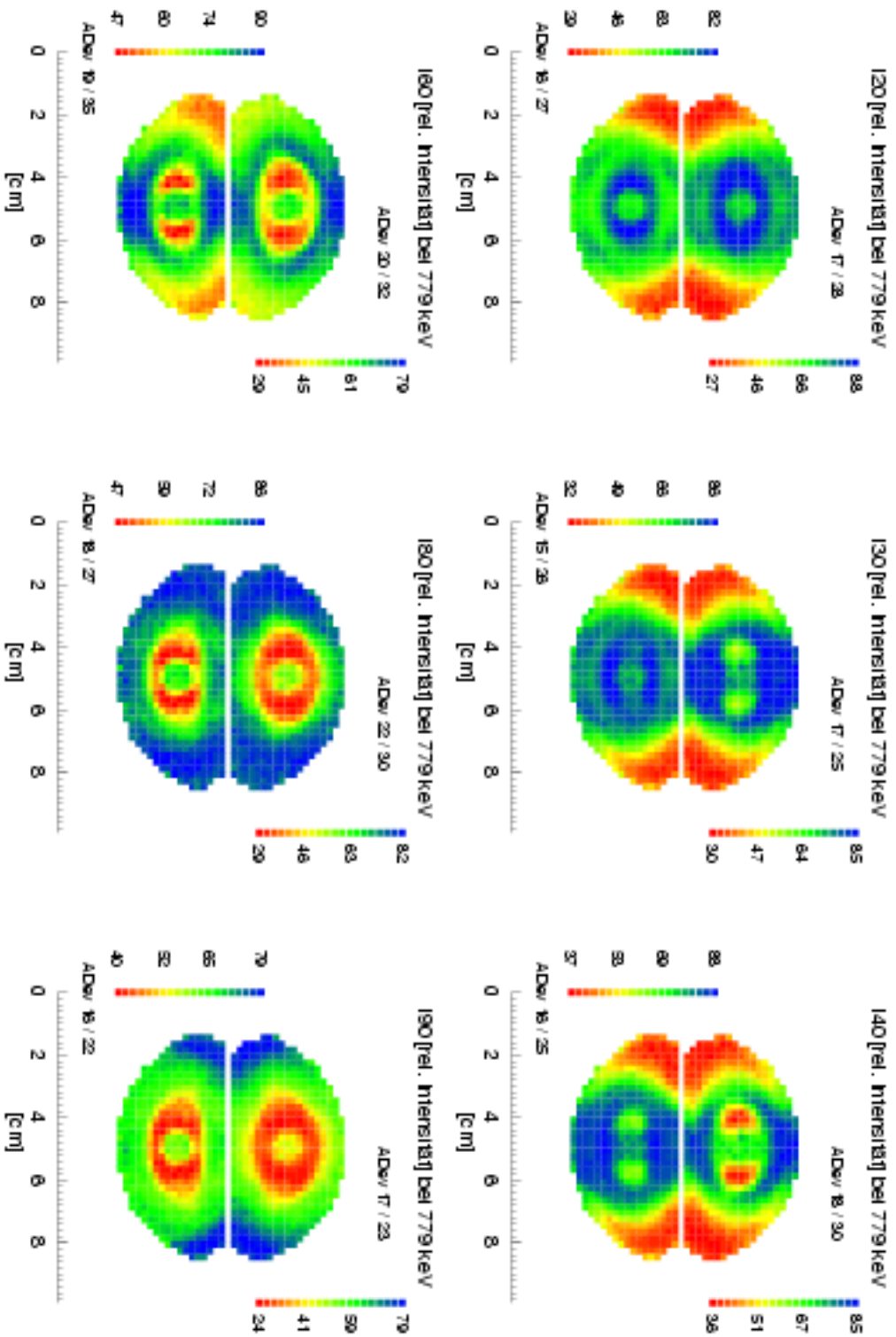


Abbildung 85: Verteilung mittlerer Stromkomponenten des differenzierten Ladungssignales des DD-Detektors.

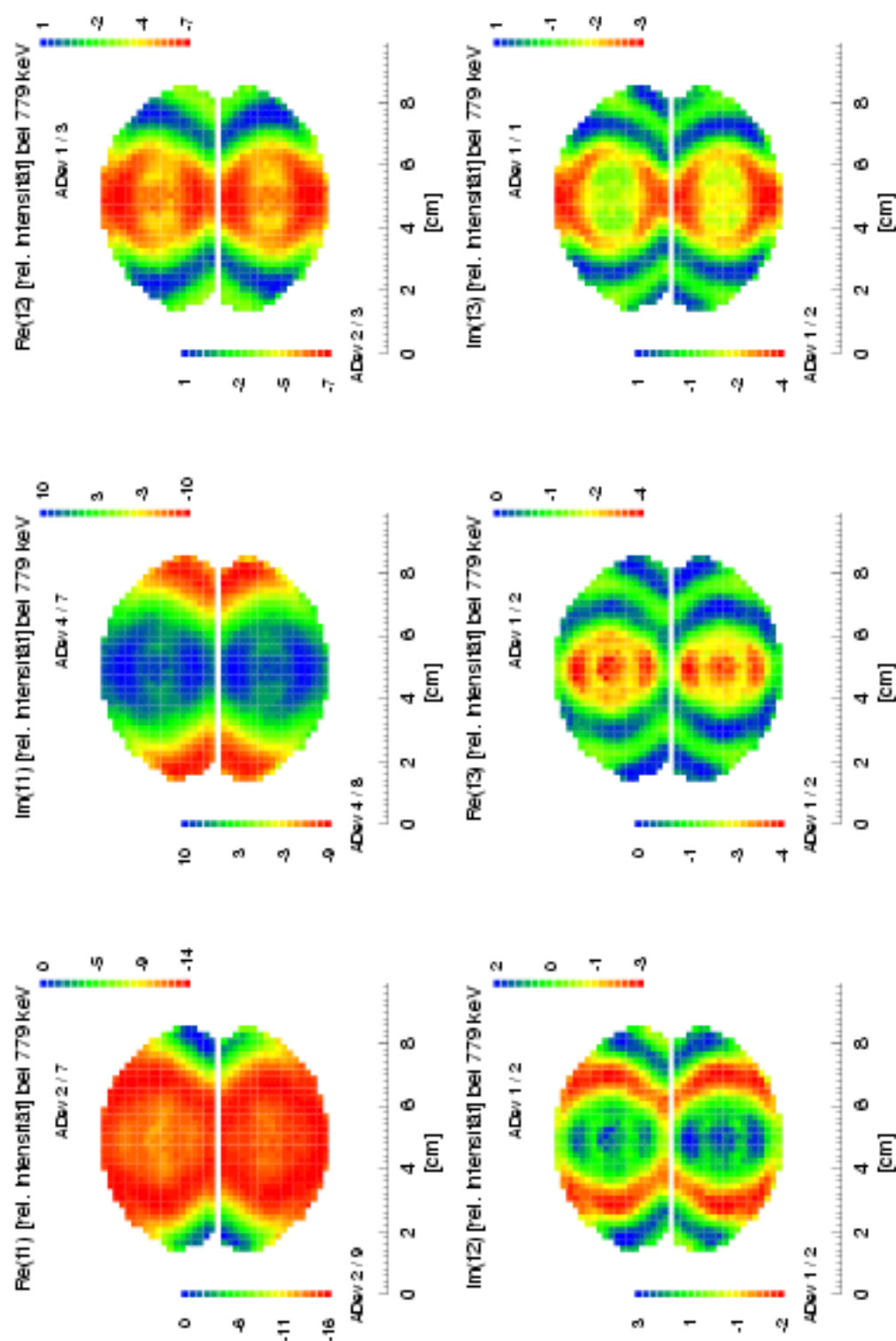


Abbildung 86: Verteilung mittlerer Fourierkoeffizienten nach FFT des Ladungssignales des DD-Detektors.

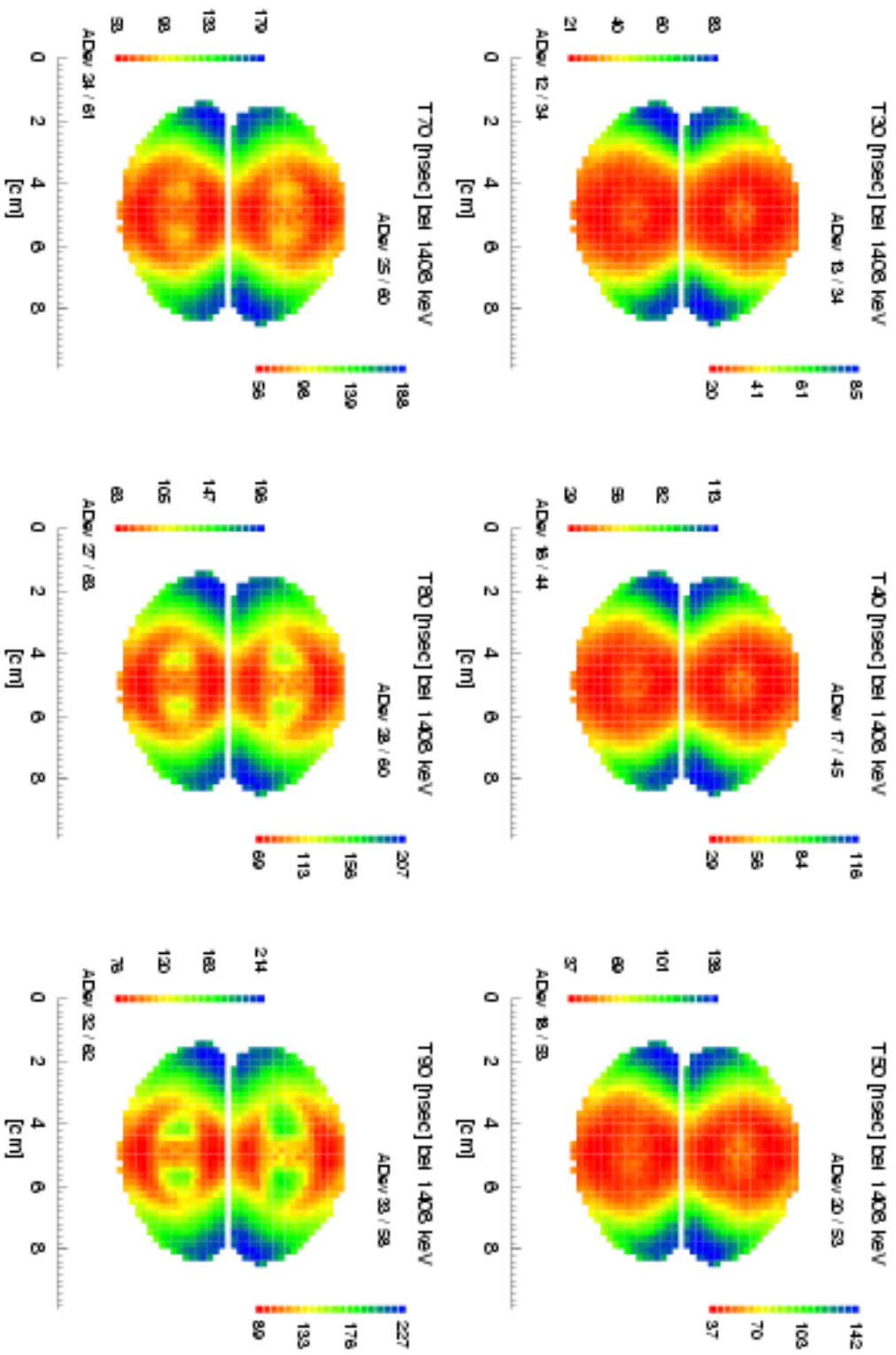


Abbildung 87: Verteilung mittlerer differentieller Anstiegszeiten des Ladungssignales des DD-Detektors.

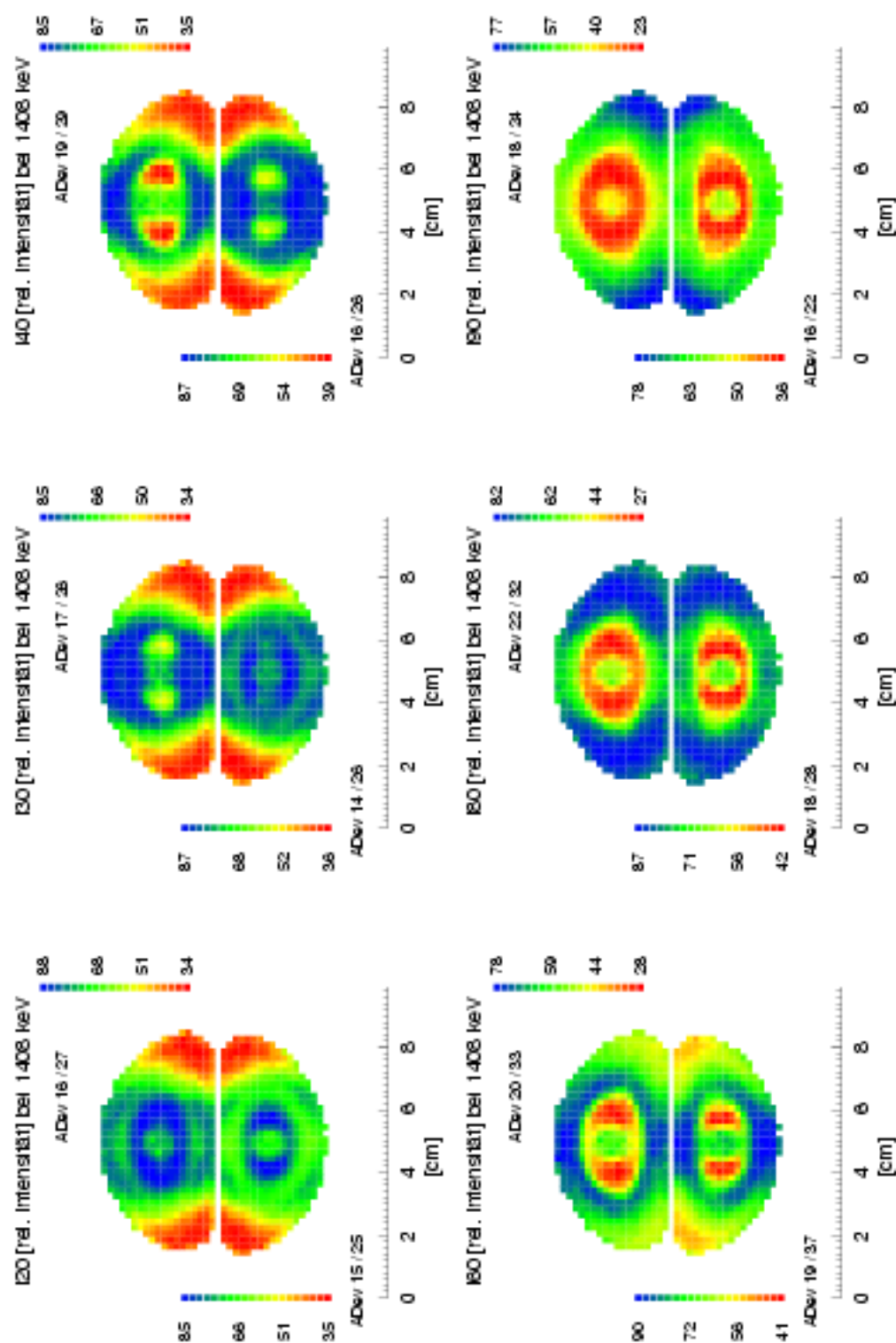


Abbildung 88: Verteilung mittlerer Stromkomponenten des differenzierten Ladungssignales des DD-Detektors.

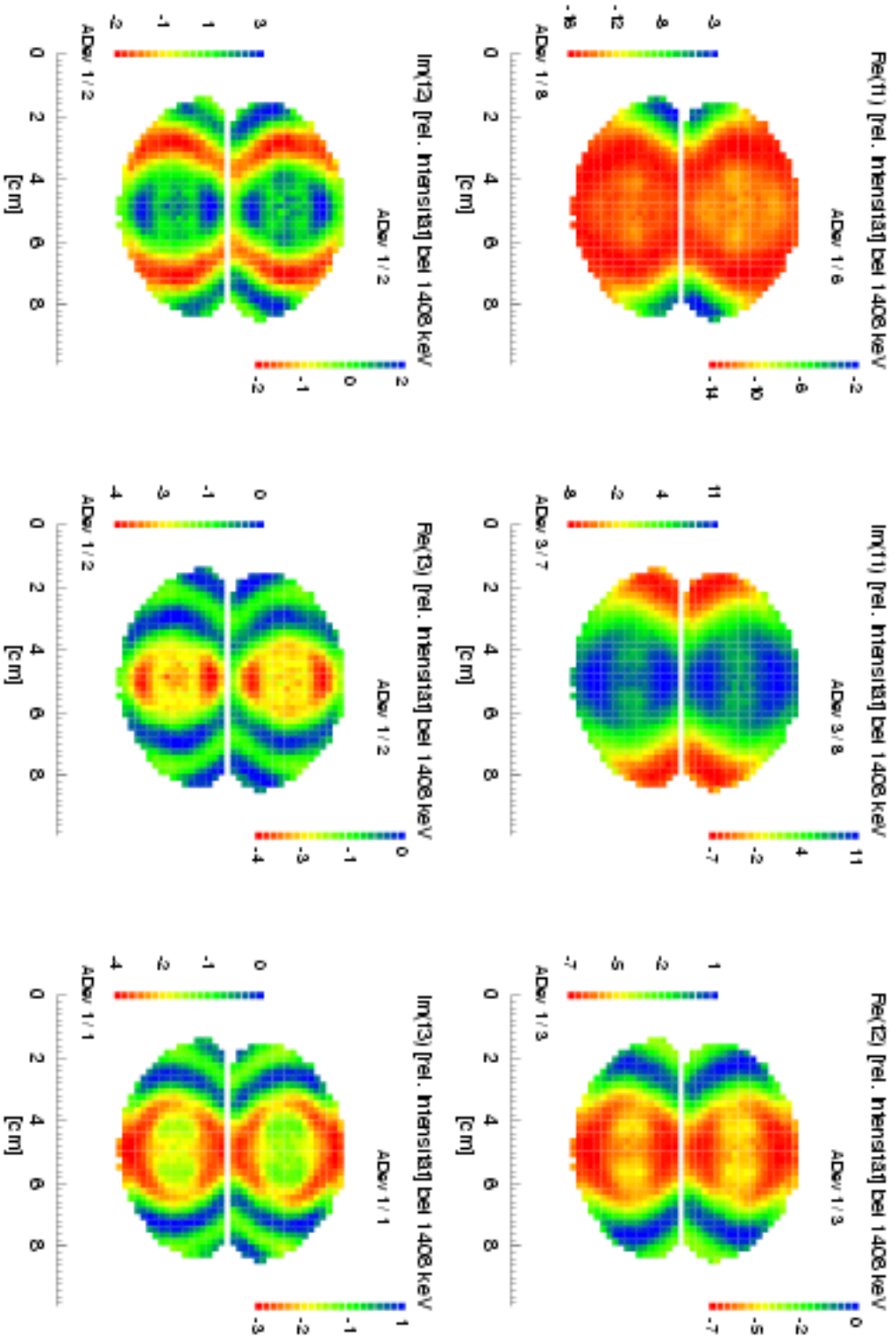


Abbildung 89: Verteilung mittlerer Fourierkoeffizienten nach FFT des Ladungssignales des DD-Detektors.

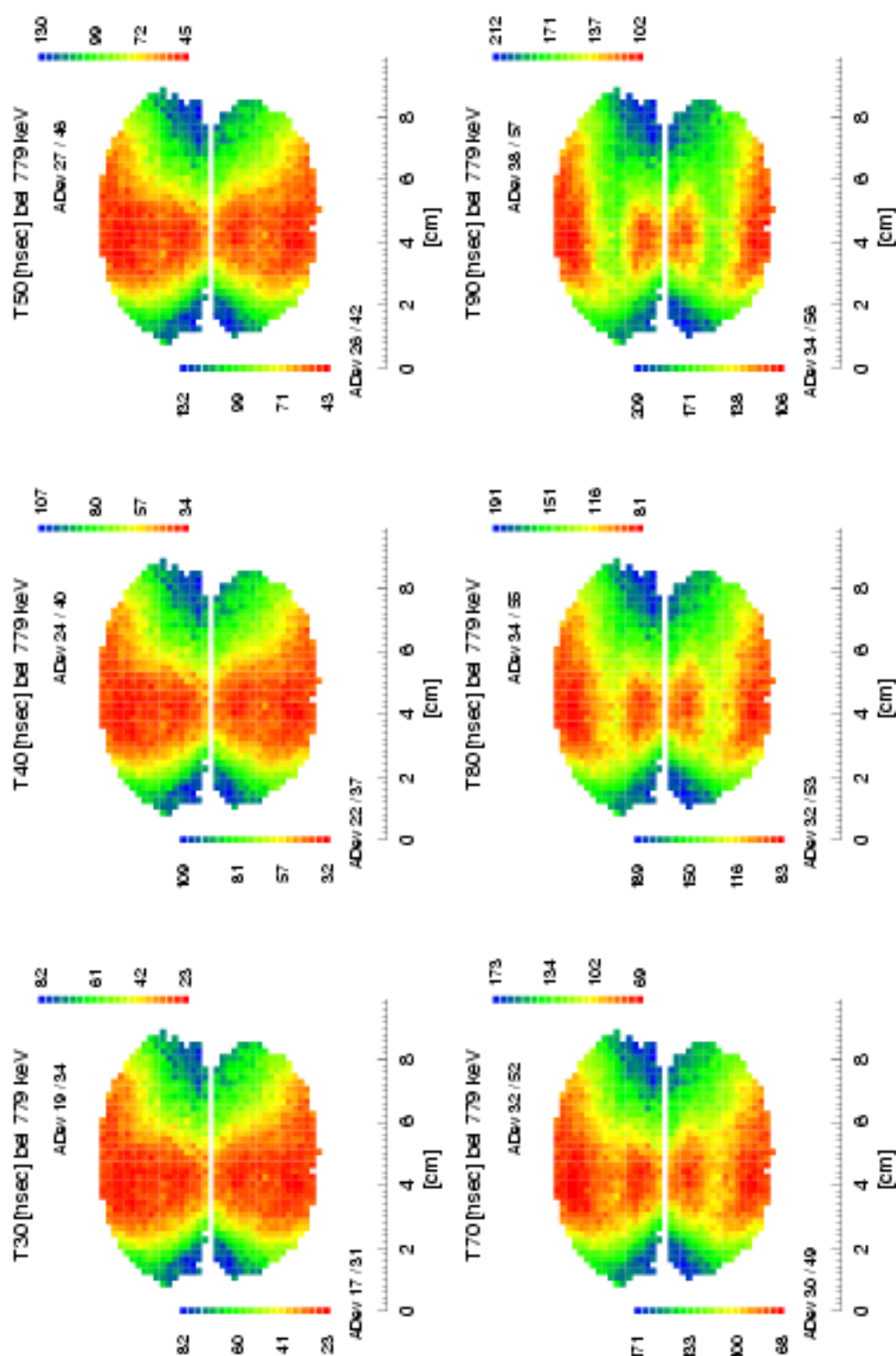


Abbildung 90: Verteilung mittlerer differenzieller Anstiegswerte des Ladungssignales des DD-Detektors bei um 20° aus der Senkrechten geneigtem Detektor.

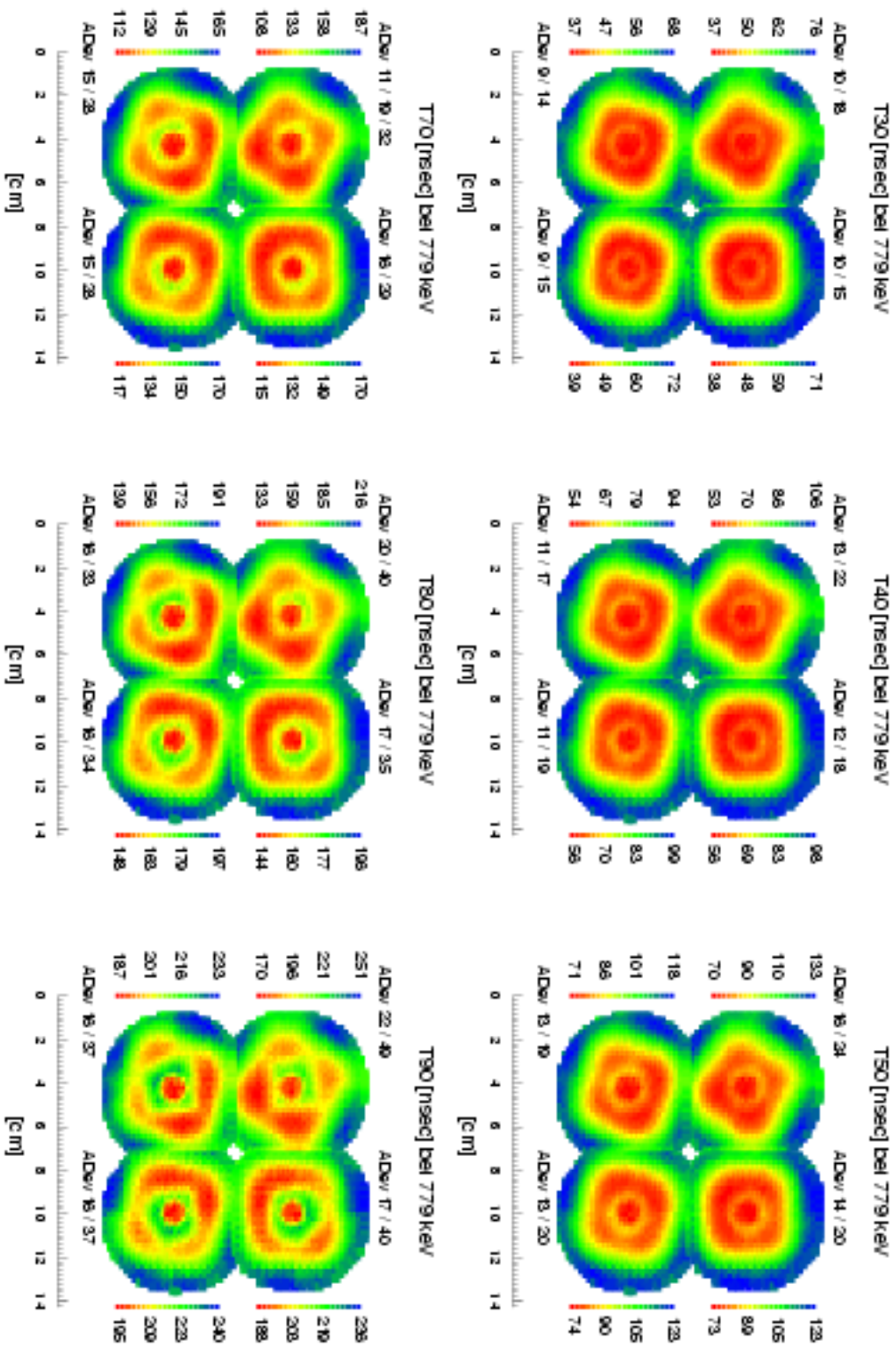


Abbildung 91: Verteilung mittlerer differenzierter Anstiegszeiten des Ladungssignales des SGC-Detektors.

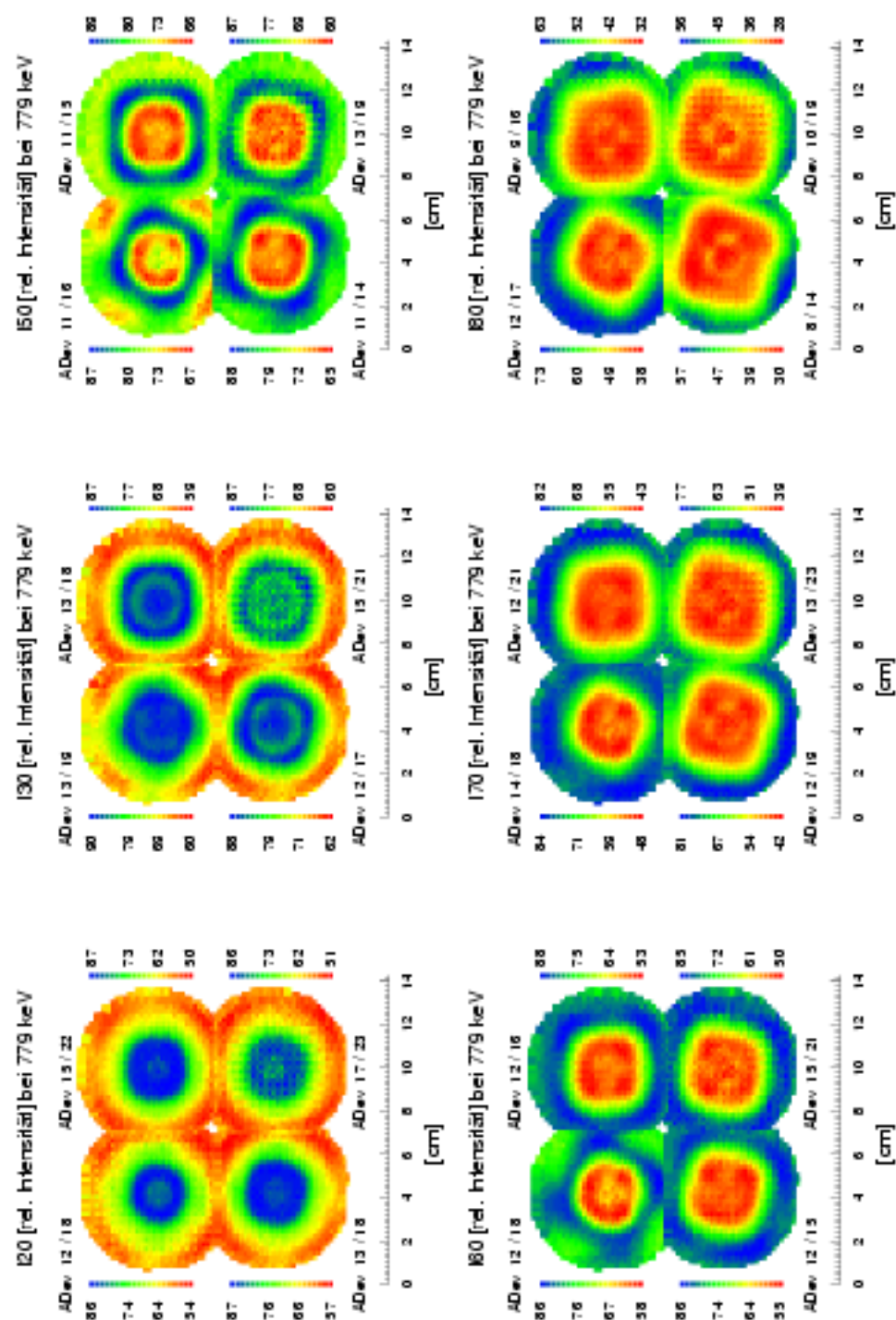


Abbildung 92: Verteilung mittlerer Stromkomponenten des differenzierten Ladungssignales des SGC-Detektors.

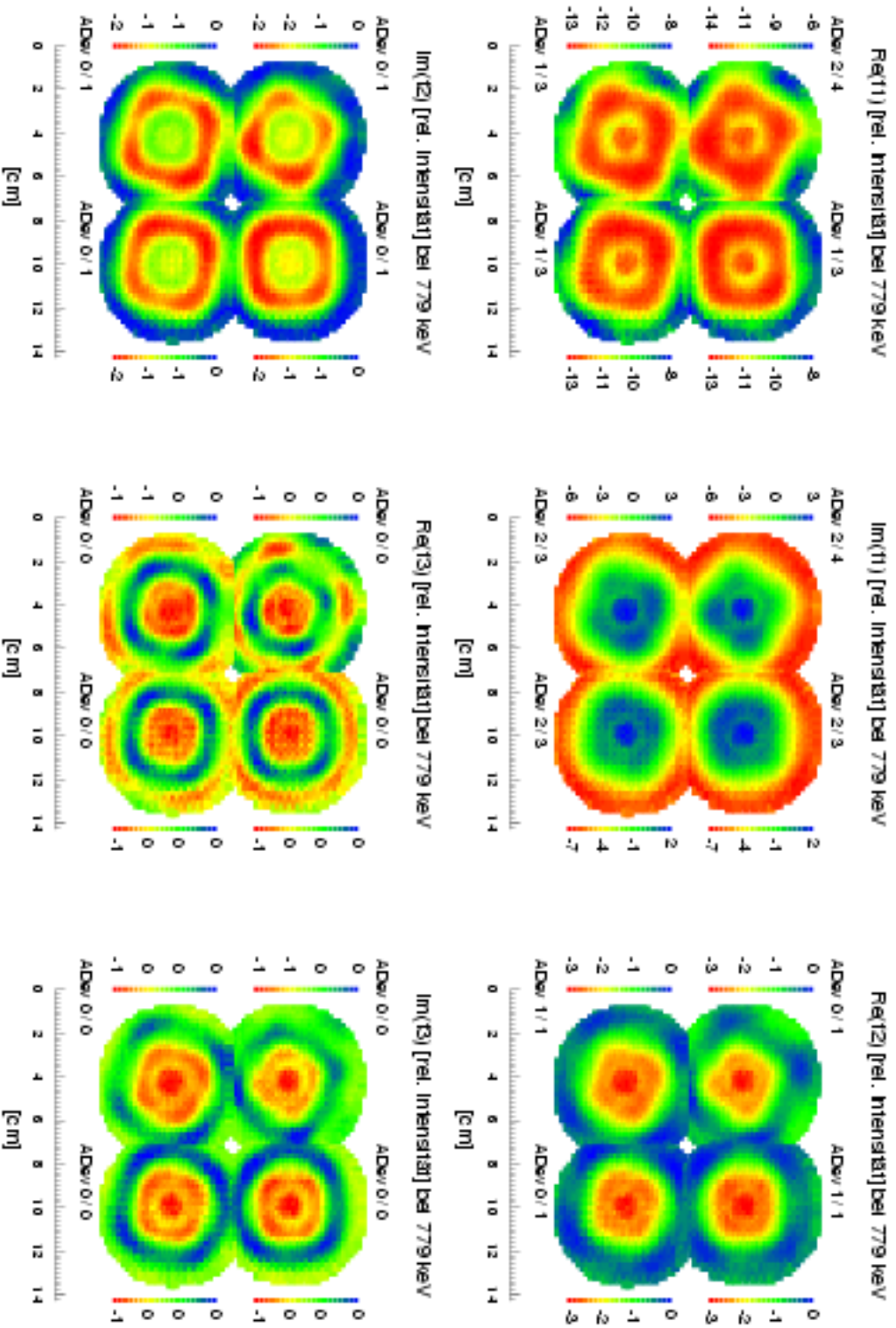


Abbildung 93: Verteilung mittlerer Fourierkoeffizienten nach FFT des Ladungssignales des DD-Detektors.

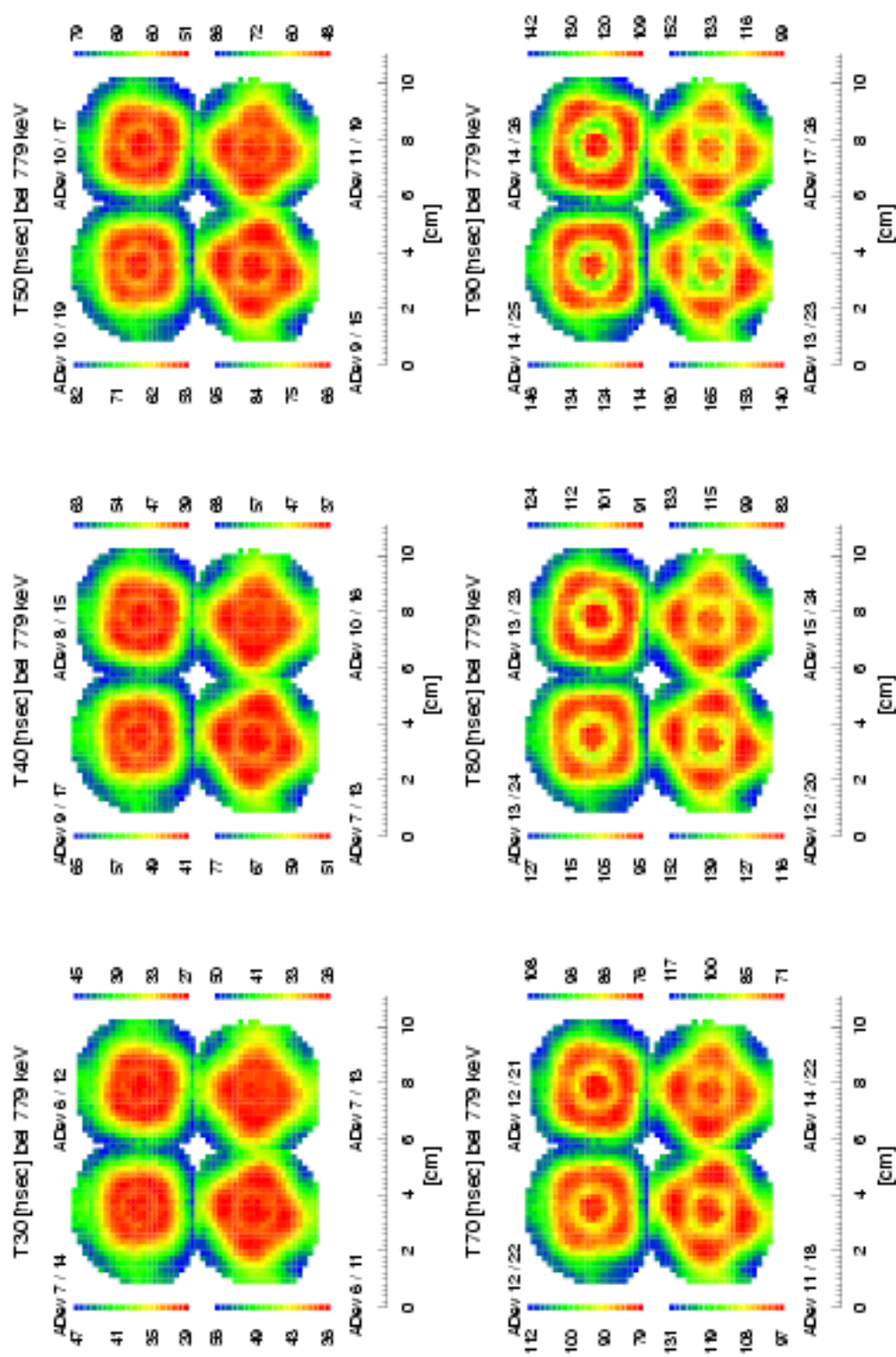


Abbildung 94: Verteilung mittlerer differentieller Anstiegszeiten des Ladungssignales des Segmentierten Clover-Detektors.

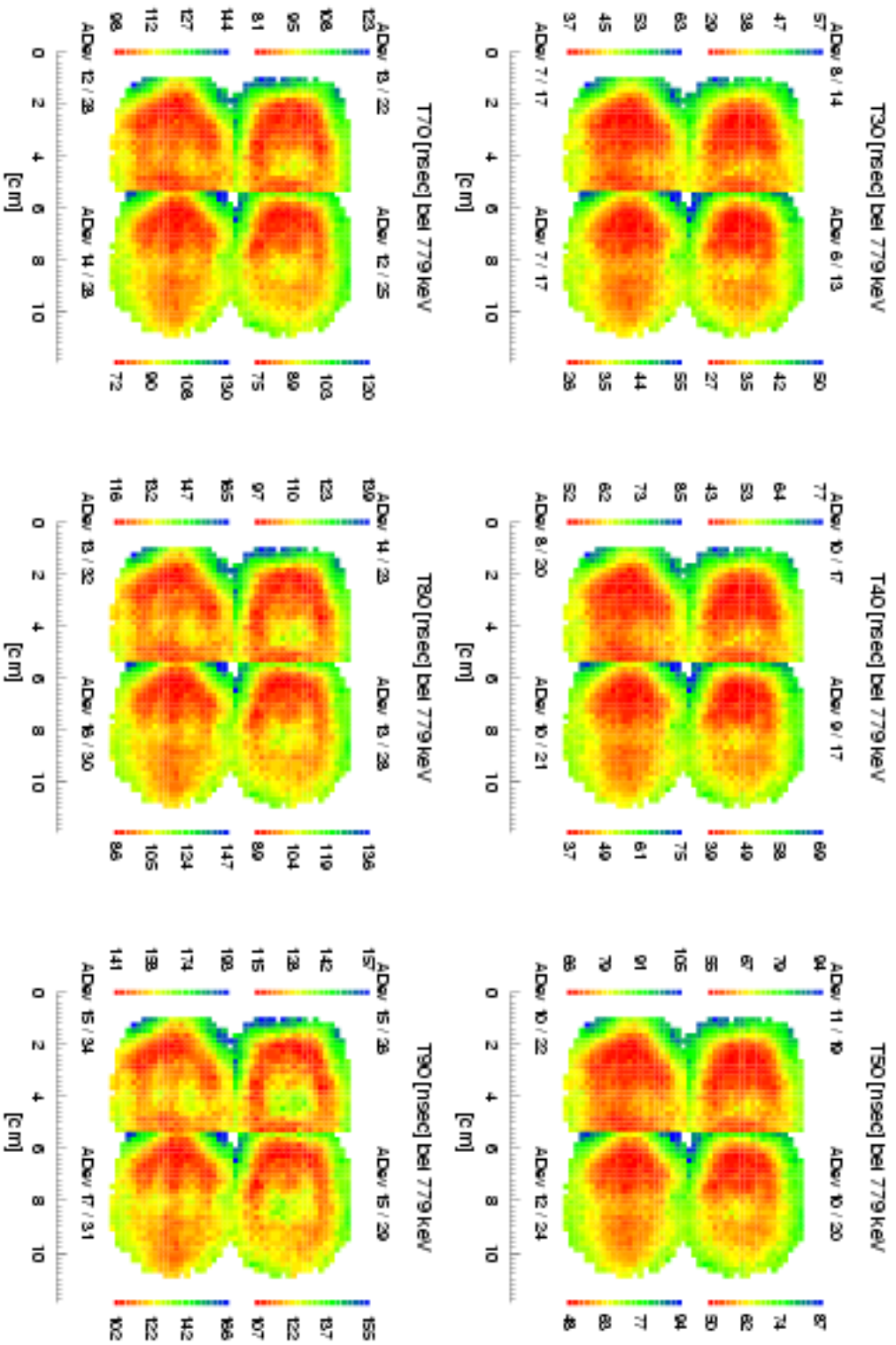


Abbildung 95: Verteilung mittlerer differenzieller Auskiesseiten des Ladungssignales des Segmentierten Clover-Detektors um 20° aus der Senkrechten gemessenen Detektor.

C Relationen zwischen Merkmals- und Ortsraum

Im folgenden sind zusätzliche Referenzortsspektren bei Partitionierung von Merkmalsebenen sowie exemplarisch während und nach Trainingsdurchläufen neuronaler Netze vom Typ SOM zusammengestellt. Im Fall der manuellen Partitionierung werden außerdem vergleichbar zu Abbildungen 39 bzw. 40 in Kapitel 7 Relationen zwischen den Merkmalsebenen und den Ortsräumen dargestellt.

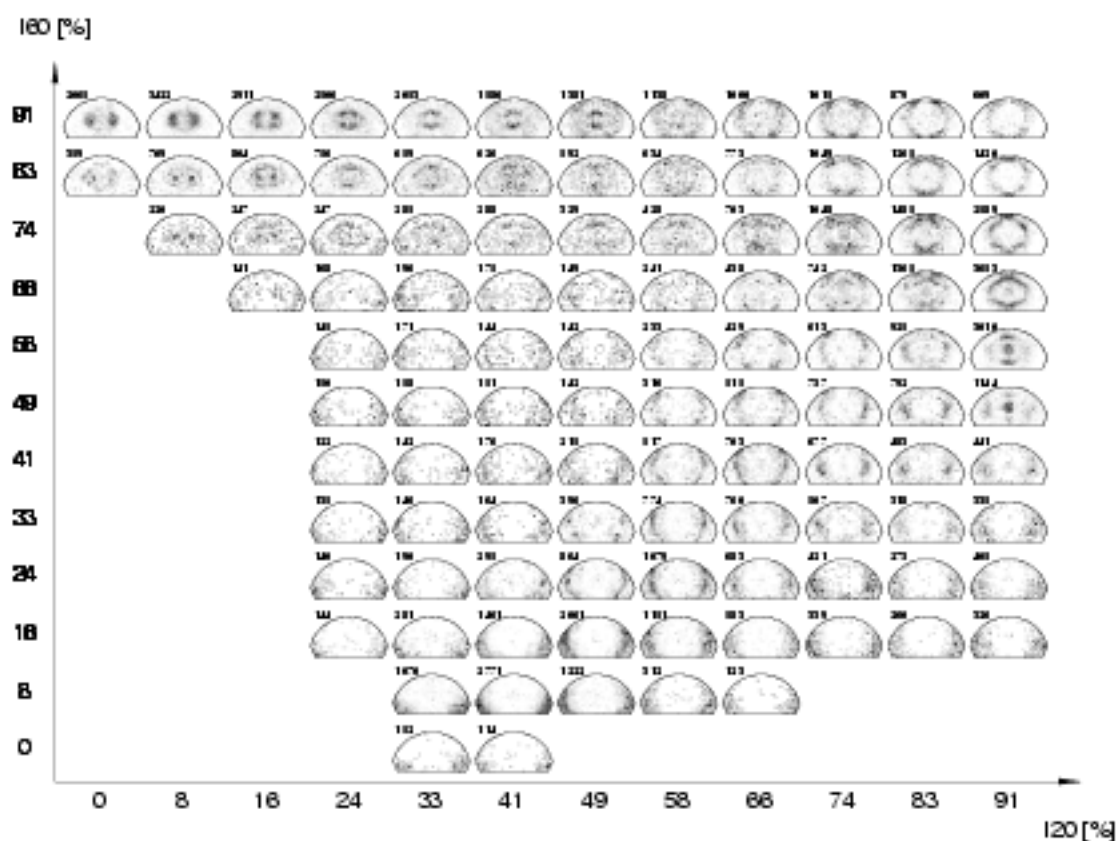


Abbildung 96: Referenzortsspektren bei Partitionierung der (160,120)-Ebene in Quadrate von 8% Breite für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

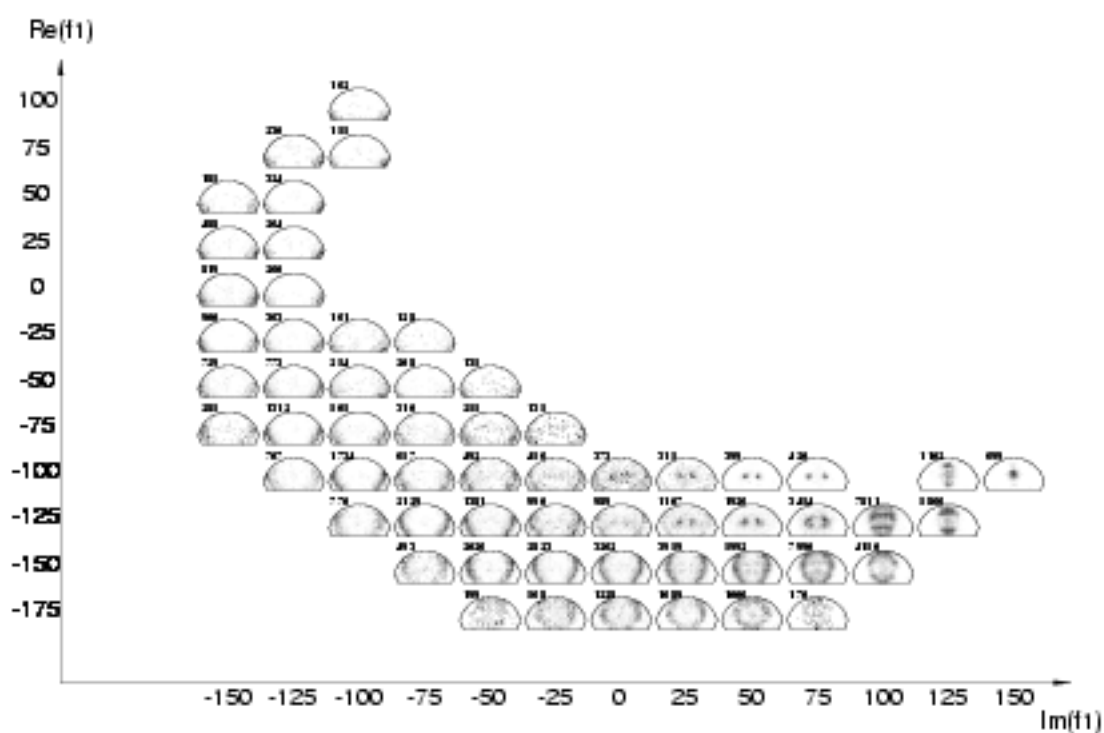


Abbildung 97: Referenzortsspektren bei Partitionierung der komplexen Ebene des ersten Fourierkoeffizienten f_1 für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

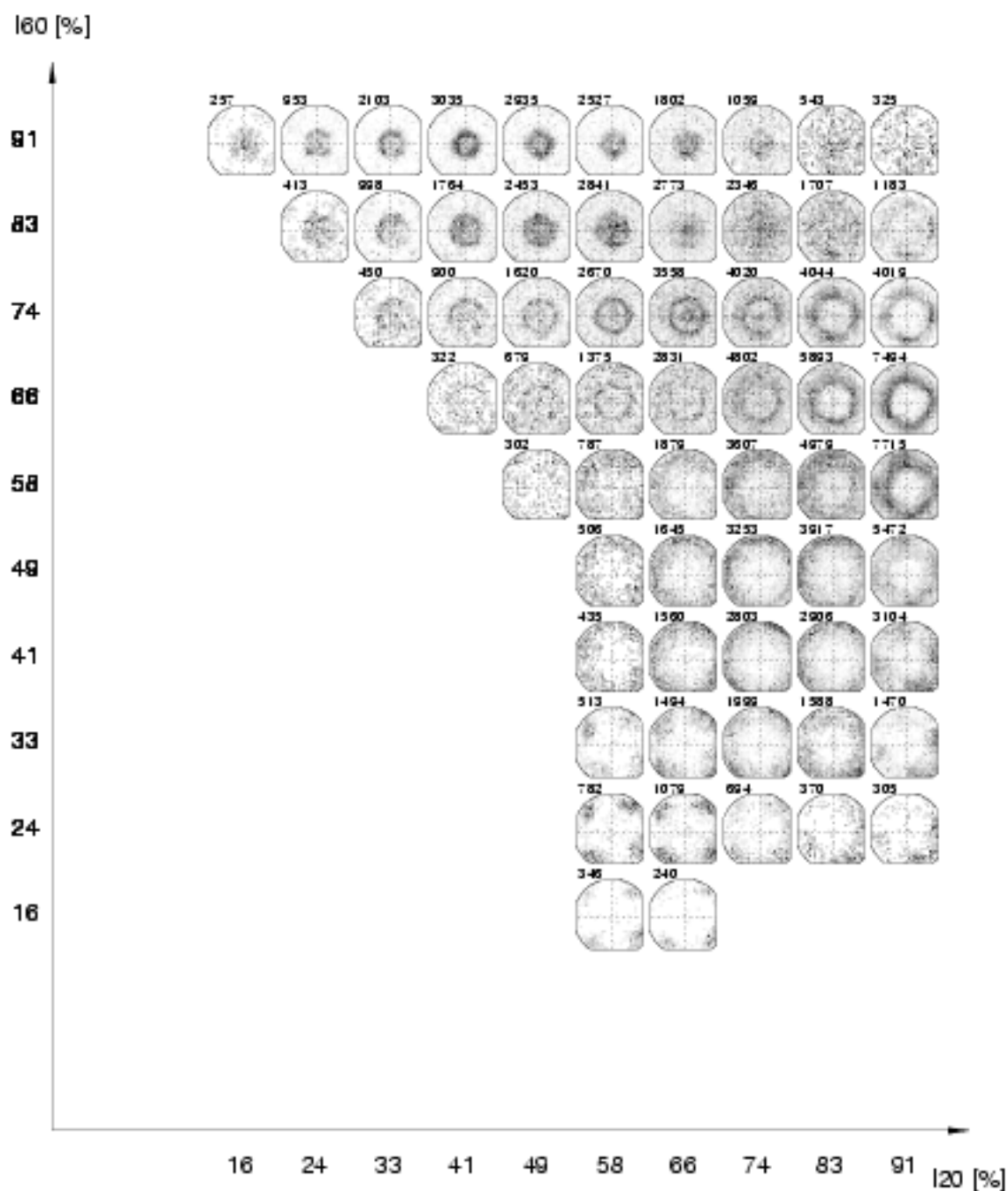


Abbildung 98: Referenzortsspektren bei Partitionierung der (I_{60}, I_{20}) -Ebene in Quadrate von 8% Breite für einen Kristall des SGC-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

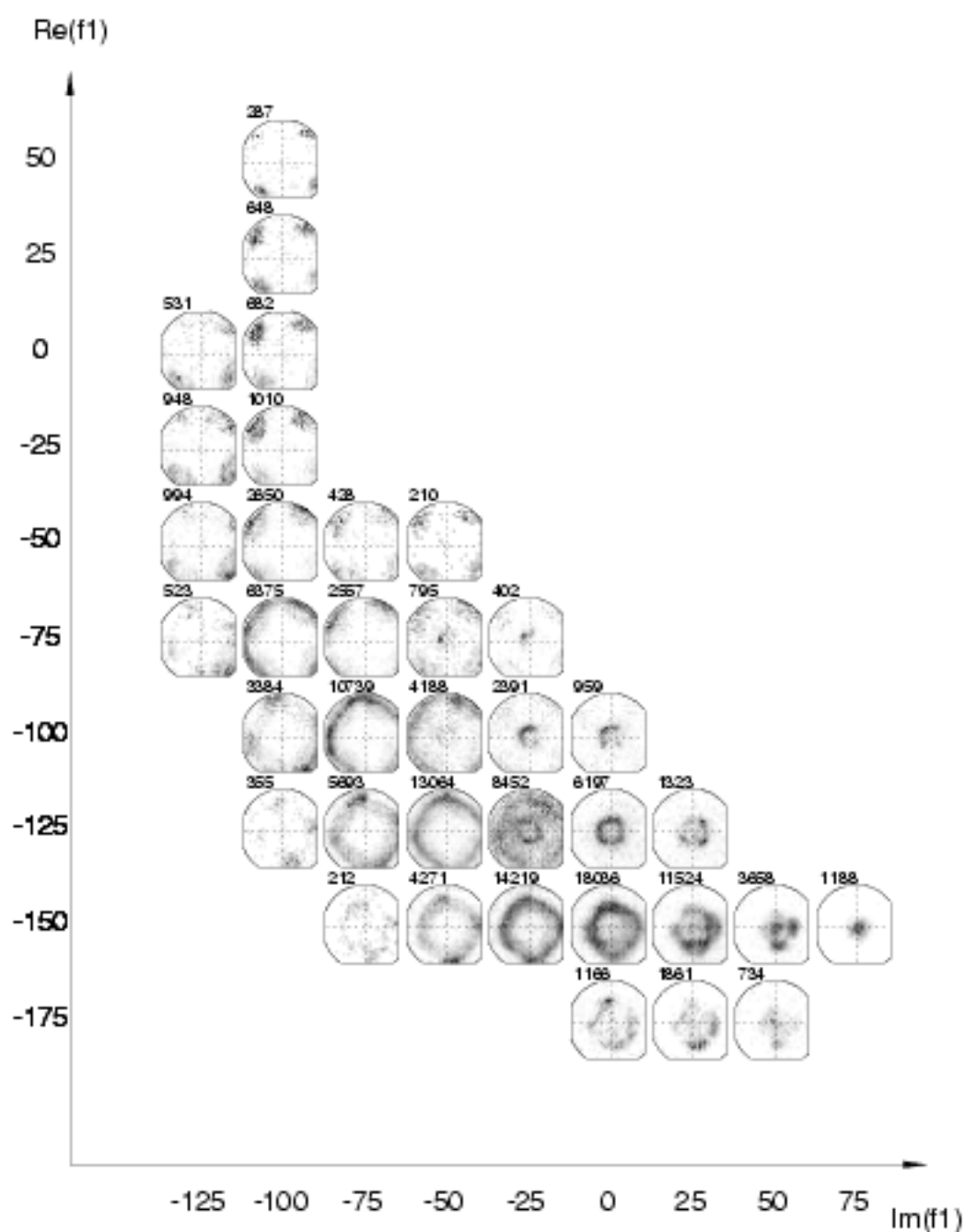


Abbildung 99: Referenzortsspektren bei Partitionierung der komplexen Ebene des ersten Fourierkoeffizienten für einen Kristall des SGC-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

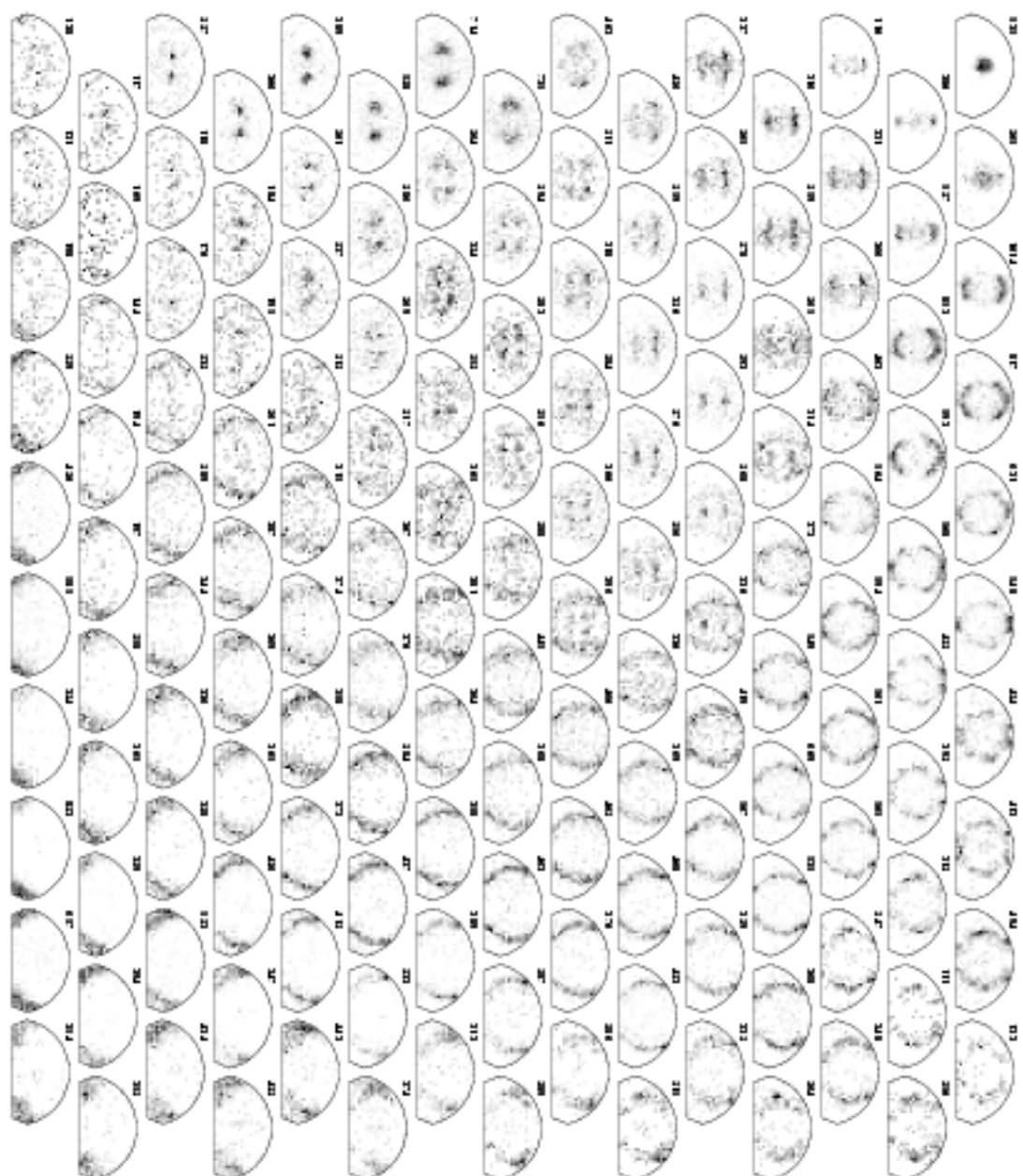


Abbildung 100: Referenzoralspektren in unterschiedlichen Bereichen des von \bar{T} aufgespannten Raumes bei Projektion durch SOM nach zwei Millionen Trainingszyklen eines (15,20)-Netzes für ein D des DD-Deckors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

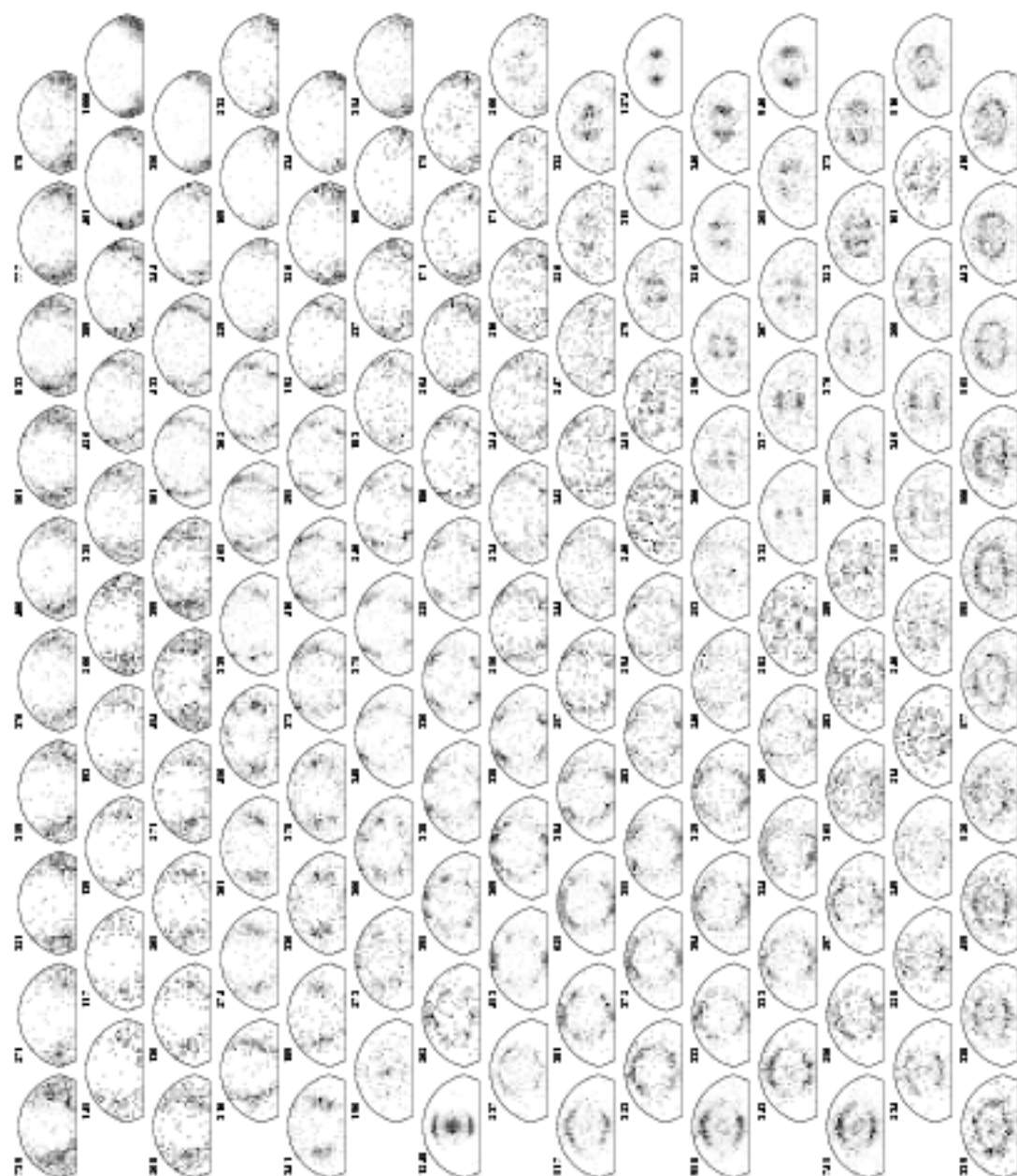


Abbildung 101: Referenzspektren in unterschiedlichen Bereichen des von \bar{I} aufgespannten Raumes bei Projektion durch SOM nach zwei Millionen Trainingszyklen eines (15,20)-Netzes für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links

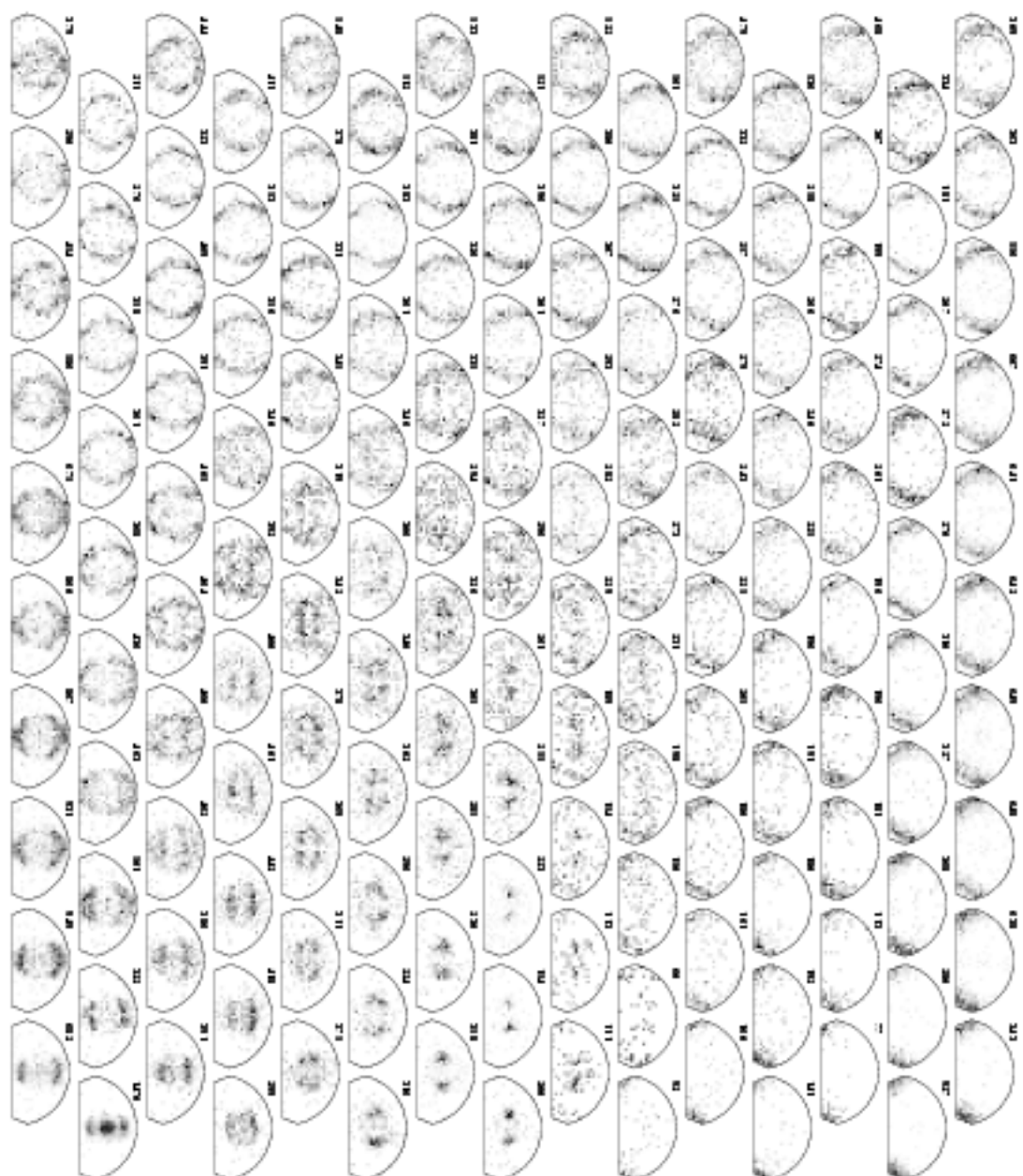


Abbildung 102: Referenzorbitspektren in unterschiedlichen Bereichen des von F aufgespannten Raumes bei Projektion durch SOM nach zwei Millionen Trainingszyklen eines (15,20)-Netzes für ein D des DD-Dektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

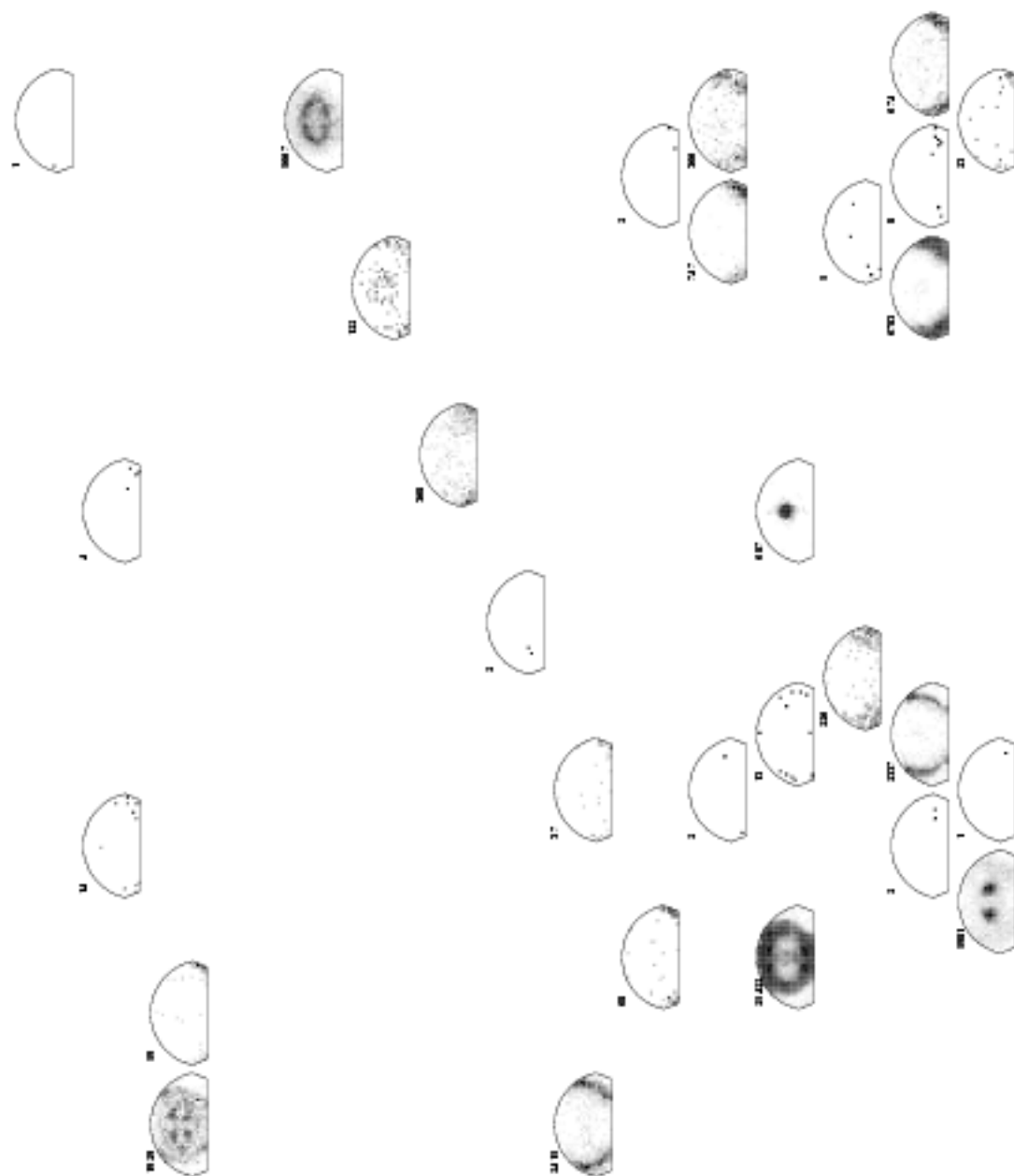


Abbildung 103: Referenzortsspektren in unterschiedlichen Bereichen der von T_{1000} aufgespannten Ebene bei Projektion durch SOM zu Beginn des Trainings eines $(15, 10)$ -Netzes für ein D des DD-Dektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

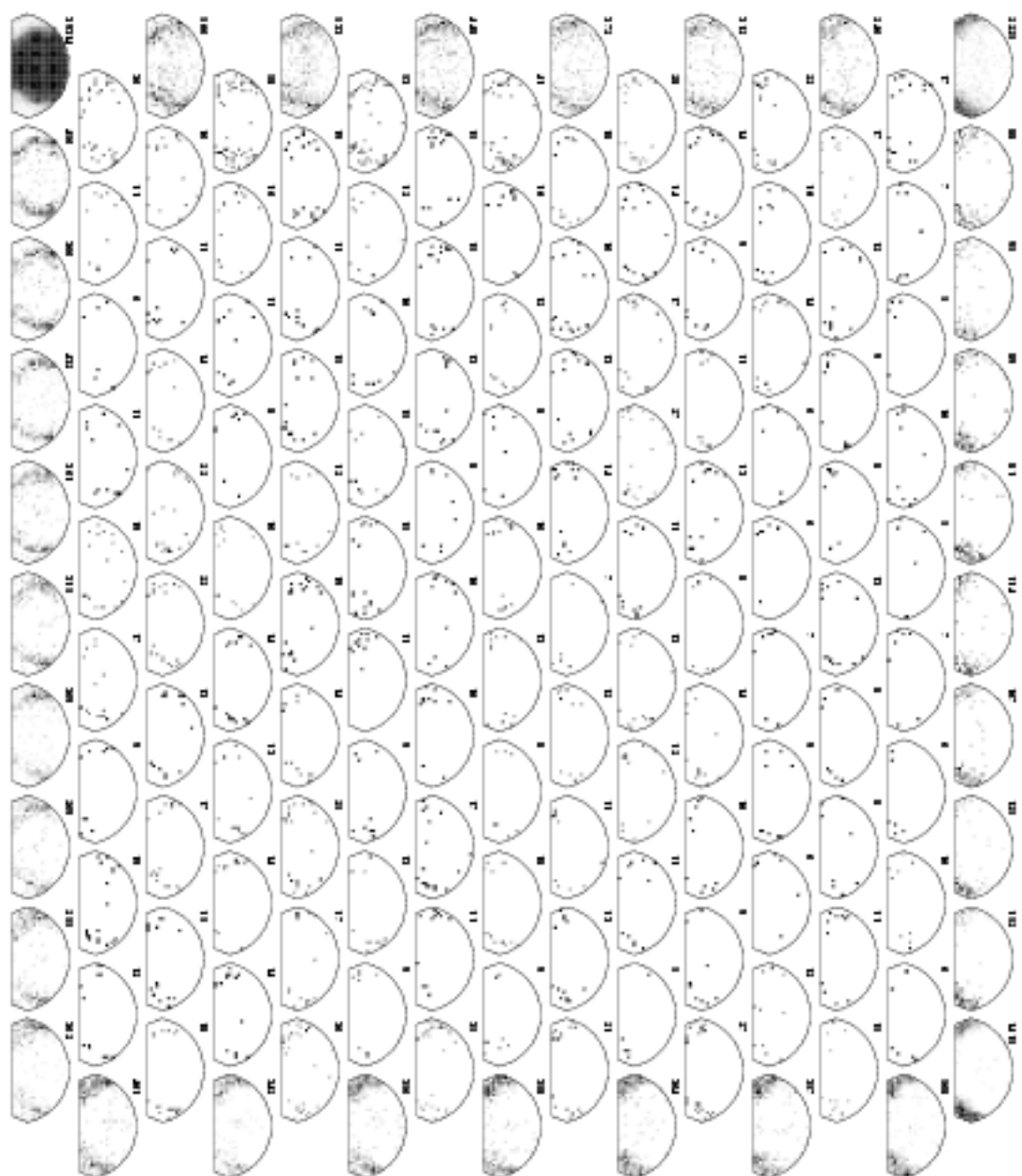


Abbildung 104: Referenzortsspektren in unterschiedlichen Bereichen der von T_{500} aufgespannten Ebene bei Projektion durch SOM nach 200 Trainingszyklen eines (15,10)-Netzes für ein D des DD-Dektors; Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

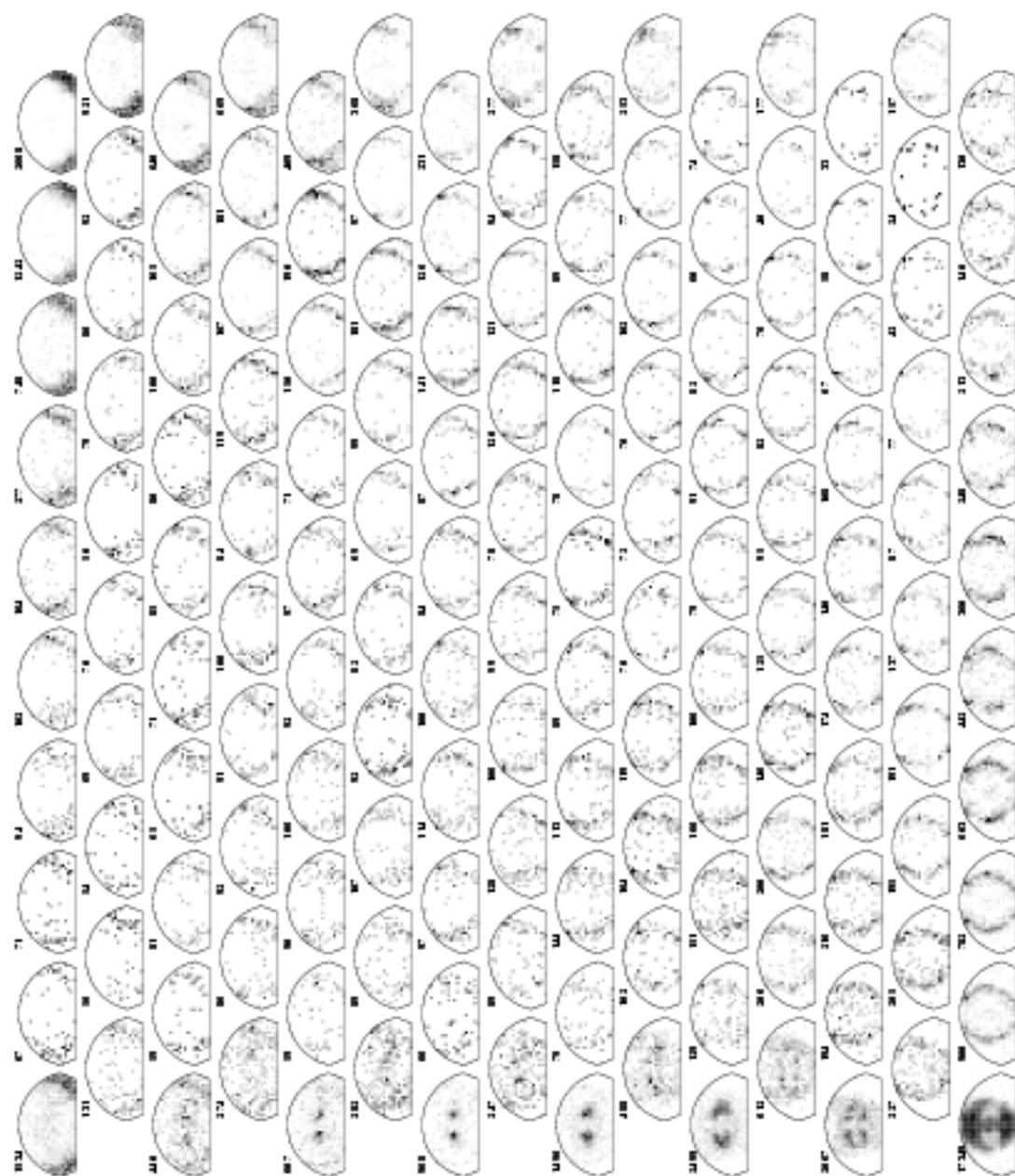


Abbildung 105: Referenzspektren in unterschiedlichen Bereichen der von \bar{T}_{500} aufgespannten Ebene bei Projektion durch SOM nach 10000 Trainingszyklen eines (15,10)-Netzes für ein D des DD-Detektors; Zahl der Einträge pro Spektrum, jeweils oben links.

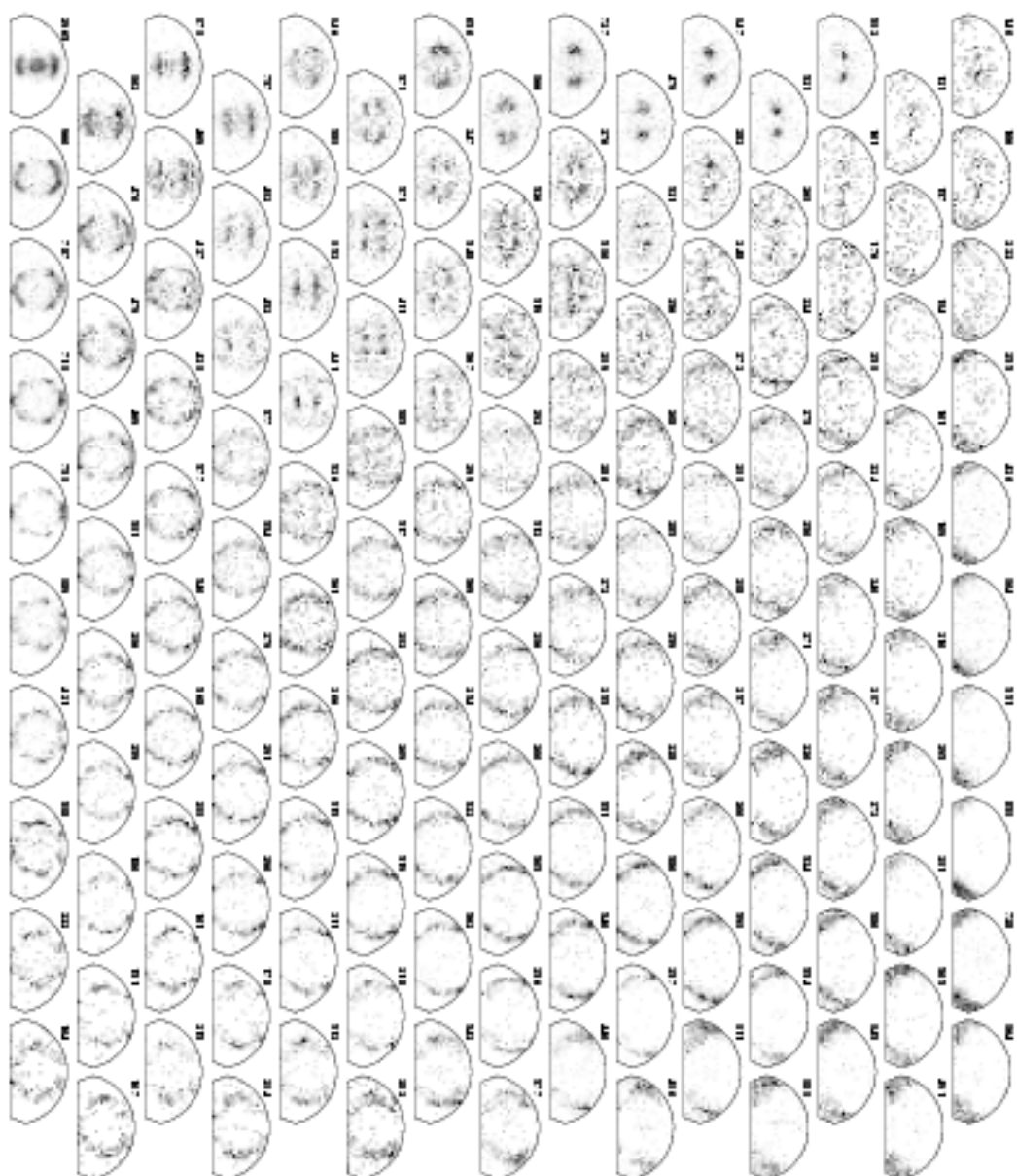


Abbildung 106: Referenzorspektren in unterschiedlichen Bereichen der von T_{500} aufgespannten Ebene bei Projektion durch SOM nach 500000 Trainingszyklen eines (15,10)-Netzes für ein D des DD-Dektors. Zahl der Einträge pro Spektrum jeweils oben links.

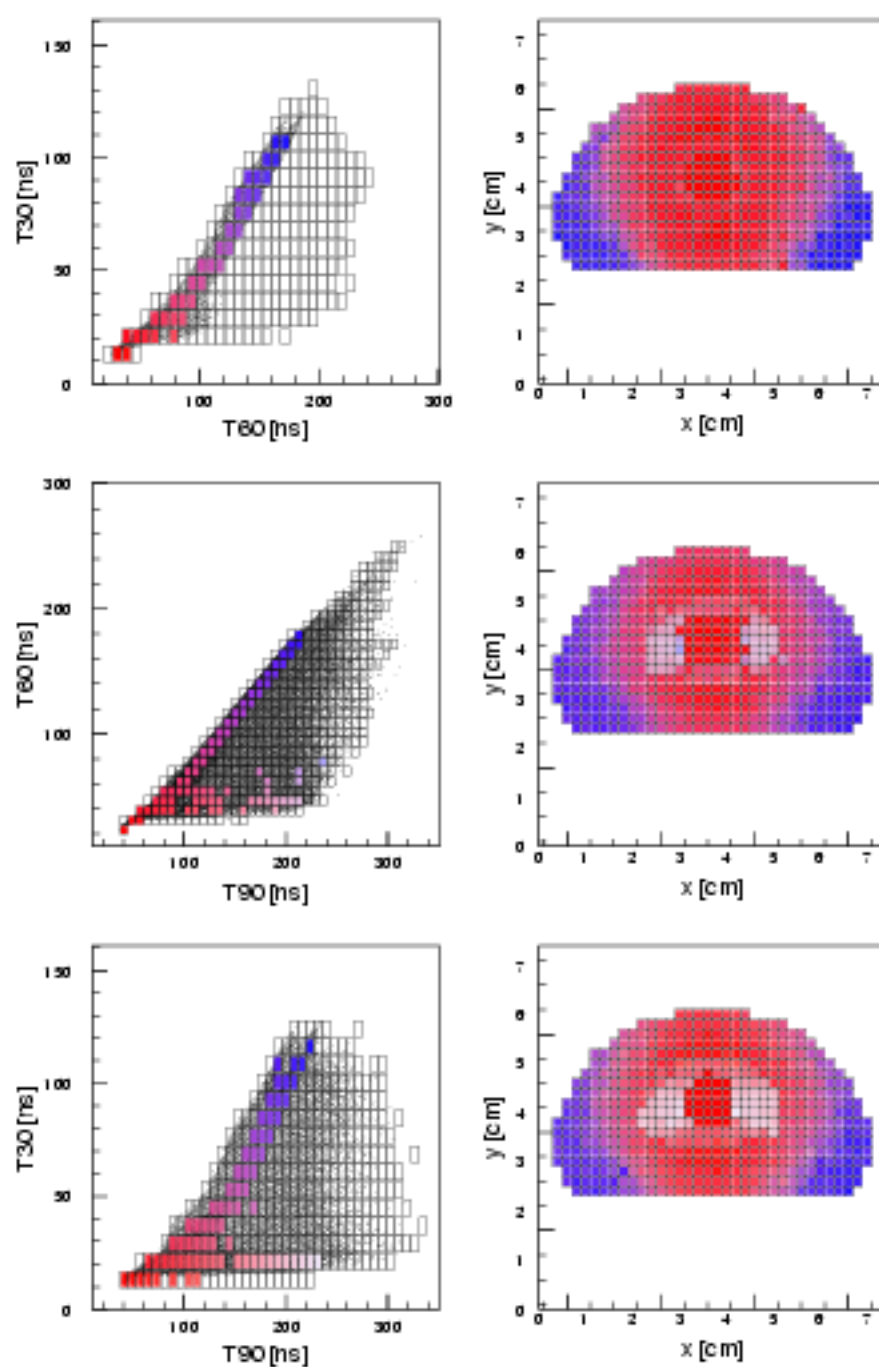


Abbildung 107: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die Paare $(T30, T60)$, $(T60, T90)$ und $(T30, T90)$ (oben nach unten) für den DD-Detektor.

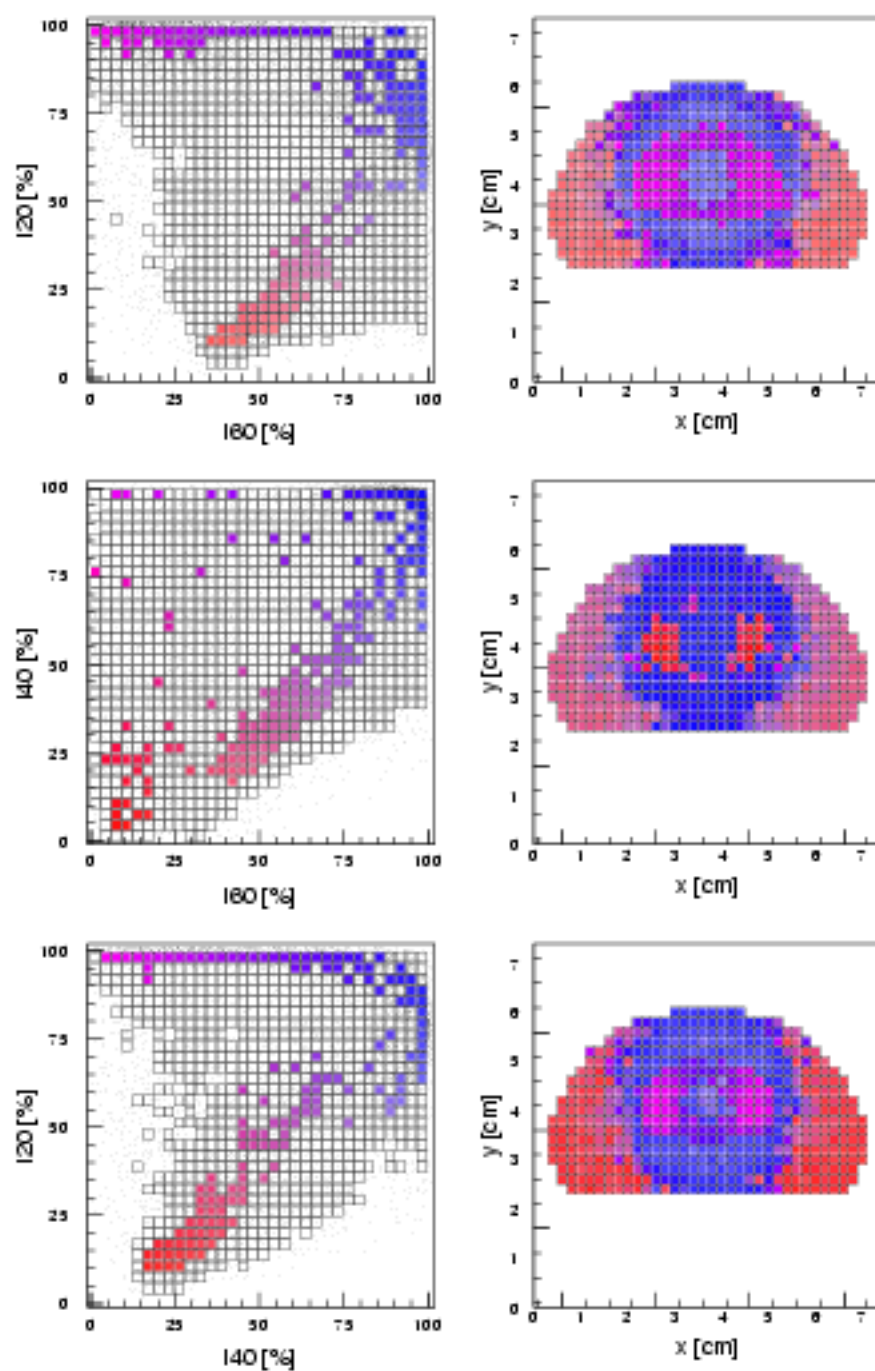


Abbildung 108: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die Paare (120,160), (140,160) und (120,140) (oben nach unten) für den DD-Detektor.

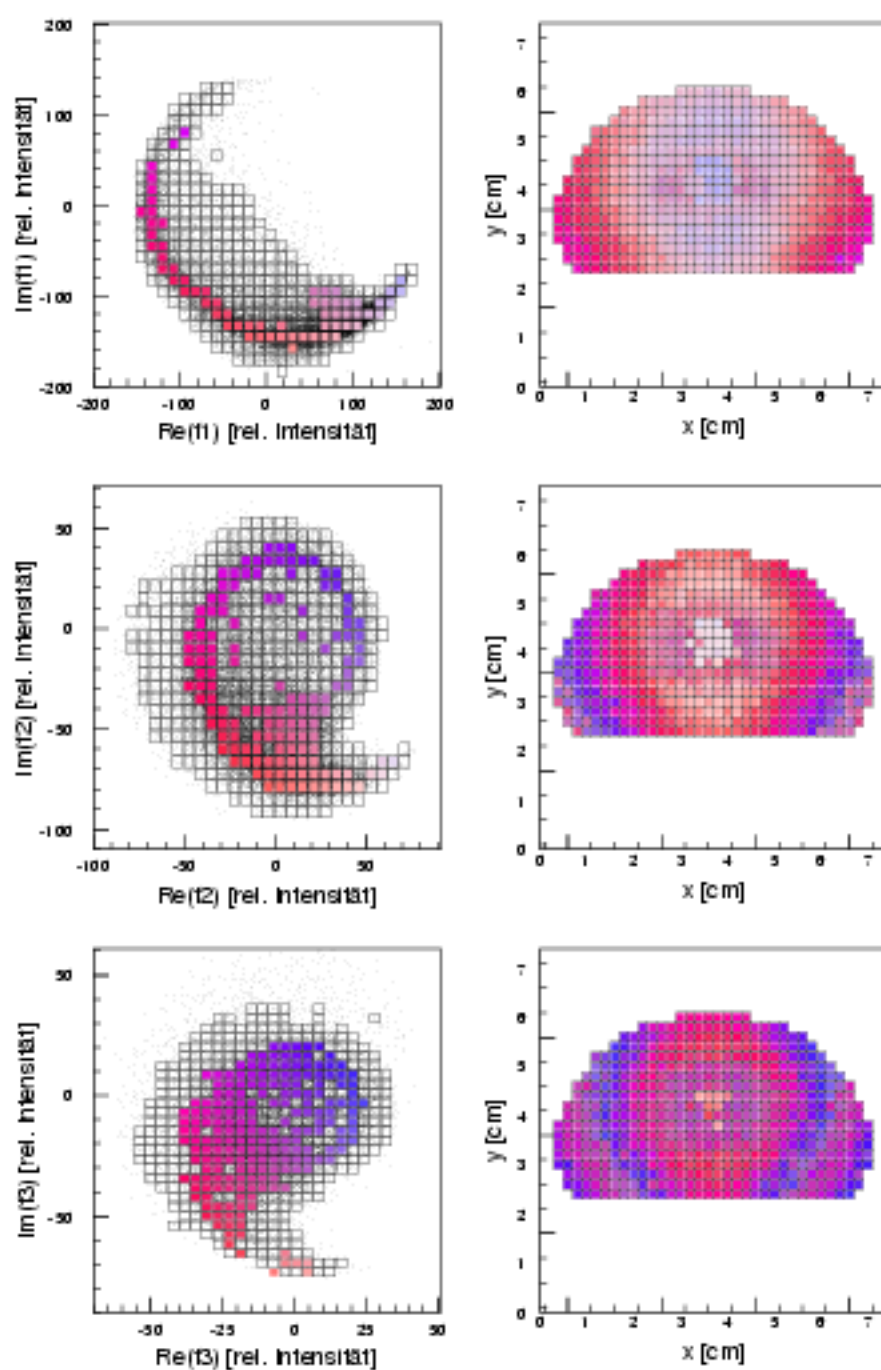


Abbildung 109: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die komplexen Fourierkoeffizienten f_1 , f_2 und f_3 (oben nach unten) für den DD-Detektor.

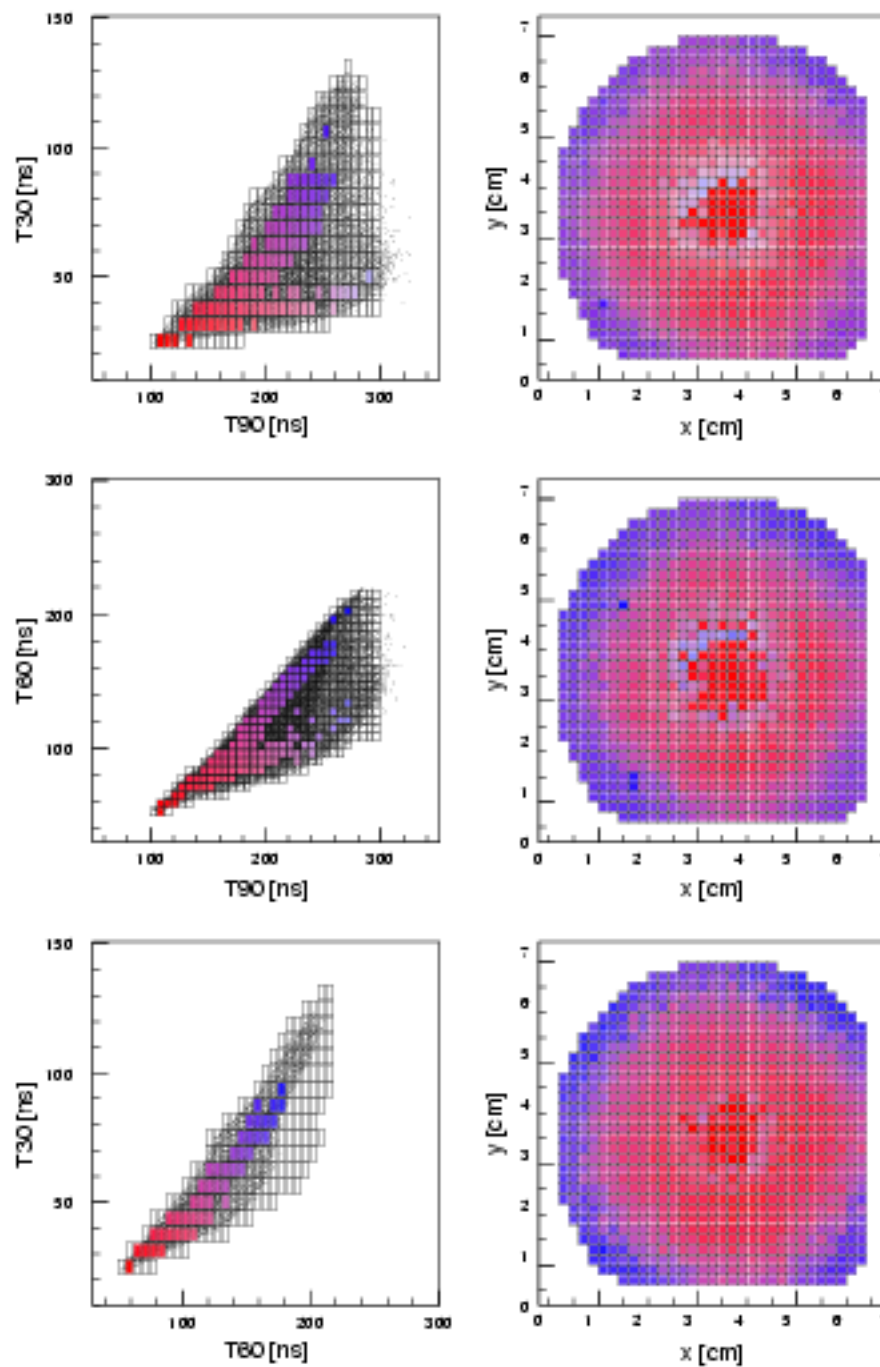


Abbildung 110: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die Paare (T_{30}, T_{90}) , (T_{60}, T_{90}) und (T_{30}, T_{60}) (oben nach unten) für den SGC-Detektor.

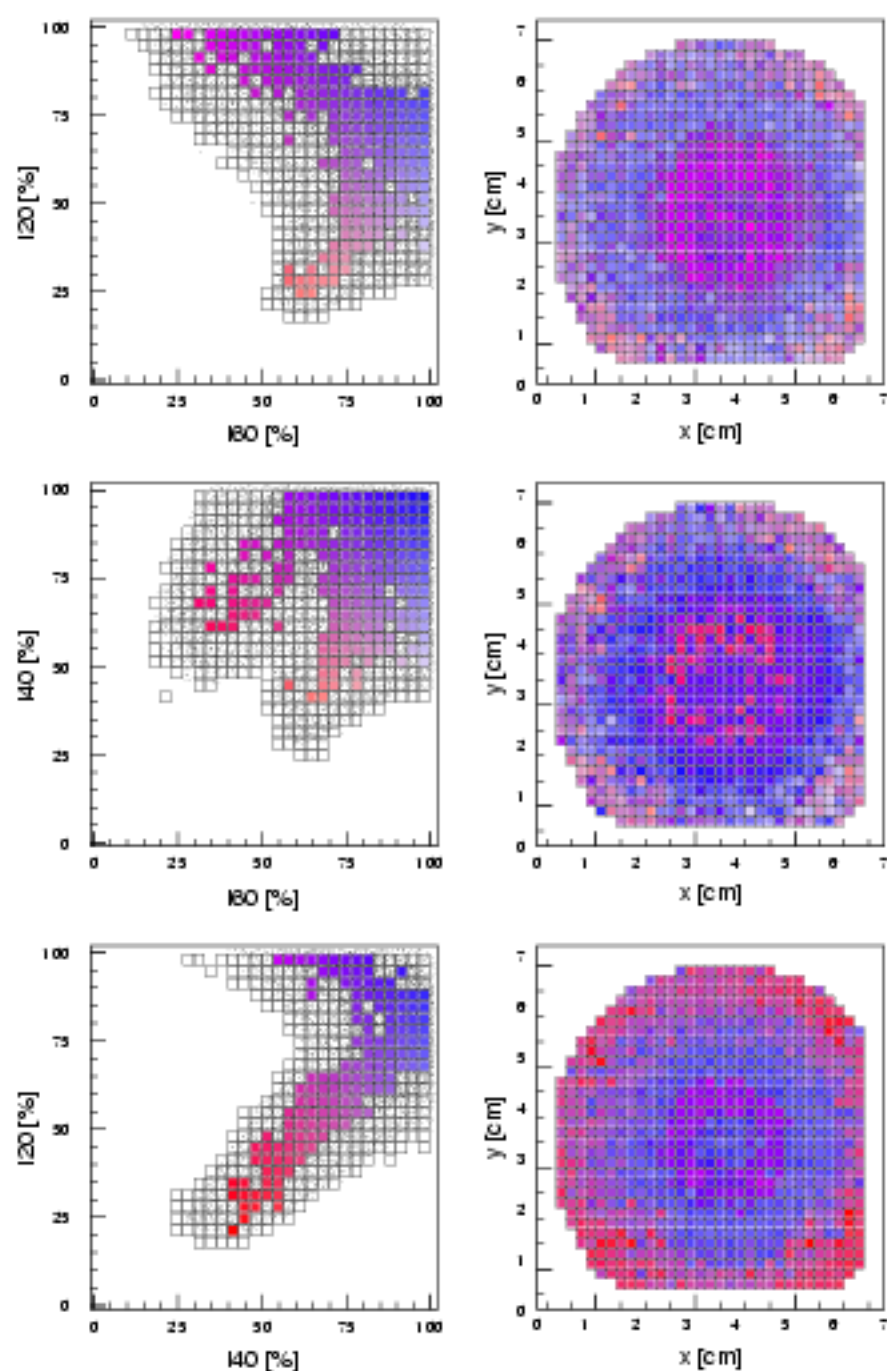


Abbildung 111: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die Paare (120,160), (140,160) und (120,140) (oben nach unten) für den SGC-Detektor.

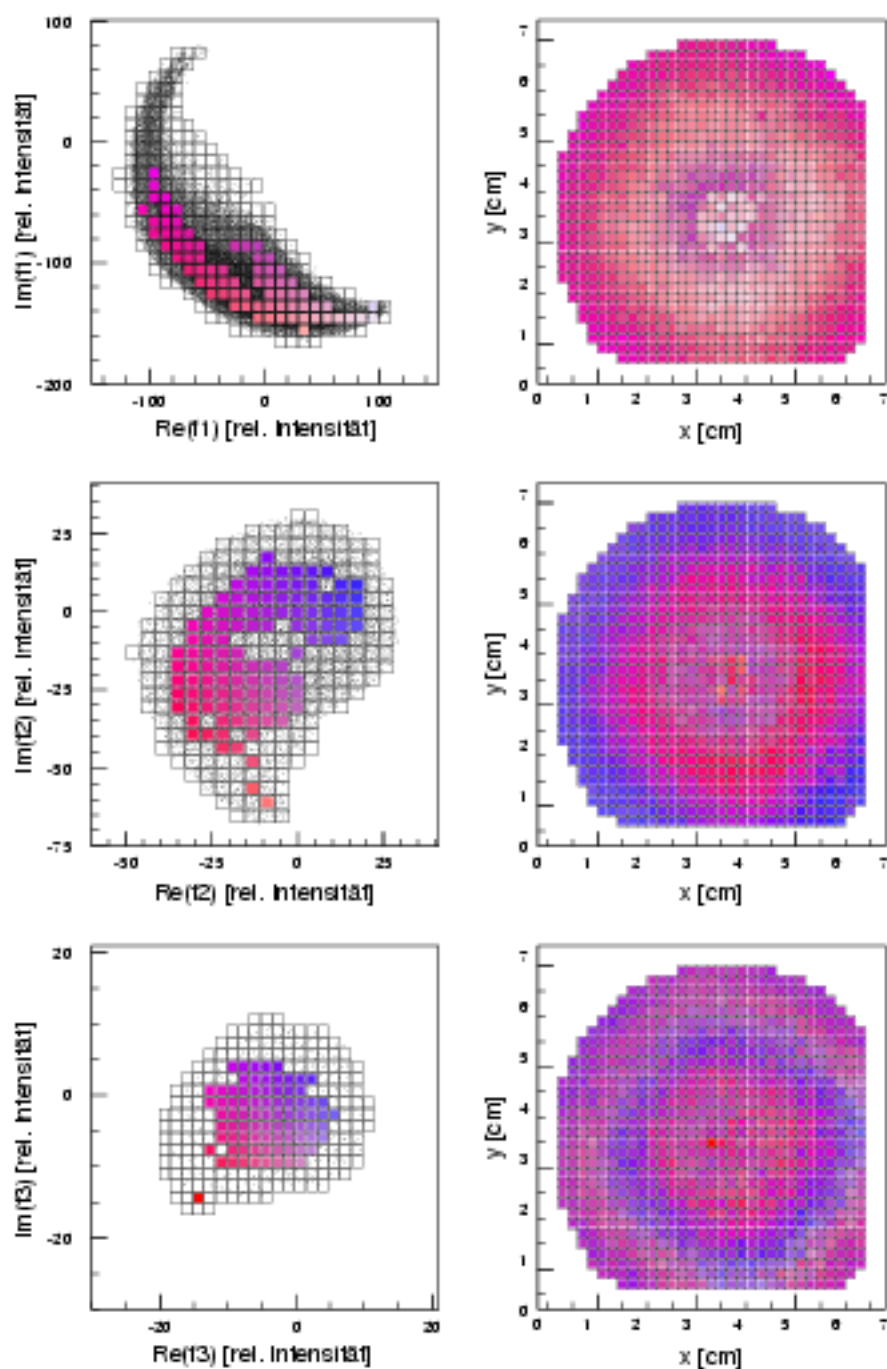


Abbildung 112: Relation zwischen Positionen der Merkmalsebene (links) und Ortsraum (rechts) für die komplexen Fourierkoeffizienten f_1 , f_2 und f_3 (oben nach unten) für den SGC-Detektor.

D Räumliche Verteilungen elektrischer Feldstärken

Im folgenden sind Verteilungen der berechneten elektrischen Feldstärken $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{E}_{\text{Vak}}(\vec{r})$ – vergleiche mit Kapitel 2.2 – auf Schnitten entlang und senkrecht zur inneren Elektrode von DD- und SGC-Detektor zusammengestellt.

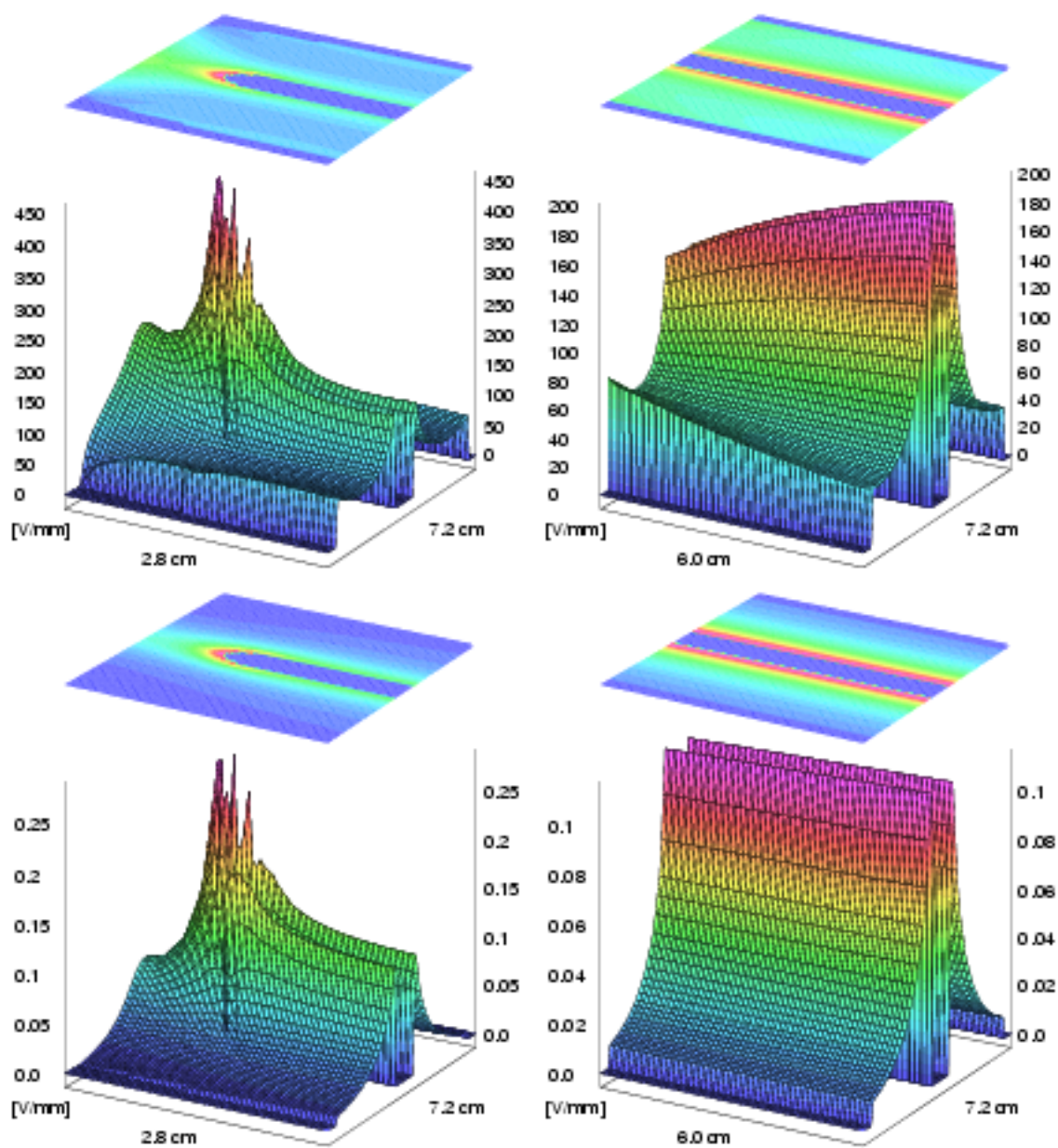


Abbildung 113: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{V ak}(\vec{r})$ (unten) in einer Ebene entlang der zentralen Bohrung des DD-Detektors im vorderen (links) und koaxialen Bereich (rechts).

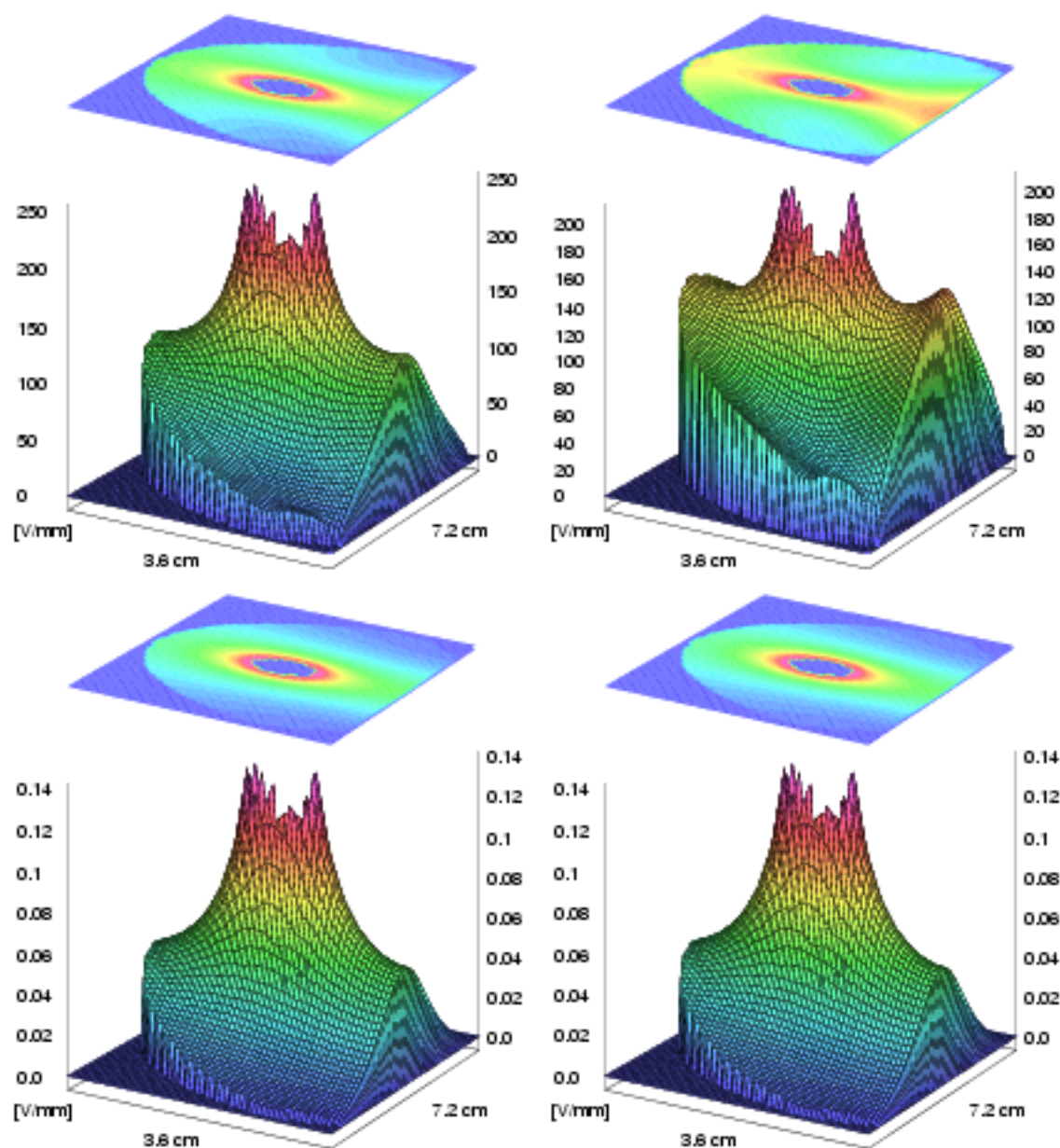


Abbildung 114: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{vak}(\vec{r})$ (unten) auf Ebenen senkrecht zur zentralen Bohrung des DD-Detektors im coaxialen Teil bei 0 (links) und 50 mm Tiefe (rechts).

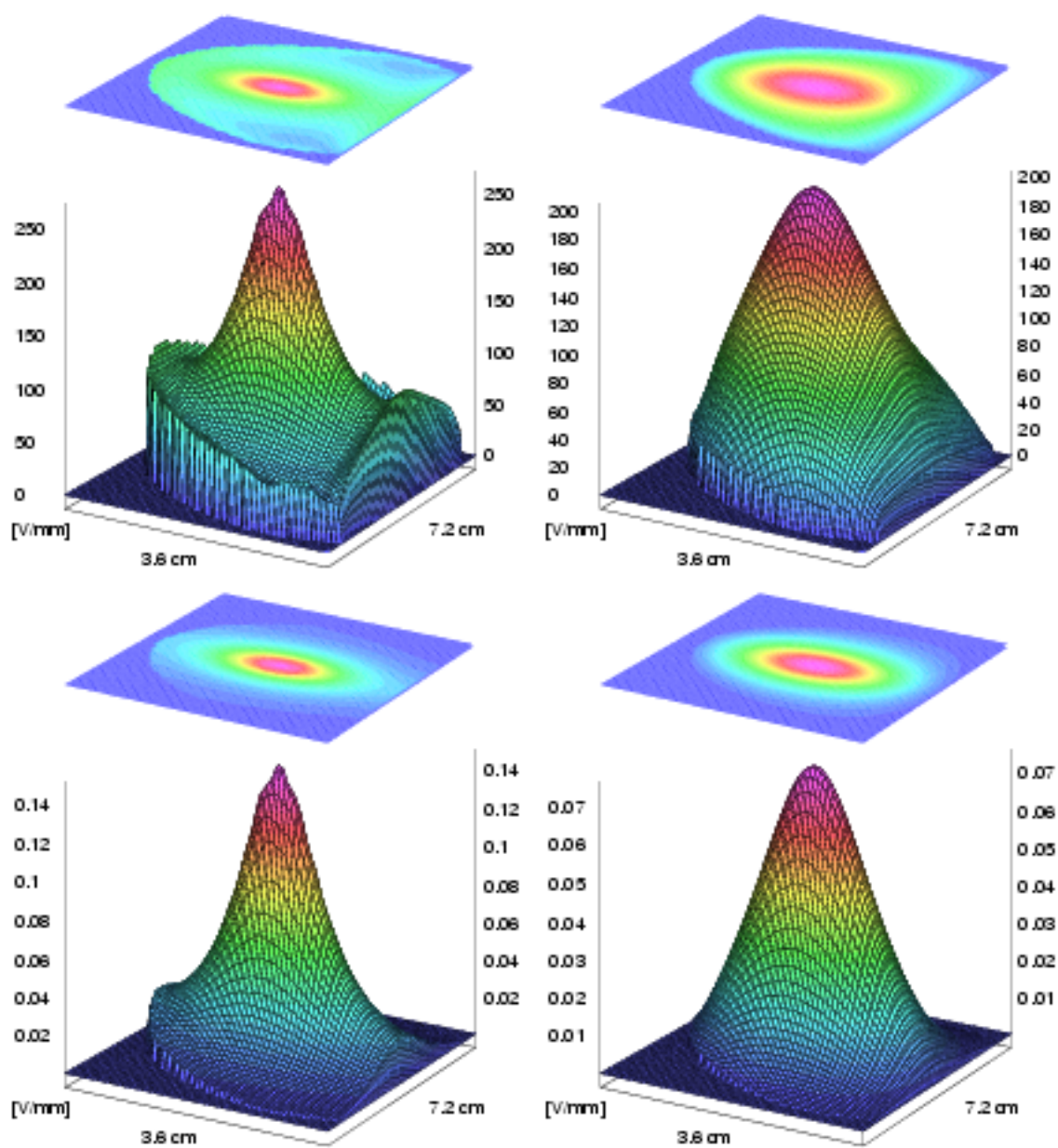


Abbildung 115: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{vak}(\vec{r})$ (unten) auf Ebenen senkrecht zur zentralen Bohrung des DD-Detektors im planaren Teil bei 80 (links) und 85 mm (rechts).

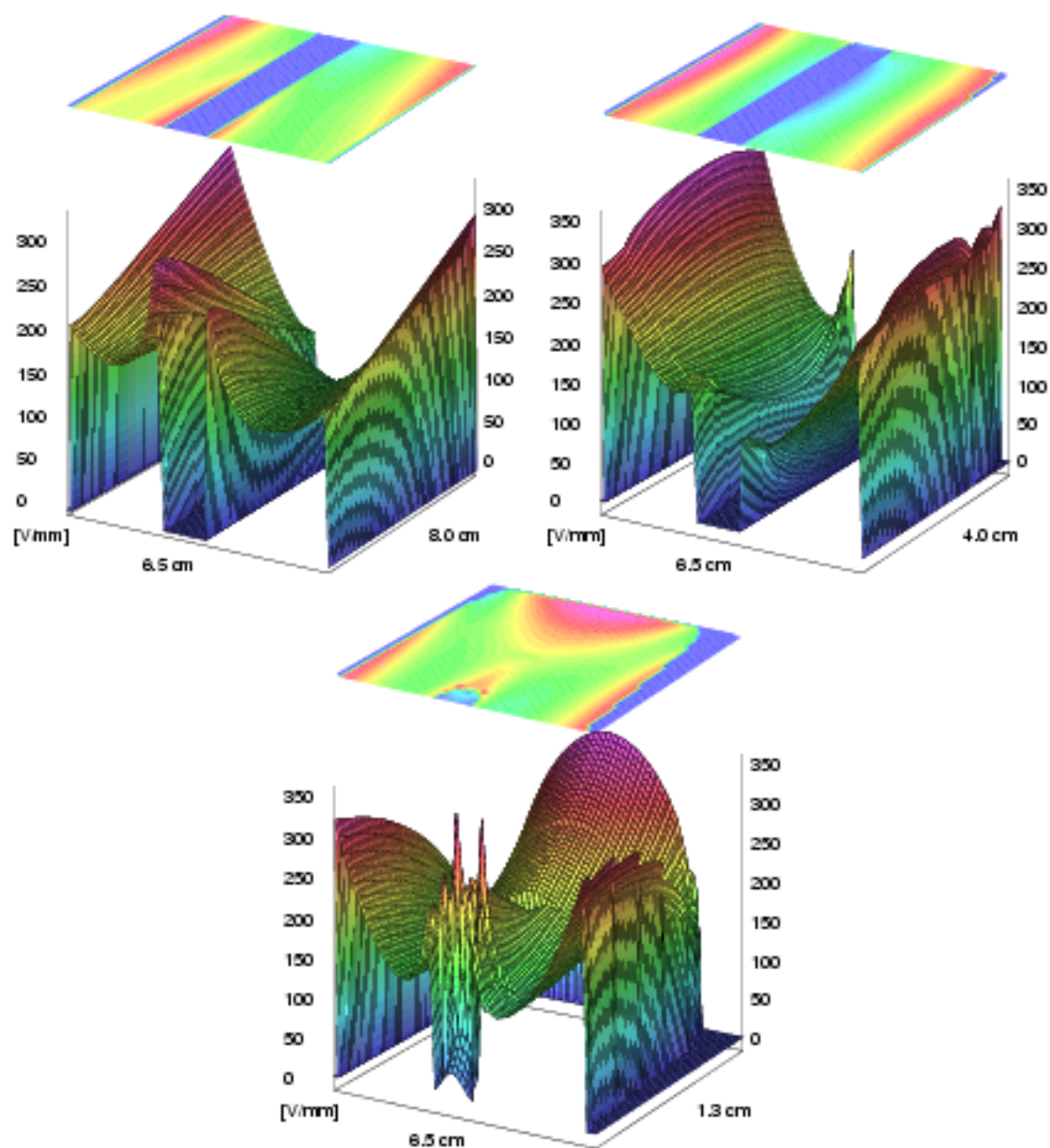


Abbildung 116: Verteilung des Betrages des elektrischen Feldes $E(\vec{r})$ in einer Ebene entlang der zentralen Bohrung des SGC-Detektors im coaxialen (oben links, rechts) und planaren Teil (unten).

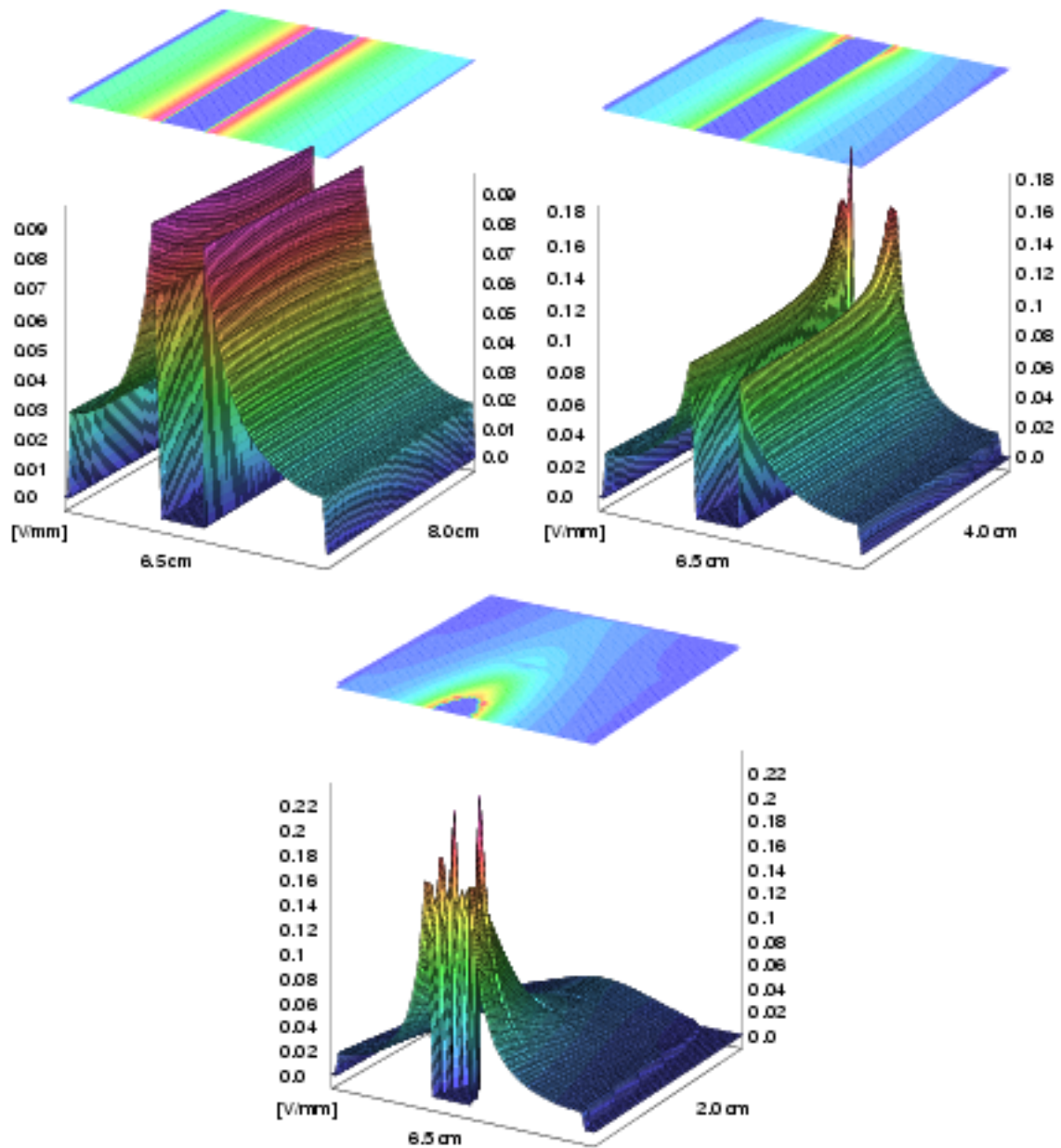


Abbildung 117: Verteilung des Betrages des elektrischen Feldes $\vec{E}_{Vak}(\vec{r})$ in einer Ebene entlang der zentralen Bohrung des SGC-Detektors im coaxialen (oben links, rechts) und planaren Teil (unten).

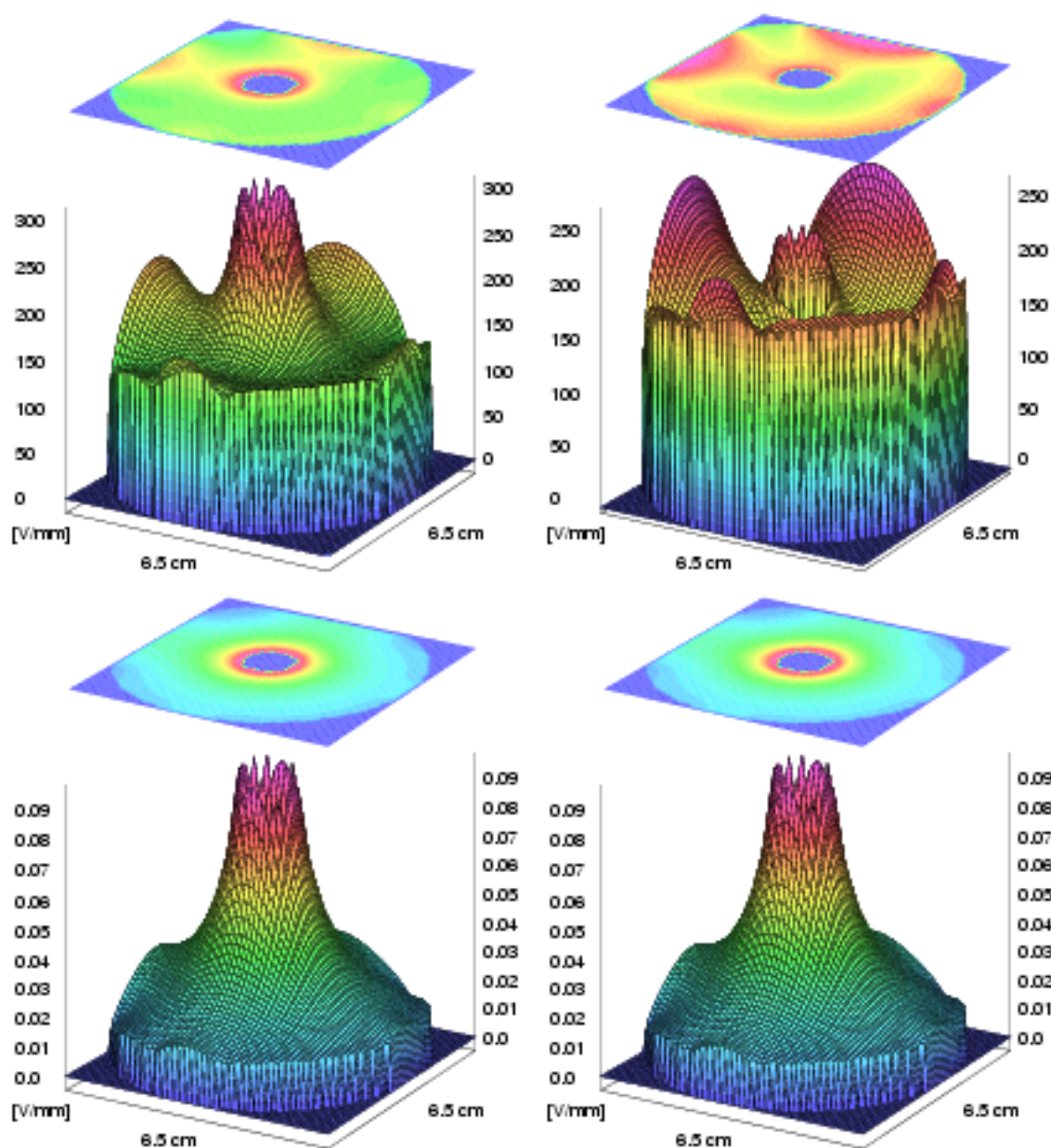


Abbildung 118: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{vak}(\vec{r})$ (unten) auf Ebenen senkrecht zur zentralen Bohrung des SGC-Detektors im coaxialen Teil bei 0 (links) und 40 mm Tiefe (rechts).

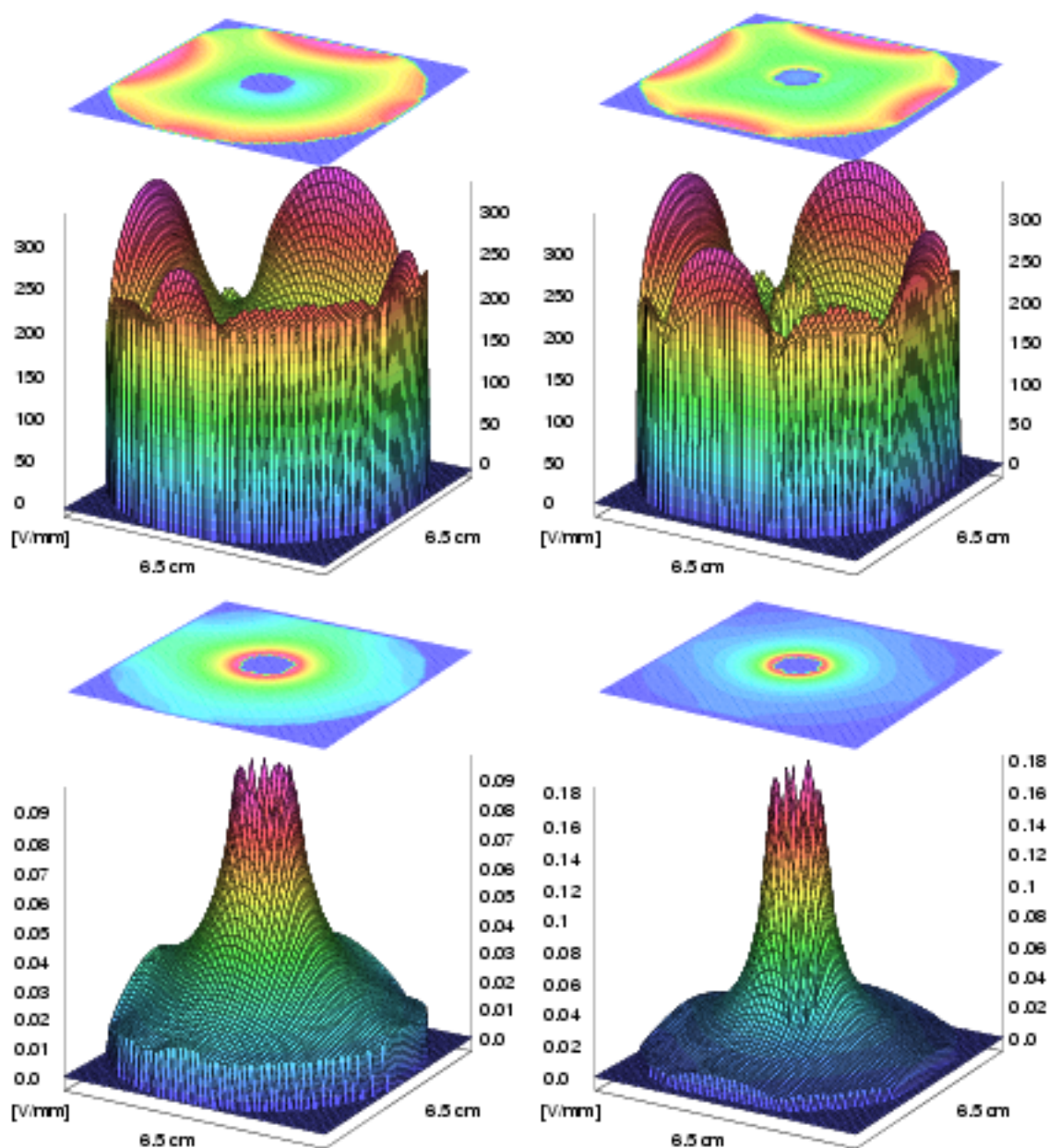


Abbildung 119: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{vak}(\vec{r})$ (unten) auf Ebenen senkrecht zur zentralen Bohrung des SGC-Detektors im coaxialen Teil bei 80 (links) und 120 mm Tiefe (rechts).

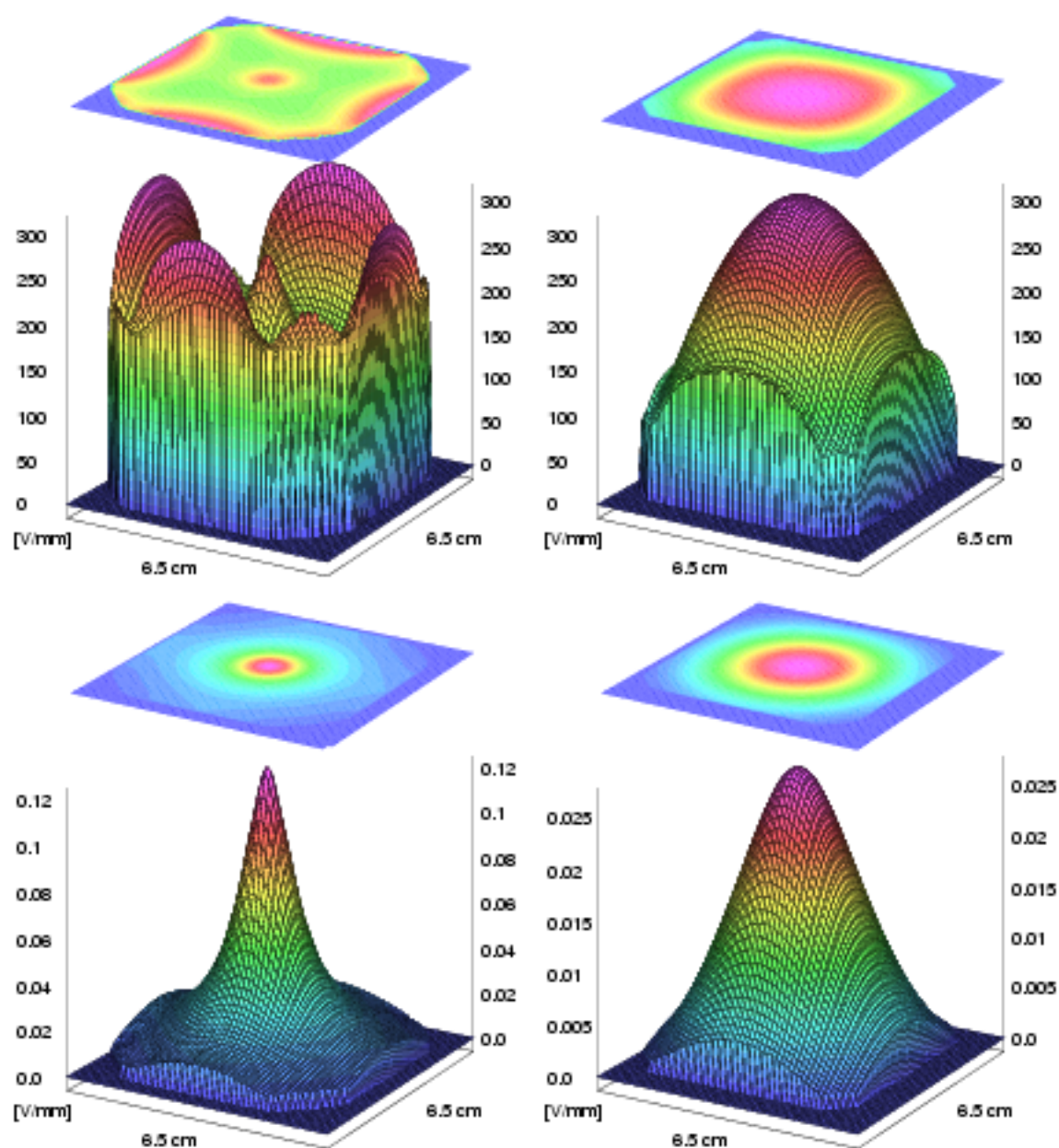


Abbildung 120: Verteilung der Beträge der elektrischen Felder $\vec{E}(\vec{r})$ (oben) und $\vec{E}_{vak}(\vec{r})$ (unten) auf Ebenen senkrecht zur zentralen Bohrung des SGC-Detektors im planaren Teil bei 125 (links) und 137 mm Tiefe (rechts).

E Simulierte Ortsverteilungen von Merkmalsmittelwerten

Im folgenden sind Verteilungen von Merkmalsmittelwerten aus simulierten Pulsformen für den DD- und SGC-Detektor zusammengestellt. Dabei werden systematische Variationen der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern nach Tabelle 1, der Kristallorientierung und des Betrages der Geschwindigkeitsanisotropie nach Gleichung (3) sowie die Verzerrung der Verteilungen für eine kontinuierliche Verteilung von Einfallswinkeln des kollimierten Einschusses von einem Fixpunkt aus betrachtet. Alle differentiellen Anstiegszeiten sowie die Abweichungen von den Mittelwerten sind in Nanosekunden angegeben.

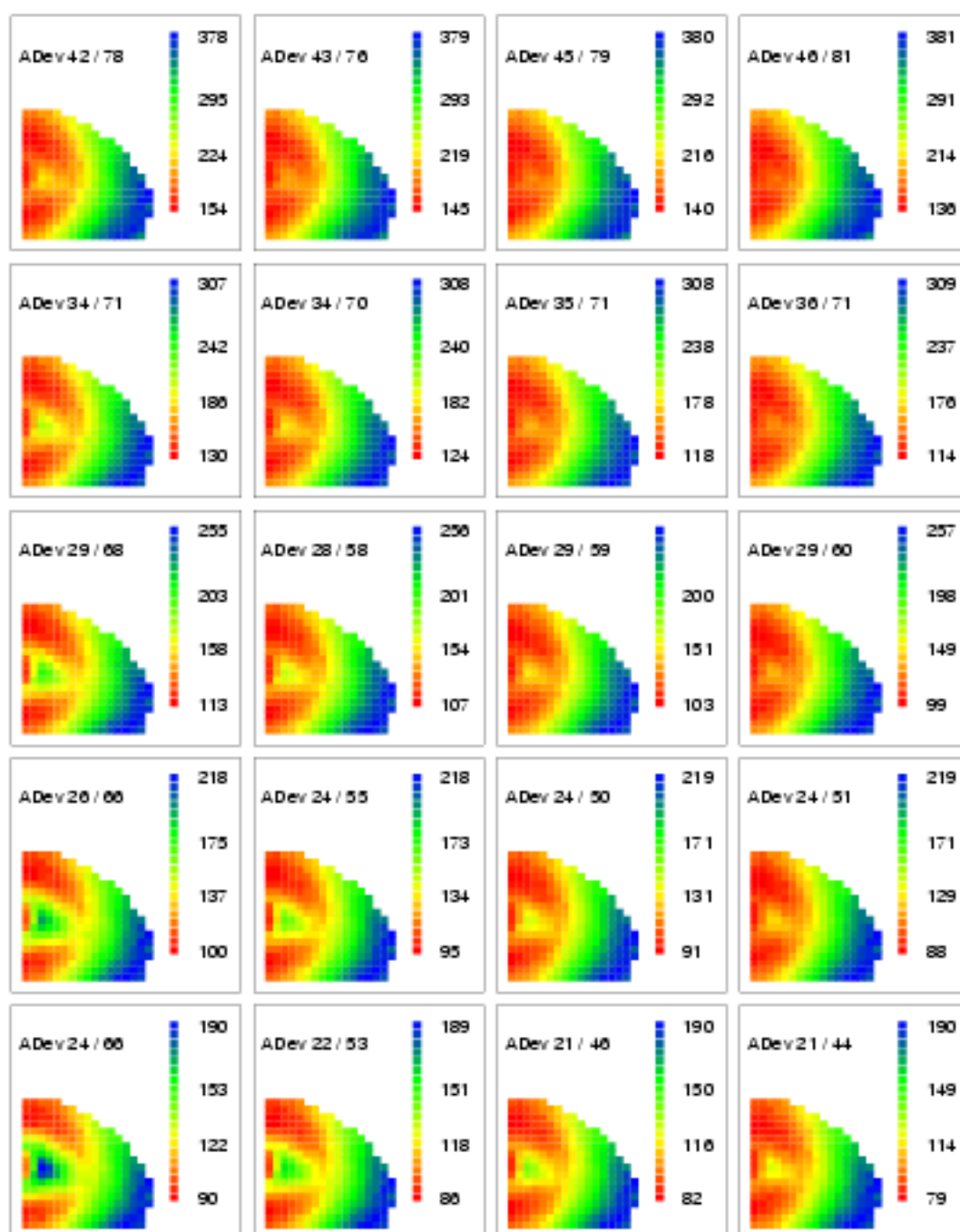


Abbildung 121: Räumliche Verteilungen mittlerer T90-Anstiegszeiten bei zunehmend schnelleren Elektronen durch Parametersätze P1 bis P5 (oben nach unten) und zunehmend schnelleren Löchern durch P1 bis P4 (links nach rechts) gemäß Tabelle 1 für den DD-Detektor.

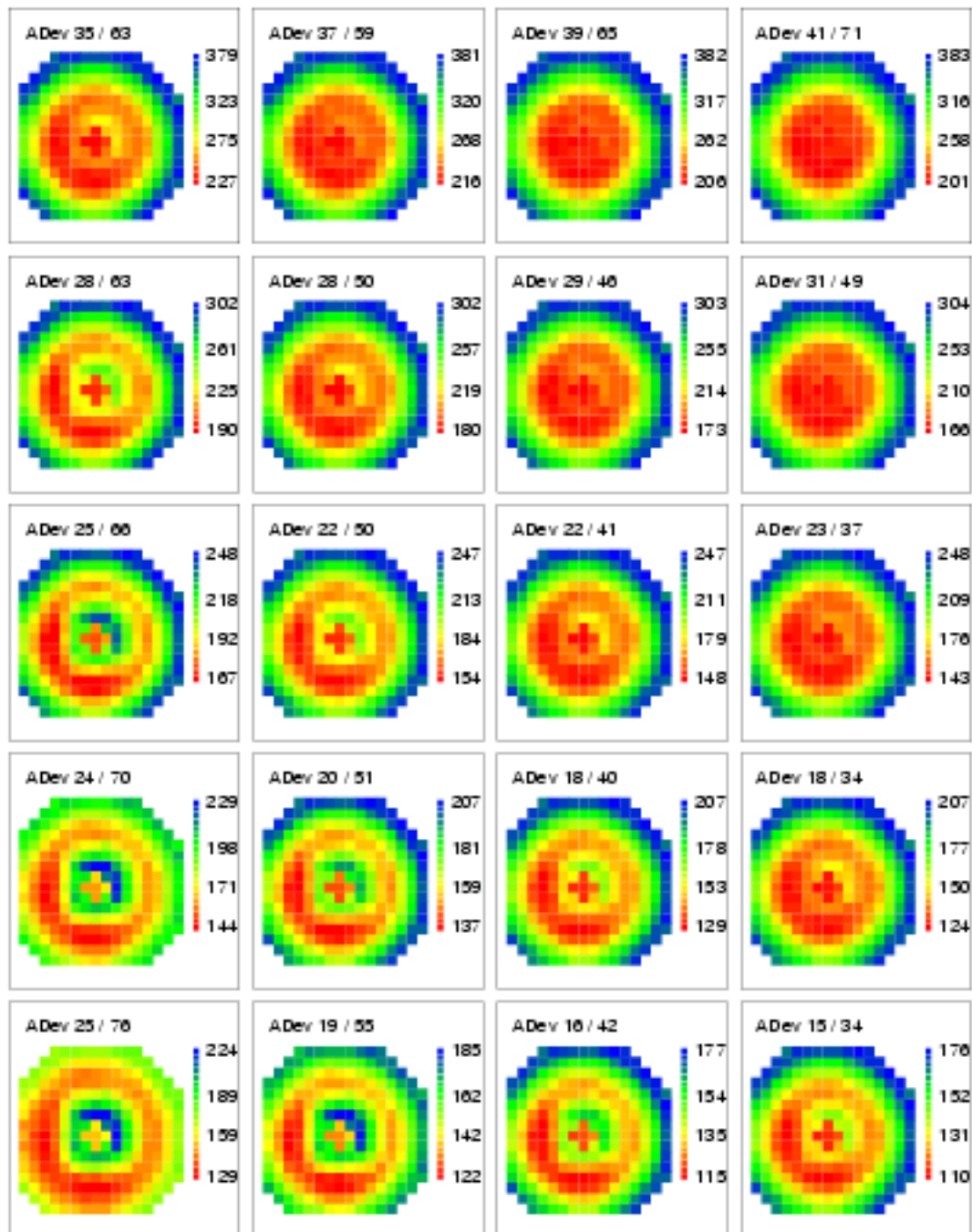


Abbildung 122: Räumliche Verteilungen mittlerer T90-Anstiegszeiten bei zunehmend schnelleren Elektronen durch Parametersätze P1 bis P5 (oben nach unten) und zunehmend schnelleren Löchern durch P1 bis P4 (links nach rechts) gemäß Tabelle 1 für den SGC-Detektor.

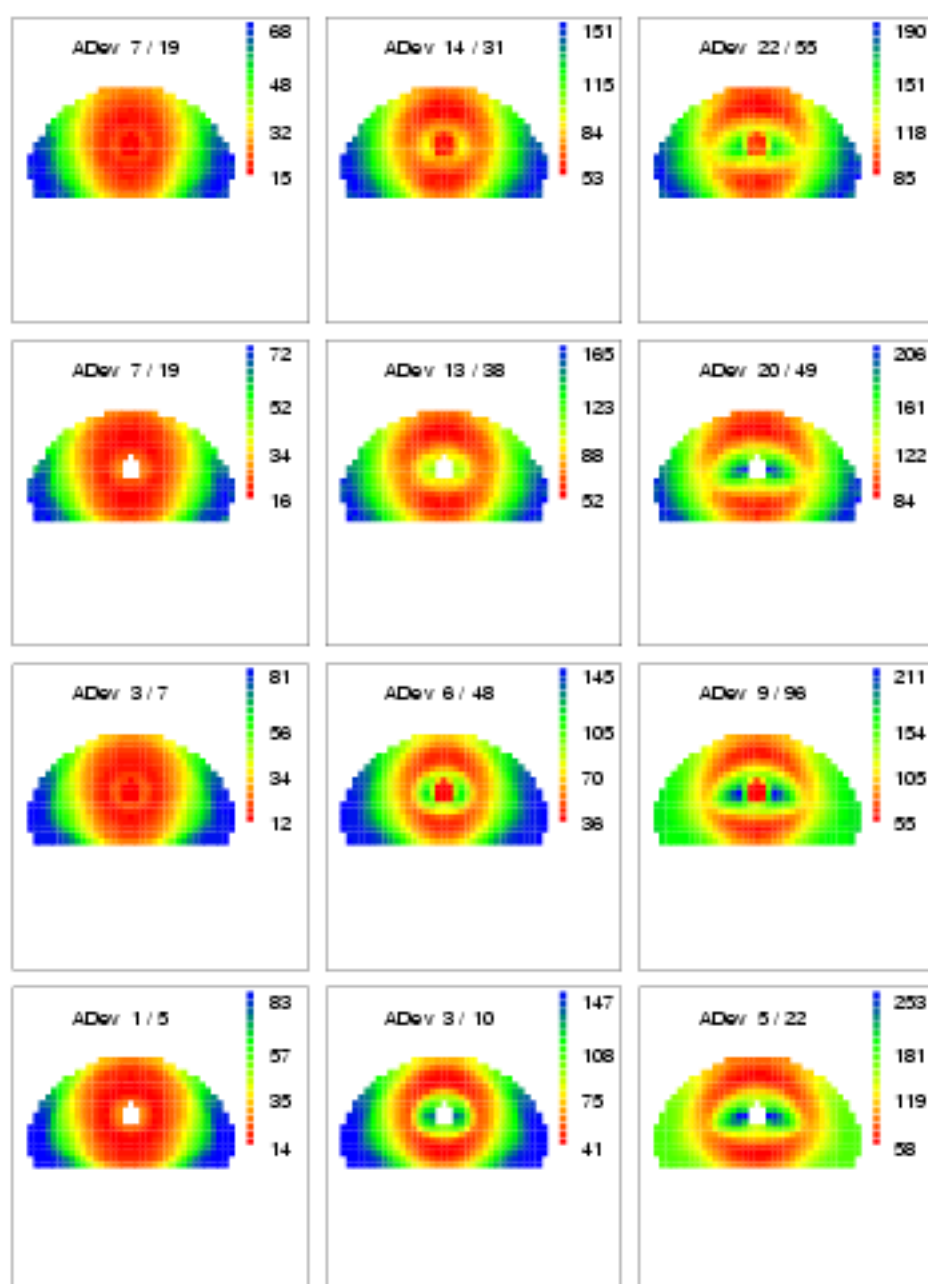


Abbildung 123: T_{30} , T_{60} und T_{90} -Anstiegszeiten (links nach rechts) für die unterschiedlichen Konfigurationen einseitig geschlossen mit Comptonstreuung, echt coaxial mit Comptonstreuung, einseitig geschlossen ohne Comptonstreuung und echt coaxial ohne Comptonstreuung (oben nach unten) des DD-Detektors

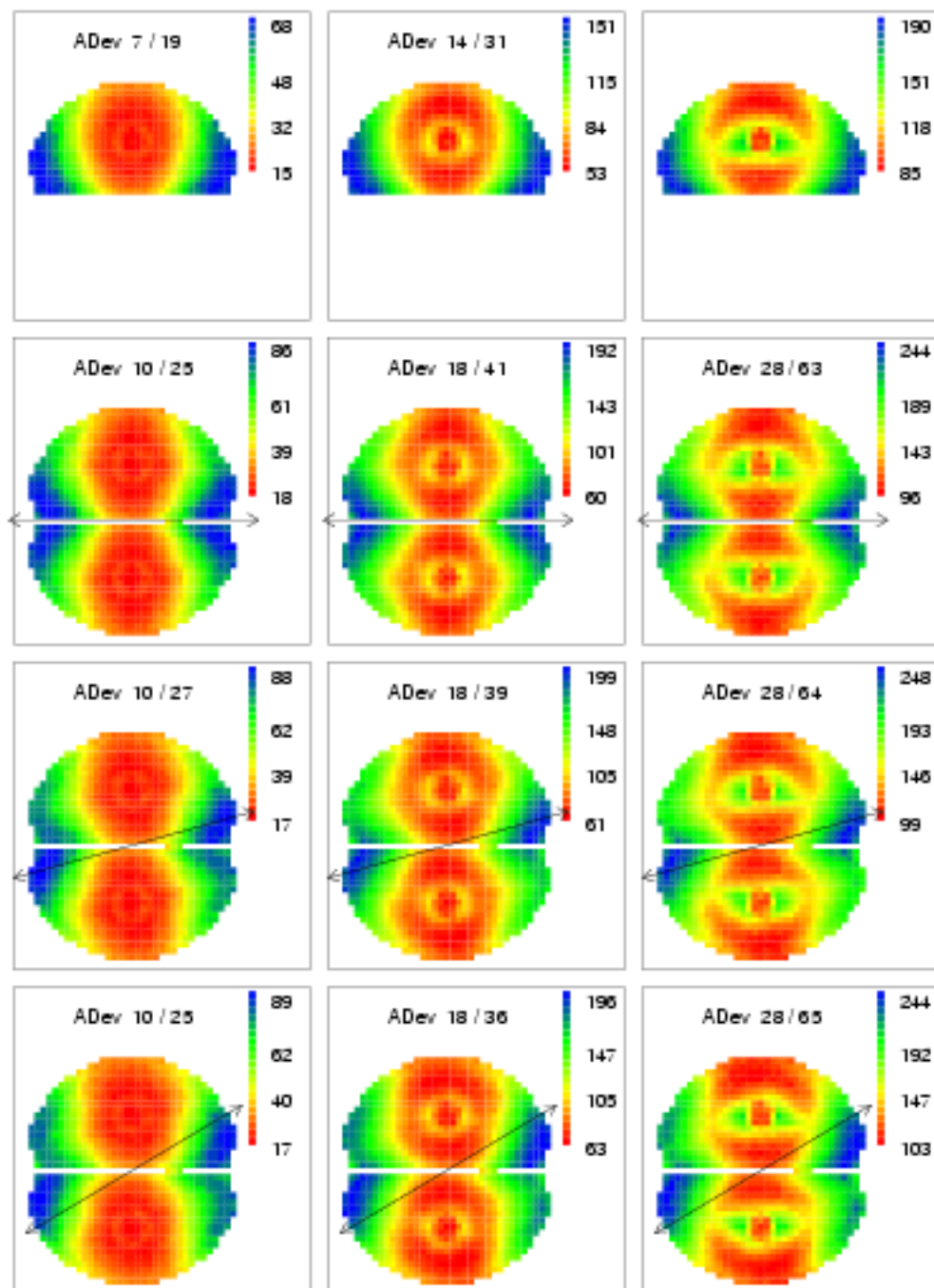


Abbildung 124: Effekt der richtungsabhängigen Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) bei unterschiedlicher Orientierung des Kristalles im DD-Detektor (oben nach unten).

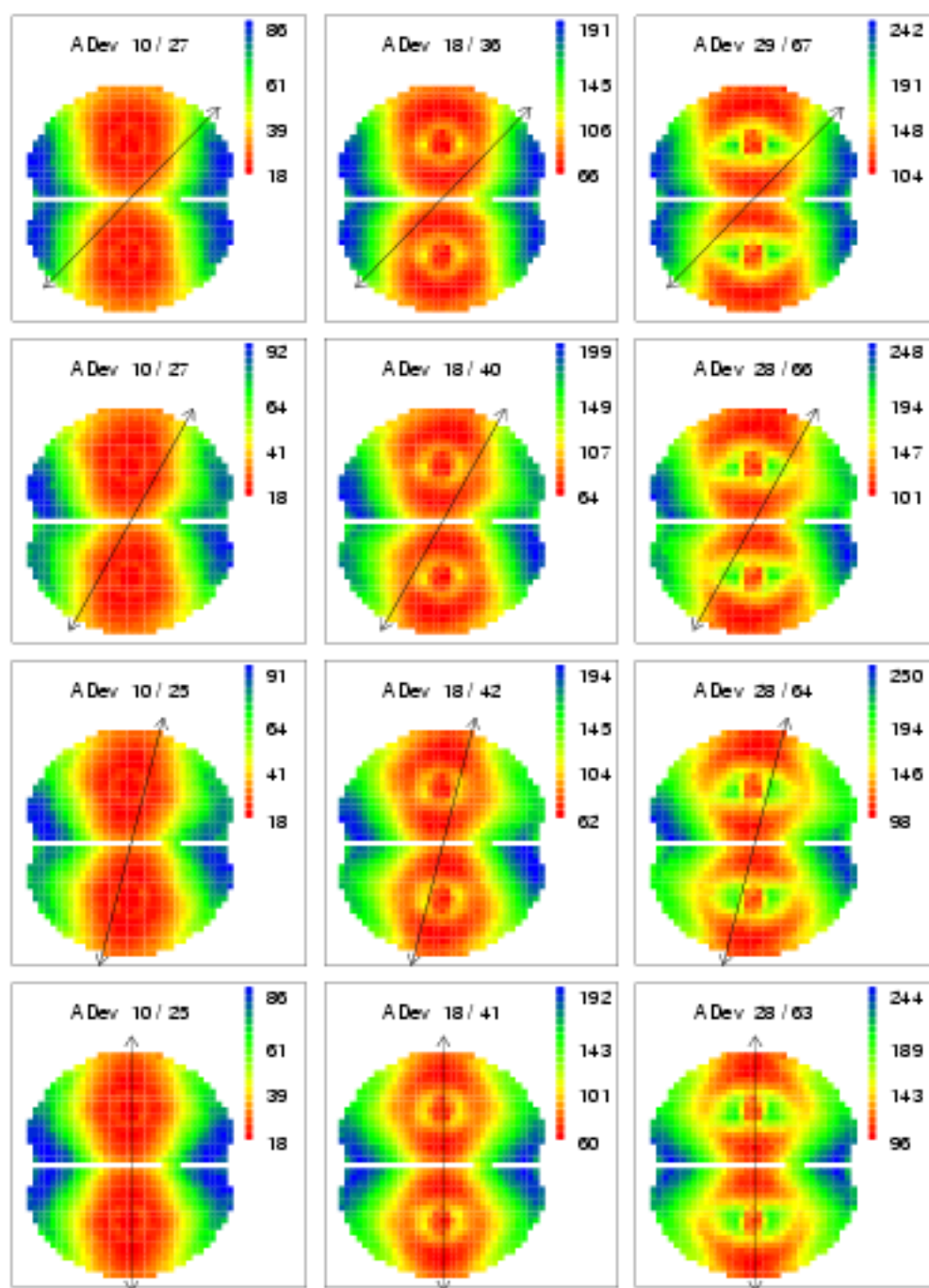


Abbildung 125: Effekt der richtungsabhängigen Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) bei unterschiedlicher Orientierung des Kristalles im DD-Detektor (oben nach unten).

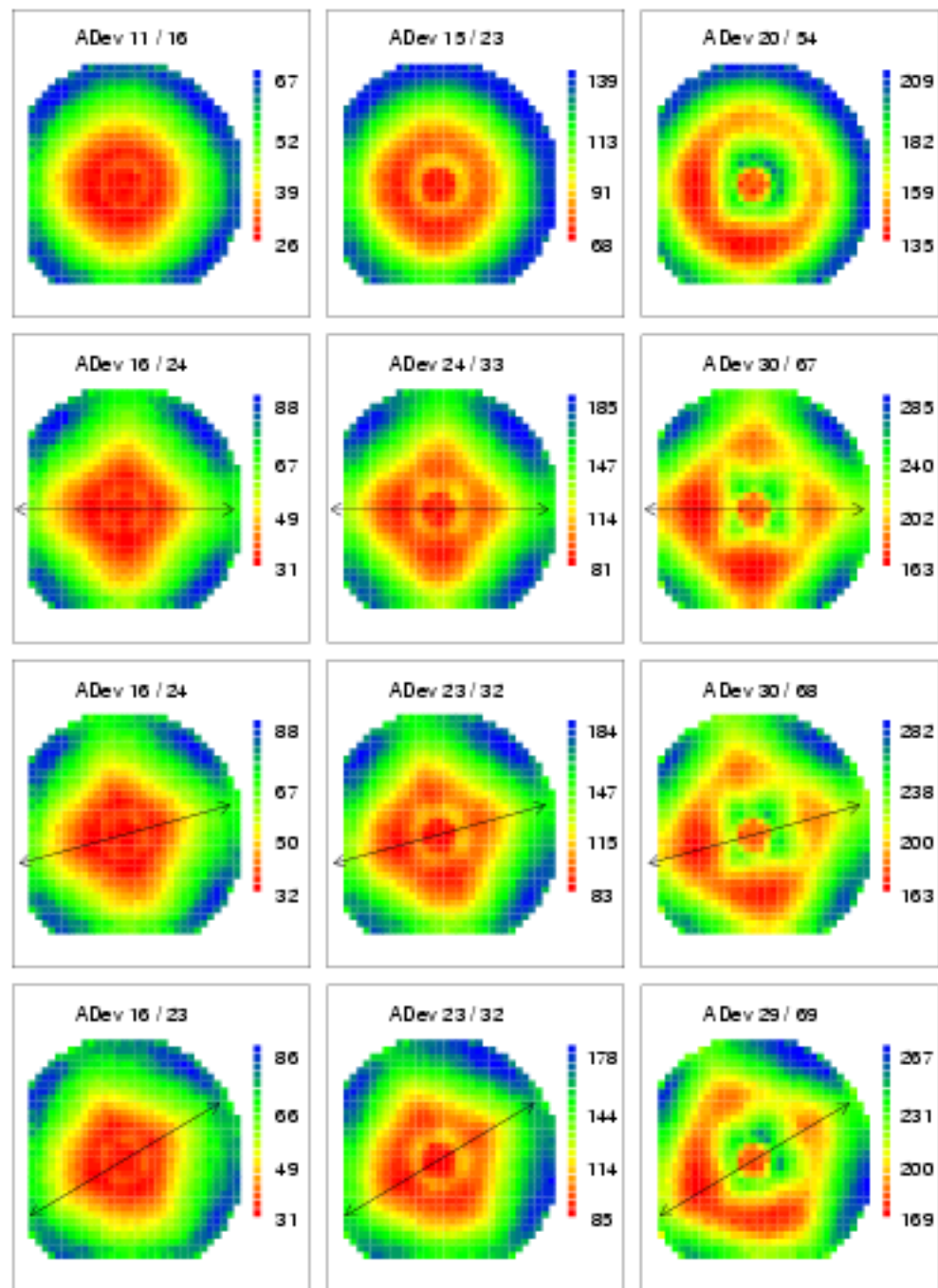


Abbildung 126: Effekt der richtungsabhängigen Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) bei unterschiedlicher Orientierung des Kristalles im SGC-Detektor in Schritten von 15 Grad (oben nach unten).

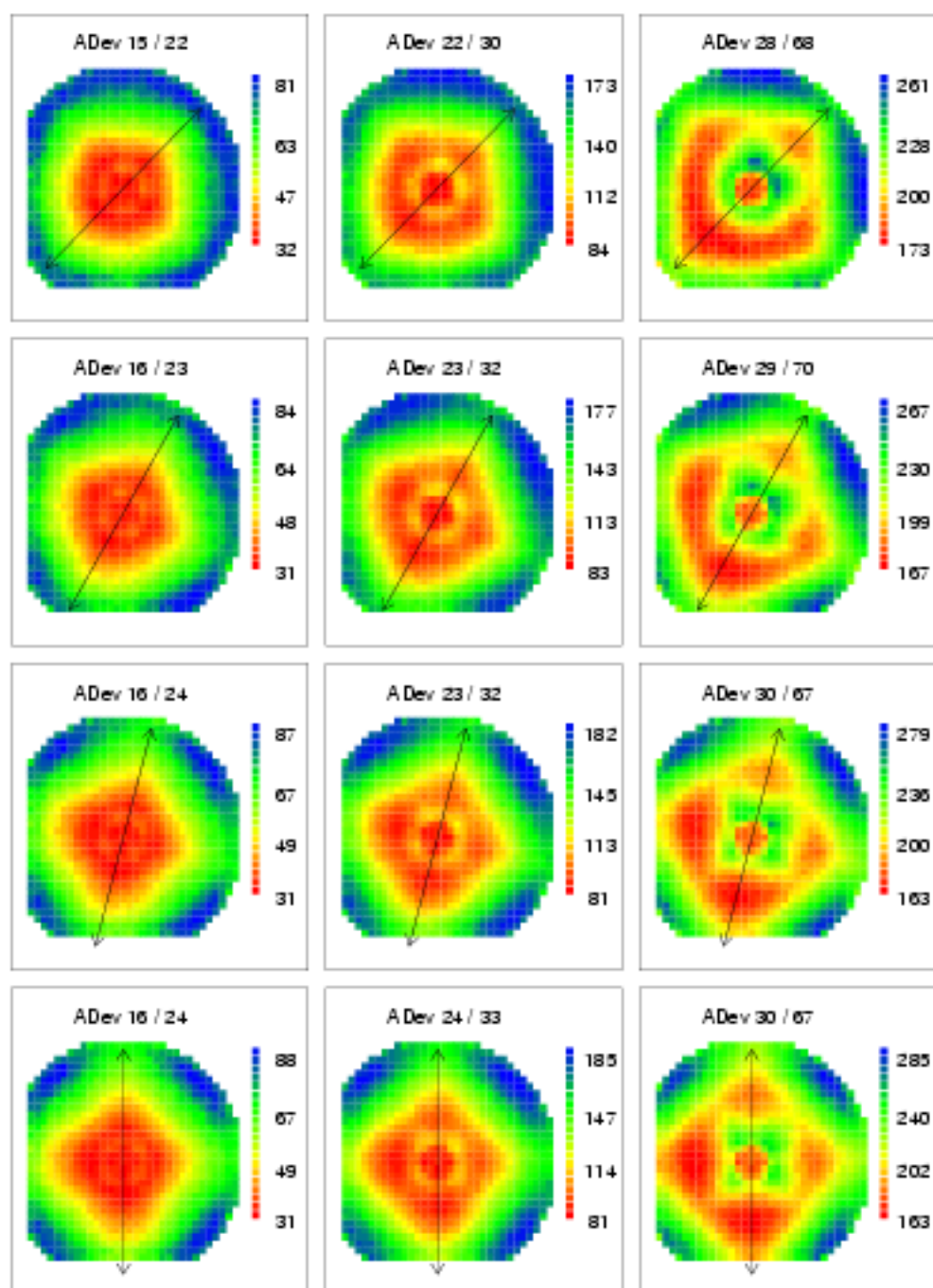


Abbildung 127: Effekt der richtungsabhängigen Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) bei unterschiedlicher Orientierung des Kristalles im SGC-Detektor in Schritten von 15 Grad (oben nach unten).

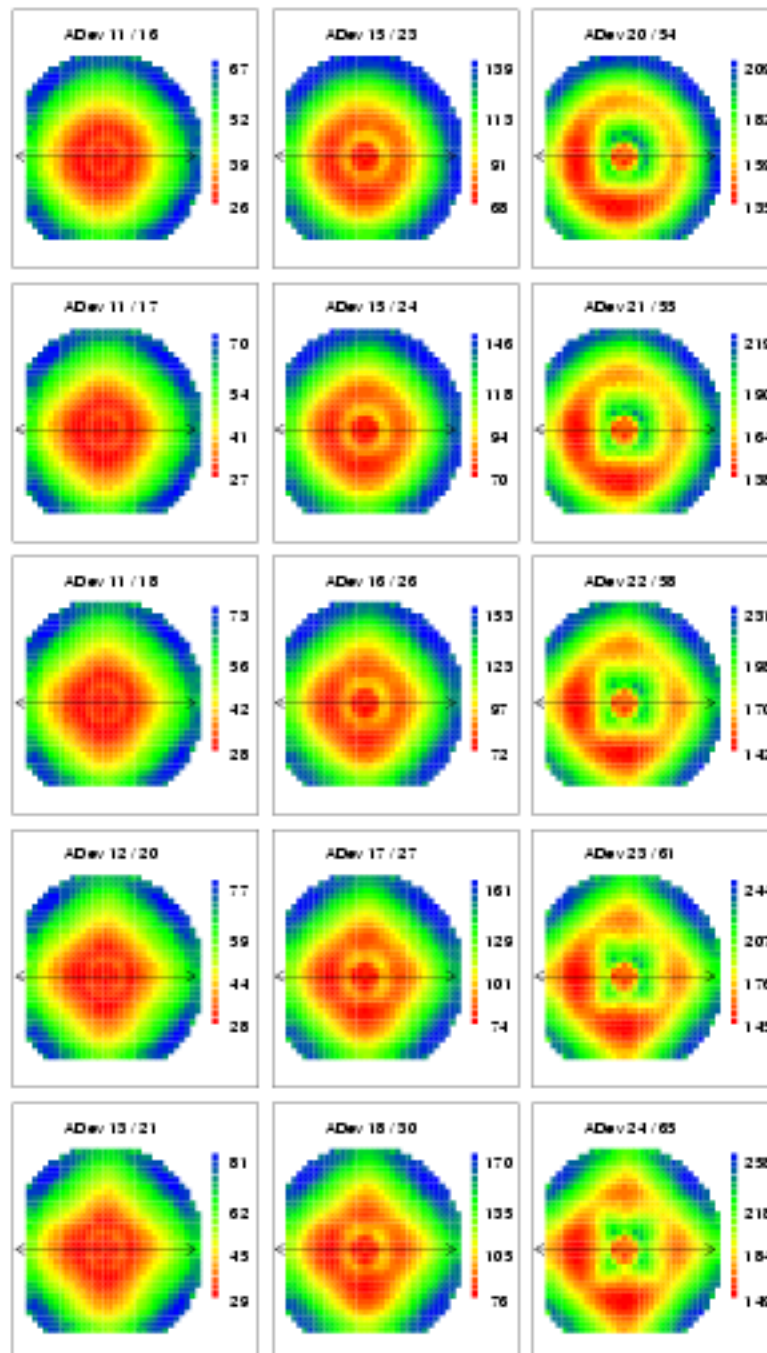


Abbildung 128: Effekt richtungsabhängiger Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) für Parameter $\alpha_{\perp} = 0.0, 0.05, 0.10, 0.15$ und 0.20 in Gleichung (3) im SGC-Detektor (oben nach unten).

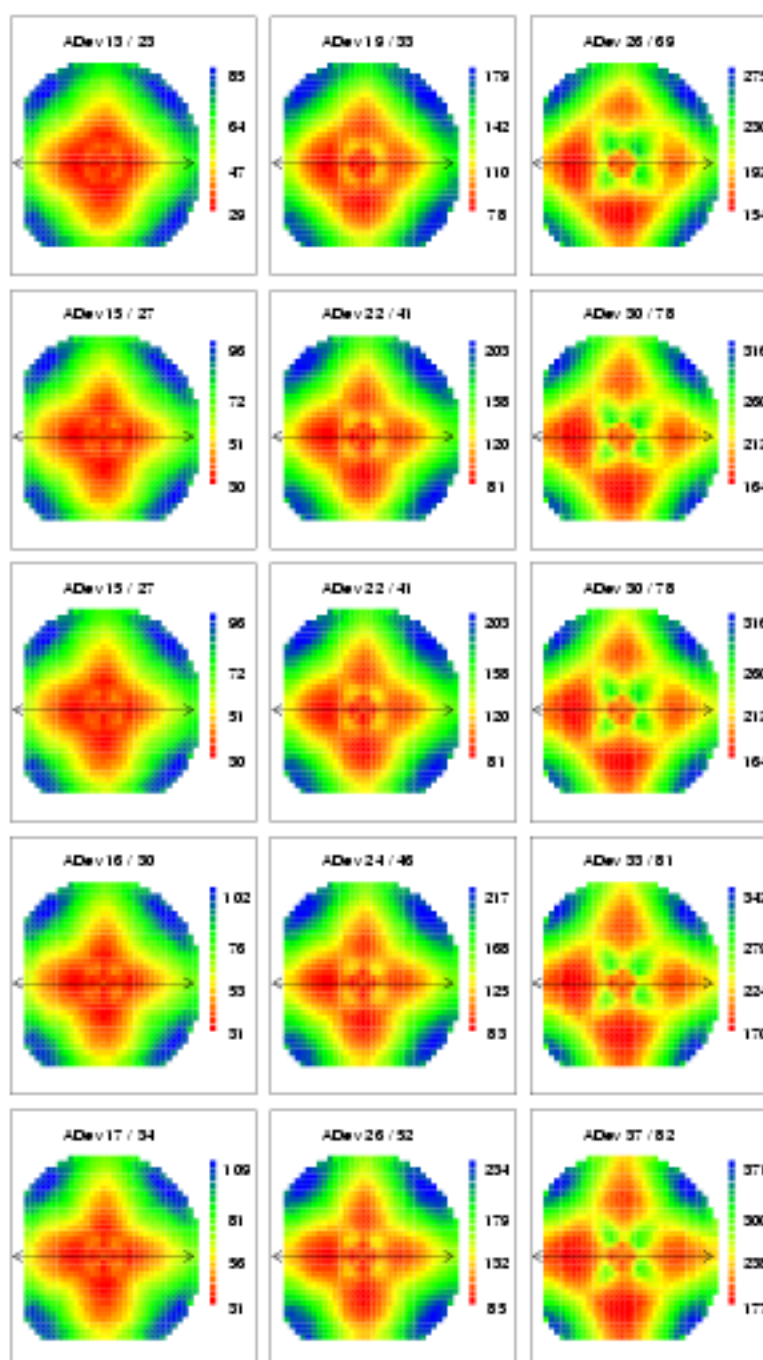


Abbildung 129: Effekt richtungsabhängiger Variation der Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) für Parameter $\alpha_{\perp} = 0.25, 0.30, 0.35, 0.40$ und 0.45 in Gleichung (3) im SGC-Detektor (oben nach unten).

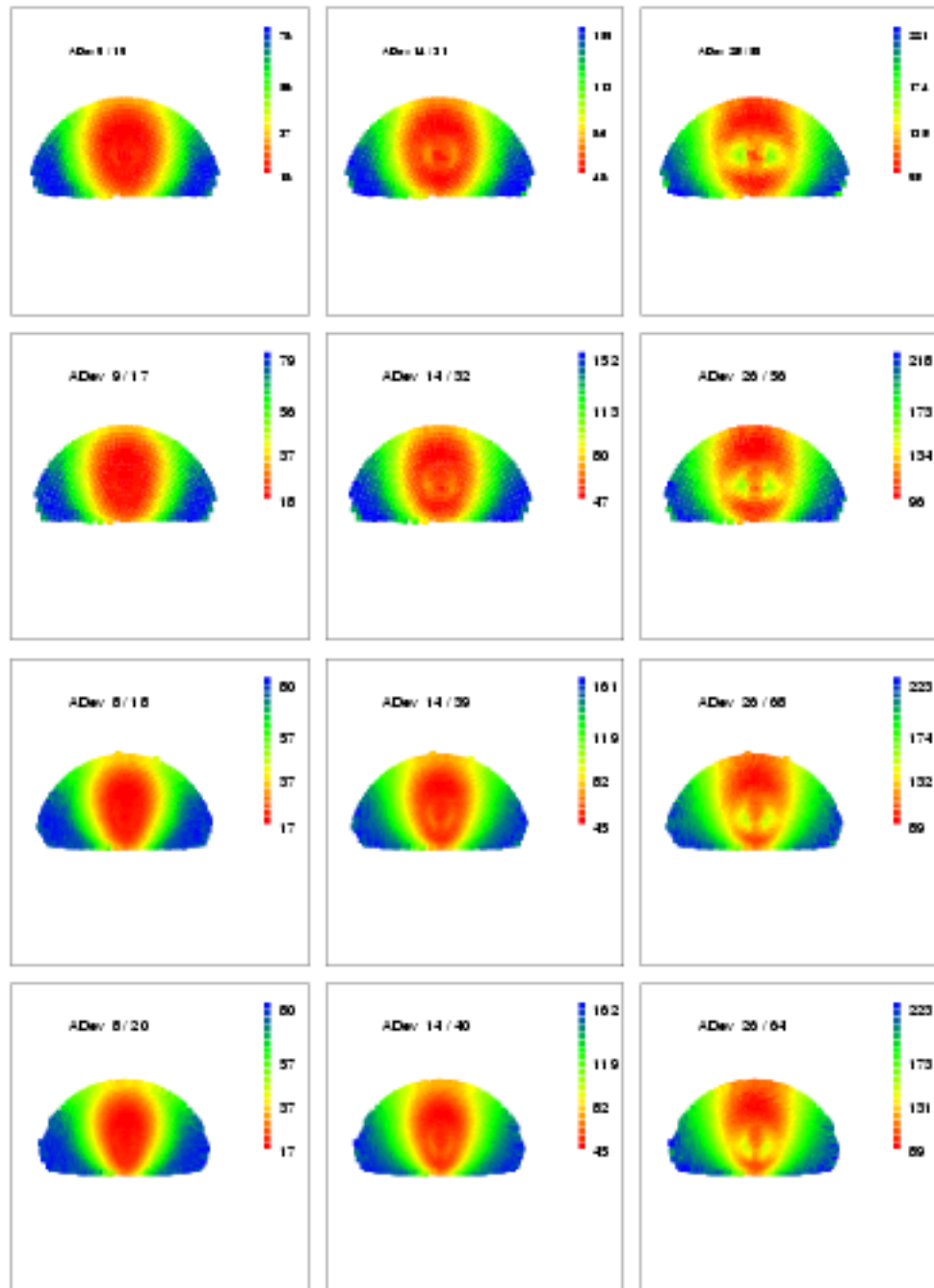


Abbildung 130: Effekt des kollimierten Einschusses von einem festen Punkt in Schritten von $\Delta\theta = 1^\circ$ und $\Delta\phi = 1^\circ$ auf die mittleren differentiellen Anstiegsseiten T_{30} , T_{60} und T_{90} (links nach rechts) in 20, 5, 4 und 3 cm Abstand vom DD-Detektor (oben nach unten).

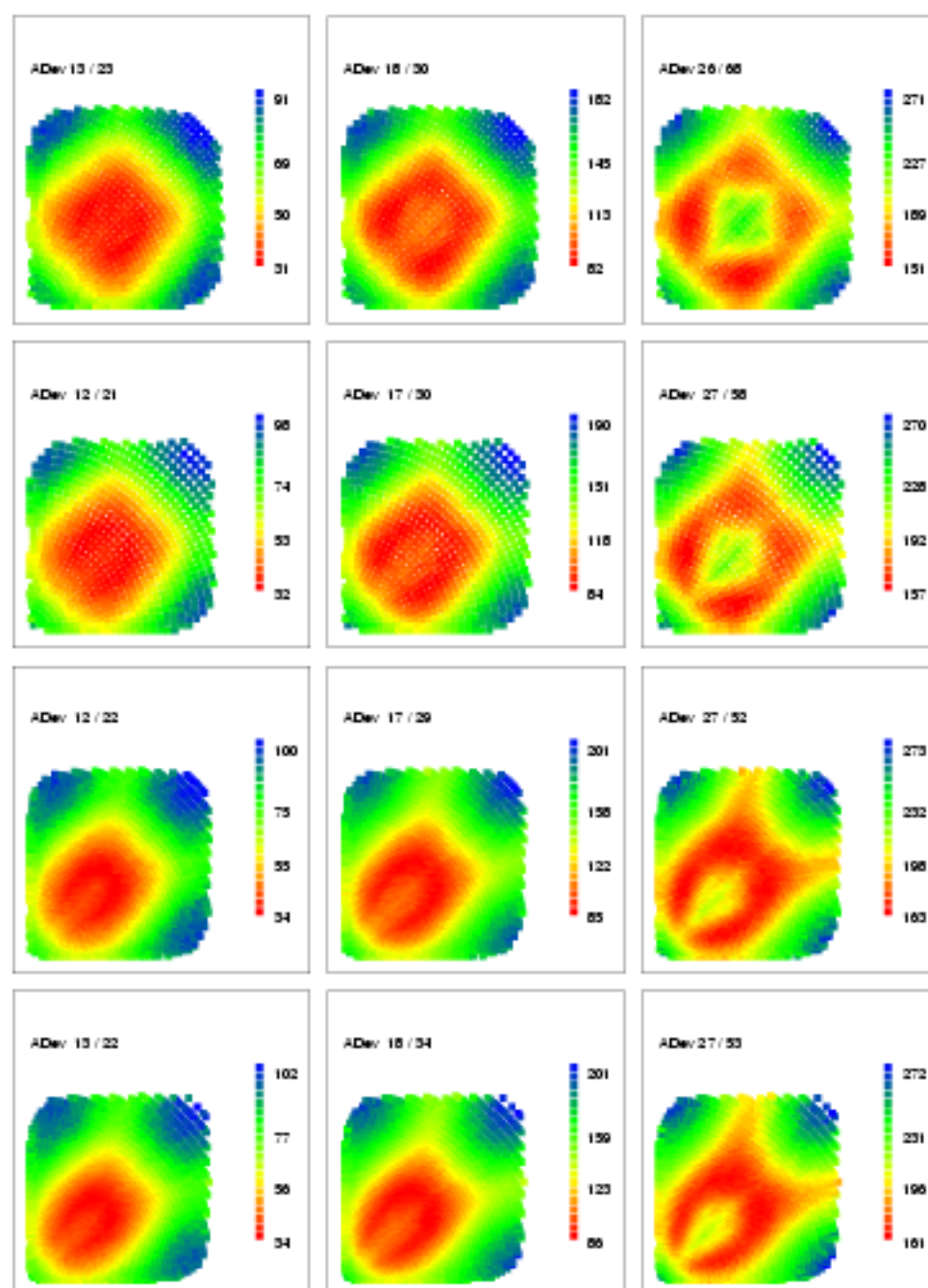


Abbildung 131: Effekt des kollimierten Einschusses von einem festen Punkt in Schritten von $\Delta\theta = 1^\circ$ und $\Delta\phi = 1^\circ$ auf die mittleren differentiellen Anstiegszeiten T30, T60 und T90 (links nach rechts) in 20, 5, 4 und 3 cm Abstand vom SGC-Detektor (oben nach unten).

Literatur

- [AJ96] E. Abro and G.A. Johansen. Low noise gamma-ray and X-ray detectors based on CdTe-materials. *Nucl. Instr. & Meth.*, A377:470–474, 1996.
- [AR94a] B. Aspacher and A.C. Rester. Compton continuum suppression by analog pulse shape analysis. *Nucl. Instr. & Meth.*, A338:511–515, 1994.
- [AR94b] B. Aspacher and A.C. Rester. Compton continuum suppression by digital pulse shape analysis part II. *Nucl. Instr. & Meth.*, A338:516–521, 1994.
- [Baz98] Dino Bazzacco. Status of the MARS project. In Paul Fallon, editor, *Proceedings of the Workshop on GRETA Physics, A Slide Report*, Berkeley, California, 1998.
- [BC68] G. Bertolini and A. Coche. *Semiconductor Detectors*. North-Holland, Amsterdam, 1968.
- [BDE+83] R. Bailey, C.J.S. Damerell, R.L. English, A.R. Gilman, A.L. Lintern, S.J. Watts, and F.J. Wickens. First measurement of efficiency and precision of CCD detectors for high energy physics. *Nucl. Instr. & Meth.*, 213:201–215, 1983.
- [Bis95] Christopher M. Bishop. *Neural Networks for Pattern Recognition*. Calderon Press, Oxford, 1995.
- [BR88] C.S. Biddlecombe and C.P. Riley. Postprocessing of 3 dimensional electromagnetic field calculations. *IEEE Trans. Magn.*, 24(1):374–377, 1988.
- [BRC92] G. J. Bamford, A. C. Rester, and R. L. Coldwell. Simulation of gamma-ray current pulse shapes produced in a high purity germanium detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39(4):595–597, 1992.
- [BRCC91] G. J. Bamford, A. C. Rester, R. L. Coldwell, and C. M. Castaneda. Neutron, proton and gamma-ray event identification with a HPGe detector through pulse shape analysis. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 38(4):200–208, 1991.
- [Br74] E. Oran Brigham. *The Fast Fourier Transform*. Prentice Hall Inc., New Jersey, 1974.
- [Cat93] Paolo W. Cattaneo. The effect of velocity saturation on the shape of current signals in germanium cylindrical detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A343:583–587, 1993.
- [CFG63] G. Cavalleri, G. Fabri, E. Gatti, and V. Svelto. On the induced charge in semiconductor detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 21:177–178, 1963.
- [CFG71] G. Cavalleri, G. Fabri, E. Gatti, and V. Svelto. Extension of Ramon's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 92:137–140, 1971.
- [CL71] Z.H. Cho and J. Llacer. Timing with high purity germanium coaxial detector. *Nucl. Instr. & Meth.*, 98:461–466, 1971.
- [CMMO75] G. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottavani. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. *IEEE Trans Elec. Dev.*, pages 1045–1047, 1975.
- [CPO98] University of Manchester, Department of Physics and Astronomy, Manchester, UK. *Charged Particle Optics Programs*, 1998. <http://cpo.ph.man.ac.uk/>.

- [CT67] D.M. Caughey and R.E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55:2192–2193, 1967.
- [CT91] Thomas M. Cover and Joy A. Thomas. *Elements of Information Theory*. Wiley & Sons, New York, 1991.
- [DC95] Larry S. Darken and Christopher E. Cox. High purity germanium detectors. *Semiconductors and Semimetals*, 43:23–83, 1995.
- [DEN92] Metallwerk Plansee Vertriebsgesellschaft mbH, Bad Urach. *Deusimet Schwermetallegerungen*, 1992.
- [DIF97] Numerical Objects AS, Blindern, Oslo, Norway. *DIFPACK User's Guide*, 1997.
- [Ebe93] J. Eberth. Euroball - Ein europäisches Gammaskpektrometer. *Physikalische Blätter*, 11:1016–1018, 1993.
- [EST94] C. R. I. Emson, J. Simkin, and C. W. Trowbridge. A status report on electromagnetic field computation. *IEEE Trans. Magn.*, 30(4):1533–1540, 1994.
- [EWMvB93] M. Eschenauer, R. Wirowski, D. Marcus, and P. von Brentano. Resolution enhancement of gamma-spectroscopy data from neutron-damaged coaxial n-type HPGe-detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A 340:364–370, 1993.
- [Exo97] Exogam project definition. Technical report, Grand Accelérateur National D'Ions Lourds (GANIL), Caen, 1997.
- [FS96] Richard B. Firestone and Virginia S. Shirley. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons, 1996.
- [Gam97] Luis Pallafox Gamir. *A new Method for the Determination of the entry position of γ -rays in HPGe Detectors by current Pulse Analysis*. Dissertation MPI H - V 31, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1997.
- [GEA93] CERN, Geneva, Switzerland. *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, 1993.
- [GEH⁺94] Jürgen Gerl, Th. W. Elze, T. Happ, M. Kaspar, Th. Kröll, I. Peter, S. Schremmer, R. Schubert, and K. Vetter. The Segmented Clover Detector for Euroball. Technical report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, 1994.
- [Ger97] Jürgen Gerl. VEGA – A proposal for Versatile and Efficient GAMMA-detectors for GSI. Technical report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, 1997.
- [Ger98] Jürgen Gerl. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, private Mitteilung, 1998.
- [GL92] Jürgen Gerl and R. M. Lieder, editors. *EUROBALL III European γ -ray facility*. Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt, 1992.
- [Gla98] Thomas Glasmacher. Michigan State University, private Mitteilung, 1998.
- [GOO96] Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt. *GSI Online Offline System*, 1996.
- [Gou66] F.S. Goulding. Semiconductor detectors for nuclear spectrometry, I. *Nucl. Instr. & Meth.*, 43:1–54, 1966.

- [GR84] E. Gatti and P. Rehak. Semiconductor drift chamber – an application of a novel charge transport scheme. *Nucl. Instr. & Meth.*, 225:608–614, 1984.
- [GUEC98] M.A. Riley (ed.) for the GAMMASPHERE Users Executive Committee. Gammasphere - the beginning...1993-1997. Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA, 1998. <http://www-gam.lbl.gov>.
- [Gun97] Christoph Gund. *Eigenschaften eines zweifach segmentierten Prototypen eines Miniball Cluster-Moduls*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1997.
- [Gut98] Daniel Gutknecht. Eurisys Mesures, private Mitteilung, 1998.
- [Hay94] Simon Haykin. *Neural Networks - A Comprehensive Foundation*. Macmillan College Publishing Company, New York, 1994.
- [HBL⁺98] W.C.G. Ho, S.E. Boggs, R.P. Lin, S. Slassi-Sennou, N.W. Madden, R.H. Pehl, and E.L. Hull. Pulse-shape discrimination techniques for correcting the effects of radiation damage in germanium coaxial detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A412:507–514, 1998.
- [Hen99] Roland Henck. Eurisys Mesures, private Mitteilung, 1999.
- [HKB⁺83] B. Hyams, U. Koetz, E. Belau, R. Klanner, G. Lutz, G. Neugebauer, K. Kemmer, and A. Wylie. A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions. *Nucl. Instr. & Meth.*, 205:99–105, 1983.
- [HKP91] John Hertz, Anders Krogh, and Richard G. Palmer. *Introduction to the Theory of Neural Computation*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1991.
- [Jac62] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, London, 1962.
- [Jel87] Rainer J. Jelitto. *Theoretische Physik 3: Elektrodynamik*. Aula-Verlag, Wiesbaden, 1987.
- [Kas94] Matthias Kaspar. *Musterverarbeitung kernphysikalischer Meßdaten mit künstlichen neuronalen Netzen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, November 1994.
- [KHK⁺95a] Teuvo Kohonen, Jussi Hynnien, Jari Kangas, Jorma Laaksonen, and Kari Torkkola. LVQ-PAK the learning vector quantisation program package, version 3.1. Technical report, Helsinki University of Technology, Laboratory of Computer and Information Science, 1995.
- [KHK⁺95b] Teuvo Kohonen, Jussi Hynnien, Jari Kangas, Jorma Laaksonen, and Kari Torkkola. SOM-PAK the self-organizing map program package, version 3.1. Technical report, Helsinki University of Technology, Laboratory of Computer and Information Science, 1995.
- [Kit89] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1989.
- [Kno89] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [Koh97] Teuvo Kohonen. *Self-Organizing Maps*. Springer Verlag, Berlin, 1997.

- [Koz97] Ivan Kozhoukharov. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, private Mitteilung, 1997.
- [KPE+96] T. Kröll, I. Peter, Th.W. Elze, J. Gerl, Th. Happ, M. Kaspar, H. Schaffner, S. Schremmer, R. Schubert, K. Vetter, and H.J. Wollersheim. Analysis of simulated and measured pulse shapes of closed-ended HPGe detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A371:489–496, 1996.
- [LB82] Landolt-Börnstein. *Group III Volume 17 Subvolume a Physics of Group IV and II-V Compounds*. Springer Verlag, 1982.
- [Lee98] I.-Y. Lee. GRETA overview. In Paul Fallon, editor, *Proceedings of the Workshop on GRETA Physics, A Slide Report*, Berkeley, California, 1998.
- [Lel78] A. Lell. Diplomarbeit, Sektion Physik der Universität München, 1978.
- [Leo94] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994.
- [LL89] L. P. Landau and E. M. Lifschitz. *Quantenelektrodynamik*. Akademie Verlag, Berlin, 1989.
- [LOJ+96] J.C. Lund, R.W. Olsen, R.B. James, J.M. Van Scyoc, E.E. Eissler, M.M. Blakeley, J.B. Glick, and C.J. Johnson. Performance of a coaxial geometry $Cd_{1-x}Zn_xTe$ detector. *Nucl. Instr. & Meth.*, A377:479–483, 1996.
- [LU97] Fa-Long Lue and Rold Unbehauen. *Applied Neural Networks for Signal Processing*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [MBS97] Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt. *Multi-Branch System*, 1997.
- [MO69] M. Martini and G. Ottaviani. Ramo's theorem and the energy balance equations in evaluating the current pulse from semiconductor detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 67:177–178, 1969.
- [MP58] R. J. Meyer and E.H. Erich Pietsch. *Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie: Germanium*. Verlag Chemie, Weinheim, 1958.
- [Muk76] T. Mukoyama. Range of electrons and positrons. *Nucl. Instr. & Meth.*, 134:125–127, 1976.
- [Nat63] M. I. Nathan. Anisotropy of the conductivity of n-type germanium at high electric fields. *Phys. Rev.*, 130(6):2201–2204, 1963.
- [Nie83] H. Niemann. *Klassifikation von Mustern*. Springer Verlag, Berlin, 1983.
- [NK73] A. Neukermans and G.S. Kino. Measurement of the electron velocity-field characteristics in germanium using a new technique. *Phys. Rev. B*, 7(6):2693–2702, 1973.
- [No98] P. J. Nolan. Developments toward a tracking array – a european overview. In Paul Fallon, editor, *Proceedings of the Workshop on GRETA Physics, A Slide Report*, Berkeley, California, 1998.
- [NS70] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Nucl. Data Tables*, A 7:233–463, 1970.

- [NSI96] A. Niemelä, H. Siplä, and V.I. Ivanov. Improving CdZnTe X-ray detector performance by cooling and rise time discrimination. *Nucl. Instr. & Meth.*, A 377:484–486, 1996.
- [OCQ75] G. Ottavani, C. Canali, and A. Alberigi Quaranta. Charge carrier transport properties of semiconductor materials suitable for nuclear radiation detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-22:192–204, 1975.
- [OPE93] Vector Fields, Ltd, Oxford, England. *OPERA-3d Reference Manual*, 1993.
- [Par96] Kevin B. Parnham. Recent progress in $Cd_{1-x}Zn_xTe$ radiation detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A377:487–491, 1996.
- [PBJ572] L. Pages, E. Bertel, H. Joffre, and L. Sklavenitis. Energy loss, range, and bremsstrahlung yield for 10keV to 100MeV electrons in various elements and chemical compounds. *Atomic Data*, 4:1–127, 1972.
- [PBP⁺98] B. Philhour, S.E. Boggs, J.H. Primbsch, A.S. Slassi-Sennou, R.P. Lin, P.T. Feffer, S. McBride, F.S. Goulding, N.W. Madden, and R.H. Pehl. Simulations of pulse shape discrimination (PSD) techniques for background reduction in germanium detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A403:136–150, 1998.
- [Pet94] Ingo Peter. *Analyse von digitalisierten Germanium-Detektorsignalen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Oktober 1994.
- [PPS⁺93] F. Petry, A. Piepke, H. Strecker, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Balysh, S.T. Belyaev, A. Demehin, A. Gurov, I. Kondratenko, D. Kotelnikov, V.I. Lebedev, D. Landis, N. Madden, and R.H.Pehl. Background recognition in Ge-detectors by pulse shape analysis. *Nucl. Instr. & Meth.*, A332:107–112, 1993.
- [PTVF96] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in C - The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [QAZ82] A. A. Quaranta, M. Andretta, and G. Zanarini. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS(29):1370, 1982.
- [QCM⁺65] A. A. Quaranta, G. Casadei, M. Martini, G. Ottavani, and G. Zanarini. On the information available from the rise-time of the charge pulse supplied by semiconductor particle detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 35:93–99, 1965.
- [RBP82] T. W. Raudorf, M. O. Bedwell, and T. J. Paulus. Pulse shape and risetime distribution calculations for HPGe coaxial detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-29(1):764–768, 1982.
- [RGL⁺85] P. Rehak, E. Gatti, A. Longoni, J. Kemmer, P. Holl, R. Klanner, G. Lutz, and A. Wylie. Semiconductor drift chambers for position and energy measurements. *Nucl. Instr. & Meth.*, A235:224–234, 1985.
- [Rip96] B. D. Ripley. *Pattern Recognition and Neural Networks*. Cambridge University Press, 1996.
- [RM78] B.C. Robertson and H.L. Malm. Timing properties of coaxial HPGe-detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 150:401–405, 1978.

- [RP87] T. W. Raudorf and R. H. Pehl. Effect of charge carrier trapping on germanium coaxial detector line shapes. *Nucl. Instr. & Meth.*, A 255:538–551, 1987.
- [San98] Pat Sangsinkeow. EG&G Ortec, private Mitteilung, 1998.
- [Sch97] Henning Schaffner. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, private Mitteilungen, 1997.
- [See73] K. Seeger. *Semiconductor Physics*. Springer Verlag, New York, Wien, 1973.
- [Shi55] M. Shibuya. *Phys. Rev.*, 99:1189, 1955.
- [SLO⁺96] M. Schieber, J.C. Lund, R.W. Olsen, D.S. McGregor, J.M. Van Scyoc, R.B. James, E. Soria, and E. Bauser. Material properties and room-temperature nuclear detector response of wide bandgap semiconductors. *Nucl. Instr. & Meth.*, A377:492–495, 1996.
- [SNC⁺99] S.L. Shepherd, P.J. Nolan, D.M. Cullen, D.E. Applebe, J. Simpson, J. Gerl, M. Kaspar, A. Kleinböhl, I. Peter, M. Rejmund, and G. de France. Measurements on a prototype Segmented Clover Detector. *to be submitted to Nucl. Instr. & Meth.*, 1999.
- [SS74] I. S. Sherman and M. G. Strauss. Gamma-ray position-sensitive coaxial Ge(Li) detector. *Nucl. Instr. & Meth.*, 117:285–294, 1974.
- [SSBFL] S.A. Slassi-Sennou, S.E. Boggs, P.T. Feffer, and R.P. Lin. Simulation results of pulse shape discrimination (PSD) for background reduction in integral spectrometer (SPI) germanium detectors.
- [SSBP⁺98] S.A. Slassi-Sennou, S. Boggs, B. Philhour, R. Campbell, P. Feffer, R. Lin, S. McBride, H. Primbsch, C.P. Cork, F. S. Goukling, P.N. Luke, N. Madden, D.F. Malone, and R. H. Pehl. Laboratory tests and simulations of pulse shape discrimination (PSD) technique for background reduction in germanium gamma ray detectors. *SPIE*, 2806:483–492, 1998.
- [SSM59] W. Sasaki, M. Shibuya, and K. Mizuguchi. *J. Phys. Chem. Solids*, 8:250, 1959.
- [ST80] J. Simkin and C.W. Trowbridge. Three dimensional non-linear electromagnetic field calculations, using scalar potentials. *IEE Proc, Part B*, 127(6), 1980.
- [TF61] P.A. Tove and K. Falk. Transit time of charge carriers in the semiconductor ionization chamber. *Nucl. Instr. & Meth.*, 12:278–290, 1961.
- [TF64] P.A. Tove and K. Falk. Pulse formation and transit time of charge carriers in semiconductor junction detectors. *Nucl. Instr. & Meth.*, 29:66–68, 1964.
- [TMR98] TMR User Meeting Gamma-Ray Tracking Detectors. Technical report, Department of Physics University of Padova, October 2-3rd, Padova, Italy, 1998.
- [TOS93] Vector Fields, Ltd, Oxford, England. *TOSCA Reference Manual*, 1993.
- [Vet98] Kai Vetter. GRETA prototype: Tests & simulations. In Paul Fallon, editor, *Proceedings of the Workshop on GRETA Physics, A Slide Report*, Berkeley, California, 1998.
- [Wol93] Hans Jürgen Wollersheim. Kernstruktur schnell rotierender Atomkerne. Technical Report Habilitationsschrift GSI-93-22, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, 1993.

- [ZAA⁺93] A.D. Zoppo, C. Agodi, R. Alba, G. Bellia, R. Coniglione, K. Loukachine, C. Maiolono, E. Migneco, P. Piattelli, D. Santonocito, and P. Sapienza. Rejecting escape events in large volume Ge detectors by pulse shape selection procedure. *Nucl. Instr. & Meth.*, A334:450–456, 1993.

Danksagung

Sowohl der Umfang als auch die Vielschichtigkeit der Arbeiten im Umfeld der experimentellen Kernphysik erfordern heute mehr denn je eine freundschaftliche Atmosphäre und gegenseitige Unterstützung innerhalb der Arbeitsgruppen. Somit ist es Tradition und angenehme Pflicht zugleich, an dieser Stelle all denen zu danken, die durch ihre Hilfe in den vergangenen Jahren zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Th. W. Elze für seine kontinuierliche Unterstützung im Verlauf der Arbeit und seine vielfältigen Ratschläge bei allen aufgetretenen Fragen.

Besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. J. Gerl, der durch seine Betreuung vor Ort bei der GSI, sowie durch seine Ideen und Anregungen wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Allen Mitgliedern der Euroballgruppe bei der GSI sei für die gute Arbeitsatmosphäre und uneingeschränkte Unterstützung, insbesondere vor und während der Strahlzeiten, gedankt: Herrn Dr. I. Peter und Frau Dr. S. Wan auf der Galerie für einen regen Gedankenaustausch zu vielerlei Facetten der Promotion; auch die Physik betreffend. Herrn Dipl.-Ing. H. Schaffner für seine kontinuierliche Unterstützung in Sachen Elektronik und Datenaufnahme, insbesondere für die Steuerung des Scantisches. Herrn I. Kozhoukharov für vorbildliche Hilfestellung bei allen Problemen rund um und vor allem innerhalb der unterschiedlichen Germaniumdetektoren. Herrn Dr. M. Rejmund für seine Ausdauer rund um diverse Triggerkonstruktionen ohne Rücksicht auf Tages- oder Nachtzeiten. Den Herren Dr. H. J. Wollersheim, Dr. C. Schlegel und A. Kleinböhl für unermüdlichen Einsatz rund um X7 und die dortigen Experimentaufbauten. Besonderer Dank auch der Crew, die nach dem plötzlichen Verlust des Scantisches die sofortige und vor allem das Original an Erfolg weit übertreffende Konstruktion eines Nachfolgemodells ermöglicht hat.

Besonderer Dank geht an Frau Dr. A. Surowiec für ihre Hilfe bei den Berechnungen der elektrischen Felder für eine Vielzahl unterschiedlicher Geometrien.

Dank gilt ferner den 'Ehemaligen', Herrn Dr. K. Vetter, Dr. T. Kröll und Dr. T. Happ für Rat, Tat und Aufmunterung per e-mail, bei Strahlzeiten und beim Abendessen.

Dank den Kollaborateuren der beiden Strahlzeiten, D. Cullen, PhD, D. Appelbe, PhD und S. Shepherd, sowie den Kollegen der Cluster-Kampagne am X7, stellvertretend Herrn Dr. A. Gadea, für Mitarbeit, Tips und Erfahrungen rund um den Strahlbetrieb. Dank an P. Sangsinkeow, EG&G Ortec, Dr. R. Henck und Dr. D. Gutknecht, Eurisys Mesures sowie L. Darken, Oxford Instruments, für Einblicke in Detektorkonstruktionen und Kristallgitter.

Für Hilfe rund um runde Kollimatorbohrungen und -halterungen sei den Werkstätten der GSI und des IKF sowie Herrn M. Hechler gedankt.

Den Kollegen der GSI danke ich für unbürokratische und prompte Hilfe bei den alltäglichen, meist IT-bedingten Überraschungen; insbesondere den Herren Dr. W. Schiebel, Dr. H. Kreiser und Frau R. Thieme rund um VMS, den Herren Dr. N. Kurz und Dr. W. Ott rund um MBS sowie Herrn R. Barth und Dr. H. G. Essel für die schnelle und außerplanmäßige Umsetzung zahlreicher GOOSY-Anliegen.

Lebenslauf

Name : Matthias Kaspar
geboren : 1.5.1970
Nationalität : deutsch
Eltern : Rudolf Kaspar, Dipl.-Chemiker i.R. und
Elfriede Kaspar, geb. Hechler, Chemielaborantin
Familienstand : ledig

1976-1980 Besuch der August Jaspert Grundschule in Frankfurt am Main
1980-1989 Besuch des Wöhlergymnasiums in Frankfurt am Main
1989 Abitur
1989-1995 Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main
1991 Vordiplom
Diplomarbeit am Institut für Kernphysik
1995 Diplom
1995-1999 Mitarbeiter im Bereich Kernphysik II der
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt

Meine akademischen Lehrer waren die Herren

Bethge, Chun, Elze, Geisel, Heydtmann, Jelitto, Junior, Kegel, Klein, Kummer, Martiensen, Maruhn,
Mohler, Pohlitz, Rauch, Schaanschmidt, Schmidt-Böcking, Schubert, Schuch, Schürmann, Soff, Stock,
Stöcker, Wolfart.