

Vielzellenwiderstandsauslese für zweidimensionale Röntgenabbildungen

Optimierung der Abbildungseigenschaften
bei Anwendungen mit schneller Bildfolge

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Hendrik Wagner

eingereicht beim Fachbereich Physik
der Universität Siegen

Siegen 2004

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. A.H. Walenta
Prof. Dr. G. Zech

Datum der Disputation: 13.10.2004

Internetpublikation der Universitätsbibliothek Siegen: **urn:nbn:de:hbz:467-842**

Abstract

The high photon fluxes provided by modern synchrotron radiation facilities have opened up new possibilities in the field of time resolved measurements e.g. for applications in fundamental research or technical applications. Concerning the photon detection the requirements of these experiments can not be satisfied by commercially available X-ray detectors. Besides a good time resolution combined with a good high rate behaviour the detector has also to provide a fair spatial resolution and a sensitive area as large as possible at given costs.

This thesis describes detailed studies of a novel gaseous micro pattern single photon counter with position encoding by a truly two-dimensional interpolating readout of a resistive anode based on charge division. This concept provides a large reduction of the number of electronic channels compared to pure pixel devices. However, this readout design demands for sophisticated position reconstruction methods. To avoid spatial distortions and to optimise the position resolution different linear algorithms are combined. The influence of the reconstruction algorithm and of the charge diffusion at the anode structure on the dead time are estimated. In order to fully exploit the asynchronous and parallel readout capability, the locally confined charge information of the resistive structure is read out selectively by newly developed low dead time electronics.

The prototype system provides a position resolution of $< 200 \mu\text{m}$ (fwhm) and a sensitive area of $56 \times 56 \text{ mm}^2$ with only 64 electronic channels. The achievable time resolution is of the order of 100 ns. The rate capability amounts to $> 2 \cdot 10^5 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ which can even reach $10^6 \text{ photons s}^{-1}$ in spatially collimated photon spots.

Zusammenfassung

Die hohen Photonenflüsse, welche bei modernen Synchrotronstrahlungsquellen zur Verfügung stehen, haben neue Möglichkeiten auf dem Gebiet zeitaufgelöster Messungen, z.B. für Anwendungen in der Grundlagenforschung oder für technische Applikationen, eröffnet. In Bezug auf den Photonennachweis stellen diese Experimente jedoch hohe Anforderungen, welche von kommerziell erhältlichen Röntgendetektoren nicht erfüllt werden können. Neben einer guten Zeitauflösung und Hochratenverträglichkeit muss der Detektor eine angemessene Ortsauflösung und eine möglichst große empfindliche Fläche bei vorgegebenen Kosten bieten.

Die vorliegende Arbeit enthält detaillierte Studien eines neuartigen, gasbasierten Einzelphotonzählers mit Gasverstärkung durch Mikrostrukturen und einer interpolierenden Positionsbestimmung durch eine echt zweidimensionale Auslese einer auf Ladungsteilung basierenden widerstandsbeschichteten Anode. Dieses Konzept ermöglicht eine starke Reduktion der Anzahl elektronischer Kanäle im Vergleich zu reinen Pixeldetektoren, erfordert jedoch aufwendige Methoden der Positionsrekonstruktion. Um räumliche Verzerrungen zu vermeiden und eine optimale Ortsauflösung zu erreichen, werden verschiedene lineare Algorithmen miteinander kombiniert. Der Einfluss der Rekonstruktionsalgorithmen und der Ladungsdiffusion auf der Anodenstruktur auf die Totzeit werden abgeschätzt. Um von der Möglichkeit der asynchronen und parallelen Auslese zu profitieren, wird die auf der Auslesestruktur lokal eingeschlossene Ladungsinformation durch eine neu entwickelte Elektronik mit geringer Totzeit ausgelesen.

Das Prototypensystem bietet eine Ortsauflösung von $< 200 \mu\text{m}$ (Halbwertsbreite) und eine sensitive Fläche von $56 \times 56 \text{ mm}^2$ bei lediglich 64 elektronischen Kanälen. Die erzielbare Zeitauflösung liegt in der Größenordnung von 100 ns. Die Ratenverträglichkeit beläuft sich auf $> 2 \cdot 10^5 \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, welche sogar $10^6 \text{ Photonen s}^{-1}$ für räumlich kollimierte Photonenstrahlen erreichen kann.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Zweidimensional orts- und zeitaufgelöste Detektion von Röntgenquanten	5
2.1 Photonendetektionsprinzip	5
2.1.1 Photonenabsorption	6
2.1.2 Folge- und Abregungsprozesse	7
2.1.3 Diffusion der primären Ladungsträger	9
2.2 Bildgebung	10
2.2.1 Resistiv interpolierende Flächenelemente	10
2.2.2 Das abbildende System mit Knotenalgorithmien	12
2.2.3 Nichtlinearitäten durch Ortsraumtransformationen	14
2.2.4 Ortsauflösung	16
2.3 Totzeit	18
2.4 Zeitauflösung	20
3. Prototypdetektor	23
3.1 Detektoraufbau	23
3.2 Gasverstärkungsstruktur-Typen	24
3.2.1 MicroCAT-Strukturen	25
3.2.2 GEM-Struktur	26
3.2.3 Kombination der Mikrostrukturen	27
3.2.3.1 Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur	27
3.2.3.2 Dreifach-GEM-Konfiguration	27
3.3 Auslesestruktur-Typen	28
3.3.1 Keramik-Auslesestruktur	29
3.3.2 PCB-Auslesestruktur	31
3.4 Das Konzept des lokalen Triggers	32
3.5 Ausleseelektronik	33
3.5.1 Analogelektronik	33
3.5.2 Digitalelektronik	34
3.5.3 Datenverarbeitung	36
4. Bildrekonstruktionsmethoden	37
4.1 Einfache lineare Algorithmen	37
4.1.1 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus	38
4.1.1.1 4-Knoten Algorithmus	38
4.1.1.2 6-Knoten Algorithmus	39
4.1.1.3 3-Knoten Algorithmus	39
4.1.2 Rekonstruktionsverhalten	40
4.1.3 Belegungsichten bei homogener Beleuchtung	42
4.1.3.1 Simulierte Belegungsichten	42
4.1.3.2 Gemessene Belegungsichten	42
4.1.3.3 Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsichten	46
4.1.4 Ortsauflösungsverhalten	49

4.1.4.1	Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten Positionen	50
4.1.4.2	Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen	53
4.1.5	Zusammenfassung und Diskussion	54
4.2	463-Knoten Algorithmus	56
4.2.1	Mischungsmatrizen	57
4.2.1.1	Mischungsmatrizen A und B	57
4.2.1.2	Mischungsmatrixelemente und Ortsrekonstruktion in Messungen	59
4.2.2	Rekonstruktionsverhalten	60
4.2.3	Belegungsdichten bei homogener Beleuchtung	60
4.2.3.1	Simulierte Belegungsdichte	60
4.2.3.2	Gemessene Belegungsdichten	61
4.2.3.3	Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichten	63
4.2.4	Ortsauflösungsverhalten	66
4.2.4.1	Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten Positionen	67
4.2.4.2	Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen	68
4.2.5	Zusammenfassung und Diskussion	69
4.3	Nicht lineare Korrekturen	70
4.3.1	Homogene Belegungsdichten	70
4.3.1.1	Messungen mit globalen nicht linearen Korrekturen	72
4.3.1.2	Messungen mit lokalen nicht linearen Korrekturen	73
4.3.2	Inhomogene Belegungsdichten	74
4.3.2.1	Blendenmessungen	75
4.3.2.2	Diffractionsmessung einer Rattenschwanzsehne	77
4.3.2.3	Diffractionsmessung von Silberbehenate	78
4.4	Zusammenfassung der Bildrekonstruktionsmethoden	78
5.	Simulationsstudien systematischer Effekte	79
5.1	Einfluss der Elektronik	79
5.1.1	Verstärkungsschwankungen der Vorverstärker	79
5.1.2	Übersprechen in Vorverstärkern und Signalleitungen	80
5.1.3	Ortsrekonstruktion als Funktion der Integrationszeit	82
5.1.4	Endliche Eingangsimpedanz der Vorverstärker	82
5.2	Inhomogenitäten in der Oberflächenwiderstandsbelegung	84
5.2.1	Variationen der Oberflächenwiderstände	84
5.2.2	Unterbrochene Stege	85
5.3	Endliche Ausdehnung der Ausleseknöten	87
5.4	Transversale Diffusion der Elektronen im Gas	87
6.	Dynamisches Verhalten der Auslesestruktur	91
6.1	Einfluss der Ereignisposition auf die Signaldiffusion	91
6.2	Einfluss der Zellgröße auf die Signaldiffusion	92
6.3	Einfluss der Signalanstiegszeiten auf die Zeitauflösung	94
6.4	Bestimmung der optimalen Integrationszeit	96
6.5	Einfluss von Doppel-Ereignissen auf die Positionsrekonstruktion	97
6.6	Abschätzung der Hochratenverträglichkeit der Auslesestruktur	99
7.	Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems	103
7.1	Ortsauflösung	103
7.2	Totzeit	104
7.2.1	Signalbildung	104
7.2.2	Elektronische Totzeit	105
7.2.2.1	Triggergenerierung durch die Transientenrekorder	105
7.2.2.2	Datenübertragung und Positionsrekonstruktion	106
7.3	Zeitauflösung	106
7.4	Dynamischer Bereich	107

7.5	Hochratenmessungen	107
7.5.1	Blendenmessungen mit dem globalen Trigger	108
7.5.2	Blendenmessungen mit dem lokalen Trigger	110
8.	Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen	111
8.1	Einleitung	111
8.2	Membranen	111
8.3	Material und Methoden	113
8.3.1	Probenpräparation	113
8.3.2	Messaufbau und Kleinwinkelstreuung	114
8.3.3	Datenanalyse	115
8.4	Ergebnisse und Diskussion	116
8.5	Bewertung des Experiments im Kontext des Detektors	119
9.	Zusammenfassung und Ausblick	121
A.	Ergänzungen zu Kapitel 2	127
A.1	4 × 4-Zellen Diffusionssimulationsmodell	127
A.1.1	Diffusionsgleichung mit Randbedingungen und Lösungsweg	127
A.1.2	Parameter des Simulationsmodells	130
A.2	Beweis der Identität $J = 1/\tilde{J}$	131
A.3	Transformationsvorschrift zwischen den Ableitungen	132
B.	Ergänzungen zu Kapitel 4	133
B.1	Weitere lineare Algorithmenansätze	133
B.2	Verzerrungen des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus'	134
B.3	Simulation verrauschter Belegungsdichten des 3-Knoten Algorithmus'	135
B.4	Abschätzung des parallelen Rauschwiderstandes	135
B.5	Ladungseintrag des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus'	136
B.6	Darstellung der Kovarianzen	138
B.6.1	4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus	138
B.6.2	463-Knoten Algorithmus	138
B.7	Zweidimensionale Darstellung verrauschter Ereignisse	139
B.7.1	4-, 6-, und 3-Knoten Algorithmus	140
B.7.2	463-Knoten Algorithmus	141
B.8	Globale nicht lineare Korrektur	141
B.9	Lokale nicht lineare Korrektur	142
B.10	Nicht lineare Algorithmenansätze	142
B.10.1	Quadratischer Algorithmus	143
B.10.2	Exponentieller Algorithmus	145
B.10.3	Lorentz-Algorithmus	146
B.10.3.1	Rekonstruktionsverhalten	148
B.10.3.2	Ortsauflösungsverhalten	149
C.	Ergänzungen zu Kapitel 6	151
C.1	Optimaler Kathodenabstand bei MicroCAT-Detektoren	151
D.	Ergänzungen zu Kapitel 8	153
D.1	Fette	153
D.2	Phospholipide	153
	Literaturverzeichnis	155

1. Einleitung

In einer Vielzahl unterschiedlicher wissenschaftlicher Disziplinen besteht ein großes Interesse im genaueren Verständnis schnell ablaufender Vorgänge. Solche Prozesse finden sich im Bereich des Maschinenbaus bei der Untersuchung der Dynamik von Einspritzprozessen bei Verbrennungsmotoren [1–3] ebenso wie in den Materialwissenschaften, wo Polymerisationen, Deformationen unter mechanischer Beanspruchung und Phasenübergänge im Fokus des Interesses stehen [4]. Auch werden zeitaufgelöste biologische, chemische und physikalische Vorgänge in der Grundlagenforschung bei der diffraktiven Untersuchung von Muskelkontraktionen [5–9], bei Phasenübergängen von Lipiden [10, 11] bzw. Konformationsänderungen von Proteinen [12], bei der zeitaufgelösten Kristallographie [13–15] und bei dynamischen Vorgängen wie Turbulenzen oder Instabilitäten in Plasmen [16] näher beleuchtet. Im Allgemeinen erfordern solche zeitaufgelösten Experimente, insbesondere bei kleinen Zeitkonstanten im Mikro- oder gar Submikrosekundenbereich, hohe Photonenflüsse, um die Prozesse in diesen kurzen Zeitfenstern mit hinreichender statistischer Genauigkeit abbilden zu können.

Mit den modernen Synchrotronen der dritten Generation, wie beispielsweise ELETTRA in Trieste oder ESRF in Grenoble, stehen Strahlungsquellen zur Verfügung, welche enorm hohe Photonenflüsse mit einer sehr guten Brillanz erzeugen können¹. Die Ansprüche zeitauflösender Hochgeschwindigkeitsexperimente können seitens dieser Strahlungsquellen der dritten Generation erfüllt werden.

In der Vergangenheit haben sich dagegen die Detektoren stets als die limitierenden Faktoren herausgestellt, da die Entwicklung adäquater Nachweissysteme für hohe Photonenflüsse nicht in dem Rahmen hat Schritt halten können, wie die Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen vorangetrieben wurde. Nur in wenigen Fällen ist eine Verlangsamung des eigentlichen Prozesses, z.B. durch chemische oder schockgefrierende Fixierung [14, 18], möglich, was moderatere Ansprüche an die Hochratenverträglichkeit des Detektors stellen würde. Auch ist eine periodische Wiederholung des Experimentes zur Verbesserung der Photonenstatistik und damit des Bildkontrastes nicht uneingeschränkt realisierbar, da biologisch oder chemisch sensible Systeme nicht selten bei Bestrahlung aufgrund von freien Radikalen im Laufe der Zeit Strahlenschäden davontragen, welche dann unter Umständen nur wenige Wiederholungszyklen zulassen. Lediglich bei strahlungsresistenten Proben, z.B. bei der Untersuchung von mechanischen Abläufen [19], ist eine häufigere Wiederholung möglich, um beispielsweise eine hohe Totzeit des detektierenden Systems auszugleichen.

Aus den oben genannten Gründen geht neben der Forderung nach einer hohen Zeitauflösung im μs -Bereich für ein Hochgeschwindigkeitsdetektionssystem auch immer parallel die Notwendigkeit einer möglichst guten Hochratenverträglichkeit einher. Neben einer großen, möglichst zweidimensionalen Positionssensitivität mit einer Fläche von etwa $10\text{--}100\text{ cm}^2$ und einer Ortsauflösung, je nach Anwendung, im Bereich von $100\text{--}500\text{ }\mu\text{m}$ (fwhm) wird eine hohe Nachweiseffizienz für Photonen im typischerweise verwendeten Energiebereich für Diffraktionsmessungen von $10\text{--}35\text{ keV}$ verlangt [20]. Die Vereinigung all dieser Parameter in einem einzigen Detektorsystem stellt sich als keineswegs trivial heraus.

Grundsätzlich können Detektoren in integrierende und zählende Systeme unterteilt werden. Zu den integrierenden Systemen zählen z.B. Röntgenfilme, Image Plates oder die auf Halbleiterbasis operierenden CCDs (charge coupled devices), welche oftmals als Standarddetektoren in Synchrotronmessstationen Verwendung finden. Integrierende, zweidimensional ortssensitive Systeme können in ihrer Auslese grundsätzlich nur als Pixeldetektoren realisiert werden. Die sensitive Fläche wird dabei in typischerweise quadratische Bildelemente (Pixel) unterteilt, wobei die bauartbedingte Pixelgröße die erreichbare Ortsauflösung mitbestimmt. Die elektronische Auslese der Pixel kann seriell oder parallel erfolgen. Dabei zeichnet sich eine serielle Zeilenauslese, wie sie typischerweise bei CCD-Systemen verwendet wird, zwar durch eine

¹ Die Brillanz, welche den meisten Beamlines bei ELETTRA in Trieste zur Verfügung steht, beträgt bis zu 10^{19} Photonen $(\text{s mm}^2 \text{ mrad}^2 0.1\% \text{ bw})^{-1}$ [17].

Reduktion der benötigten Anzahl elektronischer Kanäle aus, jedoch beschränken die langsamen Auslesezyklen die erreichbare Zeitauflösung auf den ms-Bereich (z.B. Ref. [21]). Generell lässt sich durch eine parallel organisierte Auslese die Datenübertragungsgeschwindigkeit und damit die erreichbare Zeitauflösung steigern. Aufgrund der hohen Anzahl elektronischer Kanäle sind jedoch bei einer parallelen Auslese die sensitiven Flächen beschränkt. Vertreter parallel ausgelesener integrierender Systeme sind die sogenannten Pixelmatrixdetektoren (pixel array detectors, PADs), welche zwar Zeitauflösungen im Submillisekundenbereich ermöglichen, aber nur sensitive Flächen in der Größenordnung von lediglich etwa 1 cm^2 aufweisen [22–26]. Das Konzept der Pixelauslese führt bei vorgegebenen Kosten entweder zu einer signifikanten Limitierung der sensitiven Fläche oder zu einer vergleichsweise schlechten Zeitauflösung. Die gleichzeitige Forderung nach einer hohen Zeitauflösung im μs -Bereich und einer großen sensitiven Fläche von einigen 10 cm^2 lässt sich mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden integrierenden Halbleitersystemen nicht erfüllen.

Einzelphotonzähler stellen momentan die einzige Möglichkeit dar, großflächige zweidimensionale Systeme mit einer Zeitauflösung im Mikro- oder gar Submikrosekundenbereich zu realisieren. Im Gegensatz zu integrierenden Systemen sind zählende Detektoren in der Lage einzelne Energiequanten nachzuweisen und z.B. deren Ort, Energie und Ankunftszeitpunkt zu bestimmen. In einem kontinuierlichen Vorgang entscheidet das Detektorsystem, oftmals durch eine festgelegte Triggerschwelle, ob ein durch ein Photon induziertes Ereignis vorliegt oder nicht. Wird diese Triggerschwelle oberhalb der Rauschschwelle gelegt, so spielen Rauschbeiträge quasi keine Rolle und die Intensitätsauflösung wird ausschließlich durch die Poisson-Statistik limitiert. Durch die separate Registrierung jedes einzelnen eintreffenden Photons müssen jedoch die relevanten Parameter dieses Ereignisses direkt weiterverarbeitet werden. Die dazu notwendige Auslese und Verarbeitung der gewünschten Orts-, Energie- und/oder Zeitinformation bedingt bei jedem eintreffenden Photon je nach Detektorsystem eine mehr oder weniger lange Totzeit, in welcher keine oder nur unter fehlerhafter Orts- und Energiezuweisung weitere Ereignisse gezählt werden können. Der dynamische Bereich, welcher die Linearität eines zählenden Systems definiert, wird bei kleinen Photonenraten durch die wenigen durch Rauschen oder kosmische Strahlung verursachten Fehltrigger und bei hohen Photonenraten durch die inverse Totzeit, d.h. die maximal zählbaren Ereignisse pro Fläche und Zeit, beschränkt. Um ein zählendes Detektorsystem für Hochgeschwindigkeitsmessungen zu verwirklichen, muss eine hohe Ratenverträglichkeit bei gleichzeitig geringer Totzeit erzielt werden.

Zählende Detektoren mit großer sensibler Fläche sind in der Regel Gasdetektoren, die durch den Prozess der Gasverstärkung die primär erzeugten Elektronen vervielfachen, welche dann auf elektronischem Wege nachgewiesen werden können. Zur Erzeugung der Gasverstärkung, welche nichts anderes als eine Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses darstellt, können verschiedenartige Wege eingeschlagen werden. So stellt die lawinenartige Ladungsvervielfachung durch Drähte, wie sie beispielsweise bei Vieldrahtproportionalkammern (multi wire proportional chambers, MWPCs) verwendet wird, eine überaus etablierte und zuverlässige Methode dar (z.B. Ref. [27]). Beim bereits erfolgreich in Synchrotronexperimenten eingesetzten RAPID-System (refined ADC per input detector) [28–30] handelt es sich um einen zweidimensional bildgebenden Detektor, welcher aufgrund der lediglich etwa $300 \mu\text{m}$ über den Auslestreifen platzierten Anodendrähten ein deutlich verbessertes Hochratenverhalten aufweist als konventionelle Drahtkammern, deren Signallängen maßgeblich durch die langen Ionendriftzeiten dominiert werden. Die durch neuartige Herstellungsverfahren ermöglichte Einführung von Gasverstärkungsmikrostrukturen (micro pattern devices) führt zu einer weiteren Verkürzung der Signallängen in den μs - bis ns -Bereich und damit zu einem verbesserten Hochratenverhalten gegenüber herkömmlichen Drahtzählern. In diese vielschichtige Gruppe von Gasverstärkungsstrukturen fallen z.B. die Mikrostreifenstrukturen [31], die Rillenkammern (groove chambers) [32], die MICROMEGAS-Struktur (micro mesh gaseous structure) [33], die GEM-Struktur (gas electron multiplier) [34] und die MicroCAT-Struktur (micro compteur à trous) [35]. Im Laufe der Zeit wurden auch viele dieser Mikrostrukturen untereinander kombiniert [32, 36–43], um auf diese Weise einen stabilen Betrieb bei großen Gasverstärkungen zu erzielen, was die Mikrostrukturen, neben den kurzen intrinsischen Signallängen, für den Einsatz in hochratenverträglichen Einzelphotonzählern prädestiniert.

Ein großer Vorteil von Einzelphotonzählern gegenüber integrierenden Systemen besteht in ihrer enormen Variationsbreite und großen Flexibilität bezüglich der verwendbaren Auslesekonzepte für die Positionsbestimmung eines Photonereignisses. Im Gegensatz zu integrierenden Systemen können bei diesen

zählenden Detektoren neben pixel-basierenden auch interpolierende Konzepte eingesetzt werden. Im Wesentlichen können drei Methoden unterschieden werden:

- reine Pixelsysteme
- interpolierende Systeme basierend auf Zeitmessung (delay-line Methode)
- interpolierende Systeme basierend auf (resistiver) Ladungsteilung

Bei zählenden Systemen mit Pixelauslese wird üblicherweise demjenigen Pixel das Photonereignis zugewiesen, welcher die größte Ladungsinformation trägt oder oberhalb einer bestimmten Triggerschwelle liegt. Das Pixelauslesekonzept bei Einzelphotonzählern findet insbesondere bei Experimenten mit sehr hohen Photonenflüssen Verwendung, wo auch bei hohen Raten von einigen MHz Pixel⁻¹ eine exakte Linearität des Detektors erforderlich ist (z.B. Ref. [16]). Ein Vorteil des Pixelkonzeptes besteht in der einfachen, direkten und auch bei Mehrfachereignissen ambiguitätsfreien Ortsbestimmung, welche dissipative Signallaufzeitverzögerungen vermeidet, sodass keine zusätzlichen, durch die Auslesestruktur bedingten Totzeiten auftreten. Des Weiteren entfallen komplexe und zeitaufwendige Ortsrekonstruktionsverfahren und die damit verbundene aufwendige elektronische Prozessierung, da die Position des Ereignisses durch den ansprechenden Pixel *ab initio* bekannt ist. Wie schon bei den integrierenden Detektoren angesprochen, erfordert das Pixelauslesekonzept aber andererseits eine enorm hohe Dichte an elektronischen Kanälen, welche die sensitiven Flächen bei vorgegebenen Kosten auf die Größenordnung von 1 cm² beschränken [16, 44].

Demgegenüber besteht die Grundidee bei interpolierenden Systemen trotz einer stark reduzierten Anzahl elektronischer Kanäle, welche oftmals mit Streifen, Ausleseflächen (Pads) oder -knoten gekoppelt werden, eine Genauigkeit in der Ortsbestimmung des Photonereignisses zu erzielen, welche deutlich besser ist, als das durch die Geometrie der Auslesepunkte vorgegebene Raster. Diese interpolierenden Systeme bieten wie die reinen Pixelsysteme die Möglichkeit einer parallelen und asynchronen Auslese. Bei einer asynchronen Auslese ist es möglich, nur diejenigen Kanäle parallel auszulesen, welche relevante Signalinformationen tragen. Durch diese Art der Ausleseorganisation kann der entstehende Datenstrom je nach Detektortyp und der Anzahl elektronischer Kanäle enorm reduziert werden. Dies führt zu einer in erster Näherung linearen Skalierbarkeit der maximal verarbeitbaren Photonenrate mit der sensitiven Detektorfläche. Durch die interpolative Positionsbestimmung können große sensitive Flächen bei einer mit reinen Pixelsystemen vergleichbaren oder gar besseren Ortsauflösung realisiert werden. Dadurch lassen sich bei einer festen Anzahl an Kanälen und damit vorgegebenen Kosten im Vergleich zu zweidimensionalen Pixelsystemen typischerweise um bis zu 10²-mal größere sensitive Flächen realisieren.

Bei allen interpolierenden Systemen wird die geringe Kanaldichte und die hohe Flexibilität in den möglichen Auslesekonzepten durch eine im Vergleich zu reinen Pixelsystemen komplexere Ortsrekonstruktion erkauft. Um den Konversionsort des Photons zu erhalten, muss im Allgemeinen der Schwerpunkt der (influenzierten) Ladungsverteilung ermittelt werden. Dabei wird die an den Streifen, Pads oder Ausleseknöten registrierte Ladungsinformation für ein Ereignis durch eine eindeutige Transformationsvorschrift in eine rekonstruierte Position, welche der wahren Position möglichst entsprechen sollte, umgerechnet. Oftmals stellt die durch einen Algorithmus rekonstruierte Position nur eine Näherung des wahren Ortes dar, was zu positionsabhängigen Verzerrungen führen kann. Diesbezüglich optimierte ortsraumtransformierende Algorithmen können sich bei eindimensionalen Streifenanoden (z.B. Ref. [45]) aber auch insbesondere bei zweidimensionalen Systemen, wie z.B. dem RAPID-System [29, 46, 47], als recht komplex darstellen.

Die beiden interpolierenden Methoden zur Positionsbestimmung (s.o.) messen Amplituden in Form von Zeiten bzw. Ladungen, durch welche die Ereignisposition rekonstruiert werden kann. Werden für den Aufbau der Anode Drähte oder Streifen verwendet, die mit *LC*-Filterelementen abgeschlossen sind, so kann durch die Messung der unterschiedlichen Ankunftszeiten eines Signals an beiden Enden die Position eines Ereignisses in einer Dimension interpolativ bestimmt werden (delay-line Methode, z.B. Ref. [27]). Für eine zweidimensionale Messung werden die Auslestreifen oft orthogonal zueinander angeordnet [48]. Die Interpolationsgenauigkeit wird dabei maßgeblich von der Genauigkeit der Zeitmessung bestimmt [49].

Neben der Messung der Signalankunftszeiten können auch Ladungsmengenmessungen zur interpolativen Schwerpunktsbestimmung herangezogen werden. Oft werden hier Systeme mit einer eindimensionalen Streifenauslese realisiert [45]. Durch eine orthogonale (kreuzende) Anordnung der Anodenstreifen können auch zweidimensionale Ortsinformationen gewonnen werden [50]. Beim RAPID-System geschieht dies

durch Ausnutzen der zusätzlichen Ladungsinformationen der orthogonal angeordneten gasverstärkenden Drähte [29]. Das Auftreten von zwei oder mehreren gleichzeitigen Ereignissen führt bei solchen Konfigurationen zu nicht eindeutig bestimmbar Ortszuweisungen (Ambiguitäten). Die Wahrscheinlichkeit von Positionsmehrdeutigkeiten bei hohen Photonennraten kann durch Hinzufügen von weiteren Streifenlagen verringert werden. Dies wird aber sowohl durch einen schwierigeren, mehrschichtigen Aufbau der Auslesestruktur als auch durch eine komplexere Positionsrekonstruktion erkauft. In Ref. [51] wird die Realisierung einer zweidimensional interpolierenden dreilagigen Mikropad-Auslesestruktur beschrieben, welche einen möglichen Kompromiss zwischen einem reinen Pixelsystem und einer einfachen Streifenauslese darstellt.

Der Einsatz von Auslestreifen mit einem gewissen Oberflächenwiderstand ermöglicht mit dem Prinzip der resistiven Ladungsteilung [52] auch eine Interpolation längs der Streifen. Auf diese Weise kann auch durch eine einlagige Widerstandsstreifenauslese eine zweidimensionale Positionsbestimmung erfolgen [53]. Neben Widerstandsstreifen können auch flächige Widerstandsanoden, die durch ihre geometrische Auslegung und ihre spezielle Wahl der Oberflächenwiderstände nur geringe Positionsverzerrungen bei Anwendung von linearen Algorithmen liefern, realisiert werden [54, 55]. Dabei kann sich die örtliche und zeitliche Signaldiffusion auf diesen RC -Widerstandsflächen nachteilig auswirken. Falls sehr kurze Zeitkonstanten im ns-Bereich und Ortsauflösungen im μm -Bereich gewünscht werden, führt dies zu einer Limitierung der sensitiven Fläche [55]. Die durch die Diffusion vergrößerte örtliche Ladungsverteilung auf der Widerstandsschicht kann aber auch gezielt dazu genutzt werden, bei weniger Auslesekanälen trotzdem eine vergleichsweise gute Ortsauflösung zu erzielen [56].

Ein kleinflächiger, auf zweidimensionaler resistiver Ladungsteilung basierender und mit MicroCAT-Gasverstärkungsstrukturen arbeitender Einzelphotonenzähler, welcher eine hohe Zeitauflösung mit einer guten physikalischen Hochratenverträglichkeit kombiniert, wurde 1998 an der Universität Siegen entwickelt [57]. Die modular aufgebaute Widerstandsauslesestruktur besteht aus 7×7 quadratischen Zellen [58, 59], welche ursprünglich eine Größe von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ besaßen, dann auf $4 \times 4 \text{ mm}^2$ [60] und schließlich auf $8 \times 8 \text{ mm}^2$ vergrößert wurden [61, 62], entsprechend einer sensitiven Gesamtfläche von letztlich $56 \times 56 \text{ mm}^2$. Dieses interpolierende ViP-Konzept (Virtual Pixel) vereinigt die Vorteile eines ambiguitätsfreien Pixeldetektors mit denen interpolierender Systeme, welche bei wenigen elektronischen Kanälen große Gesamtflächen aufweisen. Zunächst konnte jedoch aufgrund des nicht linearen Verhaltens der Auslesestruktur, deren Konsequenz u.a. eine positionsabhängige Ortsauflösung ist, kein zufriedenstellender Algorithmus zur Ortsbestimmung gefunden werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, basierend auf dem ViP-Konzept, zunächst geeignete zweidimensionale Ortsraumtransformationen zu finden und deren Eigenschaften in Bezug auf die Ortsrekonstruktion näher zu beschreiben. Um die Leistungsfähigkeit des optimierten Algorithmus' auch bei inhomogener Bestrahlung zu demonstrieren, werden die Ortshistogramme von Blenden- und diffraktiven Streuprobenmessungen aufgenommen. In einem weiteren Schritt werden die Einflüsse systematischer Effekte unter Anwendung des optimierten Algorithmus' auf die Bildgebung abgeschätzt. Um das System für Hochgeschwindigkeitsmessungen einsetzen zu können, werden die physikalischen Limitierungen in Bezug auf die Zeitauflösung und das Hochratenverhalten insbesondere bei Mehrfachereignissen untersucht. Eine parallel verfasste Arbeit [63] beleuchtet zum einen die Erzeugung möglichst kurzer intrinsischer Signale, insbesondere beim Einsatz des ViP-Systems mit GEM-Strukturen, für ein gutes Hochratenverhalten und zum anderen mögliche Kombinationen von Gasverstärkungsmikrostrukturen, um auch bei größeren Gasdrücken ($\sim 3 \text{ bar}$) einen stabilen Betrieb mit hohen Gasverstärkungen zu ermöglichen. Weiterhin wird in dieser Arbeit das Prinzip des lokalen Triggers, welcher eine asynchrone und damit effiziente Datenverarbeitung ermöglicht, dargestellt. Diese Arbeit abrundend wird ein im ms-Bereich zeitaufgelöster Phasensprung eines Lipidmembransystems, welcher an der österreichischen Messstation für Kleinwinkelstreuung (small angle X-ray scattering, SAXS) am Synchrotron ELETTRA aufgenommen wurde, präsentiert.

Es sei darauf hingewiesen, dass sich die vorliegende Arbeit und die Arbeiten von Andre Orthen [63] und Sorin Martoiu [64, 65] gegenseitig ergänzen; sie seien dem Leser aus diesem Grunde als zusätzliche Lektüre empfohlen.

2. Zweidimensional orts- und zeitaufgelöste Detektion von Röntgenquanten

Der Nachweis des Konversionsortes und des entsprechenden Zeitpunktes eintreffender Photonen stellt die Aufgabe des Detektorsystems dar. Damit werden die kritischen Parameter dieses Systems durch die Orts- und Zeitauflösung bestimmt. Die Forderung nach einer hohen Zeitauflösung geht in der Regel mit der Notwendigkeit einer hohen Ratenverträglichkeit einher, um in einem festgelegten Zeitintervall möglichst viele Photonereignisse für eine gute Statistik zählen und verarbeiten zu können. In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen, welche unter dem Aspekt eines orts- und zeitaufgelösten Nachweises von Röntgenphotonen von Bedeutung sind, behandelt. Dabei wird zunächst auf den Detektionsablauf von Photonen in Gas und deren Folgeprozesse eingegangen bevor das Prinzip der Bildgebung dieses Detektors und die damit verbundenen Eigenschaften der Positionsrekonstruktion mit Algorithmen erläutert wird. Abschließend werden die wichtigsten Parameter bezüglich einer geringen Totzeit und einer möglichst hohen Zeitauflösung angesprochen.

Wie sich zeigt, wird die Zeitauflösung des Systems maßgeblich durch die Variation des Konversionsortes der einfallenden Photonen bestimmt. Die Ortsauflösung dagegen wird im Wesentlichen durch die Photoelektronenreichweite limitiert. Die Gasverstärkungsprozesse und die Dynamik der Signalentwicklung sowie die quantitative Abschätzung der Raumladung auf die Bildwiedergabe stehen in dieser Arbeit nicht im Vordergrund und werden daher in diesem Abschnitt weitestgehend ausgeklammert.

2.1 Photonendetektionsprinzip

Abb. 2.1 zeigt zur Verdeutlichung des Arbeitsprinzips einen schematischen Querschnitt durch den Detektor. Im Konversionsraum erfolgt die Umwandlung von eintreffenden Photonen in primäre Ladungsträger. Die Konversionsraumtiefe beträgt typischerweise einige Millimeter bis Zentimeter. Durch ein homogenes elektrisches Driftfeld E_{Drift} werden die primären Elektronen senkrecht auf eine ebene Gasverstärkungsmikrostruktur projiziert, welche eine Vervielfachung der primären Ladungsträger abhängig vom verwendeten Gas und Druck um einen Faktor $\sim 10^3$ – 10^5 ermöglicht. Zur Ladungsvervielfachung können auch Kombinationen bzw. eine Kaskadierung verschiedenartiger Mikrostrukturen eingesetzt werden. Die zweidimensionale Positionsbestimmung der gasverstärkten Ladungswolke erfolgt durch die sich unterhalb des Gasverstärkungsraums befindliche resistiv interpolierende Auslesestruktur. Die konkrete Realisierung des Detektorsystems und die Diskussion seiner wesentlichen Einzelkomponenten findet sich in Kap. 3.

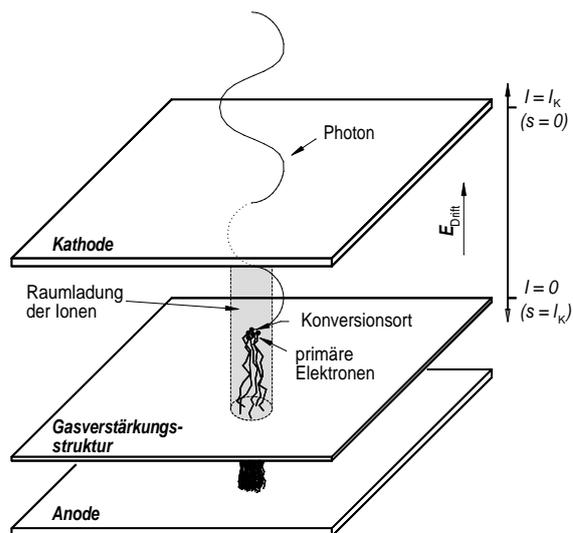


Abb. 2.1: Darstellung des Funktionsprinzips.

2.1.1 Photonenabsorption

Photonen, welche für Strukturuntersuchungen im Kleinwinkelbereich (small angle X-ray scattering, SAXS) herangezogen werden, weisen typischerweise Wellenlängen im Å-Bereich auf. Dies entspricht einer Photonenenergie von $E_\gamma \approx 12 \text{ keV}$. Je nach den konkreten Anforderungen des gewünschten Experiments kann die zu detektierende Photonenenergie E_γ im Bereich von etwa 5–25 keV liegen.

Da sich Photonen als ungeladene Teilchen nicht direkt nachweisen lassen, muss die Detektion indirekt über die Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit Materie erfolgen. Der Wechselwirkungsquerschnitt für den Photoeffekt stellt im betrachteten Energiebereich den größten Beitrag dar, da der Comptoneffekt stark unterdrückt und Paarbildungsprozesse aus energetischen Gründen überhaupt nicht möglich sind. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts σ_{Photo} weist näherungsweise folgende Abhängigkeit bezüglich der Photonenenergie E_γ und der Kernladungszahl Z des Wechselwirkungsmediums auf (z.B. Ref. [66]):

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} . \quad (2.1)$$

Detailliertere Betrachtungen zur Berechnung des photoelektrischen Wirkungsquerschnittes finden sich z.B. in Ref. [67–69]. Als Wechselwirkungsmedium dienen in Gasdetektoren in der Regel Edelgase wie Argon, Krypton oder Xenon, die zur Stabilisierung des Gasverstärkungsprozesses typischerweise mit einigen Volumenprozenten eines mehratomigen Quenchgases wie z.B. Kohlendioxid oder kurzkettigen Kohlenwasserstoffen versetzt werden.

Die Anfangsintensität I_0 der einfallenden Photonen fällt entlang der Strecke s (vgl. Abb. 2.1) im Gas exponentiell gemäß

$$I(s) = I_0 \cdot \exp(-\mu s) \quad (2.2)$$

ab. Der Massenabsorptionskoeffizient μ setzt sich im Allgemeinen multiplikativ aus der Summe aller möglichen Wechselwirkungsquerschnitte von Photonen mit Materie, wobei an dieser Stelle nur der photoelektrische Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wird, und der Dichte ϱ des Absorbermaterials zusammen:

$$\mu \propto \sigma_{\text{Photo}} \varrho . \quad (2.3)$$

Der im Detektor absorbierte Anteil der Photonen

$$\text{QE} = 1 - I(l_K)/I_0 = 1 - \exp(-\mu l_K) , \quad (2.4)$$

welcher häufig auch als Quanteneffizienz QE des Systems bezeichnet wird, hängt durch Gl. (2.1)–(2.3) direkt mit der Photonenenergie, der Gasart, dem Druck und der Konversionsraumtiefe l_K des Detektors zusammen. Abb. 2.2 zeigt die Quanteneffizienz als Funktion der Photonenenergie und des Gasdrucks für typische Edelgasmischungen bei einer Konversionsraumtiefe von $l_K = 25 \text{ mm}$. Dabei erweisen sich Xenon-basierte Gasmischungen über den gesamten betrachteten Energiebereich durch eine vergleichsweise hohe Quanteneffizienz aus. Oberhalb der K-Kante von Krypton im Energiebereich $E_\gamma > 14.3 \text{ keV}$ liegt die Photonennachweiswahrscheinlichkeit für Krypton-Gasmischungen über derjenigen von Xenon. Jedoch sollten die Photonenenergien deutlich oberhalb der K-Kante von Krypton liegen, damit das Photoelektron genügend Energie wegtragen und die Gasverstärkung somit moderat gewählt werden kann. Dies ist wichtig, da das mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit entstehende Fluoreszenzphoton mit etwa 13 keV recht hochenergetisch ist und dessen Konversion bei hoher Gasverstärkung unter Umständen zu Funkenbildung im Detektor führen kann.

Die Bestimmung der mittleren Konversionstiefe eines Photons als Funktion der Energie und des Drucks wird in Ref. [63] mit einiger Ausführlichkeit besprochen. An dieser Stelle werden lediglich die Grenzwerte für $\mu \rightarrow \infty$ und $\mu \rightarrow 0$, welche später für die Bestimmung der Zeitauflösung des Systems benötigt werden, näher betrachtet. Wird mit der Größe l der Abstand zur Gasverstärkungsstruktur bezeichnet (vgl. Abb. 2.1, $l = l_K - s$), so ergibt sich der mittlere Photokonversionsort $\langle l \rangle$ und die Breite dieser Verteilung σ_l im Grenzwert eines unendlichen Massenabsorptionskoeffizienten μ zu:

$$\text{Erwartungswert: } \lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle l \rangle = l_K , \quad \text{Standardabweichung: } \lim_{\mu \rightarrow \infty} \sigma_l = 0 . \quad (2.5)$$

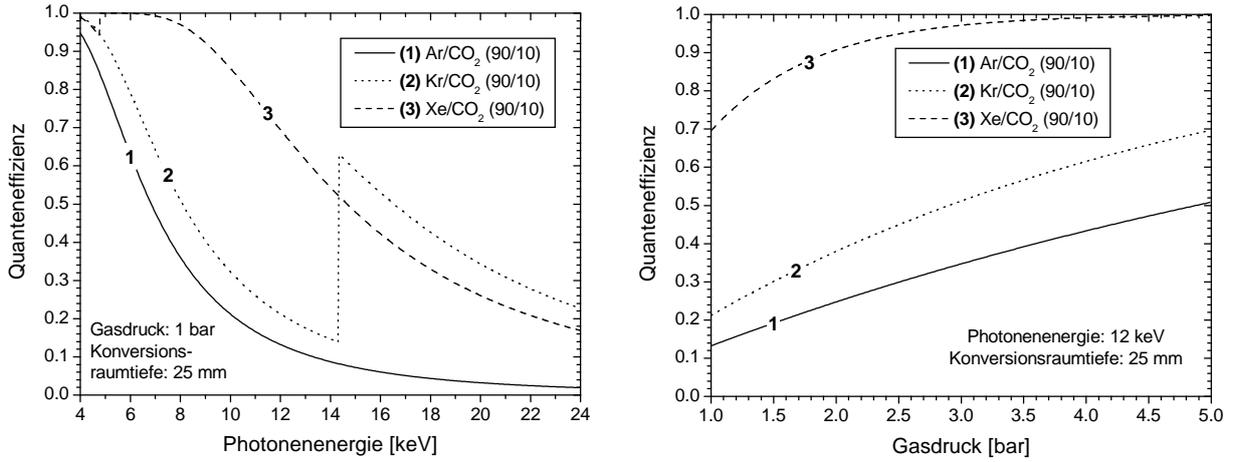


Abb. 2.2: Photonennachwahrscheinlichkeit als Funktion der Photonenergie bei Normaldruck (links) und als Funktion des Gasdrucks bei einer Photonenergie von 12 keV (rechts) in Ar/CO₂ (90/10), Kr/CO₂ (90/10) und Xe/CO₂ (90/10). Die Konversionsraumtiefe beträgt jeweils $l_K = 25$ mm. Die Daten für den Absorptionskoeffizienten μ können z.B. aus Ref. [70] entnommen werden.

Bei großen Massenabsorptionskoeffizienten μ , d.h. bei kleinen Photonenergien und Gasen mit hoher Kernladungszahl Z , konvertieren die meisten Photonen in der Nähe des Eintrittsfensters. In diesem Grenzfall geht die Breite der Verteilung gegen null. Der andere Grenzfall ergibt sich bei sehr hohen Photonenergien und leichten Gasen:

$$\text{Erwartungswert: } \lim_{\mu \rightarrow 0} \langle l \rangle = \frac{l_K}{2}, \quad \text{Standardabweichung: } \lim_{\mu \rightarrow 0} \sigma_l = \frac{l_K}{\sqrt{12}}. \quad (2.6)$$

Bei kleinen Absorptionskoeffizienten verschiebt sich der Erwartungswert für den Konversionsort in die Mitte des Konversionsraums und die Breite der Verteilung nimmt die Standardabweichung einer konstanten Wahrscheinlichkeitsdichte an. Dringen die Photonen nicht exakt senkrecht in den Konversionsraum ein, so kann dies aufgrund einer endlichen Absorptionsstrecke im Gasvolumen bei kleinen Absorptionskoeffizienten μ zu Parallaxe führen. In einigen der später in dieser Arbeit gezeigten Aufnahmen werden Parallaxeeinflüsse in den Messungen der Ortshistogramme sichtbar. Um diese auf die Ausleseebene projizierte Verschmierung zu verringern, können Gase mit großer Kernladungszahl Z und hohe Drücke verwendet werden. Durch den Einsatz einer festen Photokathode kann der Massenabsorptionskoeffizient ebenfalls erhöht werden [71]. Falls eine planare Geometrie im Detektoraufbau nicht zwingend notwendig ist, bestünde auch die Möglichkeit einer sphärischen Anordnung der Driftelektroden zur Unterdrückung von Parallaxeeffekten [72].

2.1.2 Folge- und Abregungsprozesse

Die dem Photoeffekt nachfolgenden Prozesse sollen insbesondere in Hinblick auf ihre limitierenden Eigenschaften bezüglich der Ortsauflösung abgeschätzt werden. Wird die Energie des einfallenden Photons mit E_γ und die vom Orbital abhängige Bindungsenergie des am Photoeffekt beteiligten Elektrons mit E_B bezeichnet, so ergibt sich die kinetische Energie des Photoelektrons zu $E_P = E_\gamma - E_B$. Falls die Energie des Photons ausreicht, wird das Atom wegen des großen Impulsübertrages bevorzugt in der K-Schale ionisiert. Das Photoelektron wird entlang seiner Bahn so lange weitere Gasatome ionisieren, bis seine Energie zur Erzeugung weiterer Elektron/Ion-Paare nicht mehr ausreicht. Durch die endliche Reichweite des Photoelektrons wird für ein einzelnes Ereignis der Schwerpunkt der entstehenden Ladungswolke systematisch vom Wechselwirkungsort des photoelektrischen Effektes weg verschoben. Für eine große Anzahl von Ereignissen kann die Projektion der Verteilung der Photoelektronen auf die Ausleseebene im Energiebereich von $E_P = 3\text{--}30$ keV durch eine zweidimensionale Gaußfunktion mit der Standardabweichung

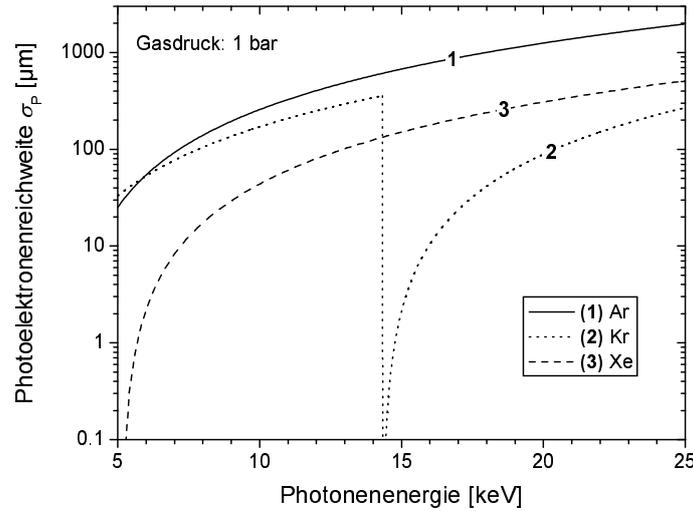


Abb. 2.3: Mittlere projizierte Photoelektronenreichweite σ_P in purem Argon, Krypton und Xenon bei Normaldruck als Funktion der Photonenergie, berechnet nach Gl. (2.7).

Gas	Photonenergie E_γ	Energie des Fluoreszenzphotons	Fluoreszenzausbeute [%]
Argon	$E_\gamma \geq 3.2 \text{ keV}$	$E_{K_\alpha} \approx 3.0 \text{ keV}$	~ 12
Krypton	$E_\gamma < 14.3 \text{ keV}$	$E_{L_\alpha} \approx 1.6 \text{ keV}$	~ 2.2
Krypton	$E_\gamma \geq 14.3 \text{ keV}$	$E_{K_\alpha} \approx 13 \text{ keV}$	~ 64
Xenon	$E_\gamma < 34.6 \text{ keV}$	$E_{L_\alpha} \approx 4.1 \text{ keV}$	~ 8.5
Xenon	$E_\gamma \geq 34.6 \text{ keV}$	$E_{K_\alpha} \approx 30 \text{ keV}$	~ 89

Tab. 2.1: Energie und Fluoreszenzausbeute des emittierten Fluoreszenzphotons in Argon, Krypton und Xenon bei verschiedenen Photonenergien (Daten aus Ref. [74]). Ist der Photoeffekt aus energetischen Gründen in der K-Schale möglich, so bestimmt sich die Energie des Fluoreszenzphotons zu $E_{K_\alpha} = E_L - E_K$. Bei einer Ionisation in der L-Schale berechnet sich die Energie des Fluoreszenzphotons entsprechend zu $E_{L_\alpha} = E_M - E_L$.

σ_P zu

$$\sigma_P = 1.5 \cdot 10^{-3} \frac{E_P^{1.75}}{\rho} \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2 \text{ keV}^{1.75}} \quad (2.7)$$

approximiert werden [73]. Wiederum bezeichnet ρ die Dichte des Absorbermaterials. Abb. 2.3 zeigt die mittlere projizierte Photoelektronenreichweite σ_P nach Gl. (2.7) für reines Argon, Krypton und Xenon als Funktion der Photonenergie E_γ . Die Photoelektronenreichweite kann je nach verwendetem Gas und eingesetzter Photonenergie einen wesentlichen Faktor zur Limitierung der Ortsauflösung darstellen. Während die Photoelektronenreichweiten in Krypton für Photonenergien kurz oberhalb der K-Kante bei $E_K = 14.3 \text{ keV}$ und in Xenon für Photonenergien von $E_\gamma \lesssim 10 \text{ keV}$ nur eine untergeordnete Rolle spielen, stellt die mittlere projizierte Photoelektronenreichweite für Argon im betrachteten Energiebereich einen wesentlichen Beitrag für die Limitierung der Ortsauflösung dar. Da die Dichte der verwendeten Gase bei Zimmertemperatur in erster Näherung proportional zum Gasdruck p skaliert, kann durch eine Druckerhöhung eine Verringerung der Photoelektronenreichweite $\propto p^{-1}$ erzielt werden.

Das durch den Photoeffekt ionisierte Atom kann sich durch Aussendung eines Fluoreszenzphotons oder eines Augerelektrons abregen. Mit steigender Kernladungszahl Z des Gases dominiert der Abregungsprozess über die Emittierung eines Fluoreszenzphotons. Die Fluoreszenzausbeute W_F ist zur Emissionswahrscheinlichkeit eines Augerelektrons W_A komplementär: $W_F + W_A = 1$. Tab. 2.1 zeigt einen Überblick über die Energie der emittierten Fluoreszenzphotonen und deren Emissionswahrscheinlichkeit. Lediglich im Energiebereich kurz oberhalb der Kanten übertrifft die Reichweite des Augerelektrons die-

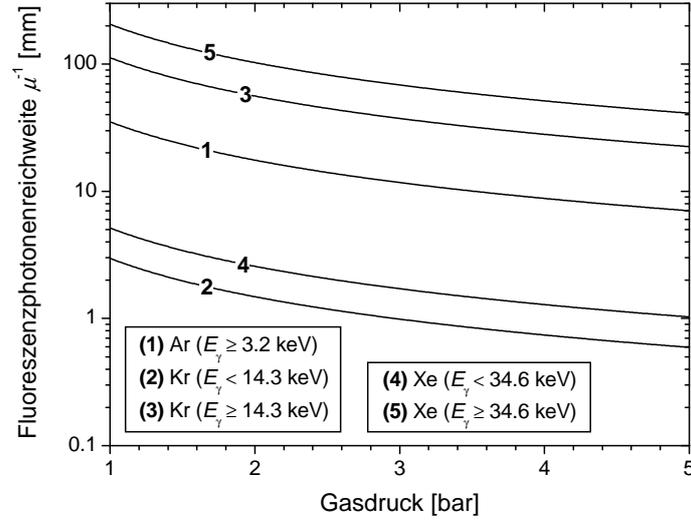


Abb. 2.4: Fluoreszenzphotonenreichweite μ^{-1} in reinem Argon, Krypton und Xenon als Funktion des Gasdrucks für verschiedene Photonenenergien E_γ . Für Krypton und Xenon ergeben sich je nach verwendeter Photonenenergie zwei verschiedene Kurven. Die Daten für die Absorptionskoeffizienten μ sind aus Ref. [70] entnommen.

jenige des entsprechenden Photoelektrons. Unter der Annahme, dass auch die Augerelektronenreichweite eine ähnliche Energieabhängigkeit wie die Reichweite der Photoelektronen aufweist [vgl. Gl. (2.7)], ist die Reichweite für Augerelektronen im sonstigen Photonenenergiebereich aufgrund der vergleichsweise geringen Energie des Augerelektrons deutlich kleiner als die Photoelektronenreichweite. Im Regelfall ist die Limitierung der Ortsauflösung durch die Augerelektronenreichweite also vernachlässigbar.

Die Fluoreszenzphotonenreichweite (Abb. 2.4) kann je nach Gas und Druck zu Zweifachereignissen im Detektor führen. Bei Photonenenergien $E_\gamma \geq E_K$ und kleinen Drücken besteht eine recht hohe Wahrscheinlichkeit, dass die Fluoreszenzphotonen aufgrund der hohen Reichweite nicht im Konversionsraum des Detektors nachgewiesen werden. Aufgrund des flachen Verlaufes der Absorptionskurve führen diese Fluoreszenzphotonen in einem zweidimensional ortsauflösenden System zu einem räumlich fast konstantem Ereignisuntergrund. Werden Photonenenergien mit $E_\gamma < E_K$ eingesetzt, so kann es in Krypton und Xenon aufgrund der relativ kleinen Energie des Fluoreszenzphotons zu Zweifachereignissen im Abstand von einigen Millimetern zum Wechselwirkungsort des photoelektrischen Effektes kommen. Jedoch ist die Auftrittswahrscheinlichkeit für L-Fluoreszenz relativ gering (vgl. Tab. 2.1).

2.1.3 Diffusion der primären Ladungsträger

Das durch den Photoeffekt freigesetzte Photoelektron bildet mit der kinetischen Energie E_P entlang seiner Bahn im Mittel E_P/W primäre Elektronen; dabei bezeichnet W die mittlere Energie, die zur Bildung eines Elektron/Ion-Paares benötigt wird. Typische W -Werte für Argon, Krypton und Xenon liegen im Bereich von 20–30 eV. Durch Anlegen eines homogenen elektrischen Driftfeldes wird zum einen die Rekombination und Anlagerung der Elektronen im Gas verhindert, und zum anderen kann eine weitestgehend senkrechte Projektion der primären Ladungsträger auf die Gasverstärkungsstrukturen erzielt werden. Entlang der Driftstrecke führen elastische Stöße der primären Elektronen mit den Atomhüllen der Gasatome zu einer longitudinalen und transversalen Aufweitung der Ladungswolke. Die Diffusion σ_{Diff} steigt proportional zur Wurzel aus der Driftstrecke l an:

$$\sigma_{\text{Diff}} = \sigma_0 \sqrt{l}. \quad (2.8)$$

Der Proportionalitätsfaktor σ_0 gibt die transversale Diffusion nach einer Einheitslänge an, wobei in der Literatur für σ_0 in der Regel eine Driftstrecke von 1 cm zugrunde gelegt wird. Für die Berechnung der

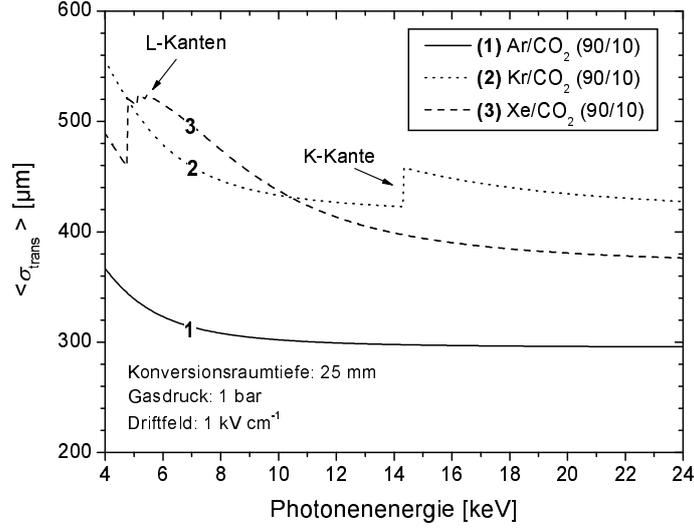


Abb. 2.5: Mittlere transversale Diffusion $\langle \sigma_{\text{trans}} \rangle$ als Funktion der Photonenergie in verschiedenen Edelgasmischungen bei Normaldruck, einem Driftfeld von 1 kV cm^{-1} und einer Konversionsraumtiefe von $l_K = 25 \text{ mm}$. Bei diesem Driftfeld wurde eine transversale Diffusion von $\sigma_0 = 280 \text{ } \mu\text{m cm}^{-0.5}$ in Ar/CO_2 (90/10) [75], von $\sigma_0 = 395 \text{ } \mu\text{m cm}^{-0.5}$ in Kr/CO_2 (90/10) [76] und von $\sigma_0 = 350 \text{ } \mu\text{m cm}^{-0.5}$ in Xe/CO_2 (90/10) [76] angesetzt. Bei den Werten für Krypton und Xenon handelt es sich um Simulationsergebnisse.

mittleren Diffusion $\langle \sigma_{\text{Diff}} \rangle$ wird die gemittelte Größe

$$\langle \sqrt{l} \rangle = \int_0^{l_K} dl \sqrt{l} \cdot \exp(\mu l) \cdot \left(\int_0^{l_K} dl \cdot \exp(\mu l) \right)^{-1} \quad (2.9)$$

benötigt, welche aber nur auf numerischem Weg gelöst werden kann. Die Grenzfallbetrachtung für $\mu \rightarrow \infty$ bzw. $\mu \rightarrow 0$ ergibt [63]:

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle \sigma_{\text{Diff}} \rangle = \sigma_0 \sqrt{l_K}, \quad \lim_{\mu \rightarrow 0} \langle \sigma_{\text{Diff}} \rangle = \frac{2}{3} \sigma_0 \sqrt{l_K}. \quad (2.10)$$

Abb. 2.5 zeigt die mittlere transversale Diffusion $\langle \sigma_{\text{trans}} \rangle$ als Funktion der Photonenergie E_γ bei einem Driftfeld von 1 kV cm^{-1} . Für das betrachtete Driftfeld von 1 kV cm^{-1} nimmt die transversale Diffusion in Kr/CO_2 (90/10) und Xe/CO_2 (90/10) relativ hohe Werte an, so dass durch ein leicht verändertes Driftfeld die Diffusion stark reduziert werden könnte.

2.2 Bildgebung

Zunächst werden die wesentlichen Ideen der zweidimensional resistiv interpolierenden Anodenstruktur erläutert. Dieser erste Abschnitt findet sich in ähnlicher Form auch in Ref. [62, 77]. Die zur Positionsrekonstruktion verwendeten Algorithmen wandeln Ladungsinformationen in zweidimensionale Ortsinformationen um. Die Konsequenzen dieser Ortsraumtransformationen auf die Belegungsdichten werden im Anschluss erläutert. Abschließend soll eine Betrachtung der wesentlichen Aspekte erfolgen, welche die Ortsauflösung des Systems limitieren. Die konkrete Realisierung der Algorithmen wird an dieser Stelle nicht weiter behandelt, da geeignete Ortsraumtransformationen ausführlich in Kap. 4 vorgestellt werden.

2.2.1 Resistiv interpolierende Flächenelemente

Durch ihre spezielle Auslegung sollen resistive Auslesestrukturen den Schwerpunkt und damit die Position der (gasverstärkten) Ladungswolke bestimmen. Das Verhalten eindimensional resistiv interpolierender

Systeme wurde bereits in der Literatur beschrieben und analytisch gelöst (z.B. Ref. [78, 79]). Eine Beschichtung mit einem Längenwiderstand R führt zusammen mit der Kapazitätsbelegung c der Detektoren zu einer eindimensionalen Diffusionsgleichung für die Potentialverteilung längs des Widerstandsstreifens, die unter den gegebenen Randbedingungen gelöst werden kann. Werden die Ladungen bzw. die Ströme an den zwei Enden eines solchen eindimensionalen Längenwiderstandes ausgelesen, so lässt sich der Ereignisort rekonstruieren. Dabei zeigt sich, dass die an den Enden deponierte Ladung *linear* mit dem Einpulsort zusammenhängt.

Würde dieses Verfahren der linearen Ortsrekonstruktion einfach auf eine quadratische, zweidimensionale Widerstandsfläche, die an den vier Eckpunkten ausgelesen wird, übertragen, so würde dies zu erheblichen Verzerrungen führen. Dies bedeutet, dass der tatsächliche Einpulsort (x, y) und der über einen linearen Algorithmus rekonstruierte Ort (u, v) nicht identisch sind. Bei dieser einfachen Widerstandsschicht liegt eine *nicht lineare* Abhängigkeit zwischen den gemessenen Ladungen an den vier Knoten und dem Einpulsort auf der zweidimensionalen Fläche vor. In Anhang B.10.3 wird ein möglicher Algorithmus zur Positionsrekonstruktion für eine solch homogen belegte Widerstandsfläche mit rasterförmig angeordneten Ausleseknöten vorgestellt und diskutiert.

M. Lampton und C.W. Carlson haben basierend auf der Idee von C.W. Gear [80] ein weitestgehend verzerrungsfrei interpolierendes Flächenelement entwickelt [54]. Abb. 2.6 zeigt ein solches zweidimensionales Widerstandsflächenelement, dessen Fläche aus zwei verschiedenen Oberflächenwiderstandswerten besteht. Der niederohmige Flächenwiderstand der konkav gebogenen, in der Abbildung schwarz gezeichneten Randstreifen mit Radius a sei R_S . Die Breite dieser Stege sei w . Die grau schraffierte Zellmitte wird mit dem hochohmigen Oberflächenwiderstandswert R_M belegt. Die Auslese der Widerstandszelle erfolgt über die vier Eckpunkte. Damit sich diese zweidimensionale Anordnung ebenso linear wie ein eindimensionaler Widerstandsstreifen verhält, müssen die Oberflächenwiderstandswerte in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen. Um keine Verzerrungen bei einer linearen Ortsrekonstruktion zu bekommen, muss folgende Belegung gewählt werden:

$$\frac{R_S}{w} = \frac{R_M}{a} . \quad (2.11)$$

Wird bei einer Lampton-Zelle, welche den Bedingungen nach Gl. (2.11) genügt, eine Spannung an den Kontakten 0 und 1 angelegt, so ergibt sich ein *homogenes* \mathbf{E} -Feld innerhalb der Widerstandsanode (vgl. Feldlinien in Abb. 2.6). Diese Feldkonfiguration zeigt die Linearität der Zelle besonders deutlich.

Legt man den Ursprung des Koordinatensystems für das Widerstandsflächenelement mit der beliebig festgelegten Seitenlänge 1 in Ausleseknöten 2, so ergibt sich für die lineare Ortsrekonstruktion unter Beachtung der aufgesammelten Ladungen Q_0, Q_1, Q_2 und Q_3 in den entsprechenden Knoten einfach:

$$u = x = \frac{Q_1 + Q_3}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad \text{und} \quad v = y = \frac{Q_0 + Q_1}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} . \quad (2.12)$$

Das lineare Funktionsprinzip des Flächenelementes aus Abb. 2.6 ist grundsätzlich unabhängig von der Größe der Zelle. Trotzdem ist die Größe eines solchen Elementes aufgrund der gewünschten Ratenverträglichkeit begrenzt. Die Ladung muss innerhalb einer gewissen Zeitspanne von den Knoten aufgesammelt worden sein, um den Ort sicher rekonstruieren zu können, bevor das nächste Ereignis auf die Struktur auftritt. Werden die Wege zu den Knoten länger, so benötigt auch die abfließende Ladung ein längeres Zeitintervall bis zum Erreichen der Auslesepunkte. So führt die in Ref. [55] beschriebene Entwicklung einer extrem hochratenverträglichen Lampton-Zelle mit einer Ortsauflösung im μm -Bereich zu sensitiven Flächen von lediglich etwa $150 \times 150 \mu\text{m}^2$.

Eine Vergrößerung der sensitiven Fläche kann alternativ auch durch eine Aneinanderreihung einzelner Lampton-Elemente erfolgen, jedoch führen die konkaven Ränder zu einer nicht flächendeckenden Auslesestruktur. Deshalb wurde der Grenzübergang von einer konkaven Struktur hin zu einer streng quadratischen Form vollzogen, was einem Radius $a \rightarrow \infty$ der Randstreifen entsprechen würde. Dieses Widerstands-auslesekonzept wurde von M. Junk erarbeitet [58, 59]. Abb. 2.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau solcher Widerstandszellen, die nun aufgrund ihrer quadratischen Form beliebig modular aneinander

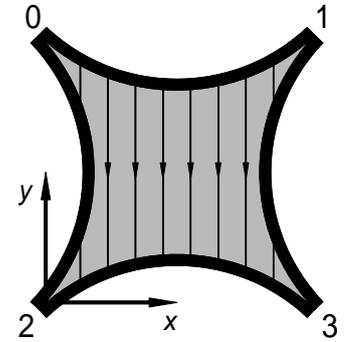


Abb. 2.6: Geometrie des weitestgehend verzerrungsfrei interpolierenden zweidimensionalen Lampton-Elementes.

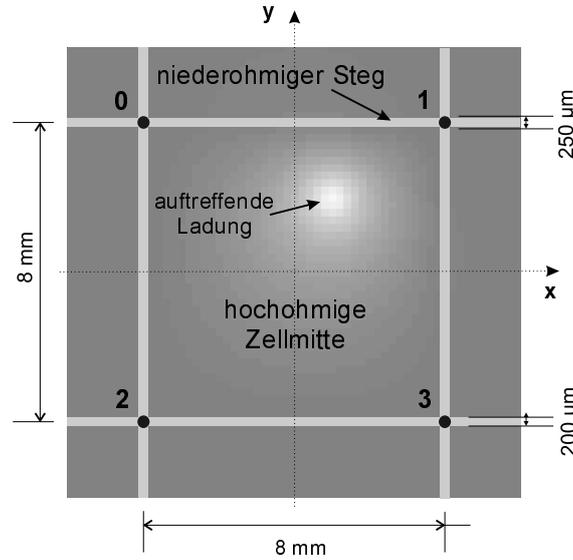


Abb. 2.7: Realisierung von quadratischen Zellen nach Ref. [58,59]. Die hellgrau gezeichneten Stege sind mit einem niederohmigen Oberflächenwiderstand belegt. Die Zellmitte wird mit einem hochohmigen Oberflächenwiderstand versehen. Jede Zelle besitzt vier Auslesekontakte, angedeutet durch schwarze Kreise, an denen die einfließende Ladungsinformation für die Ortsrekonstruktion aufgesammelt wird. Weiterhin ist das sich durch eine auftreffende Ladungswolke ergebende Potentialfeld durch hellere Grautöne angedeutet. Die eingezeichneten Bemaßungen beziehen sich auf die in dieser Arbeit verwendeten Auslesestrukturen.

gereiht und somit an die gewünschten experimentellen Anforderungen angepasst werden können. Da der Krümmungsradius a einer solchen quadratischen Form einen unendlichen Wert annimmt, muss das Widerstandsverhältnis zwischen hochohmiger Zellmitte und niederohmigen Steg nach Gl. (2.11) ebenfalls unendlich sein, um mit einem linearen Algorithmus eine verzerrungsfreie Ortsrekonstruktion durchführen zu können. Im Extremfall würde die Zellmitte mit einem sehr großen Oberflächenwiderstand belegt, was Probleme mit der Ratenverträglichkeit nach sich ziehen würde. Die niederohmigen Randstege müssten demgegenüber eine sehr gute Leitfähigkeit besitzen, was zu einem starken Widerstandsrauschen und somit zu einer schlechten Ortsauflösung führen würde. Sowohl die Anforderungen an die Ratenverträglichkeit als auch an die Ortsauflösung verbieten ein Oberflächenwiderstandsverhältnis $R_M/R_S \rightarrow \infty$. Eine Kompromissbelegung führt zu Abweichungen der streng linearen Projektion der Ladungsträger auf die niederohmigen Stege. Dies hat Verzerrungen bei der Anwendung von einfachen linearen Algorithmen zur Folge und gestaltet die Entwicklung geeigneter Ortsraumtransformationen als recht kompliziert.

Im Vergleich zu Vorgängerdetektoren, welche Zellgrößen von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ [57] bzw. $4 \times 4 \text{ mm}^2$ [60] aufwiesen, wurde die Zellgröße auf $8 \times 8 \text{ mm}^2$ erweitert. Ausgedehntere Zellen führen zu einer vergrößerten sensitiven Fläche. Zum anderen wird der relative Einfluss von Randeffekten bei der Bildrekonstruktion aufgrund des verbesserten Verhältnisses von Zellmittenfläche ($\propto g^2$) zur Länge des niederohmigen Randes ($\propto 4g$) verkleinert. Wegen der oben bereits erwähnten Ratenverträglichkeit wird der Zellgröße aber wiederum eine obere Schranke zugewiesen (Kap. 6).

2.2.2 Das abbildende System mit Knotenalgorithmen

In diesem Abschnitt werden die Einzelschritte des mehrstufigen Bildgebungsprozesses näher untersucht. Prinzipiell unterscheidet sich dabei ein zweidimensionales System nicht von der eindimensionalen Bildgebung, so dass sich die folgende Betrachtung an der Vorgehensweise aus Ref. [45] orientiert.

Abb. 2.8 gibt einen Überblick über die einzelnen Prozesse und deren Einflüsse auf die zweidimensionale Bildrekonstruktion. Zunächst fallen Photonen mit einer in Abb. 2.8 (a) beliebig dargestellten zweidimensionalen primären Intensitätsverteilung $I(x, y)$ in den Detektor ein. Aus der Intensitätsverteilung können, je nach Anwendung, z.B. Informationen über die Absorptionskoeffizienten bei Durchleuchtungen oder

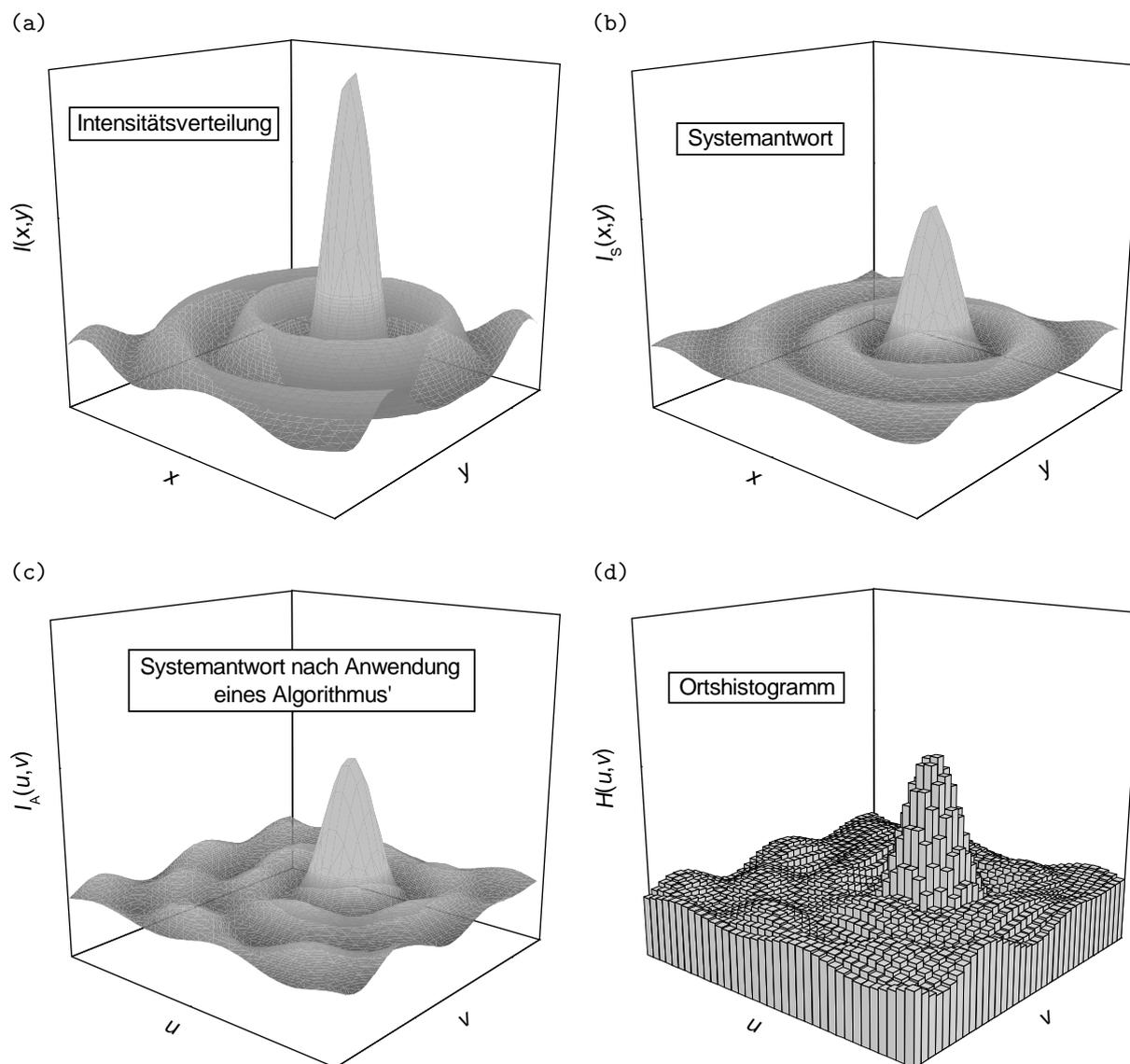


Abb. 2.8: Schematische Übersicht über die zweidimensionale Bildgebung: (a) beispielhafte, auf den Detektor einfallende primäre Intensitätsverteilung $I(x,y)$, (b) Systemantwort $I_S(x,y)$, (c) Intensitätsverteilung $I_A(u,v)$ nach Anwendung eines Algorithmus' unter Rauscheinflüssen, (d) resultierendes quantisiertes Ortshistogramm $H(u,v)$. Die Intensitätsverteilung $I(x,y)$ geht durch die Faltung mit der Systemfunktion PSF und anschließender Ortsraumtransformation durch einen Algorithmus in die Belegungsdichte $I_A(u,v)$ über, welche durch eine diskrete Quantisierung das letztendlich gemessene Ortshistogramm $H(u,v)$ ergibt.

über die Elektronendichte bei diffraktiven Messungen gewonnen werden. Die Aufgabe eines abbildenden Systems besteht in einer möglichst identischen Wiedergabe dieser Intensitätsverteilungen.

In allen realen Detektoren führt eine in der Regel lineare und ortsinvariante Systemfunktion, die im Folgenden als Punktspreizfunktion (point spread function, PSF) bezeichnet wird, zu einer Verschmierung und Aufweichung der primären Intensitätsverteilung. Wesentliche Beiträge zur Systemfunktion werden in Abschnitt 2.2.4 vorgestellt. Abb. 2.8 (b) zeigt die sich ergebende Systemantwort $I_S(x,y)$, welche einer Faltung der primären Intensitätsverteilung $I(x,y)$ mit der PSF entspricht.

Der Schwerpunkt eines einzelnen aus der Verteilung $I_S(x,y)$ herausgegriffenen Ereignisses werde mit den Koordinaten (x,y) bezeichnet. Der Aufbau der resistiven Auslesestruktur (Abschnitt 2.2.1) führt bei diesem Einzelereignis zu Ladungseinträgen Q in den Ausleseknoten, die von der Position (x,y) abhängen.

Jede Ladungsinformation in den Knoten ist bei einem realen Detektor zusätzlich einem parallelen Rauschbeitrag der Widerstandsschicht ΔQ unterworfen. Ein Algorithmus f bildet einen Ort (u, v) aus der rauschbehafteten Verteilung $Q_{\text{real}} = Q + \Delta Q$ der Ausleseknöten und stellt somit eine Ortsraumtransformation zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) dar. Ziel eines optimalen Algorithmus' ist eine möglichst identische Abbildung zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) . Je nach verwendetem Algorithmus kann es jedoch auch bei einer idealisierten Betrachtung ohne Rauschbeiträge zu Abweichungen zwischen der „wahren“ Position (x, y) und dem rekonstruierten Ort (u, v) kommen. Die Gesamtheit aller rekonstruierten Orte führt gegenüber $I_S(x, y)$ zu einer weiter veränderten Verteilung $I_A(u, v)$ [Abb. 2.8 (c)].

Die vom Algorithmus rekonstruierte Position (u, v) wird schließlich einem Ortsintervall mit einer endlichen Fläche (Pixel) zugewiesen. In einer Messung wird somit die in einzelne Pixel diskretisierte Intensitätsverteilung $H(u, v)$ aufgenommen [Abb. 2.8 (d)], welche oft auch als Ortshistogramm bezeichnet wird. Da die Ortsraumtransformation $(x, y) \rightarrow (u, v)$ mittels eines interpolierenden Algorithmus' vorgenommen wird, ist die quantisierte Pixelgröße grundsätzlich zunächst nicht festgelegt (ViP-Konzept). Im Folgenden wird für die theoretischen Herleitungen immer auf die kontinuierlichen Variablen (u, v) zurückgegriffen, um eine vom Abtastvorgang unabhängige Formulierung zu erhalten.

Zusammenfassend kann die zweidimensionale Bildgebung durch folgendes Schema beschrieben werden:

$$I(x, y) \xrightarrow{\text{PSF}} I_S(x, y) \xrightarrow{f(Q_{\text{real}})} I_A(u, v) \xrightarrow{\text{Histogr.}} H(u, v) . \quad (2.13)$$

Die Begriffe „Intensitätsverteilung“ und „Belegungsdichte“ werden in dieser Arbeit synonym verwendet. Die Belegungsdichte gibt an, wie viele Ereignisse einem Ort oder einem Ortsintervall zugeordnet werden. Die Darstellung der gemessenen Intensitäten respektive Belegungsdichten erfolgt in der Praxis meist über eine Graustufenwiedergabe (z.B. Abb. 4.6). Um eine einfachere Bezeichnungsweise zu erhalten, werden im Folgenden die Intensitätsverteilungen $I_S(x, y)$ und $I_A(u, v)$ durch die Belegungsdichten $B(x, y)$ und $\tilde{B}(u, v)$ ersetzt:

$$B(x, y) = I_S(x, y) \quad \text{und} \quad \tilde{B}(u, v) = I_A(u, v) . \quad (2.14)$$

$B(x, y)$ wird als die Belegungsdichte der „wahren“ Positionen bzw. $\tilde{B}(u, v)$ als die Belegungsdichte der vom Algorithmus abgebildeten Positionen bezeichnet (Abschnitt 2.2.3).

Wie bereits angedeutet, führt ein Ereignis an der „wahren“ Position (x, y) zu Ladungseinträgen an den Ausleseknöten. Ein Algorithmus bestimmt aus diesen diskreten Ladungsinformationen eine interpolierte Position (u, v) für dieses Ereignis. Das folgende Schema fasst diesen Sachverhalt nochmals zusammen:

$$(x, y) \xrightarrow[\text{Algorithmus } f(Q_n)]{\text{Ladung an Knöten } n: Q_n(x, y)} \left[u(Q_n(x, y)), v(Q_n(x, y)) \right] . \quad (2.15)$$

Um geeignete Algorithmen zu finden bzw. zu optimieren und deren Eigenschaften, wie z.B. die Belegungsdichten oder die Ortsauflösung, zu berechnen, muss die Zuordnung zwischen der Ereignisposition (x, y) und den daraus resultierenden Ladungseinträgen $Q_n(x, y)$ an den beteiligten Knöten bekannt sein. Dabei ist der Zugang über direkte Messungen, aufgrund der hohen Anzahl notwendiger Messpunkte, praktisch unmöglich, so dass ein Modell, welches die dissipativen Eigenschaften der resistiven Auslesestruktur beschreibt, zur Verknüpfung von (x, y) und $Q_n(x, y)$ herangezogen wird. Die wesentlichen Eigenschaften dieses verwendeten 4×4 -Zellen Diffusionsmodells [62, 77] werden in Anhang A.1 zusammenfassend dargestellt.

2.2.3 Nichtlinearitäten durch Ortsraumtransformationen

In diesem Abschnitt soll eine allgemeine Betrachtung der Transformationseigenschaften von zweidimensionalen Algorithmen erfolgen, welche den Ortsraum der „wahren“ Positionen (x, y) in den Raum der abgebildeten Positionen (u, v) transformieren. Die Korrelation zwischen den „wahren“ Positionen $[x(u, v), y(u, v)]$ und den rekonstruierten Positionen (u, v) kann allgemein durch eine zweidimensionale Integraltransformation über die Jacobi-Determinante $J(u, v)$ beschrieben werden (z.B. Ref. [81]):

$$\int dx dy B(x, y) = \int du dv J(u, v) \cdot B(x(u, v), y(u, v)) = \int du dv \tilde{B}(u, v) . \quad (2.16)$$

Aus Gl. (2.16) folgt direkt eine Beziehung zwischen der Belegungsdichte der „wahren“ Positionen $B(x, y)$ und der Belegungsdichte der vom Algorithmus abgebildeten Positionen $\tilde{B}(u, v)$:

$$\tilde{B}(u, v) = J(u, v) \cdot B(x(u, v), y(u, v)) = \begin{vmatrix} \frac{\partial x(u, v)}{\partial u} & \frac{\partial y(u, v)}{\partial u} \\ \frac{\partial x(u, v)}{\partial v} & \frac{\partial y(u, v)}{\partial v} \end{vmatrix} \cdot B(x, y), \quad (2.17)$$

mit der Jakobi-Determinante $J(u, v)$:

$$J(u, v) = \frac{\partial x(u, v)}{\partial u} \frac{\partial y(u, v)}{\partial v} - \frac{\partial x(u, v)}{\partial v} \frac{\partial y(u, v)}{\partial u}. \quad (2.18)$$

Auch die Rücktransformation kann analog formuliert werden. Werden die von den Algorithmen rekonstruierten Positionen $[u(x, y), v(x, y)]$ als Funktionen der „wahren“ Positionen (x, y) aufgefasst, so ergibt sich die Transformation:

$$\int du dv \tilde{B}(u, v) = \int dx dy \tilde{J}(x, y) \cdot \tilde{B}(u(x, y), v(x, y)) = \int dx dy B(x, y). \quad (2.19)$$

Daraus folgt:

$$B(x, y) = \tilde{J}(x, y) \cdot \tilde{B}(u(x, y), v(x, y)) = \begin{vmatrix} \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} & \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \\ \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} & \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \end{vmatrix} \cdot \tilde{B}(u, v), \quad (2.20)$$

mit der Jakobi-Determinante $\tilde{J}(x, y)$:

$$\tilde{J}(x, y) = \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} - \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \frac{\partial v(x, y)}{\partial x}. \quad (2.21)$$

Formt man Gl. (2.20) nach $\tilde{B}(u, v)$ um, so erhält man:

$$\tilde{B}(u, v) = \frac{1}{\tilde{J}(x, y)} \cdot B(x, y). \quad (2.22)$$

Identifiziert man Gl. (2.22) mit (2.17), so führt dies zu folgender Beziehung zwischen den Jakobi-Determinanten $J(u, v)$ und $\tilde{J}(x, y)$ der Hin- und Rücktransformation:

$$\frac{1}{\tilde{J}(x, y)} = J(u, v) \iff \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}} = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u}. \quad (2.23)$$

In Anhang A.2 wird die Beziehung (2.23) explizit bewiesen. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird von dieser Eigenschaft Gebrauch gemacht, um einen einfacheren numerischen Zugang zur Berechnung der Belegungsdichten zu erhalten.

Bereits an dieser Stelle wird deutlich, dass ein idealer Algorithmus mit $u(x) = x$ und $v(y) = y$ eine Jakobideterminante $\tilde{J}(x, y) = 1$ aufweist [Gl. (2.21)]. Im Allgemeinen stimmt der vom Algorithmus aufgespannte Raum (u, v) nicht mit dem Raum der „wahren“ Positionen (x, y) überein. Als Konsequenz ergeben sich Abweichungen zwischen den Belegungsdichten $B(x, y)$ und $\tilde{B}(u, v)$ [Gl. (2.22)]. Dabei ist eine zweidimensionale Behandlung, aufgrund der möglichen Abhängigkeiten zwischen u und y bzw. zwischen v und x , deutlich komplexer als eine entsprechende eindimensionale Betrachtung [45].

Für den Fall einer nicht identischen Abbildung zwischen (x, y) und (u, v) handelt es sich um eine nicht ortsinvariante Operation. Deswegen kann dieser Beitrag nicht in einer ortsunabhängigen Systemfunktion PSF, wie sie zunächst in Abschnitt 2.2.2 definiert wurde, integriert werden. Weiterhin ist jedes reale Detektorsystem auch Rauschbeiträgen unterworfen. Abhängig von der jeweiligen Position (x, y) , welche

unterschiedliche Ladungseinträge in den Knoten zur Folge hat, führen Rauschbeiträge zu ungleichen Einflüssen in den rekonstruierten Positionen (u, v) . Da der Einfluss des Widerstandsrauschens eine vom Ort (u, v) abhängige Verschmierung liefert, kann der Einfluss des Rauschens nicht einfach mittels einer Faltung beschrieben werden. Dabei ist die Bestimmung der ortsabhängigen Ortsauflösung direkt abhängig vom konkret verwendeten Algorithmus.

Nur unter der Annahme einer weitestgehend identischen Abbildung zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) kann der Beitrag der Ortsrekonstruktion zu einer ortsinvarianten Systemfunktion PSF hinzugefügt werden. Unter dieser Annahme wird in Abschnitt 7.1 die Ortsauflösung des optimierten 463-Knoten Algorithmus' durch die Messung der Breite der Systemfunktion bestimmt.

2.2.4 Ortsauflösung

Bei bildgebenden Röntgendetektoren ist man an dem primären Wechselwirkungsort des Photons im Detektor interessiert. Dieser Ort kann jedoch nur mit einer gewissen Genauigkeit, der Ortsauflösung, bestimmt werden. Die wichtigsten Beiträge zur Ortsauflösung in interpolierenden Gasdetektoren werden im Folgenden behandelt:

- In der Regel ist zur Positionsbestimmung eines Ereignisses in gasbasierten Detektoren der Schwerpunkt der erzeugten Ladungswolke ausschlaggebend. Wird von Verzerrungen durch inhomogene Driftfelder abgesehen, kann die Varianz dieses Schwerpunkts auf die Varianz des Ladungsschwerpunkts der primär erzeugten Elektronen zurückgeführt werden, die von folgenden physikalischen Effekten bestimmt wird:
 - Den größten Beitrag liefert die Reichweite der Photoelektronen (vgl. Abb. 2.3). Für Photonenenergien knapp oberhalb der Absorptionskanten der Gasatome ist die Reichweite der Photoelektronen vernachlässigbar. Wenn Augerelektronen emittiert werden, steuert deren Reichweite möglicherweise einen weiteren Beitrag zur Ortsauflösung bei. Andernfalls kann auch die Emission eines Fluoreszenzphotons u.U. zu einem Ortsauflösungsbeitrag oder zur Erzeugung von zwei gleichzeitigen Ereignissen im Detektor führen (vgl. Abschnitt 2.1.2). Der Beitrag der Schwerpunktsverschiebung der primären Elektronenwolke durch die Photo- und Augerelektronenreichweite wird im Folgenden mit $\sigma_{\text{Photo/Auger}}$ bezeichnet.
 - Die transversale Diffusion der primären Ladungsträger mit der Breite σ_{trans} kann zu einer statistischen Schwerpunktsverschiebung führen. Bezeichnet N die Anzahl der primären Elektronen, so gilt für den Fehler des Schwerpunktes der Ladungswolke:

$$\sigma_{\text{Statistik}} = \frac{\sigma_{\text{trans}}}{\sqrt{N}}. \quad (2.24)$$

Bei den typischen Edelgas/Quencher-Mischungen und Driftfeldern von $\sim 1 \text{ kV cm}^{-1}$ ergibt sich ein $\sigma_0 = 200\text{--}400 \text{ }\mu\text{m cm}^{-0.5}$ (vgl. Abschnitt 2.1.3). Eine hohe Quanteneffizienz führt im verwendeten Detektorsystem zu mittleren Driftlängen von $l \approx 25 \text{ mm}$. Die transversale Diffusion bestimmt sich dann nach Gl. (2.8) zu $\sigma_{\text{trans}} \approx 300\text{--}600 \text{ }\mu\text{m}$. Für typische Photonenenergien im Bereich von 10 keV entstehen bei den verwendeten Edelgasen (W -Werte $\approx 25 \text{ eV}$) $N \approx 400$ primäre Elektronen. Dies führt nach Gl. (2.24) zu Schwerpunktsverschiebungen von $\sigma_{\text{Statistik}} \approx 15\text{--}30 \text{ }\mu\text{m}$. Dieser Beitrag ist in der Regel klein gegenüber dem Beitrag von $\sigma_{\text{Photo/Auger}}$.

- Die Elektronen werden bei ihrer Drift zum Gasverstärkungsbereich durch die Quantisierung des Lochabstandes der Mikrostrukturen von ihrer ursprünglichen geradlinigen Bahn abgelenkt, wodurch ebenfalls eine Ladungsschwerpunktsverschiebung induziert wird. Da in der Regel mehrere Löcher beteiligt sind, liegt dieser Effekt in der Größenordnung von $\sigma_{\text{Struktur}} \approx 10 \text{ }\mu\text{m}$. Auch dieser Beitrag ist gegenüber dem Beitrag von $\sigma_{\text{Photo/Auger}}$ klein.

Die ersten beiden aufgezählten Beiträge zur Ladungsschwerpunktsverschiebung sind bei linearen Systemen ortsinvariant und können direkt in der Systemfunktion berücksichtigt werden. Weiterhin führt jedoch die endliche Ausdehnung der Ladungswolke bei einem nicht ortsinvarianten, d.h. nicht

linearen, System, wie in dieser Arbeit betrachtet, zu Verschiebungen der gemessenen Positionen. Der Einfluss der transversalen Elektronendiffusion auf die Abbildungseigenschaften wird in Abschnitt 5.4 separat untersucht.

- Die Ladungsinformation, die zur Rekonstruktion der Ereignisse benötigt wird, kann nur mit einer endlichen Genauigkeit gemessen werden. Dafür verantwortlich sind unvermeidliche Rauschbeiträge wie z.B. das Nyquist-Johnson-Rauschen der Widerstandsschicht und die Rauschbeiträge der Elektronik (Vorverstärker, Shaper, Digitalelektronik). Die Unsicherheit in der gemessenen Ladung führt somit zu einer Ungenauigkeit im rekonstruierten Ort. Generell ist für die Bestimmung des Rauschbeitrags zur Ortsauflösung σ_{Rauschen} das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (signal to noise ratio, SNR)

$$\text{SNR} = \frac{Q}{\Delta Q} \quad (2.25)$$

der bestimmende Faktor, wobei Q die aufgesammelte Ladung und ΔQ den in der Regel normalverteilten Rauschladungsbeitrag bezeichnen. Durch Erhöhung der Ladung Q , beispielsweise durch Vergrößerung der Gasverstärkung, kann der Beitrag von σ_{Rauschen} , der üblicherweise einen merklichen Beitrag zur Ortsauflösung darstellt, in gewissen Grenzen verringert werden. Für den Rauschbeitrag zur Ortsauflösung gilt in der Regel:

$$\sigma_{\text{Rauschen}} \propto \text{SNR}^{-1} . \quad (2.26)$$

Eine Abschätzung von σ_{Rauschen} ist nur unter der Kenntnis des konkret verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus' möglich und erfolgt in Kap. 4.

- Bei der Verwendung von Analog-zu-Digital-Wandlern (analog to digital converter, ADC) kommt zusätzlich ein Quantisierungsbeitrag der digitalisierten Signalinformation hinzu. Dabei schreibt sich dieser Beitrag als:

$$\sigma_{\text{ADC}} \propto \frac{\text{bin}}{\sqrt{12}} . \quad (2.27)$$

Der Wert für „bin“ errechnet sich aus dem Ladungsäquivalent, dem genau ein Quantisierungsschritt der ADCs entspricht. Je höher also die Dynamik der ADCs, desto geringer ist deren Beitrag zur Ortsauflösung. Auch an dieser Stelle ist eine Abschätzung des Effektes nur durch die Kenntnis des verwendeten Algorithmus möglich, da dieser den quantisierten Ladungseintrag in eine Position umwandelt.

- Ein Beitrag zur Ortsauflösung, der zwar bei interpolierenden Systemen vernachlässigbar ist, aber dennoch genannt werden sollte, ist die endliche Pixelgröße mit der Seitenlänge b im rekonstruierten Ortshistogramm. Für quadratische Pixel gilt:

$$\sigma_{\text{Pixel}} = \frac{b}{\sqrt{12}} . \quad (2.28)$$

Bei interpolierenden Systemen kann die Pixelgröße so klein gewählt werden, dass der Beitrag zur gesamten Ortsauflösung klein ist. Bei reinen Pixeldetektoren stellt σ_{Pixel} jedoch oftmals einen erheblichen Beitrag dar.

Da alle aufgezeigten Ortsauflösungsbeiträge voneinander unabhängig sind, können sie quadratisch addiert werden, und die Gesamtortsauflösung schreibt sich als:

$$\sigma_{\text{Gesamt}} = \left(\sigma_{\text{Photo/Auger}}^2 + \sigma_{\text{Rauschen}}^2 + \sigma_{\text{Pixel}}^2 + \sigma_{\text{Statistik}}^2 + \sigma_{\text{Struktur}}^2 + \sigma_{\text{ADC}}^2 \right)^{0.5} . \quad (2.29)$$

Die Beiträge sind ungefähr entsprechend ihrer Größe geordnet.

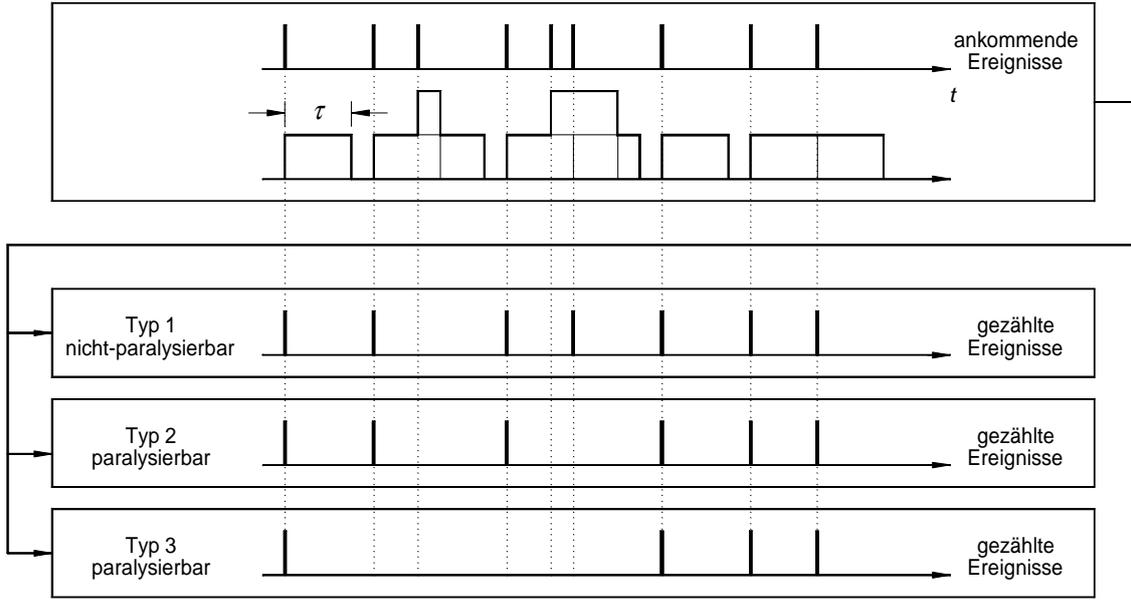


Abb. 2.9: Übersicht über die drei Totzeittypen (z.B. Ref. [82, 83]). Die Länge der Totzeit sei τ . Für die nicht-paralysierbare Totzeit (Typ 1) werden zwei aufeinanderfolgende Ereignisse gezählt, wenn deren zeitlicher Abstand mindestens τ beträgt. Tritt innerhalb der Totzeit bei den paralysierbaren Totzeiten (Typ 2 und 3) ein weiteres Ereignis auf, so verlängert sich die insensitive Zeit. Bei Typ 2 bedingt jedes ankommende Ereignis eine Verlängerung der insensitive Zeit um τ . Für den Typ 3 werden alle sich überlagernden Ereignisse abgewiesen.

2.3 Totzeit

Da zählende Systeme die wesentlichen Informationen wie den Ort, die Energie und die Zeit jedes einzelnen Photonereignisses direkt verarbeiten müssen, führt dies in realen Systemen immer zu Totzeiten, in denen der Detektor keine oder nur eine fehlerbehaftete Bestimmung dieser Parameter vornehmen kann. Dabei ist es für einen hochzeitauflösenden Detektor wichtig, eine möglichst kleine Totzeit für eine hohe Ratenverträglichkeit aufzuweisen. In der Literatur wird üblicherweise zwischen drei verschiedenen Totzeittypen unterschieden, wobei eine dem nicht-paralysierbaren Typ und zwei dem paralysierbaren Typ zugeordnet werden können (Abb. 2.9). Da es abhängig von der räumlichen Ratenverteilung auf der sensitiven Detektorfläche zu unterschiedlichen, ortsabhängigen Totzeiten kommen kann, führt dies zu einem nicht linearen Verhalten des Systems und die entsprechenden Ortshistogramme müssen je nach Anwendung auf Totzeiteffekte korrigiert werden. Für die einzelnen Totzeittypen lässt sich ein Zusammenhang zwischen der wahren Ereignisrate n , der gemessenen Ereignisrate m und der Totzeit τ aufstellen:

$$\text{nicht-paralysierbare Totzeit (Typ 1) [82, 84]:} \quad m(n, \tau) = \frac{n}{1 + n\tau}, \quad (2.30)$$

$$\text{paralysierbare Totzeit (Typ 2) [82, 84]:} \quad m(n, \tau) = n e^{-n\tau}, \quad (2.31)$$

$$\text{paralysierbare Totzeit (Typ 3) [83, 84]:} \quad m(n, \tau) = n e^{-2n\tau}. \quad (2.32)$$

Der nicht-paralysierbare Totzeittyp 1 bzw. der paralysierbare Totzeittyp 3 werden für eine spätere Abschätzung der Totzeitverluste der Digitalelektronik (Abschnitt 7.2.2.1) bzw. der Widerstandsauslestruktur (Abschnitt 6.6) verwendet.

In Abb. 2.10 ist eine graphische Darstellung der Funktionen $m(n)$ aus Gl. (2.30)–(2.32) für eine beispielhafte Totzeit von $\tau = 300 \text{ ns}$ dargestellt. Bereits bei eintreffenden Raten von $n \approx \tau^{-1}$ ist bei allen drei Totzeittypen eine merkliche Abweichung zwischen n und m zu erkennen. Während im Falle der nicht-paralysierbaren Totzeit die gemessene Rate m für $n \rightarrow \infty$ gegen τ^{-1} konvergiert, weisen die beiden paralysierbaren Totzeiten für diesen Fall einen Grenzwert in der gemessenen Rate m auf, der gegen null strebt. Dabei fällt Typ 3 durch den zusätzlichen Faktor im Exponenten noch stärker ab als Typ 2 [s. Gl.

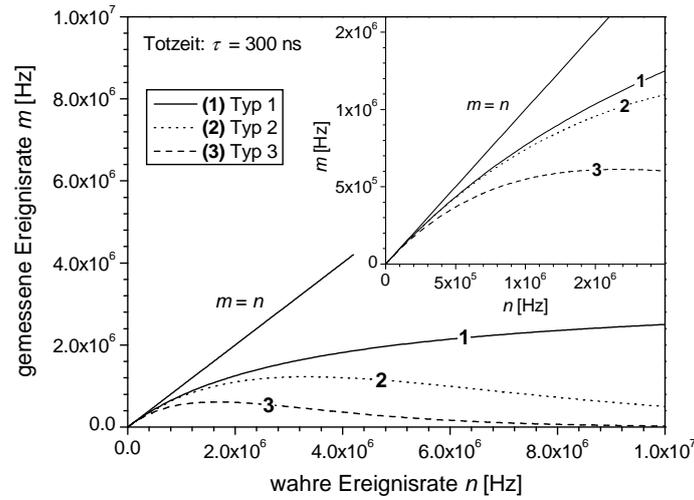


Abb. 2.10: Graphische Darstellung des Verlaufes zwischen der gemessenen Rate m und der tatsächlichen Rate n für die drei Totzeitklassifizierungen bei einer Totzeit von $\tau = 300$ ns.

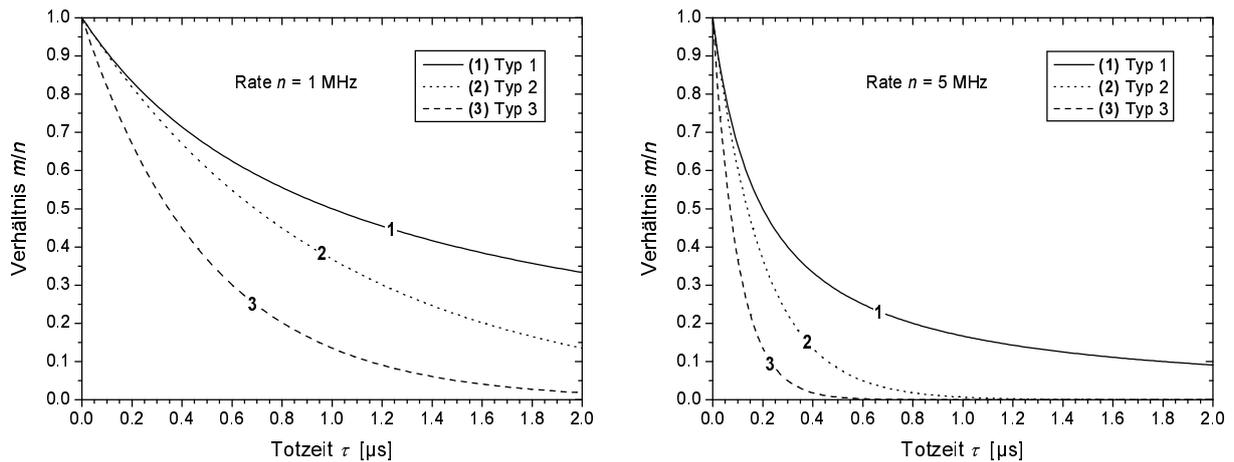


Abb. 2.11: Graphische Darstellung des Verhältnisses m/n für die einzelnen Totzeittypen als Funktion der Totzeit bei einer einfallenden Rate von $n = 1$ MHz (links) und $n = 5$ MHz (rechts).

(2.31) und Gl. (2.32)]. Abb. 2.11 zeigt das Verhältnis zwischen der gemessenen Rate m und der wahren Rate n als Funktion der Totzeit. Auch an dieser Stelle wird deutlich, dass die Anzahl der registrierten Photonen bei den beiden paralysierbaren Typen kleiner ist als beim nicht-paralysierbaren Typ. Um die tatsächliche Rate zu bestimmen, müssen Gl. (2.30)–(2.32) nach n umgestellt werden. Nur für die nicht-paralysierbare Totzeit gelingt dies analytisch; die beiden anderen Gleichungen für die paralysierbaren Totzeiten können nur iterativ numerisch nach n aufgelöst werden.

Als Anmerkung sei erwähnt, dass die Funktionen $m(n)$ aus Gl. (2.30)–(2.32) nur für eintreffende Photonen gelten, welche der Poisson-Statistik folgen. So können die Gleichungen etwa für die Raten- und Intensitätskorrektur einer radioaktiven Quelle verwendet werden, jedoch sind sie für Synchrotronstrahlungsquellen, welche oftmals eine zeitlich stark korrelierte Abstrahlung aufweisen, nicht geeignet. In Ref. [84] werden analytische und numerische Totzeitkorrekturmodelle für verschiedenartig zeitlich gepulste Photonenstrahlen vorgestellt.

Im Wesentlichen können die Signalbildung und die elektronische Ereignisverarbeitung als Totzeitquellen des in dieser Arbeit eingesetzten Detektorsystems angeführt werden:

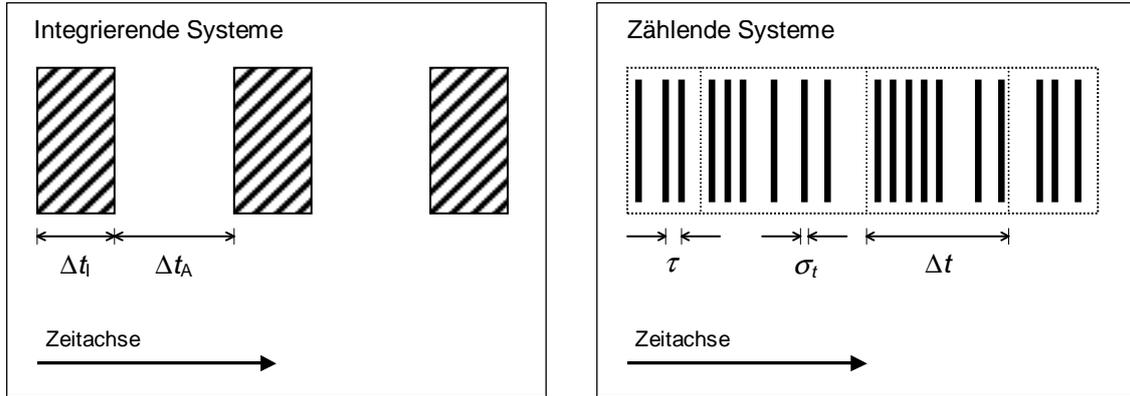


Abb. 2.12: Übersicht über die Parameter, welche die Zeitauflösung bei integrierenden Systemen (links) und bei zählenden Systemen (rechts) bestimmen. Bei den integrierenden Detektoren werde die Integrationszeit mit Δt_I und die Auslesezeit mit Δt_A bezeichnet. Für Einzelphotonenzähler können die einzelnen Photonereignisse (Striche) mit einer Genauigkeit von σ_t (Breite der Striche) bestimmt werden. Die Totzeit τ bestimmt den minimalen Abstand zweier Ereignisse. Zur Erhöhung der Statistik können die Einzelereignisse zu beliebigen Zeitintervallen Δt zusammengefasst werden.

- Signalüberlagerungen führen bei interpolierenden Systemen zu einer fehlerbehafteten Orts- und Energiezuweisung. So müssen beim verwendeten System Mehrfachereignisse, welche sich innerhalb einer Fläche von ca. 3×3 -Zellen überlagern, zurückgewiesen werden (Abschnitt 6.5). Die sich ergebende Signallänge, welche den Totzeitbeitrag bei der Signalbildung bestimmt, wird durch zwei pulsformende Beiträge beeinflusst. Zunächst wird das durch die Mikrostrukturen erzeugte Signal durch die dissipativen Eigenschaften der Auslesestruktur verlängert. Das entstehende Signal entspricht einer Faltung des Originalsignals mit der positionsabhängigen Stoßantwort der Auslesestruktur. Eine weitere Faltung mit der Stoßantwort der Vorverstärkerelektronik führt zum schließlich detektierten Signal. Totzeiten, welche durch die Signalbildung entstehen, können in der Regel durch die paralyzierbaren Totzeittypen 2 und 3 beschrieben werden. In Abschnitt 6.6 erfolgt eine Abschätzung der Totzeitverluste der Widerstandsauslesestruktur durch den paralyzierbaren Totzeittyp 3.
- Die elektronische Datenverarbeitung für jedes Photonereignis und die Datenübertragung zum PC führen zu einem weiteren Totzeitbeitrag, der sich durch den nicht-paralyzierbaren Totzeittyp 1 beschreiben lässt. In Abschnitt 7.2.2.1 erfolgt eine Abschätzung der Totzeitverluste der Digitalelektronik durch den nicht-paralyzierbaren Totzeittyp 1.

2.4 Zeitauflösung

Im Allgemeinen wird die Genauigkeit, mit der ein dynamischer Vorgang zeitlich zugeordnet werden kann, als Zeitauflösung bezeichnet. In Abb. 2.12 sind die wesentlichen Unterschiede zwischen integrierenden und zählenden Systemen schematisch dargestellt. Im Falle der integrierenden Systeme betrage die Integrationszeit Δt_I und die Auslesezeit Δt_A . Wird lediglich ein Frame aufgenommen, so beträgt die Zeitauflösung im besten Falle $\sigma_t = \Delta t_I / \sqrt{12}$. Für eine periodisch wiederholte Integration wird die maximale Zeitauflösung durch die Summe aus Integrations- und Auslesezeit bestimmt: $\sigma_t = (\Delta t_I + \Delta t_A) / \sqrt{12}$.

Demgegenüber verhalten sich zeitauflösende zählende Systeme grundsätzlich anders. Die Zeitauflösung bei Einzelphotonenzählern, wird als die Genauigkeit definiert, mit welcher der Zeitpunkt eines eintreffenden Photons bestimmt werden kann. Bei dieser Definition der Zeitauflösung sind zählende Systeme integrierenden Detektoren in der Regel weit überlegen. Um die Abbildung eines schnell ablaufenden Vorganges mit einer hinreichend genauen Intensitätsauflösung aufnehmen zu können, ist eine ausreichende Anzahl an detektierten Photonen notwendig. Dazu können die einzelnen Photonen innerhalb eines Zeitfensters der Länge Δt zusammengefasst werden (Abb. 2.12). Aus diesem Grunde ist die effektive Zeitauflösung, welche durch die Framelänge Δt bestimmt wird, bei zählenden Systemen deutlich schlechter als die Ge-

naugkeit, mit welcher das einzelne eintreffende Photon zeitlich zugeordnet werden kann. Auch an dieser Stelle wird wiederum deutlich, dass es für hochzeitaufgelöste Messungen vorteilhaft ist, ein System mit möglichst geringer Totzeit einzusetzen, um möglichst viele Photonen innerhalb eines gegebenen Zeitintervalls messen zu können. Sollte die zu untersuchende Probe eine relativ hohe Strahlenresistenz aufweisen, so ist es zur Verbesserung der Intensitätsverteilung auch möglich, den zu untersuchenden Prozess bis zu einem gewissen Grade repetitiv aufzunehmen.

Folgende physikalische Effekte beschränken die Zeitauflösung für die Messung einzelner Photonen bei einem zählenden Gasedetektorsystem:

- Die Streuung des mittleren Photokonversionsortes im Driftraum des Detektors führt zu einer zeitlichen Verschmierung des Registrierungszeitpunktes. So kann der Fall auftreten, dass bei zwei nacheinander eintreffenden Photonen das nachzeitigere Ereignis im Zeitfenster früher gezählt wird als das vorzeitigere Ereignis. Die Breite der Zeitverteilung σ_t lässt sich über den Quotienten der Breite der Konversionsortverteilung σ_l und der Elektronendriftgeschwindigkeit im Driftraum v_e beschreiben. Eine obere Schranke für die Zeitauflösung σ_t ergibt sich bei der Grenzwertbetrachtung des Absorptionskoeffizienten $\mu \rightarrow 0$, wo die Konversionsortverschmierung σ_l maximal wird:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_l}{v_e} \quad \text{führt mit Gl. (2.6) zu:} \quad \sigma_t \leq \frac{l_K}{\sqrt{12} v_e} . \quad (2.33)$$

Bei der letzten Gleichung handelt es sich um eine pessimistische Abschätzung für die erzielbare Zeitauflösung σ_t .

- Bei unterschiedlichen Signalanstiegszeiten können etwaige Triggerzeitpunkte beeinflusst werden, welche somit die Bestimmungsgenauigkeit eines Zeitpunktes verschmieren. Im vorliegenden Detektorsystem können folgende zwei Aspekte einen Einfluss auf die Signalanstiegszeit haben:
 - Die bereits oben angesprochene Streuung des Photokonversionsortes σ_l führt zu verschiedenen langen Elektronendriftstecken innerhalb des Konversionsvolumens. Die dadurch bedingte unterschiedliche longitudinale Diffusion der primären Ladungsträger führt zu einer Variation der Anstiegszeiten. In Ref. [63] wird die Signalbildung im vorliegenden Detektorsystem näher betrachtet. Es ergibt sich, dass die Breite der Triggerzeitpunktverteilung bei typischen Konversionsraumtiefen von einigen 10 mm in der Größenordnung von nur 1 ns liegt.
 - Durch die dissipativen Eigenschaften der Widerstandsauslesestruktur sind die Stromanstiegszeiten in den Ausleseknöten von der Ereignisposition abhängig. Wie jedoch später in Abschnitt 6.3 gezeigt wird, liegt die Verschmierung der durch die unterschiedlichen Triggerzeitpunkte verursachten Zeitpunktsbestimmung lediglich in der Größenordnung von 1 ns.

Im Wesentlichen wird die Zeitauflösung des vorliegenden Detektorsystems durch die Streuung des mittleren Photokonversionsortes im Driftraum beschränkt. Für eine spätere Bestimmung der Zeitauflösung in Abschnitt 7.3 wird dazu Gl. (2.33) als obere Abschätzung herangezogen.

3. Prototypdetektor

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Detektors näher erläutert. Dabei werden sowohl die wesentlichen Komponenten des Detektorsystems als auch deren Funktionsweise und Betriebsparameter genauer beschrieben.

3.1 Detektoraufbau

Abb. 3.1 zeigt einen Querschnitt durch das Gasvolumen des Detektors. Die Eintrittsseite des Detektorgehäuses besteht aus einer Aluminiumplatte mit entsprechender Öffnung. Um die Hochspannungs- und Signalleitungen für die einzelnen Elektroden und Detektorkanäle elektrisch isoliert in das Gasvolumen führen zu können, ist auf die Trägerplatine ein Epoxid-Rahmen aufgeklebt. Das Photoneneintrittsfenster besteht aus CFK (Carbon-Faser-Kunststoff) mit einer Dicke von etwa 1 mm¹. Obwohl das Aluminiumgehäuse für höhere Gasdrücke durchaus geeignet ist, sollte mit dem Detektorsystem aufgrund des recht dünnen CFK-Eintrittsfensters ein Gasdruck von mehr als 3 bar vermieden werden. Unmittelbar

¹ Unter der Annahme, dass das Eintrittsfenster im Wesentlichen aus Kohlenstoff besteht und der CFK-Verbundwerkstoff eine Dichte von $\rho \approx 1.6 \text{ g cm}^{-3}$ [85] aufweist, beträgt der Prozentsatz der nicht absorbierten Photonen bei $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ etwa 50 % bzw. bei $E_\gamma = 25 \text{ keV}$ etwa 99 %.

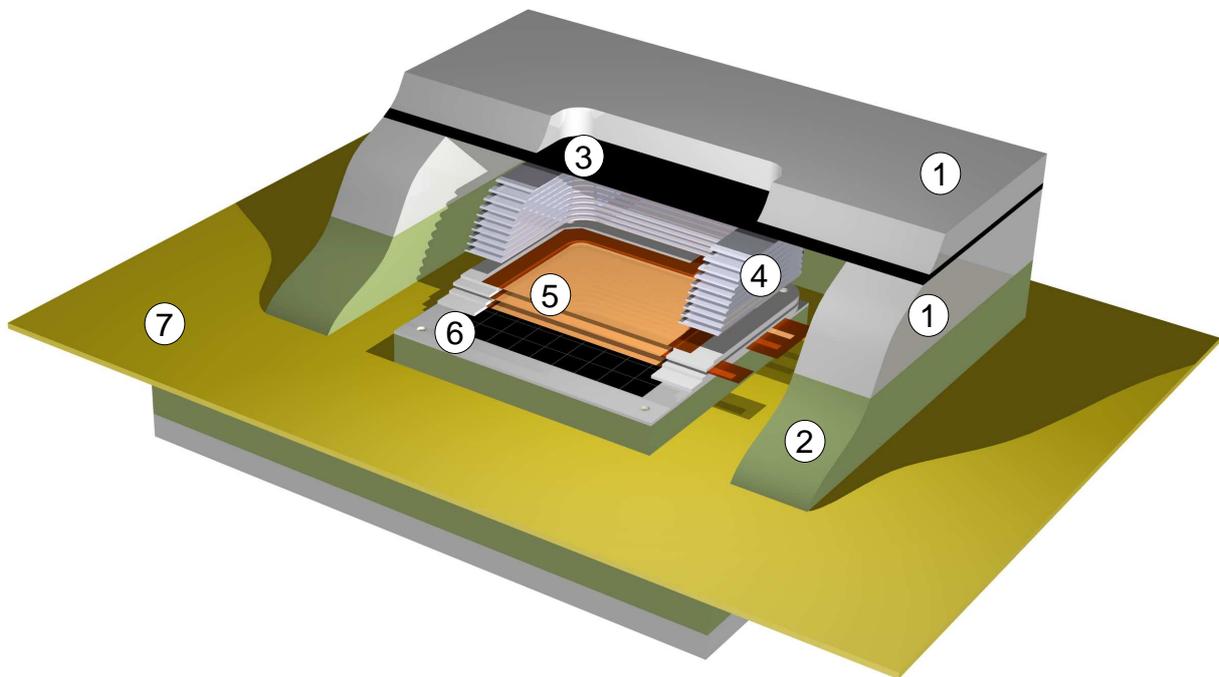


Abb. 3.1: Schematischer Querschnitt durch das Detektorgehäuse. Im Einzelnen sind dargestellt: (1) Aluminium-Druckgehäuse, (2) Epoxid-Rahmen, (3) CFK-Eintrittsfenster mit darunter befindlicher Driftkathodenfolie, (4) Driftkäfig, (5) Gasverstärkungsstrukturen (zu erkennen ist ein Arrangement von drei übereinander angeordneten GEM-Strukturen), (6) Widerstandsauslesestruktur (Anode), (7) Ausleseplatine mit Hochspannungs- und Signalleitungen. Die Anschlüsse für die Vorverstärker befinden sich auf der Platinenrückseite.

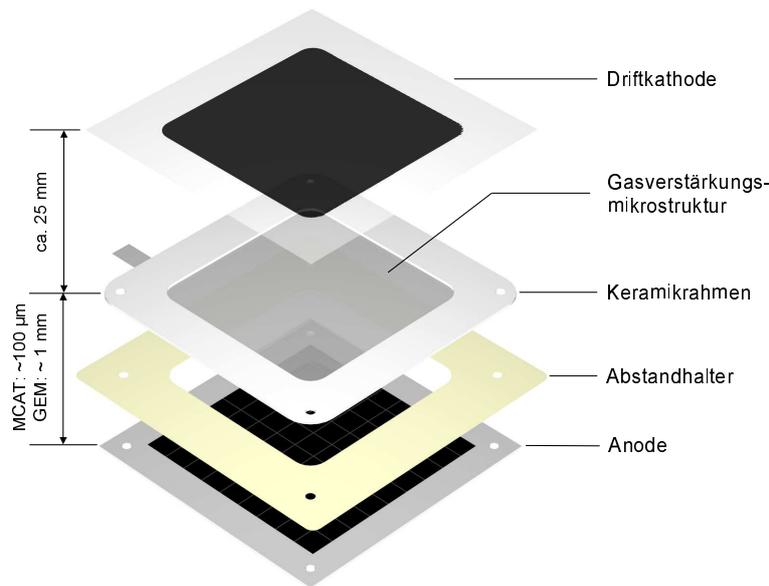


Abb. 3.2: Schematischer innerer Detektoraufbau. Die Konversionsraumtiefe beträgt etwa 25 mm. Die MicroCAT-Struktur bzw. die unterste GEM-Struktur werden in einem Abstand von etwa 100 μm bzw. 1 mm oberhalb der Widerstandsablesestruktur (Anode) angebracht. Werden die MicroCAT- und die GEM-Strukturen miteinander kombiniert oder die GEM-Strukturen zu Zweifach- oder Dreifach-GEM-Konstellationen zusammengestellt, so beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Strukturen etwa 2 mm.

hinter dem Eintrittsfenster dient eine mit Graphit beschichtete Mylarfolie als oberste Driftelektrode. Die einzelnen Elektroden des mit dem Aluminiumrahmen verklebten Edelstahldriftkäfigs sind über eine Widerstandskette untereinander verbunden. Im Konversionsraum wird durch die feldformenden Elektroden des Driftkäfigs ein homogenes Driftfeld garantiert, welches eine weitestgehend senkrechte Projektion der primären Elektronen auf die Gasverstärkungsmikrostrukturen ermöglicht. Für den Detektor wurden zwei Driftkäfige mit einer Höhe von 20 bzw. 25 mm angefertigt. Wenn nicht anders lautend erwähnt, fand in der Regel der tiefere Driftkäfig Verwendung. Die Gasverstärkung im Detektorsystem kann über MicroCAT-Strukturen (Abschnitt 3.2.1), GEM-Strukturen (Abschnitt 3.2.2) oder eine Kombination dieser Mikrostrukturen (Abschnitt 3.2.3) erfolgen. Abb. 3.2 zeigt einen schematischen Ausschnitt des inneren Detektoraufbaus bestehend aus dem Konversions- und dem Gasverstärkungsraum. Die durch den Gasverstärkungsprozess vervielfachte Ladungswolke trifft die am Rand geerdete, resistiv interpolierende Auslesestruktur, welche als unterste Elektrode fungiert. Durch geeignete Ortsrekonstruktionsmethoden (Kap. 4) kann eine zweidimensionale Ortsbestimmung erfolgen.

3.2 Gasverstärkungsstruktur-Typen

Bereits in einem Vorgängerdetektor wurde zur Gasverstärkung der primären Elektronen die sogenannte MicroCAT-Struktur eingesetzt [35, 57]. Um diesen Mikrostrukturtyp zu optimieren, wurden umfangreiche Simulationen durchgeführt [63, 86] und eine verbesserte Struktur wurde weitestgehend nach diesen Vorgaben von der Fa. Stork [87] gefertigt. Messungen ergeben, dass dieser optimierte Typ den konventionellen MicroCAT-Versionen bezüglich des Ladungstransferverhaltens überlegen ist [43, 63]. Ferner fanden zum erstenmal in diesem Detektortyp GEM-Gasverstärkungsstrukturen [34] Anwendung. Auch die Kombination der optimierten MicroCAT- mit einer GEM-Struktur [43, 63] sowie eine Dreifach-GEM-Konstellation [88, 89] wurden erstmals in Kombination mit der interpolierenden Auslesestruktur untersucht. Da die Untersuchungen der Gasverstärkungsstrukturen in Ref. [63] ausführlich erläutert werden, soll an dieser Stelle lediglich ein Überblick und eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse erfolgen.

Typ	Löcher/Zoll	Lochabstand	Lochdurchmesser	Optische Transparenz	Dicke
MCAT155	155	164 μm	116 μm	45.4 %	60 μm
MCAT215	215	118 μm	79 μm	40.6 %	55 μm
MCAT305	305	83 μm	45 μm	26.5 %	55 μm
Optim. MCAT215	215	118 μm	78 μm	39.5 %	25 μm

Tab. 3.1: Abmessungen und technische Daten der konventionellen MicroCAT-Typen MCAT155, MCAT215, MCAT305 und des optimierten MCAT215.

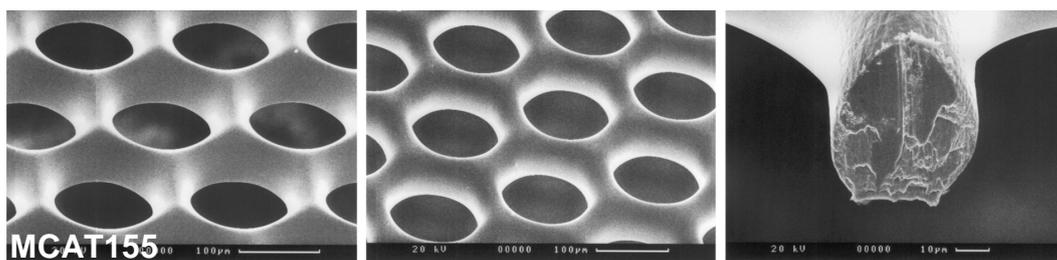


Abb. 3.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der MCAT155-Struktur. Zu sehen sind die Oberseite (links), die Unterseite (Mitte) und der Querschnitt eines Steges zwischen zwei Löchern (rechts).

3.2.1 MicroCAT-Strukturen

Bei den konventionellen MicroCAT-Strukturen (compteur à trous, CAT) handelt es sich um 55–60 μm dicke Nickelfolien mit hexagonal angeordneten Löchern, deren Lochabstand und -durchmesser je nach Typ variieren (Tab. 3.1). Abb. 3.3 zeigt beispielhaft Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer konventionellen MicroCAT-Struktur.

Für den Gasverstärkungsprozess sind abhängig vom verwendeten Druck und Gas typischerweise elektrische Felder von einigen 10 keV cm^{-1} notwendig. Werden die MicroCAT-Strukturen in einem kleinen Abstand von etwa 100 μm oberhalb der Anodenstruktur montiert und Potentialdifferenzen von einigen 100 V angelegt, so entstehen die für die Gasverstärkung notwendigen Felder zwischen den beiden Elektroden. Die Elektronen aus dem Driftraum gelangen durch die Löcher der MicroCAT-Struktur in den Gasverstärkungsbereich, wo die Ladungsvervielfachung stattfindet. Aufgrund der transversalen Diffusion der primären Elektronen im Driftraum sind in der Regel mehrere Löcher am Gasverstärkungsprozess beteiligt.

Die Vorgabe einer Maximierung der Elektronentransparenz² für eine hohe effektive Gasverstärkung und einer Minimierung des Ionenfeedbacks³ bei einer gleichzeitigen Vorgabe für die Strukturdicke von 25 μm , welche eine praktikable Handhabung und Verarbeitung sicherstellt, führt zu einer „idealen“ MicroCAT-Struktur [63, 86]. Messungen mit dem optimierten MicroCAT215 ergeben ein deutlich verbessertes Ladungstransferverhalten im Vergleich zu den konventionellen Strukturen. Mit dieser optimierten Struktur können effektive Gasverstärkungen von $2 \cdot 10^4$ in 1 bar Ar/CO₂ (90/10) erzielt werden [43, 63].

Grundsätzlich erweisen sich alle MCAT-Folien aufgrund ihrer reinen Metallstruktur als sehr robust gegenüber Entladungen. Eine Beschädigung auch bei starken Funkenüberschlägen wurde nicht beobachtet. Auch ist ein Aufladen dieser Struktur bei hohen Photonenraten und Gasverstärkungen aus den oben genannten Gründen nicht möglich. Neben diesen Vorteilen erweist sich aber die räumliche Homogenität der Gasverstärkung aufgrund der starken Abhängigkeit vom Kathodenabstand insbesondere bei großflächigen Detektoren als unzureichend. Leider konnte kein zufriedenstellendes Stützkonzept für die

² Anteil der Elektronen, die vom Driftraum in den Gasverstärkungsraum gelangen, ohne von der Gasverstärkungsstruktur absorbiert zu werden.

³ Anteil der Ionen, die aus dem Gasverstärkungsbereich in den Driftraum gelangen. Ein großes Ionenfeedback führt zu Raumladungen im Konversionsraum, welche zu Bildverzerrungen führen können [63] (s. auch Abschnitt 7.5).

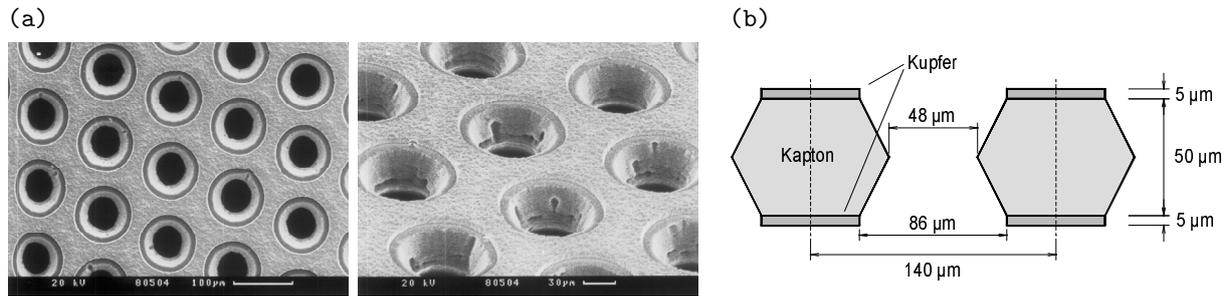


Abb. 3.4: (a) Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von GEM-Strukturen. (b) Schematischer Querschnitt durch eine GEM-Struktur. Die Abmessungen entsprechen den GEM-Folien, welche in dieser Arbeit verwendet werden. Durch das beim Herstellungsprozess notwendige Ätzverfahren weisen die Lochränder eine annähernd doppelkonische Form auf. Die Lochdichte beträgt 181 Löcher/Zoll. Die optische Transparenz ist mit etwa 12% deutlich kleiner als bei den MicroCAT-Strukturen (vgl. Tab. 3.1).

MicroCAT-Strukturen, welches einen konstanten Kathodenabstand sicherstellt, gefunden werden [63]. Ein weiterer Nachteil dieses Gasverstärkungskonzeptes liegt in den im Vergleich zu den GEM-Strukturen langen intrinsischen Signalen, welche zu einer verringerten Hochratenverträglichkeit führen. Aufgrund der geringen Mobilität der Ionen, welche im Wesentlichen den gesamten Gasverstärkungsbereich durchlaufen, beträgt die typische Signallänge abhängig vom Kathodenabstand, dem verwendeten Gas und Druck mehrere 100 ns bis zu einigen Mikrosekunden. Ein beispielhaft simuliertes MicroCAT-Stromsignal findet sich in Abb. A.2. Für weitergehende Betrachtungen zur Signalentstehung sei auf Ref. [61, 63] verwiesen.

3.2.2 GEM-Struktur

Das Konzept der GEM-Gasverstärkungsstrukturen (gas electron multiplier) geht auf F. Sauli zurück, der im Jahre 1997 am CERN erste Prototypen entwickelte [34]. Mikroskopaufnahmen und ein schematischer Querschnitt dieser Strukturen sind in Abb. 3.4 zu erkennen.

Im Gegensatz zum MicroCAT sind bei GEM-Strukturen bereits beide zur Erzeugung von hohen elektrischen Feldern notwendigen Elektroden in Form von zwei dünnen Kupferlagen mit einer Dicke von jeweils etwa $5\ \mu\text{m}$, welche durch eine etwa $50\ \mu\text{m}$ dicke isolierende Kaptonschiicht getrennt sind, auf einer Folie kombiniert. Die zur Gasverstärkung notwendigen Felder werden durch Anlegen von Potentialdifferenzen ΔU_{GEM} von einigen 100 V zwischen den beiden Kupferelektroden erzielt. Wird die Potentialdifferenz zu hoch eingestellt, kann dies zu Funkenüberschlägen führen und die GEM-Struktur unbrauchbar machen. In dieser Beziehung erweisen sich die GEM-Folien als deutlich empfindlicher als die MicroCAT-Strukturen.

Aufgrund des durch die Kaptonfolie relativ genau definierten Abstandes entfällt bei den GEM-Strukturen die Notwendigkeit eines externen Stützkonzeptes. Durch den genauen Abstand zwischen den Kupferelektroden gestaltet sich die Energieauflösung bei großflächig illuminierten GEM-Strukturen damit deutlich besser als bei den MicroCAT-Folien. Als nachteilig erweist sich jedoch die stark ratenabhängige Gasverstärkung. So setzen sich bei hohen Photonennraten die Raumladungen auf dem elektrisch isolierenden Kapton ab und verringern das elektrische Feld und damit die Gasverstärkung. Durch die Beschichtung der GEM-Folien mit amorphem Kohlenstoff kann die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung aber unterdrückt werden [90]. Genauere Betrachtungen bezüglich der ratenabhängigen Gasverstärkung finden sich in Ref. [63]. Da in den von den GEM-Strukturen induzierten, gaußförmigen Stromsignalen der langsame Ionenanteil entfällt und nur der schnelle Elektronenanteil bestimmend ist, betragen die typischen Signallängen lediglich 20–100 ns (fwhm). Dies stellt bezüglich des Hochratenverhaltens einen Vorteil gegenüber den MicroCAT-Strukturen dar.

Die Produktion von GEM-Folien ist bereits weitestgehend ausgereift, so dass diese Strukturen mittlerweile auch in einem größeren Maßstab gefertigt werden können [91]. In dieser Arbeit werden GEM-Strukturen aus einer CERN-Produktion [92] verwendet, die von der HERA-B Kollaboration dankenswerterweise überlassen wurden.

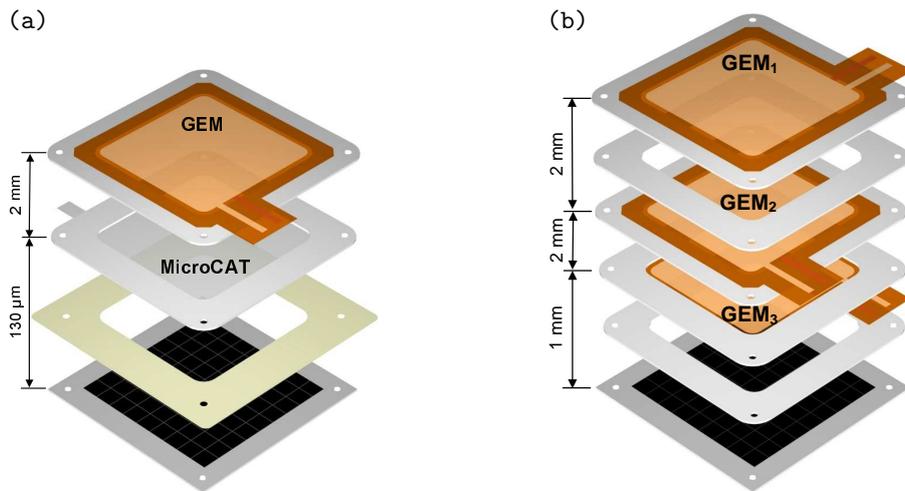


Abb. 3.5: Schematische Anordnung der Mikrostrukturen und Abstandshalter im Detektorsystem: (a) Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur, (b) Dreifach-GEM-Kombination.

3.2.3 Kombination der Mikrostrukturen

Für Anwendungen, die einen hohen Gasdruck oder ein großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erfordern, sind die Gasverstärkungen, welche mit einzelnen Mikrostrukturen zu erzielen sind, oft nicht ausreichend. Durch eine Kombination der Gasverstärkungsstrukturen untereinander lässt sich die erreichbare Gasverstärkung deutlich erhöhen. So wurden bereits GEM-Strukturen erfolgreich mit Mikrostreifenkammern (micro strip gas chambers, MSGCs) [36, 37, 93], MICROME GAS-Strukturen (micro mesh gaseous structure) [39] und Rillenkammern (groove chambers) [32] kombiniert. Da die GEM-Strukturen keine externe Elektrode benötigen, lassen sie sich auch zu Zweifach-GEMs [40], Dreifach-GEMs und sogar Vierfach-GEMs [41, 42] kaskadieren.

Für den betrachteten Detektor kann sowohl die optimierte MicroCAT-Struktur mit einer GEM-Struktur [43] als auch eine Dreifach-GEM-Kombination [88, 89] verwendet werden. In Abb. 3.5 sind die geometrischen Anordnungen und Abstände dieser zwei Konstellationen illustriert.

3.2.3.1 Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur

Mit dieser Kombination [Abb. 3.5 (a)] lassen sich grundsätzlich auch bei höheren Drücken große Gasverstärkungen erzielen. So werden bei einer Xe/CO₂-Gasmischung mit 2.5 bar Druck Gasverstärkungen von etwa 10^4 erzielt [63]. Mit dieser Konstellation entsteht eine ausgesprochen robuste und widerstandsfähige Mikrostrukturkombination, da die funkensensitive GEM-Struktur lediglich eine Vorverstärkung liefert und die MicroCAT-Struktur, welche von unkontrollierten Entladungen nicht beschädigt wird, den Hauptanteil der Gasverstärkung produziert. Da die Signallängen bei dieser Kombination aber nach wie vor von der MicroCAT-Struktur bestimmt werden, sollte für Hochratenexperimente auf eine Dreifach-GEM-Kombination zurückgegriffen werden.

3.2.3.2 Dreifach-GEM-Konfiguration

Die Gasverstärkung einer einzelnen GEM-Struktur ist für die meisten Anwendungen nicht ausreichend. Durch die Kombination zu einer Dreifach-GEM-Kaskade [Abb. 3.5 (b)] lässt sich die effektive Gasverstärkung etwa um einen Faktor 10^2 erhöhen.

3.2.3.2.1 Gasverstärkung Abb. 3.6 zeigt die maximal erreichbaren effektiven Gasverstärkungen einer Dreifach-GEM-Kombination für verschiedene Gasmischungen als Funktion des Gasdrucks. Treten erste Entladungen bei Erhöhung der GEM-Spannung ΔU_{GEM} auf, so ist die maximale Gasverstärkung erreicht. Das elektrische Feld unterhalb einer GEM-Struktur wird in der Regel als Transferfeld E_{Trans}

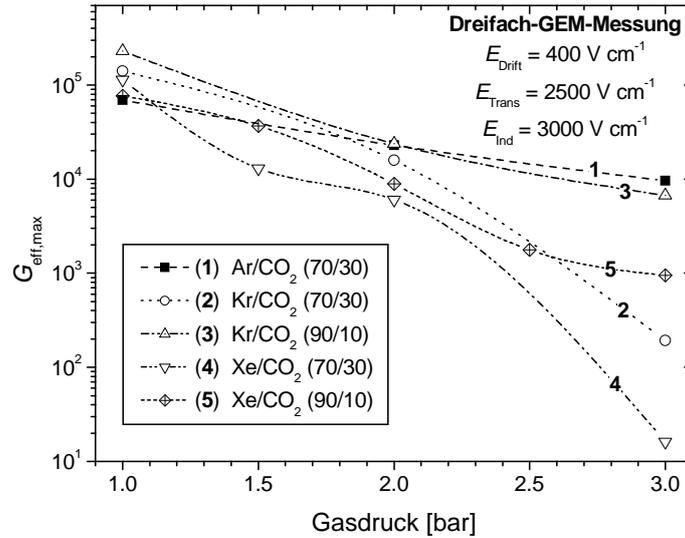


Abb. 3.6: Messung der maximal erreichbaren effektiven Gasverstärkung $G_{\text{eff,max}}$ der Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Gasdrucks in verschiedenen Gasmischungen [63]. Die Fehler in den Gasverstärkungen werden zu $\pm 20\%$ abgeschätzt. Der Übersichtlichkeit halber sind diese hier nicht mit eingezeichnet.

bezeichnet. In einer Mehrfach-GEM-Konfiguration wird das elektrische Feld unterhalb der untersten GEM-Struktur als Induktionsfeld E_{Ind} bezeichnet. Für die konkrete Wahl der Felder sei auf Ref. [63] verwiesen. Grundsätzlich zeigt sich, dass die maximal mögliche Gasverstärkung mit zunehmendem Gasdruck abnimmt. Trotzdem ist es mit diesem Detektorsystem mit der Dreifach-GEM-Kombination möglich, mit allen verwendeten Gasen bei 2 bar Gasdruck Gasverstärkungen in der Größenordnung von 10^4 zu erzielen. Dadurch besteht zum einen die Möglichkeit einer verbesserten Quanteneffizienz für Photonen höherer Energie und zum anderen wird ein stabilerer Betrieb des Detektors bei einer Verstärkung von etwa $5 \cdot 10^3$ ermöglicht.

3.2.3.2.2 Signallängen Bei der GEM-Signalentwicklung wird die Signallänge ausschließlich durch den Beitrag der Elektronenkomponente bestimmt, da der Gasverstärkungsprozess und damit auch die Ionenerzeugung hauptsächlich in den Löchern stattfindet. Abb. 3.7 zeigt ein typisches GEM-Signal sowie die Signallängen bei verschiedenen Gasdrücken für eine Dreifach-GEM-Konstellation, gemessen mit einer kleinen Kupferanode. Als Photonenquelle wurde eine kollimierte ^{55}Fe -Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$) verwendet. Die Länge und Form der an der Anode gemessenen Signale wird im verwendeten Detektorsystem im Wesentlichen durch die longitudinale Diffusion der primären Ladungsträger im Driftraum beeinflusst, da der kurze rechteckförmige Strombeitrag, welcher durch die Elektronendrift zwischen GEM-Unterseite und Anode verursacht wird, nur eine untergeordnete Rolle spielt [63, 88]. Die sich aufgrund der Detektorgeometrie ergebenden gemessenen Signale haben aus diesem Grund einen gaußförmigen Verlauf. Ein beispielhaft simuliertes GEM-Stromsignal findet sich in Abb. A.2. Der zum Signalnachweis verwendete Vorverstärker und Shaper weist eine im Vergleich zum gemessenen Signal sehr kurze Stoßantwort auf, so dass auf eine Entfaltung des Signals verzichtet werden kann. In der rechten Abb. 3.7 ist zu erkennen, dass die Signallängen auch bei höheren Drücken nicht länger als 100 ns werden. Bei Normaldruck sind die Signale sogar kürzer als 50 ns. Genauere Betrachtungen zu den Einflüssen der Induktions-, Transfer-, und Driftfelder auf die Signallänge finden sich in Ref. [63].

3.3 Auslesestruktur-Typen

Während in Abschnitt 2.2.1 das physikalische Funktionsprinzip der resistiven Ladungstrennung und die prinzipielle Vorgehensweise für die zweidimensionale Positionsbestimmung erläutert wurden, so wird an dieser Stelle die technische Realisierung der Auslesestrukturen dargelegt. Die im Rahmen dieser Arbeit

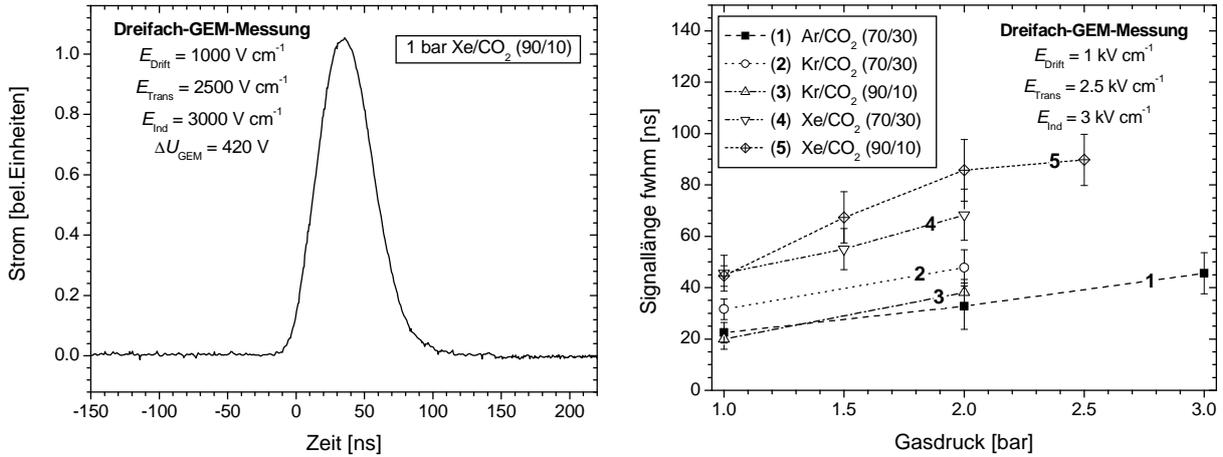


Abb. 3.7: Links: Gemessene Signalförm in Xe/CO₂ (90/10) bei einem Driftfeld von 1 kV cm⁻¹ [63]. Das Transfer- bzw. Induktionsfeld beträgt 2.5 kV cm⁻¹ bzw. 3 kV cm⁻¹. Die angelegte Spannung ΔU_{GEM} bezieht sich auf den mittleren GEM. Während die Spannung des obersten GEM auf einen um 10 % höheren Spannungswert eingestellt wird, wählt man beim untersten GEM einen um 10 % erniedrigten Wert. Diese Spannungskaskadierung garantiert eine minimale Entladungsrate [94]. Rechts: Gemessene Signallängen (fwhm) für verschiedene Gasmischungen als Funktion des Gasdrucks [63]. Alle elektrischen Felder wurden im Detektorsystem konstant gehalten, lediglich die GEM-Spannungen wurden entsprechend dem verwendeten Druck und der jeweiligen Gasmischung angepasst.

gefertigten Auslesestrukturen weisen eine Zellgröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ auf. Der zweidimensional sensitive Bereich umfasst insgesamt 7×7 -Zellen, was einer Gesamtfläche von $56 \times 56 \text{ mm}^2$ entspricht. Die Ausleseknotten der 7×7 -Zellen sind mit 64 elektronischen Auslesekanälen verbunden. Für die Realisierung der Widerstandsauslesestrukturen wurden zwei verschiedenartige Substrate verwendet. Es wurden Strukturen auf Keramik- und auf PCB-Basis (printed circuit board) realisiert. Beide Typen werden im Folgenden in ihrem Aufbau und den damit verbundenen Vor- und Nachteilen näher besprochen.

3.3.1 Keramik-Auslesestruktur

Als Grundmaterial werden 4 Zoll \times 4 Zoll große Al₂O₃-Keramiken, entsprechend etwa $10 \times 10 \text{ cm}^2$, verwendet. Dies ist die Maximalgröße, welche mit den zur Verfügung stehenden Siebdruckmaschinen bearbeitet werden kann. Bei der verwendeten Anzahl an Zellen und elektronischen Kanälen stellt eine Zellfläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ bereits eine obere Grenze der realisierbaren Größe dar. Um zum einen eine möglichst kleine Kapazitätsbelegung zu erzielen und zum anderen eine hohe mechanische Stabilität zu erhalten, wurden Keramik-Substrate mit einer Dicke von etwa 1 mm verwendet. Die hohe Oberflachenplanaritat der Keramik-Substrate mit einer Varianz von nur etwa $\pm 10 \mu\text{m}$ erweist sich bei der Kombination mit einer MicroCAT-Gasverstärkungsstruktur als vorteilhaft, da sich das elektrische Feld und damit auch die Gasverstärkung erheblich homogener darstellt als bei der PCB-Auslesestruktur.

Abb. 3.8 zeigt eine fertige Keramik-Struktur. Da es bei den Keramik-Substraten nicht möglich ist die Durchkontaktierungen für die Ausleseknotten zu bohren, wird auf den Einsatz eines Lasers, der speziell für das Zuschneiden von Werkstoffen entwickelt wurde, zurückgegriffen. Die durch die Laserbearbeitung entstehenden Löcher weisen mit 350–450 μm einen relativ großen Durchmesser auf, was sich, wie noch erläutert wird, nachteilig auf die Bildgebung auswirkt. Die einzelnen Lagen der Auslesestruktur werden in Dickschicht-Hybridtechnik mittels Siebdruckverfahren aufgebracht [95]. So wird zunächst eine großflächige Erdungslage aus Silber-Palladium auf der Rückseite der Keramik aufgedruckt, welche ein direktes elektrisches Übersprechen der Signalleitungen auf die Widerstandsschicht und umgekehrt verringert. Die Erdungsfläche ist dabei lediglich an den Durchkontaktierungen unterbrochen. Um später eine gute elektrische Leitfähigkeit in den Durchkontaktierungen zu garantieren, werden zusätzlich an diesen Stellen auf der Keramikrückseite kleine Silber-Palladium-Pads aufgedruckt und unter Vakuum in die Löcher gesogen. Nach jedem Druckvorgang werden die Keramiken mit den aufgedruckten Substraten getrocknet und anschließend in einem Spezialofen bei ca. 800°C für etwa 10 Minuten gebrannt. Um die Signalleitun-

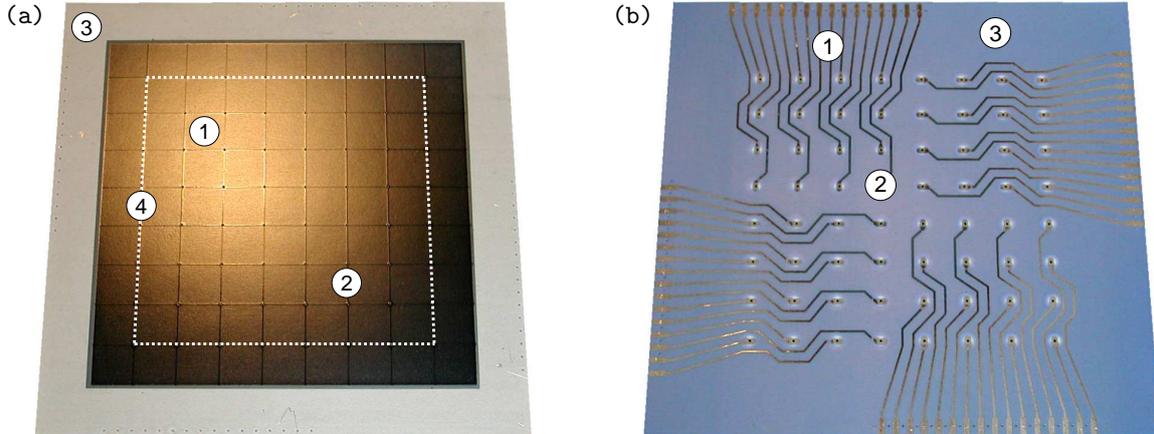


Abb. 3.8: (a) Oberseite der Keramik-Struktur: (1) hochohmige Zellmitten, (2) niederohmige Randstege, (3) geerdeter Rand aus Silber-Palladium. Von den 9×9 sichtbaren Zellen werden nur die inneren 7×7 -Zellen (4) an den Knotenpunkten ausgelesen. Der zusätzliche Zellrand dient lediglich der Verminderung von Randeffekten. (b) Unterseite der Keramik-Struktur: (1) Signalleitungen aus Silber-Palladium, (2) Pads an den Durchkontaktierungen, (3) dielektrische Glaspaste zur Isolierung der Signalleitungen von der hier nicht sichtbaren Erdungsfläche auf der Keramikrückseite.

gen elektrisch von der Erdungsfläche zu trennen, wird auf der Rückseite ein glasartiges, hochisolierendes Substrat aufgebracht. Im Anschluss kann auf der Keramikrückseite der Druck der Signalleitungen erfolgen. Für den Druck der niederohmigen Stege auf der Keramikoberseite mit einem Oberflächenwiderstand von typischerweise $1 \text{ k}\Omega/\square$ kommt ein feinmaschiges Spezialsieb der Fa. Koenen zum Einsatz [96], mit welchem es möglich ist die niederohmigen Stege relativ präzise mit einer Breite von $(150 \pm 5) \mu\text{m}$ zu drucken. Dadurch entfällt eine nachträgliche Korrektur der Stegränder mit einem Trimm laser, wie sie noch bei früheren Versionen der Keramik-Strukturen notwendig war [62]. Da die Durchkontaktierungen einen recht großen Durchmesser haben, wird der niederohmige Steg an den Ausleseknöten quadratisch auf etwa $450 \times 450 \mu\text{m}^2$ verbreitert. Durch diese großen Pads wird der Kontakt zwischen Keramikober- und -unterseite verbessert. Jedoch stellen die recht großen Knotenflächen nicht interpolierbare Positionen dar. Dies führt bei der Positionsrekonstruktion mit den Keramik-Strukturen zu einer unvorteilhaft stark erhöhten Belegungsichte an den nicht positionssensitiven Ausleseknöten (Abschnitte 4.1.3.2 und 4.2.3.2). Nachdem die niederohmigen Stege aufgebracht sind, wird abschließend die gesamte Detektorfläche mit der hochohmigen Paste, welche einen typischen Oberflächenwiderstand von $100 \text{ k}\Omega/\square$ aufweist, bedruckt. Durch diese Vorgehensweise verändert sich zwar der Widerstandswert der Stege geringfügig, jedoch erhält man einen guten Kontakt zwischen dem hochohmigen und dem niederohmigen Substrat.

Neben dem Vorteil einer hohen Oberflächenplanarität erweisen sich die mit der Dickschicht-Hybridtechnik produzierten Keramiken als äußerst robust und widerstandsfähig. Die eingesetzten Widerstandspasten werden üblicherweise in elektrischen Schaltkreisen als kleinflächige Widerstände eingesetzt. Die relativ groß bedruckte Fläche der Widerstandsanode führt in Kombination mit den Brennvorgängen zu insgesamt recht schlecht vorhersagbaren Resultaten bezüglich der Widerstandswerte, so dass die Anzahl der Sintervorgänge auf ein Minimum beschränkt werden sollte. Eine genauere Betrachtung über den Einfluss der Brennvorgänge auf die Widerstände findet sich in Ref. [62].

Im Folgenden soll eine Abschätzung der Kapazitätsbelegung c einer Keramikanode in Kombination mit einer GEM-Gasverstärkungsstruktur erfolgen. Als Beiträge müssen sowohl die GEM-Struktur ($i = 1$) als auch die Erdungsfläche der Auslesestruktur ($i = 2$) berücksichtigt werden. Legt man ein einfaches Plattenkondensatormodell zu Grunde, so ergibt sich für die Kapazitätsbelegung c :

$$c = \sum_{i=1}^2 \epsilon_i \epsilon_0 \frac{1 - \alpha_i}{d_i} . \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet ϵ_i die Dielektrizitätskonstante des jeweiligen Materials. Für das Gas im Raum zwischen Anode und GEM-Struktur gilt $\epsilon_1 \approx 1$. Die Keramik weist eine Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_2 \approx 9.9$

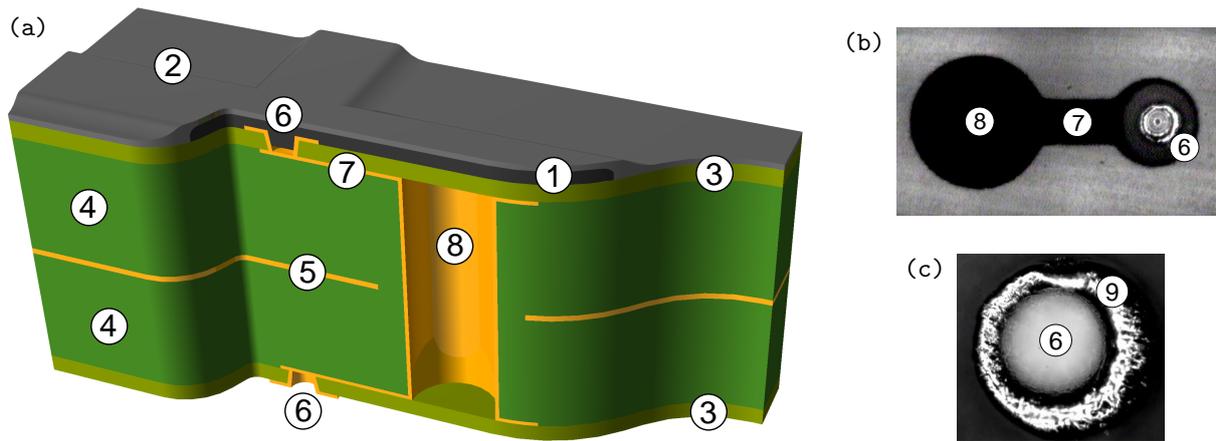


Abb. 3.9: (a) Querschnitt durch eine PCB-Auslesestruktur: (1) niederohmige Widerstandsschicht für die Randstege; (2) hochohmige Widerstandsschicht, die großflächig über die niederohmigen Stege gedruckt wird; (3) Prepreg-Schicht mit einer Dicke von jeweils etwa $60\ \mu\text{m}$; (4) FR4-Trägermaterial mit einer Stärke von jeweils $d_2 = 1\ \text{mm}$; (5) Erdungsfläche aus etwa $18\ \mu\text{m}$ dickem Kupfer; (6) leicht konisch verlaufendes Sackloch mit Kontaktflächen; (7) Leiterbahnfahne zur Verbindung des Sackloches mit der eigentlichen Durchkontaktierung; (8) Durchkontaktierungsloch mit aufgalvanisierter Kupferschicht. (b) Mikroskopaufnahme des Sackloches (6), der Leiterbahnfahne (7) und des Durchkontaktierungsloches (8). (c) Mikroskopaufnahme des Sackloches (6) mit einem Durchmesser von etwa $125\ \mu\text{m}$ und der mit Gold beschichteten Kontaktfläche (9) mit einem Durchmesser von etwa $220\ \mu\text{m}$.

auf [97]. Der Abdeckungsfaktor $(1 - \alpha_i)$ bezeichnet den Anteil der auf der Unterseite der GEM-Struktur bzw. auf der Erdungsfläche endenden Feldlinien. Für eine pessimistische Abschätzung sei $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Wird der Kathodenabstand der GEM-Struktur mit $d_1 = 1\ \text{mm}$ und die Keramikdicke mit $d_2 = 1\ \text{mm}$ festgelegt, so erhält man für die Kapazitätsbelegung einer Keramik-Auslesestruktur:

$$c = c_1 + c_2 \approx 8.9\ \text{nF m}^{-2} + 88\ \text{nF m}^{-2} \approx 97\ \text{nF m}^{-2}. \quad (3.2)$$

Dies ist ein im Vergleich zu der im nächsten Abschnitt vorgestellten PCB-Auslesestruktur doppelt so großer Wert für die Kapazitätsbelegung, welcher zu einer verstärkten Signaldiffusion und somit zu einem verschlechterten Hochratenverhalten führt. Weiterhin wirkt auf die Vorverstärker eine hohe Lastkapazität ein, da die Signalleitungen auf der Keramikrückseite [Abb. 3.8 (b)] aufgrund der lediglich einige $10\ \mu\text{m}$ dicken isolierenden Glasschicht ($\epsilon = 9.0$) mit der Erdungsfläche eine hohe Kapazität bilden. Eine weitere Vergrößerung der Isolationsschichtdicke ist aus technischen Gründen nicht möglich [98]. Diese erhöhte Lastkapazität führt zu Verzerrungen in der Signalform der verwendeten Vorverstärker, so dass sich die rekonstruierten Bilder der Keramik-Auslesestruktur bezüglich der Bildqualität gegenüber denen der PCB-Struktur als unterlegen erweisen. Genauere Betrachtungen folgen in Kap. 4.

3.3.2 PCB-Auslesestruktur

Ein Vorteil der auf FR4-Epoxy-Basis aufgebauten PCB-Auslesestrukturen gegenüber Keramikstubstraten, welche mit der Dickschicht-Hybridtechnik gefertigt werden, zeigt sich in einem deutlich flexibler gestaltbareren Lagenaufbau. Durch die Möglichkeit auch kleinste Durchkontaktierungen zu fertigen, lassen sich Ausleseknotten mit vergleichsweise kleinem Durchmesser realisieren [99].

Abb. 3.9 zeigt einen schematischen Schnitt durch eine PCB-Widerstandsanode. Die PCB-Auslesestruktur ist vertikal symmetrisch aus unterschiedlich dicken Lagen bestehend aus FR4-Material und Prepreg⁴ aufgebaut. Aufgrund des viellagigen Aufbaus der PCB-Strukturen ist die Oberflächenplanarität im Vergleich zu den Keramik-Stubstraten deutlich schlechter. Eine Kombination von MicroCAT- und PCB-Strukturen ist damit ohne zusätzliche Stützstrukturen nicht möglich. Die sich an den Kreuzungspunkten der niederohmigen Stege befindlichen Sacklöcher (blind via) werden mechanisch mit einem sehr feinen Bohrer gefertigt. Das leicht konisch verlaufende Loch zeigt dabei einen Durchmesser von etwa $125\ \mu\text{m}$.

⁴ Film aus nicht vollständig ausgehärtetem Epoxid, welches unter Druck und Hitze vernetzt und damit die angrenzenden Flächen dauerhaft miteinander verbindet.

Die mit Gold beschichteten Kontaktflächen (landing pads) weisen einen Durchmesser von rund $220\ \mu\text{m}$ auf [Abb. 3.9 (c)]. Damit wird die räumliche Ausdehnung der Ausleseknöten gegenüber den Keramik-Strukturen (Abschnitt 3.3.1) erheblich reduziert. Dies führt zu einer günstigeren Belegungsichte in der Nähe der Ausleseknöten (Abschnitte 4.1.3.2 und 4.2.3.2). Das Sackloch ist über eine Leiterbahnfahne mit dem eigentlichen Durchkontaktierungsloch (buried hole) verbunden. Symmetrisch in der Mitte der PCB-Struktur befindet sich eine nur an den Durchkontaktierungslöchern unterbrochene abschirmende Erdungsfläche aus Kupfer.

Für den Druck der niederohmigen Stege und der hochohmigen Zellmitten werden Spezialpasten der Fa. Asahi [100] verwendet, welche für das Exoxid-Material geeignet sind, da sie bereits bei 170°C aushärten. Die niederohmigen Stege werden mit einer Breite von etwa $(175\pm 5)\ \mu\text{m}$ gedruckt. Die relative Homogenität der Widerstandspasten erweist sich als merklich besser im Vergleich zu den entsprechenden Substraten, welche bei den Keramik-Strukturen Anwendung finden.

Eine entsprechende Abschätzung der Kapazitätsbelegung c nach Gl. (3.1) führt mit einer Dielektrizitätskonstanten für das Exoxidmaterial von $\epsilon_2 = 4.6$ [99] und den Abständen $d_1 = d_2 = 1\ \text{mm}$ zu:

$$c = c_1 + c_2 \approx 8.9\ \text{nF m}^{-2} + 41\ \text{nF m}^{-2} \approx 50\ \text{nF m}^{-2} . \quad (3.3)$$

Bezüglich des Hochratenverhaltens erweist sich diese im Vergleich zu den Keramik-Strukturen um die Hälfte reduzierte Kapazitätsbelegung als vorteilhaft.

3.4 Das Konzept des lokalen Triggers

Trifft ein Photon im Konversionsraum des Detektors ein und findet der anschließende Gasverstärkungsprozess statt, so benötigt man zur Auslese und zur digitalen Weiterverarbeitung dieses Ereignisses ein Startsignal (Trigger). Mit den am MicroCAT oder der Unterseite der untersten GEM-Struktur influenzierten Signalen besteht eine einfache Möglichkeit, einen Ereignistrigger zu generieren. Die durch den Gasverstärkungsprozess entstehenden Signale können durch einen Diskriminator (Schwellwert-Trigger) weiterverarbeitet werden und somit die Triggersignale liefern. Da dieser *globale* Trigger keinerlei Informationen über die Position der Ladungswolke auf der Auslesestruktur liefert, müssen die Signale aller 64 Ausleseknöten parallel ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Wie in Kap. 4 für den 463-Knoten Algorithmus beschrieben wird, sind für die eindeutige Positionsbestimmung die Ladungsinformationen von 8 Ausleseknöten ausreichend. Insbesondere vor dem Hintergrund des modularen Aufbaukonzeptes der Auslesestruktur, welches im Prinzip auch großflächige Strukturen mit entsprechend vielen Auslesekanälen ermöglicht, stellt sich die Auslese mit dem synchronen globalen Triggers als nicht optimal heraus, da unnötig viele Daten prozessiert werden müssen. Des Weiteren kann bei hohen Raten mit dem globalen Trigger aufgrund der endlichen Länge des digitalisierten Zeitfensters keine Verarbeitung von Signalen erfolgen, die zeitlich leicht versetzt eintreffen, räumlich aber an verschiedenen Positionen im Detektor erzeugt werden. Bei größeren sensitiven Flächen und hohen Raten werden viele Ereignisse somit nicht berücksichtigt. Dies beschränkt die Hochratenverträglichkeit des Systems maßgeblich.

Wesentlich vorteilhafter stellt sich ein *lokaler* Trigger dar, der nur die Ausleseknöten berücksichtigt, welche die wesentlichen Ladungsinformationen enthalten. Dabei dienen jetzt nicht mehr die Signale einer Gasverstärkungsstruktur als Ereignistrigger, sondern die Widerstandsstruktur selbst erzeugt das Startsignal zur Auslese. Wie oben bereits erwähnt, ist es ausreichend, die Ladungsinformationen von 8 Ausleseknöten zur Positionsrekonstruktion heranzuziehen (Abb. 3.10). Obwohl der linke untere Knoten im Beispiel aus Abb. 3.10 nicht zur Positionsrekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus benötigt wird, wird er mit ausgelesen, da eine separate Fallunterscheidung zu viel Zeit in Anspruch nehmen würde. Schon an dieser Stelle wird der Vorteil gegenüber dem globalen Trigger deutlich. Es werden pro Ereignis anstelle von 64 Kanälen nur noch 9 Kanäle (entsprechend einer Fläche von 2×2 -Zellen) ausgelesen. Um den lokalen Trigger mit der Auslesestruktur zu generieren, werden die Ladungsinformationen aller Knoten ständig auf Signale hin untersucht. Ein direkter Datenabgleich der einzelnen Kanäle untereinander ermöglicht das Auffinden des Knotens mit dem maximalen Ladungseintrag. Eine ausführliche Behandlung des lokalen Triggerkonzeptes mit seiner elektronischen und programmiertechnischen Realisierung findet sich in Ref. [64]. Eine etwas knappere Darstellung erfolgt in Abschnitt 3.5.2.

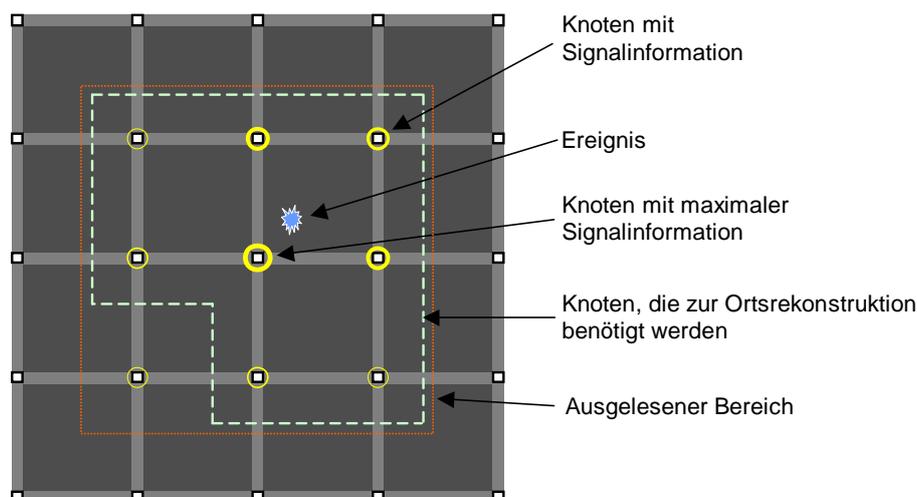


Abb. 3.10: Ausschnitt der Auslesestruktur mit einem Ereignis in der Nähe des mittleren Knotens, welcher demzufolge den größten Ladungseintrag aufweist. Der Knoten mit dem Maximaleintrag und seine 8 direkten Nachbarknoten werden ausgelesen.

3.5 Ausleseelektronik

Das gesamte Detektorauslesesystem kann in den eigentlichen Detektor mit der Gasverstärkungs- bzw. der Widerstandsauslesestruktur als globaler bzw. lokaler Triggergenerator, die Analog- und die Digitalelektronik unterteilt werden. Abb. 3.11 liefert einen schematischen Überblick der einzelnen Komponenten.

3.5.1 Analogelektronik

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen der zweidimensionalen Ortshistogramme wurden mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern durchgeführt, welche im Rahmen eines anderen Projektes entwickelt wurden [45]. Diese auf Dickschicht-Technik basierenden 8-Kanäle umfassenden Hybride vereinen eine Vorverstärker und Shaper-Einheit (preamplifier and shaper, PASH). Die Vorverstärker dienen zum einen der Signalverstärkung und zum anderen einer Pulsformung der Signale in einem frequenzabhängigen Filter (Shaperstufe). Dem ersten Integrator der PASHs mit einer Zeitkonstanten von $1\ \mu\text{s}$ folgen zwei Pole-Zero-Filter und drei anschließende Integrationsstufen. Die Shapingzeit beträgt etwa 300 ns.

Die PASHs wurden ursprünglich für den Einsatz in Proportionalzählern, die typischerweise Signallängen von einigen Mikrosekunden aufweisen, entwickelt. Die in diesem Detektorsystem eingesetzten Mikrostrukturen erzeugen dagegen kurze, rechteck- oder gaußförmige Stromsignale in der Größenordnung von 100 ns. Die PASHs stellen damit keine optimale Lösung dar, da sie auch nach der signalformenden Shaperstufe zu lange Signale liefern. Vorstellbar wären Strom-Spannungs-Wandler (Transimpedanzverstärker), welche das eingehende Stromsignal in ein proportional verstärktes Spannungssignal umwandeln. Die Ermittlung der Ladungseinträge der einzelnen Knoten würde dann über die Integration der digitalisierten Signale erfolgen. Leider weisen Strom-Spannungswandelnde Vorverstärker in der Regel ein ausgeprägtes Rauschniveau auf. Aus diesem Grund wird für die Realisierung eines Prototypenvorverstärkerkanals auf einen von einer anderen Arbeitsgruppe neu entwickelten ladungsempfindlichen Vorverstärker [101] zurückgegriffen und leicht modifiziert. Dabei wird die Integrationszeitkonstante sowie die Zeitkonstante der Ein- und Ausgangsstufe an die Bedürfnisse des Detektorsystems angepasst. Eine fast identische Abbildung des eingehenden Stromsignals in ein proportional verstärktes Spannungssignal wird durch die Nachschaltung eines bereits existierenden Signalformers erreicht. Es handelt sich hierbei um einen Shaper des Typs Z-SHB 2H, dessen Zeitkonstanten leicht modifiziert wurden. Aus Zeitgründen konnte jedoch lediglich ein Prototypkanal realisiert werden. Dieser wurde für die Messungen der intrinsischen Signale der GEM-Gasverstärkungsstruktur (Abschnitt 3.2.3.2.2) und der diffundierten Si-

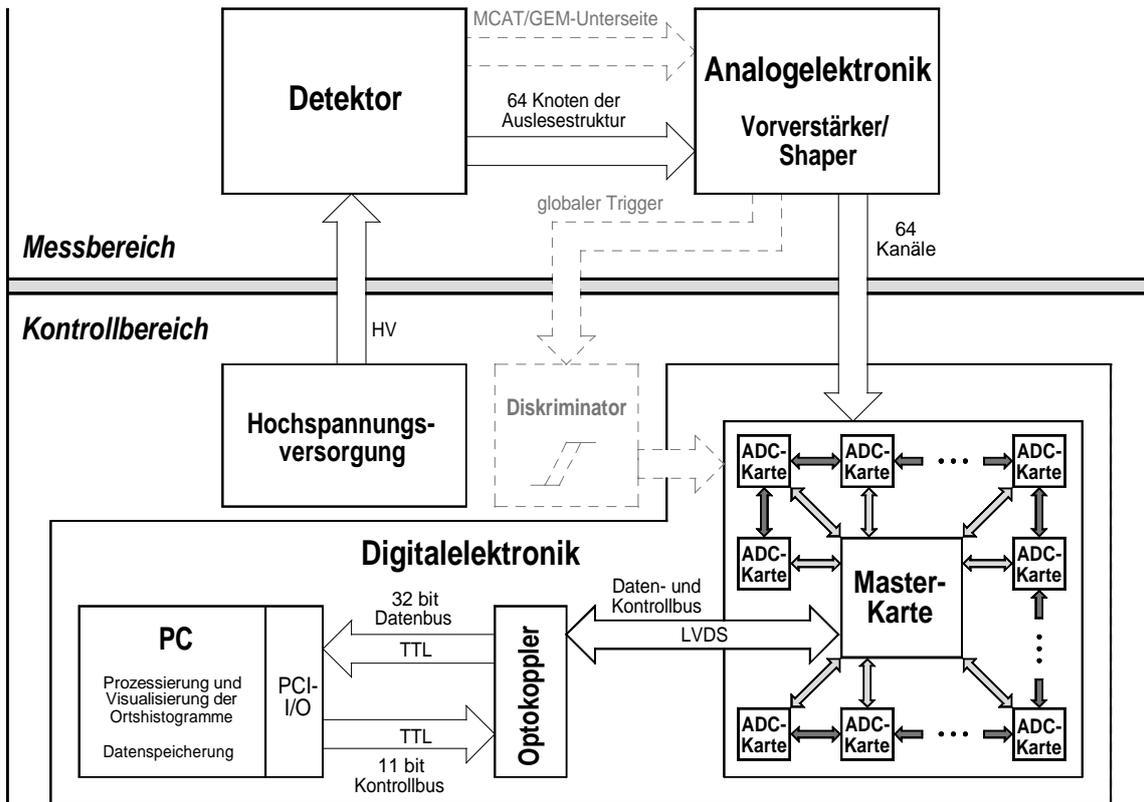


Abb. 3.11: Schematischer Überblick über das gesamte elektronische Auslesesystem. Die Generierung des globalen Triggers wird durch die grau gestrichelten Objekte angedeutet.

gnale der Widerstandsauslesestruktur eingesetzt (Abschnitt 6.1). Genauere Informationen bezüglich des Schaltplans und der vorgenommenen Modifikationen finden sich in Ref. [63].

3.5.2 Digitalelektronik

Die bisher verwendeten 8 bit FADCs (flash analog to digital converter) [102] sind für das vorgesehene lokale Triggerkonzept nicht geeignet, da sie weder die Möglichkeit einer Datenselektion noch einer umfangreichen -prozessierung bieten. Des Weiteren ist es bei der Anwendung von Dreifach-GEM-Strukturen, welche einen flexiblen Einsatz des Detektors mit verschiedenartigen Gasen und Drücken ermöglichen, wünschenswert, einen vergrößerten Dynamikbereich zur Verfügung stehen zu haben. Basierend auf der FADC-Neuentwicklung von K. Nurdan [103, 104] wurde die Digitalelektronik neu konzipiert. Jede der einzelnen 4-kanäligen Transientenrekorderkarten hat eine maximale Dynamik von 12 bit und kann analoge Daten mit einer Frequenz von 66 MHz abtasten. Die gemessene effektive Dynamik beträgt bei den verwendeten FADC-Bausteinen mehr als 11 bit [104]. Für die Weiterverarbeitung der digitalisierten Daten beinhaltet jede FADC-Karte einen Xilinx-FPGA-Logikbaustein (field programmable gate array). Die Programmierung der etwa $3 \cdot 10^5$ auf dem Xilinx-Chip zur Verfügung stehenden Logikgatter kann über eine hardwarenahe Sprache wie VHDL (very high speed integrated circuit hardware description language) erfolgen [64]. Durch die weitestgehend freie Programmierbarkeit besteht neben einfachen mathematischen Operationen wie Subtraktionen oder Additionen auch die Option, kompliziertere Funktionen wie Signalintegrationen oder das Auffinden von Signalmaxima durchzuführen. Die durch den Xilinx-Baustein verarbeiteten Daten können über einen SSTL-3 (stub series terminated logic) kompatiblen Daten- und Kontrollbus versendet werden.

In Abb. 3.12 wird die Zuordnung zwischen den FADC-Karten und den Ausleseknotten der Widerstandsstruktur illustriert. Da eine Auslesestruktur 64 Knoten umfasst, werden 16 FADC-Karten benötigt. Jede

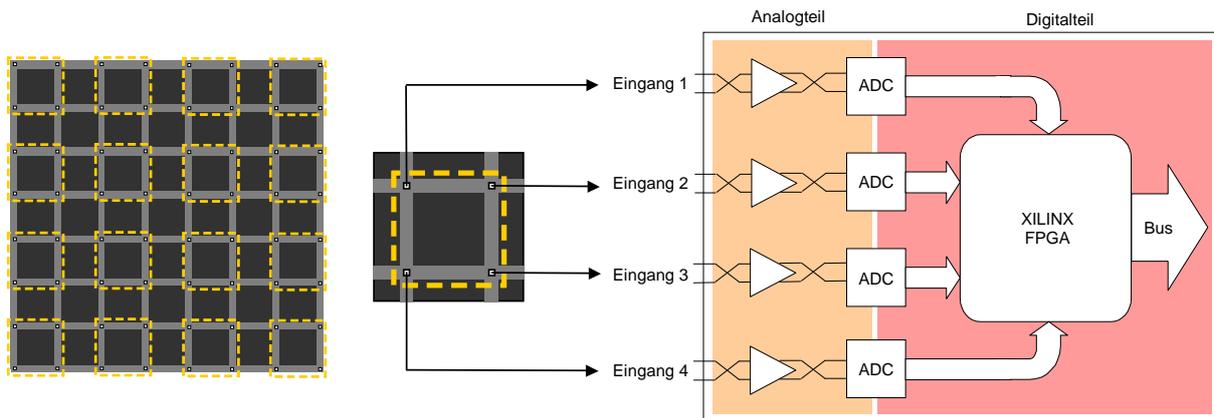


Abb. 3.12: Zuordnung zwischen den 16 FADC-Karten und den Auslesezellen der Widerstandsstruktur. Die 4 Knoten einer Auslesezelle werden mit genau einer FADC-Karte verbunden.

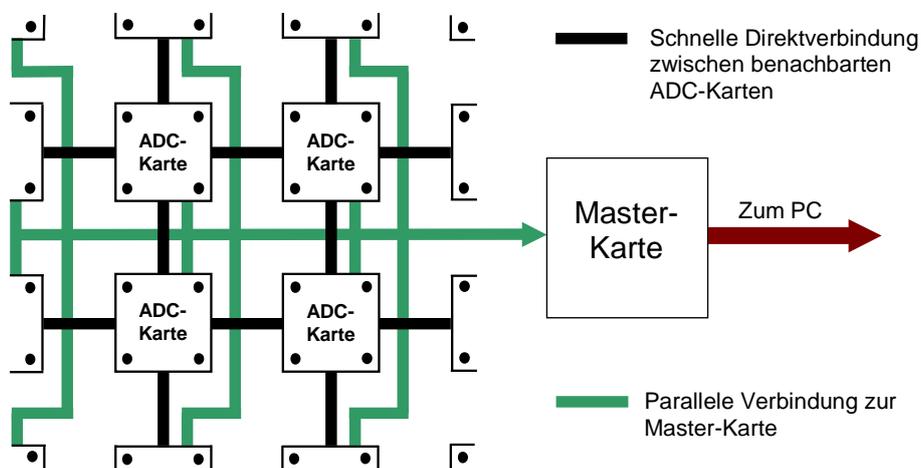


Abb. 3.13: Prinzipieller Verlauf der Verbindungsleitungen zwischen den Karten. Die Knotenstruktur der Widerstandsauslese ist durch die vier Eckpunkte in den FADC-Karten angedeutet. Benachbarte FADC-Karten kommunizieren über 8 bit breite Direktverbindungen (point-to-point links). Zur Auslese der 9 Knoteninformationen, welche zur Positionsrekonstruktion benötigt werden, ist jede ADC-Karte an einen 18 bit breiten Datenbus angeschlossen, der eine Verbindung zur Masterkarte herstellt.

Karte entspricht dabei einer vollständigen Zelle der Auslesestruktur. Durch die spezielle geometrische Anordnung gibt es 16 Zellen, deren Knoten genau einer FADC-Karte entsprechen, 24 Zellen teilen sich Kanäle mit zwei FADC-Karten. Bei 9 Zellen teilen sich die 4 Ausleseknöten auf 4 verschiedene FADC-Karten auf.

Um den Verarbeitungsprozess eines Photonereignisses zu starten, d.h. um den lokalen Trigger zu initiieren, müssen die digitalisierten Signale mindestens eines Kanals einer FADC-Karte über einer festgesetzten Schwelle liegen. Zur Bestimmung der an diesem Ereignis beteiligten Knoten muss in einem nächsten Schritt der Knoten bzw. der Kanal ermittelt werden, welcher das maximale Signal trägt. Je nach Position des Ereignisses ist es dazu notwendig, dass die einzelnen FADC-Karten die Daten für das Maximalsignal untereinander austauschen können. Dazu werden die benachbarten Karten über eine schnelle, 8 bit breite Direktverbindung (point-to-point link) miteinander verbunden. Abb. 3.13 zeigt eine schematische Realisierung der einzelnen Verbindungen zwischen den Karten. Ist der Kanal mit dem maximalen Signal gefunden, so übernimmt die zugehörige FADC-Karte die weitere Prozessierung. Dazu muss diese Karte die restlichen 5 Signalinformationen von den Nachbarkarten über die Direktverbindungen einfordern. Sind alle 9 Signalinformationen, welche zur vollständigen Positionsrekonstruktion notwendig

sind, an die verantwortliche FADC-Karte übertragen, so kann das Datenpaket dieses Ereignisses über den 18 bit breiten Datenbus an die Masterkarte weitergeleitet werden. Zum gezielten Ansprechen einzelner FADC-Karten steht der Masterkarte zusätzlich eine 1 bit breite Direktverbindung zur Verfügung, die in Abb. 3.13 der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet ist.

Das Design der Masterkarte wurde in dieser Arbeitsgruppe von S. Martoiu entworfen [64]. Wie die FADC-Karten, so besitzt auch die Masterkarte für die Prozessierung einen Xilinx-Logikbaustein. Die Masterkarte überträgt für jedes Ereignis die Knotennummer des Kanals mit dem maximalen Signal und die 9 Knoteneinträge an den PC, wobei jedes einzelne Ereignis zusammen mit einer im Folgenden näher beschriebenen Zeitinformation eine Speichertiefe von 25 Bytes benötigt. Die Masterkarte besitzt einen internen Zeitzähler, ist zusätzlich aber auch mit einem ADC-Kanal ausgestattet, der die Digitalisierung eines externen Analogsignals, zur zusätzlichen eindeutigen Zeitzuordnung der Ereignisse z.B. über eine Zeit-Spannungs-Rampe, vornehmen kann. Dabei beeinflusst die Elektronik nicht die Zeitauflösung des Gesamtsystems, da die Genauigkeit des Zeitzählers hinreichend groß gewählt werden kann, so dass die Zeitauflösung durch die physikalischen Prozesse im Detektor selbst limitiert wird.

Zwei Optokopplerkarten der Fa. Silicon Software, welche ursprünglich für ein anderes Projekt entwickelt wurden [105], sorgen für eine galvanische Trennung von PC und Ausleseelektronik zur Verringerung von Störeinflüssen. Die Datenübertragung zwischen der Masterkarte und den Optokopplerkarten erfolgt über LVDS (low voltage differential signaling), womit auch große Kabellängen ohne Störeinflüsse möglich werden.

Das realisierte Digitalelektronikkonzept zeichnet sich insbesondere durch seinen modularen Aufbau aus. Werden mehr elektronische Kanäle benötigt, so reicht es prinzipiell aus, das System einfach durch Hinzufügen von weiteren FADC-Karten und evtl. weiteren Masterkarten zu erweitern. Durch dieses modulare Konzept erscheint es auch möglich, Detektoren mit größerer sensitiver Fläche ohne Einbußen der elektronischen Ratenverträglichkeit zu realisieren. Zur weiteren Datenreduktion wäre es in einem zukünftigen System auch denkbar die Ereignispositionen mit dem in Kap. 4 vorgestellten 463-Knoten Algorithmus direkt auf der Masterkarte zu berechnen und anschließend zu histogrammieren. Da zur Zeit noch die Knoten-, Ladungs- und Zeitinformationen übertragen werden müssen, würde durch diesen Schritt der Datenfluss zwischen der Masterkarte und dem PC erheblich reduziert.

Das Konzept der neuen Digitalelektronik und die Realisierung des lokalen Triggers wird in aller Ausführlichkeit in Ref. [64] beschrieben.

3.5.3 Datenverarbeitung

Die Datenkommunikation zwischen der Masterkarte und dem PC erfolgt über eine PCI-Karte, Typ PCI-7200 der Firma Meilhaus, welche die Knoten-, Ladungs- und Zeitinformationen empfängt. Durch die Programmierung der PCI-Karte im schnellen DMA-Modus (direct memory access) können im optimalen Fall bis zu 12 MB s^{-1} übertragen werden. In der Praxis lassen sich Datenübertragungsraten von etwa 8 MB s^{-1} realisieren. Eine genauere Diskussion der anfallenden Datenmenge pro Ereignis und der zu erwartenden Datenflüsse findet sich in Ref. [63].

Mit Hilfe des OMA-Programmpakets (online measurement and analysis) kann der Verlauf einer Messreihe bei der Verwendung von einfachen Algorithmen direkt am PC visualisiert werden. Weiter sind mit diesem Programm eine Vielzahl von Einstellungsoptionen verfügbar, welche die Darstellung und die Speicherung der Detektordaten ermöglichen. Durch die Abspeicherung der Rohdaten, wird eine spätere, zeitaufwendigere Rekonstruktion der Ortshistogramme über die in Kap. 4 noch näher zu beschreibenden Algorithmen ermöglicht.

4. Bildrekonstruktionsmethoden

Im Allgemeinen kann die Verwendung von Algorithmen zur Positionsrekonstruktion, welche hier im zweidimensionalen Fall betrachtet wird, als eine Variablentransformation zwischen dem „wahren“ Ortsraum (x, y) und dem Raum der vom Algorithmus abgebildeten Positionen (u, v) aufgefasst werden. Für die vorliegende, resistiv interpolierende Auslesestruktur erfolgt die Zuordnung zwischen diesen beiden Räumen über das 4×4 -Zellenmodell (Anhang A.1), welches die Ladungen an den Ausleseknöten simuliert, und der anschließenden Anwendung eines Rekonstruktionsalgorithmus', welcher die Ladungsinformationen zur Positionsbestimmung verwendet (Abschnitt 2.2.2). Bei einem idealen Algorithmus handelt es sich um eine identische Abbildung zwischen dem Raum der „wahren“ Positionen und der Raum der abgebildeten Positionen. In der Praxis wird derjenige Algorithmus gesucht, welcher mit möglichst wenigen Knöten sowohl ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis als auch eine gute Positionsrekonstruktion erzielt.

In diesem Kapitel werden die Abbildungseigenschaften der verwendeten linearen Einzelalgorithmen (4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus) und deren lineare Kombination mit Mischungsmatrizen zu einem optimierten Algorithmus (463-Knoten Algorithmus) näher beschrieben. Die Anwendung der linearen Einzelalgorithmen führt zu starken Belegungsichteinhomogenitäten in bestimmten Bereichen der Auslesezellen. Wie sich zeigen wird, ließen sich die auftretenden Verzerrungen zwar grundsätzlich aufgrund der Kenntnis der Zuordnungsvorschrift zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) korrigieren, jedoch würde dies durch eine erheblich verschlechterte Ortsauflösung in den Regionen erhöhter Belegungsichte erkauft.

Im Gegensatz dazu weist der optimierte 463-Knoten Algorithmus gegenüber den linearen Einzelalgorithmen sowohl eine weitestgehend korrekte Ortsrekonstruktion als auch eine deutlich verbesserte Ortsauflösung auf. Jedoch ergibt sich bei der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' auch im theoretischen Falle eine leichte Überbevölkerung in der Nähe der Ausleseknöten und der niederohmigen Stege. Um diese moderate Überbevölkerung zu verkleinern, werden in einem nächsten Schritt durch eine nicht lineare zweidimensionale Variablentransformation die rekonstruierten Positionen nochmals leicht lokal korrigiert. Dies führt zu einer Verbesserung der Bildrekonstruktion in den kritischen Bereichen. Messungen sowohl homogener als auch inhomogener Beleuchtungen (Blendenaufnahmen, Streubilder), durchgeführt mit einer PCB- und einer Keramik-Auslesestruktur, zeigen inwieweit der optimierte 463-Knoten Algorithmus mit anschließender nicht linearer Korrektur zu einer Bildoptimierung führt.

Interessanterweise führt die Anwendung nicht linearer Algorithmenansätze für eine Positionsrekonstruktion nicht zum erwünschten Erfolg. Offensichtlich führen die Unstetigkeitsstellen in der Oberflächenwiderstandsbelegung zwischen den niederohmigen Randstegen und den hochohmigen Zellmitten zu einem komplizierten Potentialfeld auf der Auslesestruktur, welches auch durch nicht lineare Terme nicht ausreichend beschrieben werden kann. In den Ergänzungen zu diesem Kapitel in Anhang B.10 findet sich eine Betrachtung zu den drei untersuchten nicht linearen Algorithmen (quadratischer und exponentieller Algorithmus, Lorentz-Algorithmus) und deren mögliche Anwendbarkeit bei Auslesestrukturen mit kleinen Oberflächenwiderstandsverhältnissen $R1/R2$ bzw. fehlenden niederohmigen Stegen mit $R1/R2 = 1$.

4.1 Einfache lineare Algorithmen

Die niederohmigen Stege verhindern nicht nur weitestgehend eine Ladungsausbreitung in benachbarte Zellen, sondern führen in Abhängigkeit der Einpulsposition auch zu einer weitestgehend linearen Aufteilung der Ladung auf die Knöten. Eine senkrechte Projektion der einfließenden Ladung auf die Stege ermöglicht es grundsätzlich, lineare Algorithmen zur Ortsrekonstruktion heranzuziehen. Die im Folgenden vorgestellten Algorithmen hängen linear von den aufgesammelten Ladungen Q_n der betrachteten Knöten n ab. Jedoch ist die Annahme einer linearen Ladungsteilung nur für den theoretischen Fall eines unendlichen Widerstandsverhältnisses von Zellmitte zu Randsteg ($R1/R2 = \infty$) exakt. In der praktischen

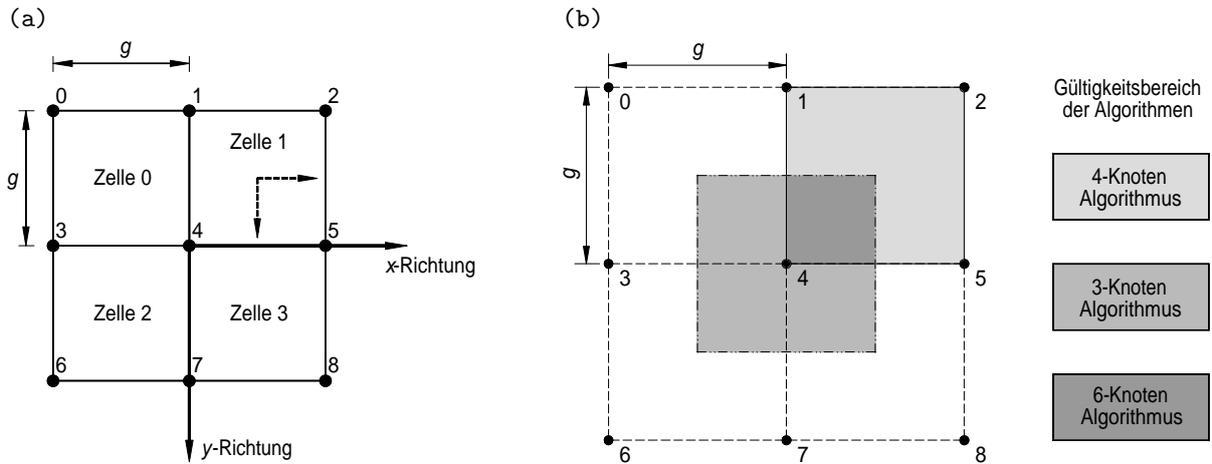


Abb. 4.1: (a) Nummerierung der neun Knoten und vier Zellen eines 2×2 -Zellen umfassenden Ausschnitts der Auslesestruktur. Der Ursprung des Koordinatensystems für (u, v) liegt für den 6- und den 3-Knoten Algorithmus in Knoten 4. Das gestrichelte Koordinatensystem in Zelle 1 findet beim 4-Knoten Algorithmus Anwendung. Die Zellgröße sei mit g gekennzeichnet. (b) Die verschieden stark grau eingezeichneten Flächen deuten den Rekonstruktionsbereich des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' unter Berücksichtigung der Knoten aus Gl. (4.1)–(4.3) an.

Anwendung sind allerdings aufgrund des Hochraten- und des Ortsauflösungsverhaltens nur endliche Widerstandsverhältnisse $R1/R2$ realisierbar (s. Abschnitt 2.2.1). Somit wird die tatsächliche Einpulsposition der Ladung (x, y) durch lineare Algorithmen je nach Widerstandsverhältnis und Ereignisposition mehr oder weniger gut approximiert. Dabei spielen nicht lineare Effekte insbesondere im Bereich des Zellrandes eine wesentliche Rolle, sodass für den Zentral- bzw. den Randbereich einer Zelle bevorzugt der sogenannte 4-Knoten Algorithmus bzw. der 6- und 3-Knoten Algorithmus angewendet wird.

4.1.1 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus

Die 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmen, welche auch einfach kurz als 4er-, 6er- und 3er-Algorithmus bezeichnet werden, stellen einfache lineare Rekonstruktionsmethoden dar. In den folgenden Abschnitten wird unter dem Begriff der „linearen Einzelalgorithmen“ der 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus verstanden. Abb. 4.1 (a) zeigt einen Ausschnitt der Auslesestruktur im Zusammenhang mit den verwendeten Koordinatensystemen der linearen Einzelalgorithmen. Die Algorithmen liefern eine Zuordnungsvorschrift zwischen den von den einzelnen Knoten n aufgesammelten Ladungen Q_n und den rekonstruierten Orten (u, v) [Gl. (2.15)]. Neben dem 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus können weitere lineare Algorithmen gefunden werden, die eine größere oder kleinere Anzahl an Knoten verwenden. Jedoch weisen diese Algorithmen verschiedenartige Nachteile auf. In Anhang B.1 werden zwei weitere dieser linearen Ansätze vorgestellt.

Da die in die Knoten fließenden Ladungen $Q_n(t)$ auch Funktionen der Zeit t sind, kann der Raum der vom Algorithmus abgebildeten Positionen $[u(t), v(t)]$ auch als Funktion der Zeit t aufgefasst werden. Dieser zeitabhängige Effekt wird in Abschnitt 5.1.3 genauer untersucht. Zunächst wird jedoch ausschließlich der quasi-statische Fall untersucht, wo nach einer hinreichend langen Integrationszeit die Ladungsinformationen von den Knoten nahezu vollständig absorbiert worden sind.

4.1.1.1 4-Knoten Algorithmus

Als Zuordnungsvorschrift für den 4-Knoten Algorithmus wird definiert:

$$u_4 = \frac{g}{2} \cdot \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_1 + Q_4)}{Q_{xy4}} \quad \text{mit} \quad Q_{xy4} = Q_1 + Q_2 + Q_4 + Q_5 \quad (4.1)$$

$$v_4 = \frac{g}{2} \cdot \frac{(Q_4 + Q_5) - (Q_1 + Q_2)}{Q_{xy4}}$$

Unter Berücksichtigung der in Gl. (4.1) auftretenden Knoten liegen die Ereignisse ausschließlich innerhalb von Zelle 1 ($x, y \in [-\frac{g}{2}, \frac{g}{2}]$) (Abb. 4.1). Bei Auslesestrukturen, die aus einer größeren Matrix von Zellen (z.B. 7×7 -Zellen) bestehen, wird für den 4-Knoten Algorithmus diejenige Zelle zur Ortsrekonstruktion herangezogen, welche die größte Ladungssumme der vier beteiligten Knoten aufweist. Die Summe dieser vier Knoten wird, wie in Gl. (4.1) angegeben, mit Q_{xy4} bezeichnet. Je größer das Oberflächenwiderstandsverhältnis $R1/R2$ gewählt wird, desto mehr ist der Zellcharakter der Auslesestruktur ausgeprägt. Das damit verstärkte elektrische Abschirmungsverhalten der einzelnen Zellen untereinander favorisiert die Anwendung des 4-Knoten Algorithmus' insbesondere im Bereich der Zellmitten, da dieser Algorithmus die quadratische Geometrie der Zellstruktur besonders stark betont.

4.1.1.2 6-Knoten Algorithmus

Als Zuordnungsvorschrift für den 6-Knoten Algorithmus wird definiert:

$$\begin{aligned} u_6 &= g \cdot \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_0 + Q_3)}{Q_{x6}} \quad \text{mit} \quad Q_{x6} = Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5, \\ v_6 &= g \cdot \frac{(Q_7 + Q_8) - (Q_1 + Q_2)}{Q_{y6}} \quad \text{mit} \quad Q_{y6} = Q_1 + Q_2 + Q_4 + Q_5 + Q_7 + Q_8. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Dabei tragen für eine Ortsrekonstruktion in x -Richtung bei der hier betrachteten Zuordnungsvorschrift aus Gl. (4.2) die Knoten 1 und 4 die maximalen Ladungssignale (Abb. 4.1). Analog müssen die Knoten 4 und 5 für eine sinnvolle Ortsrekonstruktion in y -Richtung die größten Signale aus der Knotenmatrix, bestehend aus den Knoten 1, 2, 4, 5, 7 und 8, aufweisen. Demnach können alle Ereignisse aus dem unteren linken Viertel der Zelle 1 mit den in Gl. (4.2) auftretenden Knoten rekonstruiert werden ($x \in [0, \frac{g}{2}]$ und $y \in [-\frac{g}{2}, 0]$) (Abb. 4.1). Bei Ereignissen aus anderen Vierteln der Zelle 1 bzw. bei Ereignissen aus anderen Zellen, müssen die zur Ortsrekonstruktion heranzuziehenden Knoten entsprechend nach den oben beschriebenen Kriterien selektiert werden. Da in x - und y -Richtung unterschiedliche Knoten zur Ortsrekonstruktion beteiligt sind, führt dies auch zu unterschiedlichen Ladungssummen Q_{x6} und Q_{y6} in diesen beiden Koordinatenrichtungen. Im Gegensatz zum 4-Knoten Algorithmus, dessen Symmetriezentrum in der Zellmitte liegt, weist der 6-Knoten Algorithmus Symmetrien bezüglich der niederohmigen Randstege auf.

4.1.1.3 3-Knoten Algorithmus

Als Zuordnungsvorschrift für den 3-Knoten Algorithmus wird definiert:

$$\begin{aligned} u_3 &= g \cdot \frac{Q_5 - Q_3}{Q_{x3}} \quad \text{mit} \quad Q_{x3} = Q_3 + Q_4 + Q_5, \\ v_3 &= g \cdot \frac{Q_7 - Q_1}{Q_{y3}} \quad \text{mit} \quad Q_{y3} = Q_1 + Q_4 + Q_7. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Ähnlich wie beim 6-Knoten Algorithmus werden auch beim 3-Knoten Algorithmus für die Rekonstruktion in x - und y -Richtung unterschiedliche Knoten benutzt. Trägt der Knoten 4 aus Abb. 4.1 das maximale Ladungssignal, so können die Knoten aus Gl. (4.3) zu Rekonstruktion benutzt werden. Somit werden mit Gl. (4.3) Ereignisse $x, y \in [-\frac{g}{2}, \frac{g}{2}]$ rekonstruiert, wobei das Symmetriezentrum dieses Algorithmus' in Knoten 4 liegt. Ähnlich wie beim 6-Knoten Algorithmus bezeichnen Q_{x3} bzw. Q_{y3} wieder die Ladungssummen in x - bzw. in y -Richtung.

Der 3-Knoten Algorithmus stellt im Grunde eine Vereinfachung des 6-Knoten Algorithmus' dar. Beim 6-Knoten Algorithmus liegen die Knoten für die Ortsrekonstruktion in x - bzw. y -Richtung zweidimensional in der Ausleseebene verteilt. Beim 3-Knoten Algorithmus werden nur Knoten in x - oder in y -Richtung berücksichtigt, die entlang einer Geraden längs der niederohmigen Stege liegen. So gibt es auch für den 4-Knoten Algorithmus einen vereinfachten eindimensionalen Fall, der als 2-Knoten Algorithmus bezeichnet wird (s. Anhang B.1).

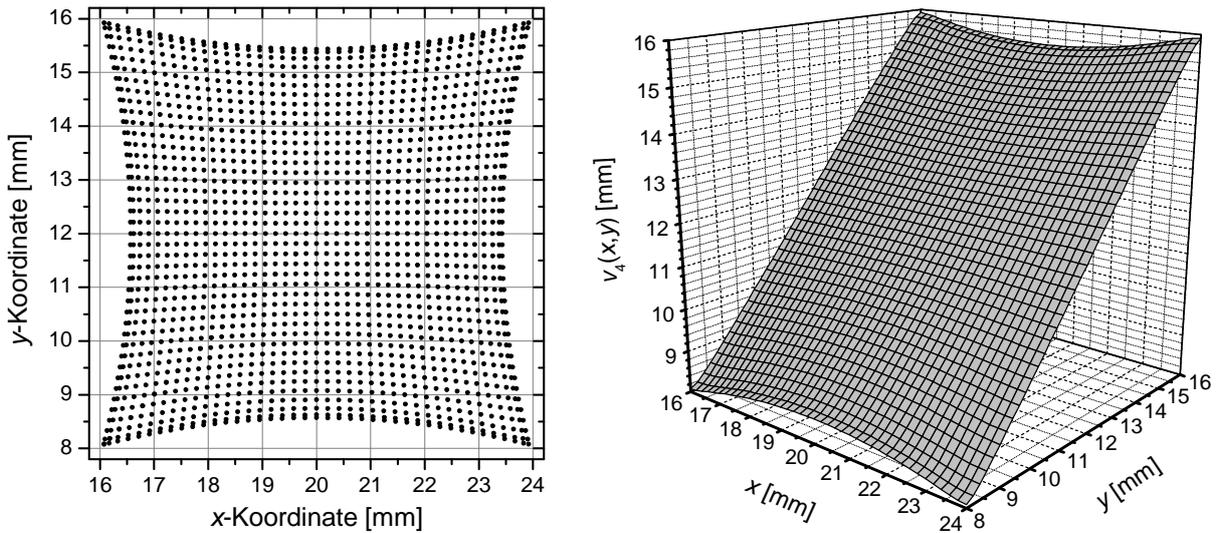


Abb. 4.2: Links: Rekonstruierte Positionen (u, v) des 4-Knoten Algorithmus' innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle bei äquidistanter Einpulsung in (x, y) . Rechts: Vom 4-Knoten Algorithmus rekonstruierte Koordinate $v_4(x, y)$ als Funktion der Einpulspositionen (x, y) .

4.1.2 Rekonstruktionsverhalten $[u(x, y), v(x, y)]$

In diesem Abschnitt wird das Rekonstruktionsverhalten $(x, y) \rightarrow (u, v)$ des 4-, 6-, und 3-Knoten-Algorithmus' näher untersucht. Dazu werden die vom numerischen 4×4 -Zellenmodell (Anhang A.1) nach einer hinreichend langen Integrationszeit t generierten Ladungen $Q_n(x, y)$, bei einer homogenen, äquidistanten Einpulsung alle $200 \mu\text{m}$ in (x, y) , in die Zuordnungsvorschriften der Algorithmen (4.1)–(4.3) eingesetzt und die rekonstruierten Positionen (u, v) generiert. Im Folgenden wird der Begriff der Verzerrung Δ als geometrische Abweichung zwischen dem „wahren“ Ort (x, y) und dem vom Algorithmus rekonstruierten Ort (u, v) verstanden:

$$\Delta = \left\{ (x - u)^2 + (y - v)^2 \right\}^{1/2}. \quad (4.4)$$

Abb. 4.2–4.4 zeigen das Rekonstruktionsverhalten, d.h. die 41×41 -Elemente umfassenden Felder $[u(x, y), v(x, y)]$, der drei betrachteten Algorithmen für ein Widerstandsverhältnis von $R1/R2 = 50$ mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ bei einer transversalen Diffusion der einströmenden Ladungsträger von $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ nach einer ausreichend langen Integrationszeit von $t = 500 \text{ ns}$. Da der Knoten an der Position $(x = 16 \text{ mm}, y = 8 \text{ mm})$ sowohl im Falle des 6- als auch im Falle des 3-Knoten Algorithmus' in der rauschfreien Simulation (willkürlich) das maximale Signal tragen soll, werden dem linken unteren Viertel der Zelle diejenigen Einpulspositionen (x, y) zugeordnet, die symmetrisch in x - und y -Richtung durch die Zellmitte verlaufen. Ähnlich verhält es sich mit dem linken oberen bzw. dem rechten unteren Viertel der Zelle, denen jeweils eine Punktreihe mehr in y - bzw. x -Richtung zugewiesen wird.

Der 4-Knoten Algorithmus zeigt bei einer Einpulsung auf die niederohmigen Stege genau in der Mitte zwischen zwei Knoten senkrecht zum Steg die größte Verzerrung, die auch in der Funktion $v_4(x, y)$ deutlich zu erkennen ist. Bei einem idealen Algorithmus würden nur die Funktionen $u(x) = x$ und $v(y) = y$, welche Ebenen im Raum ausbilden, auftreten. Aufgrund des endlichen Widerstandsverhältnisses fließt auch eine gewisse Ladungsmenge in die beiden gegenüberliegenden Knoten, was zu Verzerrungen des 4-Knoten Algorithmus' führt. Die Verzerrungen in der Längsrichtung zum Steg sind dagegen sehr viel kleiner und verschwinden in der Mitte zwischen zwei Knoten aus Symmetriegründen sogar vollständig. Da die vier Knoten des 4-Knoten Algorithmus' bzgl. der Zellmitte eine symmetrische Anordnung aufweisen, werden die Verzerrungen in Richtung Zellmitte kleiner und verschwinden in der Zellmitte vollständig. Da in der Simulation eine transversale Ausdehnung der Ladungsträger von $200 \mu\text{m}$ angesetzt wurde, befinden sich die rekonstruierten Orte bei einer Einpulsung direkt über den Knoten leicht diagonal in Richtung Zellmitte versetzt.

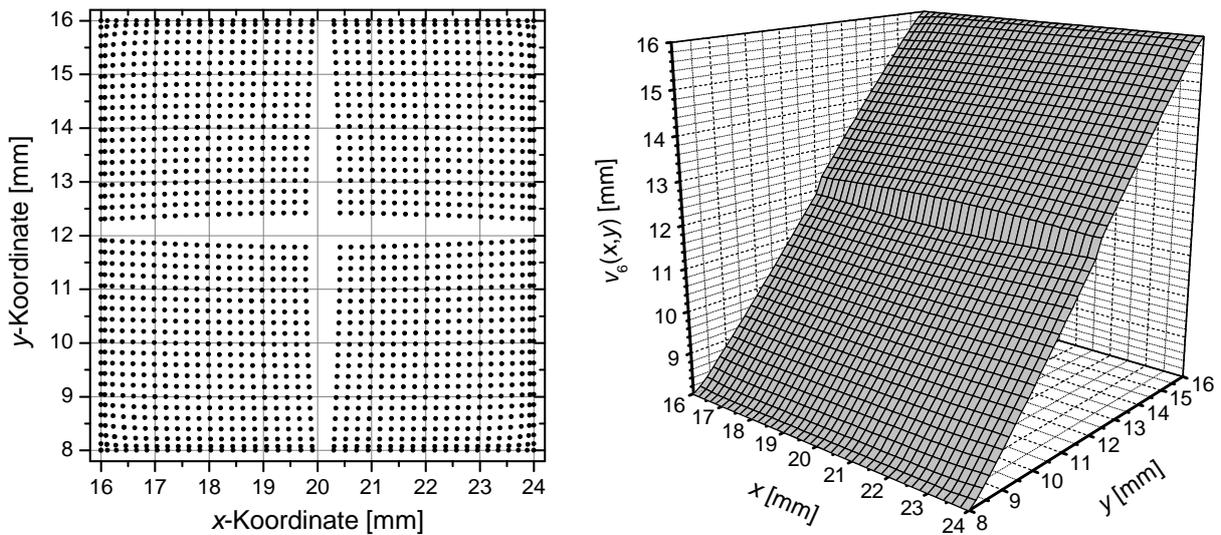


Abb. 4.3: Links: Rekonstruierte Positionen (u, v) des 6-Knoten Algorithmus' innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle bei äquidistanter Einpulsung in (x, y) . Rechts: Vom 6-Knoten Algorithmus rekonstruierte Koordinate $v_6(x, y)$ als Funktion der Einpulspositionen (x, y) .

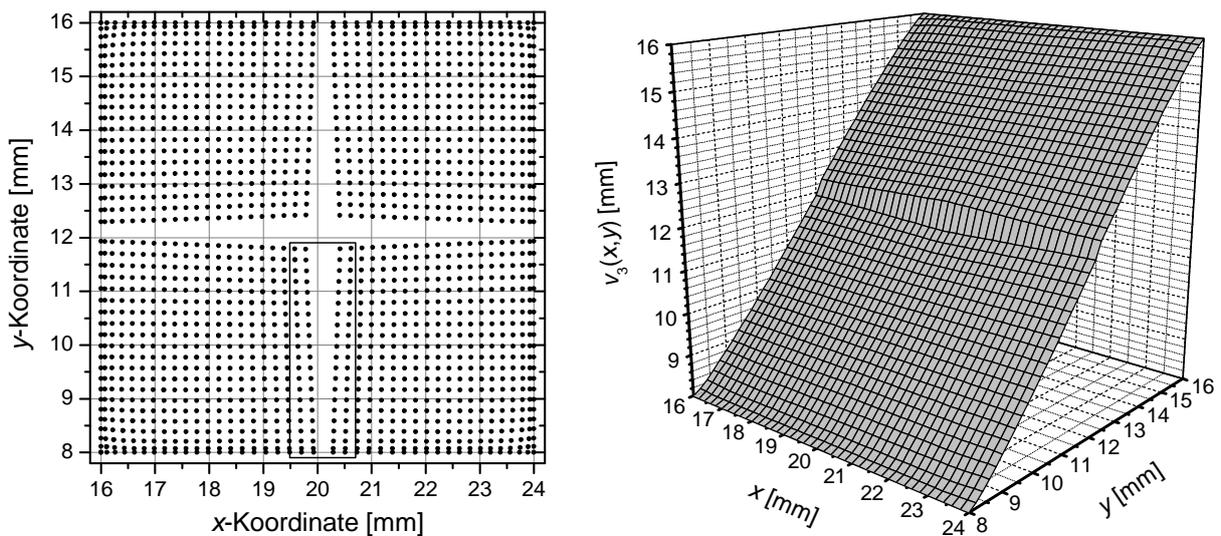


Abb. 4.4: Links: Rekonstruierte Positionen (u, v) des 3-Knoten Algorithmus' innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle bei äquidistanter Einpulsung in (x, y) . Im schwarz umrahmten Bereich sind die geringen Unterschiede zur Positionsrekonstruktion mit dem 6-Knoten Algorithmus zu erkennen. Rechts: Vom 3-Knoten Algorithmus rekonstruierte Koordinate $v_3(x, y)$ als Funktion der Einpulspositionen (x, y) .

Demgegenüber zeigen sowohl der 6- als auch der 3-Knoten Algorithmus in der Zellmitte die größten Verzerrungen, während an den Ausleseknuten und exakt auf den niederohmigen Stegen als Symmetrieebenen keine Verzerrungen senkrecht zum Steg zu verzeichnen sind [vgl. Fkt. $v_6(x, y)$ und $v_3(x, y)$]. Die Unstetigkeitsstelle in der Widerstandsbelegung beim Übergang von den niederohmigen Stegen zu den hochohmigen Zellmitten führt aber in unmittelbarer Nähe der Stege zu einer erhöhten Belegungsdichte.

Schon an dieser Stelle wird deutlich, dass die linearen Algorithmen auch bei kleinen Widerstandsverhältnissen $R1/R2$ zumindest an den hier betrachteten kritischen Positionen ohne nachträgliche Positionskorrekturen, welche aber Nachteile bzgl. der Ortsauflösung nach sich ziehen würden, keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielen. In Anhang B.2 werden die maximal auftretenden Verzerrungen beim

4-, 6-, und 3-Knoten Algorithmus als Funktion des Oberflächenwiderstandsverhältnisses $R1/R2$ näher untersucht.

Grundsätzlich sind der 6- und der 3-Knoten Algorithmus aufgrund der vergleichbaren Symmetrieebenen und der verwendeten Ausleseknöten auch in ihrem Rekonstruktionsverhalten recht ähnlich. Bei einem Widerstandsverhältnis von $R1/R2 = 50$ beträgt die maximale Abweichung zwischen den rekonstruierten Positionen des 6- und des 3-Knoten Algorithmus' lediglich $\Delta_{\max} \approx 55 \mu\text{m}$. Bei kleineren Widerstandsverhältnissen, wie z.B. $R1/R2 = 10$, erhöht sich diese maximale Abweichung auf nur etwa $100 \mu\text{m}$. Grundsätzlich ist dieses ähnliche Rekonstruktionsverhalten für die spätere Mischung zum 463-Knoten Algorithmus durchaus vorteilhaft und wünschenswert (Abschnitt 4.2.1.1).

4.1.3 Belegungsdichten bei homogener Beleuchtung

Unterbevölkerte Bereiche führen innerhalb einer Zelle unweigerlich zu Überbevölkerungen in anderen Flächenabschnitten. Dieses Phänomen tritt immer dann auf, wenn der vom Algorithmus aufgespannte Raum (u, v) nicht mit dem Raum der „wahren“ Positionen (x, y) übereinstimmt und es sich somit nicht um eine identische Abbildung $x(u) = u$ und $y(v) = v$ und damit um einen nicht idealen Algorithmus handelt. Demgegenüber liefert ein idealer Algorithmus bei homogen verteilten Einpulspositionen (x, y) auch eine konstante Belegungsdichte. Insofern ist das Erzielen einer homogenen Belegungsdichte – eine homogene Anfangsbelegungsdichte $B(x, y)$ vorausgesetzt – eine notwendige (wenn auch nicht hinreichende) Voraussetzung für einen idealen Algorithmus.

4.1.3.1 Simulierte Belegungsdichten

In diesem Abschnitt erfolgt die numerische Berechnung der Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ bei einer homogenen Anfangsbelegungsdichte $B(x, y) = \text{const.}$ für den 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus. Die homogene Belegungsdichte $B(x, y)$ wird (beliebig) o.B.d.A. auf $B(x, y) = 1$ normiert. Die Einheit der Belegungsdichten [Fläche^{-1}] wird im Folgenden nicht explizit mit angegeben.

Aus Gl. (2.17) folgt mit $B(x, y) = 1$ zusammen mit Gl. (2.23) die Beziehung:

$$\tilde{B}(u, v) = J(u, v) = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u} = \frac{1}{\tilde{J}(x, y)} = \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}}. \quad (4.5)$$

Die Berechnung der Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ nach Gl. (4.5) erfordert die Kenntnis der Ableitungen zwischen den verschiedenen Ortsräumen (x, y) und (u, v) . Da sich die Positionen (u, v) auf einem nicht äquidistanten Gitter befinden (vgl. Abb. 4.2–4.4), sind die Ableitungen ∂_u und ∂_v numerisch nur mit Hilfe eines Differentialquotienten zu bestimmen, der drei Stützstellen berücksichtigt. Eleganter ist die Ausnutzung der Beziehung $J(u, v) = 1/\tilde{J}(x, y)$, welche zu Ableitungen ∂_x und ∂_y nach den äquidistanten „wahren“ Positionen führt. Diese Ableitungen sind numerisch einfacher zu bestimmen und werden im Folgenden auch benutzt, um die Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ zu ermitteln.

Abb. 4.5 zeigt die simulierte Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$. Es ist bei allen hier untersuchten linearen Algorithmen direkt offensichtlich, dass die starken Verzerrungen im Raum der rekonstruierten Ereignisse auch zu erheblichen Schwankungen bei der Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ führen. So sind die Belegungsdichten am Zellrand sowohl für den 4-Knoten Algorithmus als auch für die 6- und 3-Knoten Algorithmen um einen Faktor 3 bis 4 erhöht. Dieser Anstieg der Belegungsdichte am Zellrand lässt sich auch direkt aus Abb. 4.2–4.4 in der erhöhten Punktdichte entlang der niederohmigen Stege entnehmen. Ähnlich wie die Verzerrungen, so nimmt auch die Inhomogenität der Belegungsdichte mit kleiner werdendem Widerstandsverhältnis $R1/R2$ zu.

4.1.3.2 Gemessene Belegungsdichten

In diesem Abschnitt werden die sich bei homogener Bestrahlung $B(x, y) = \text{const.} = 1$ ergebenden, gemessenen Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ der linearen Einzelalgorithmen diskutiert. Für diese Messungen wurde das Gesamtsystem, bestehend aus dem Detektor mit einer Dreifach-GEM-Gasverstärkungsstrukturkonstellation und der dazugehörigen Analog- und Digitalelektronik, verwendet. Für die Aufnahmen der Belegungsdichten kam ein globaler Trigger (Teststufe 1, vgl. Tab. 7.1), generiert vom Signal der Unterseite

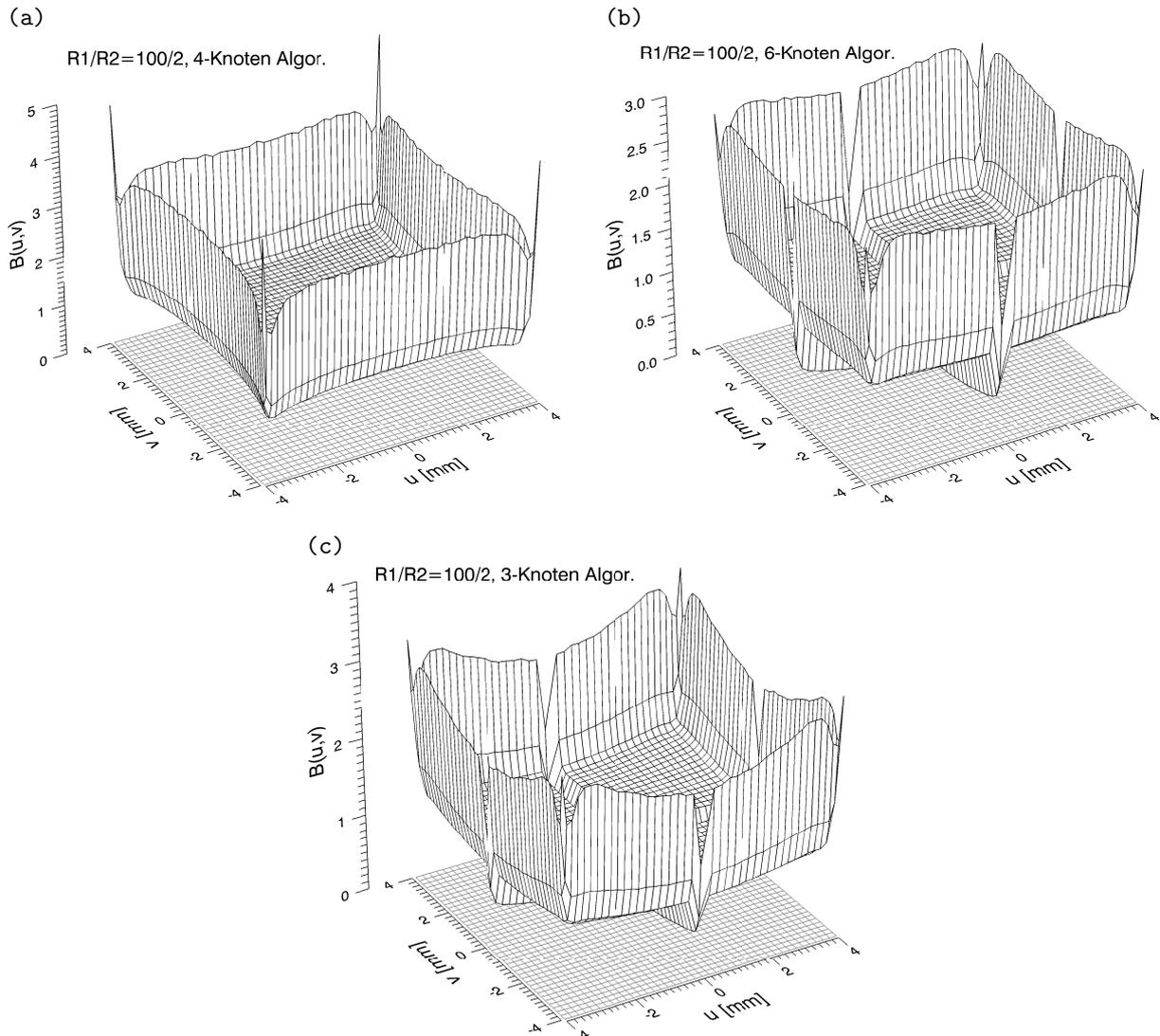


Abb. 4.5: Nach Gl. (4.5) numerisch bestimmte Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ mit $B(x, y) = 1$ für den 4-Knoten Algorithmus (a), für den 6-Knoten Algorithmus (b) und für den 3-Knoten Algorithmus (c).

der untersten GEM-Struktur, zum Einsatz. Es werden vergleichend sowohl Aufnahmen mit Keramik- als auch mit PCB-Auslesestrukturen vorgestellt.

Um sowohl eine hohe effektive Gasverstärkung G_{eff} mit den drei GEM-Strukturen zu erzielen, als auch einen sicheren und stabilen Betrieb zu gewährleisten, wurden die Drift-, Transfer- und Induktionsfelder auf 1, 2.5 und 3 kV cm^{-1} gesetzt [63]. Alle in diesem Abschnitt diskutierten Aufnahmen wurden bei einer hinreichend großen Gasverstärkung von $\gtrsim 10^4$ gemessen, so dass die Rauschbeiträge der Widerstandsauslese die gemessenen Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ nicht sehr stark beeinflussen.

Zunächst werden die Belegungsdichten der PCB-Auslesestruktur vorgestellt. Der Detektor wurde dazu homogen mit den Photonen einer ^{55}Fe -Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$) bestrahlt. Die Messungen wurden mit einer Ar/CO₂ (70/30) Gasmischung bei 1.25 bar Gasdruck durchgeführt. Abb. 4.6 zeigt die entsprechenden Ortshistogramme des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' bei homogener Bestrahlung.

Werden die Einträge der 5×5 -Zellen aufsummiert und entsprechend renormiert, so ergeben sich die gemittelten und normierten Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ aus Abb. 4.7. Vergleicht man die gemessenen Belegungsdichten aus Abb. 4.7 mit den simulierten Belegungsdichten aus Abb. 4.5, so fällt zunächst die recht

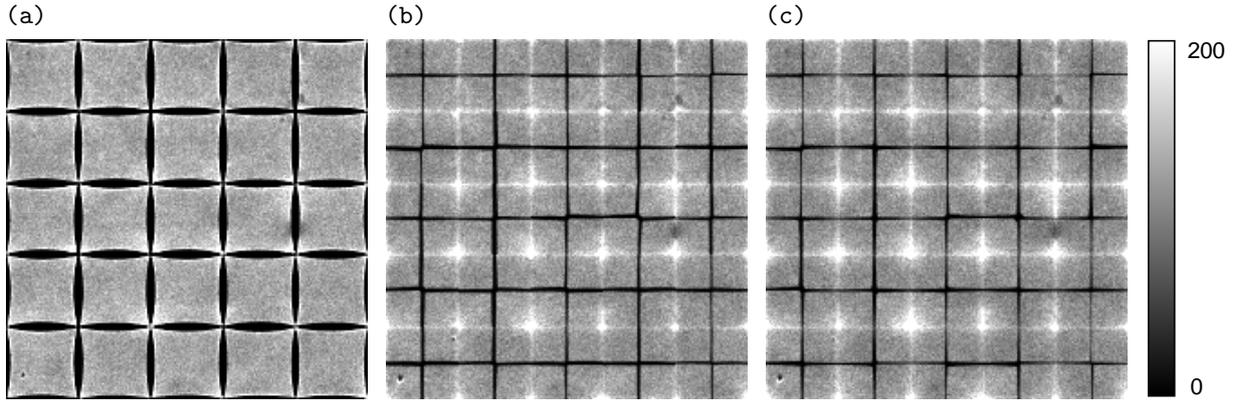


Abb. 4.6: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit (a) dem 4-Knoten-, (b) dem 6-Knoten- und (c) dem 3-Knoten-Algorithmus. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Dargestellt sind die inneren 5×5 Zellen ($\cong 40 \times 40 \text{mm}^2$).

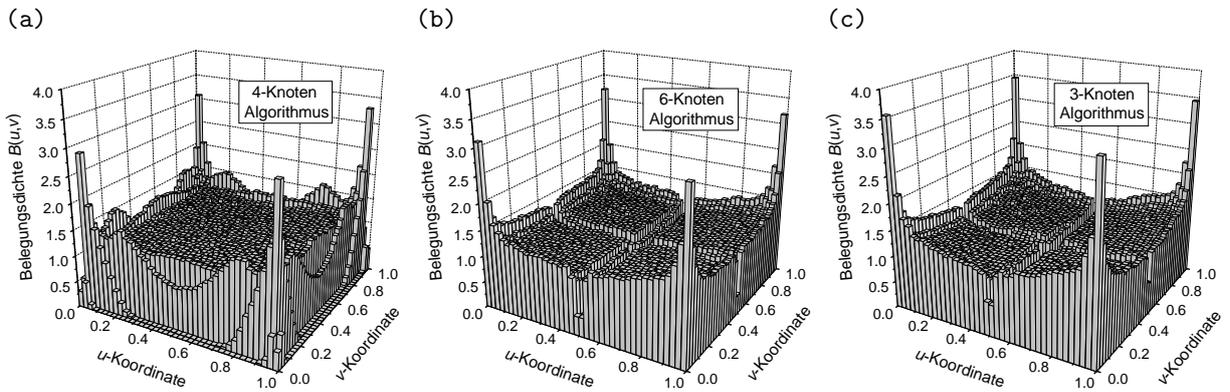


Abb. 4.7: Über 5×5 -Zellen gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ der PCB-Auslesestruktur für (a) den 4-Knoten-, (b) den 6-Knoten- und (c) den 3-Knoten-Algorithmus.

starke Überbetonung der Zellränder in der Simulation auf, welche in den Messungen zwar auch deutlich zu sehen sind, aber in diesem Maße nicht bestätigt werden. Dagegen werden sowohl die bei allen linearen Einzelalgorithmen überbelegten Ausleseknöten als auch die beim 6- und 3-Knoten Algorithmus kreuzförmig in der Zellmitte verlaufenden, verringerten Belegungsdichten richtig wiedergegeben. Zu beachten ist, dass die zunächst kontinuierliche Ortsvariable (u, v) in allen Messungen einer Quantisierung in Ortspixel mit einer endlichen Größe – in diesem Falle $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ – unterworfen wird. Je gröber die Pixelauflösung gewählt wird, desto größer wird auch der Tiefpassfiltereffekt in den gemessenen Belegungsdichten. Für die simulierten Belegungsdichten aus Abb. 4.5 werden dagegen kontinuierliche Ortsvariable (u, v) verwendet. Aus diesem Grunde fällt die Überbevölkerung an den Zellrändern in den gemessenen Ortshistogrammen deutlich kleiner aus. In der Tat zeigt sich später bei der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus⁷, welcher vergleichsweise homogene Belegungsdichten liefert, eine sehr viel bessere Übereinstimmung zwischen den Ortshistogrammen der Messung und der entsprechend simulierten Belegungsdichte. Ein weiterer, wenn auch nicht so bedeutsamer Punkt für die Erklärung der Abweichung zwischen den simulierten und den gemessenen Belegungsdichten an den Zellrändern stellen die in jeder Messung vorhandenen Rauschbeiträge dar, welche in der Belegungsdichtesimulation in Abschnitt 4.1.3.1 nicht berücksichtigt wurden. Wie in Abschnitt 4.1.3.3 gezeigt wird, führt Rauschen bei den linearen Einzelalgorithmen zu einer Glättung der Belegungsdichte.

Da in allen Bildern aus Abb. 4.6 insgesamt etwa $4.6 \cdot 10^6$ Photonen gezählt wurden, beträgt die mittlere Photonenzahl der 201×201 Pixel pro Pixel etwa $N \approx 114$. Dies bestimmt den Poisson-Fehler der Intensität pro Pixel zu $\sigma_{N\text{-Poisson}} = \sqrt{114} \approx 10.7$. Wie schon durch die Simulationen vorhergesagt und

verwendeter Algorithmus	PCB-Auslesestruktur σ_N	Keramik-Auslesestruktur σ_N
4-Knoten Algorithmus	56.7	111
6-Knoten Algorithmus	41.0	118
3-Knoten Algorithmus	40.1	113
Poissonlimit	10.7	14

Tab. 4.1: Standardabweichung σ_N des mittleren Ortshistogrammeintrages N der linearen Einzelalgorithmen für eine homogene Beleuchtung $B(x, y) = 1$ einer PCB-Auslesestruktur ($N \approx 114$) und einer Keramik-Auslesestruktur ($N \approx 196$).

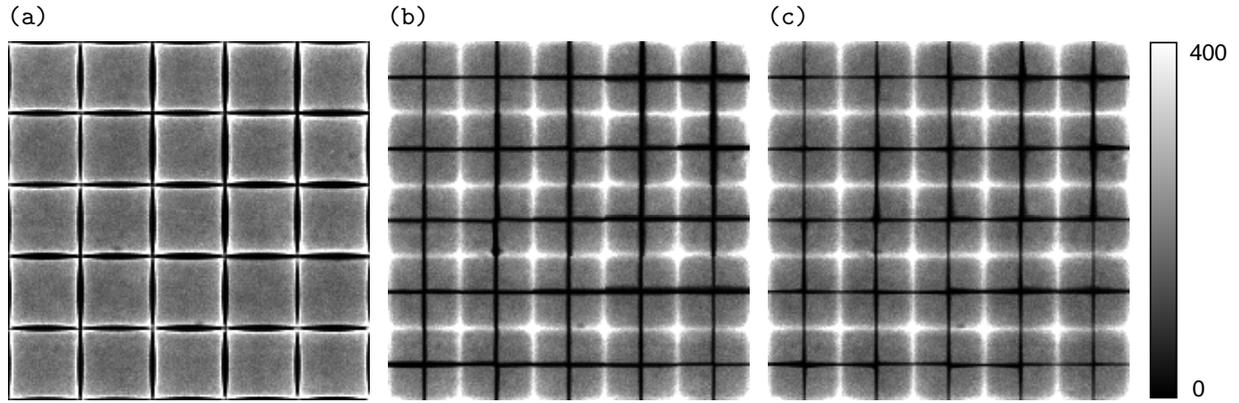


Abb. 4.8: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer Keramik-Auslesestruktur, rekonstruiert mit (a) dem 4-Knoten-, (b) dem 6-Knoten- und (c) dem 3-Knoten-Algorithmus. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Dargestellt sind die inneren 5×5 Zellen ($\hat{=} 40 \times 40 \text{mm}^2$).

durch die Messungen bestätigt, weicht die Belegungsdichte bei allen linearen Einzelalgorithmen in den Zellrand- bzw. Knotenbereichen und beim 6- und 3-Knoten Algorithmus auch längs der Symmetrieachsen entlang der Zellmitten erheblich von dem mittleren Wert eins der Belegungsdichte ab. Um ein Maß für die Abbildungsgüte eines Algorithmus' bei homogener Beleuchtung zu erhalten, kann die Standardabweichung σ_N des mittleren Ortshistogrammeintrages N über

$$\sigma_N^2 = \frac{\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^P (h_{ij} - N)^2}{P^2 - 1} \quad (4.6)$$

berechnet werden. Der Ortshistogrammeintrag des Pixels an der Position (i, j) wird mit h_{ij} bezeichnet. Die Summation erstreckt sich dabei über alle P Pixel beider Koordinatenrichtungen. Tab. 4.1 fasst die Standardabweichungen σ_N der linearen Einzelalgorithmen zusammen. Auch an dieser Stelle wird deutlich, dass die linearen Einzelalgorithmen aufgrund ihrer doch erheblichen Belegungsdichteinhomogenitäten für einen späteren Einsatz als Rekonstruktionsalgorithmen nur sehr beschränkt geeignet sind.

Entsprechende Aufnahmen homogener Belegungsdichten wurden auch vergleichend für eine Keramik-Auslesestruktur durchgeführt. Die homogenen Beleuchtungen wurden in einem 8 keV Synchrotron-Photonenstrahl (SAXS-Beamline, ELETTRA, Trieste) durch eine Eisenstreuprobe mit einer Fluoreszenzenergie von 6.4 keV erzeugt. Der Detektor wurde mit 1.25 bar Xe/CO₂ (90/10) gefüllt. Abb. 4.8 und 4.9 zeigen die entsprechenden Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$. Alle Bilder enthalten etwa $7.9 \cdot 10^6$ Photonen; die mittlere Photonenzahl pro Pixel beträgt etwa $N \approx 196$. Ein direkter Vergleich der Keramik- mit der PCB-Auslesestruktur (Tab. 4.1) zeigt, dass die Belegungsdichteinhomogenitäten der Keramik-Auslesestruktur, insbesondere in der Umgebung der Ausleseknöten und der Zellränder, wesentlich stärker ausgeprägt sind als bei der PCB-Auslesestruktur. Die vergrößerte Ausdehnung der Ausleseknöten der Keramik-Struktur hat eine Überhöhung der Belegungsdichte in den Knotenbereichen zur Folge (vgl. Abschnitt 5.3). Offensichtlich führt die verstärkte Anfälligkeit der Keramik-Auslesestruktur für systematische Effekte zu

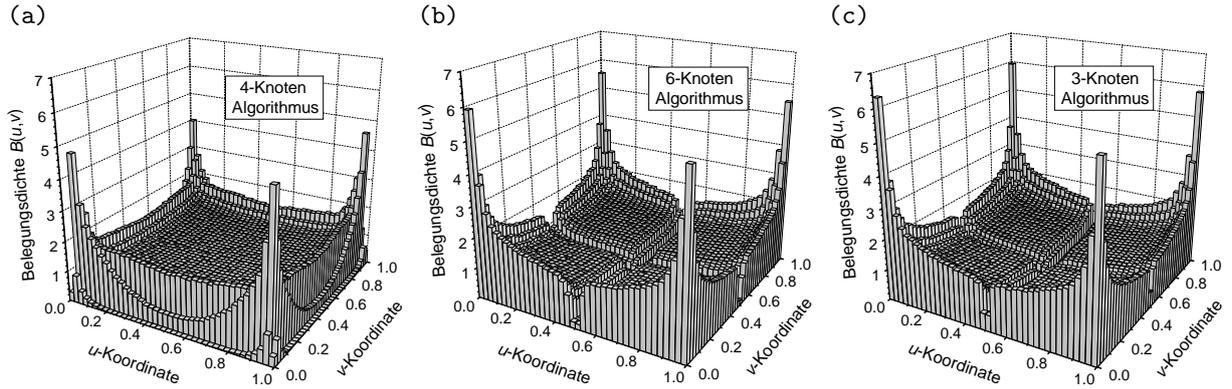


Abb. 4.9: Über 5×5 -Zellen gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ der Keramik-Auslesestruktur für (a) den 4-Knoten-, (b) den 6-Knoten- und (c) den 3-Knoten-Algorithmus.

dieser ungünstigeren Bildwiedergabequalität. In dieser Hinsicht ist die Keramik- der PCB-Auslesestruktur deutlich unterlegen.

4.1.3.3 Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichten

Da die in jedem realen Detektorsystem registrierten Ströme bzw. Ladungen Rauschfluktuationen unterworfen sind, wird in diesem Abschnitt der Einfluss des Rauschens auf die Belegungsdichten näher untersucht.

4.1.3.3.1 Simulation verrauschter Belegungsdichten Um Details in der Belegungsdichte besser erkennen zu können – dies gilt insbesondere für den später betrachteten 463-Knoten Algorithmus – werden für die Simulation die ursprünglich im $200 \mu\text{m}$ -Ortsraster vorliegenden, simulierten Knotenladungen $Q_n(x, y)$ durch eine einfache lineare Interpolation auf ein $50 \mu\text{m}$ -Raster verfeinert. Für die Simulation von Rauscheinflüssen auf die Belegungsdichte wird ein Bereich von 3×3 -Zellen mit 481×481 -Gitterpunkten betrachtet, wobei sich der Ursprung des Koordinatensystems in der Zellmitte der mittleren Zelle befindet. Durch Würfeln von gleichverteilten Zufallszahlen wird zunächst die Position eines Ereignisses innerhalb dieses Bereiches $x, y \in [-12 \text{ mm}, 12 \text{ mm}]$ bestimmt. Durch die oben beschriebene Ladungsmatrix können diesem Ereignis die Ströme bzw. die Ladungen an den einzelnen Knoten zugewiesen werden, und es kann eine anschließende Positionsbestimmung durch die einzelnen Algorithmen erfolgen. Wird jetzt zusätzlich zu den an den Knoten aufgesammelten Ladungen Q_n noch ein normalverteilter Rauschbeitrag mit der Standardabweichung ΔQ betrachtet, so kann die Positionsbestimmung auch unter Rauscheinfluss untersucht werden. Die so gewonnenen Positionen (u, v) können in einem nächsten Schritt in ein quantisiertes Ortshistogramm eingeordnet werden, sodass sich eine Belegungsdichteverteilung unter Rauscheinfluss $\tilde{B}(u, v)$ ergibt. Eine anschließende (beliebige) Normierung der Einträge des Ortshistogramms führt zu einer mittleren Belegungsdichte von $\langle \tilde{B}(u, v) \rangle = 1$.

Das in der Simulation verwendete Einpulsstromsignal umfasst $Q_{\text{ein}} \approx 2.77 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 1.7 \cdot 10^6 e^-$. Bei einer typischen Photonenenergie von etwa 8 keV und einer mittleren Energie zur Erzeugung eines Elektron/Ion-Paares von etwa 27 eV entspricht diese Ladungsmenge in etwa einer Gasverstärkung von $6 \cdot 10^3$. Der parallele Rauschbeitrag der Auslesestruktur ΔQ , welcher in Anhang B.4 in Abhängigkeit des Stegwidstandes R_2 quantitativ abgeschätzt wird, liegt typischerweise in der Größenordnung von $5000 e^-$. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (signal-to-noise ratio, SNR) in erster Näherung zu bestimmen, kann der Quotient $\text{SNR} \approx Q_{\text{ein}}/\Delta Q$ gebildet werden. Es sollte jedoch beachtet werden, dass diese Beziehung eine Vereinfachung darstellt, da die tatsächlich aufgenommene Ladungsmenge sowohl vom verwendeten Algorithmus als auch von der Ereignisposition (x, y) abhängt (s. Anhang B.5). Des Weiteren führt das Rauschen der an den Detektor angeschlossenen Elektronik (Vorverstärker, FADC) zu einem zusätzlichen Rauschbeitrag, welcher aber an dieser Stelle nicht weiter berücksichtigt wird, um die Diskussion unabhängig von der verwendeten Elektronik zu halten. Eine quantitative Analyse des Ortsauflösungsverhaltens der linearen Algorithmen erfolgt in Abschnitt 4.1.4.

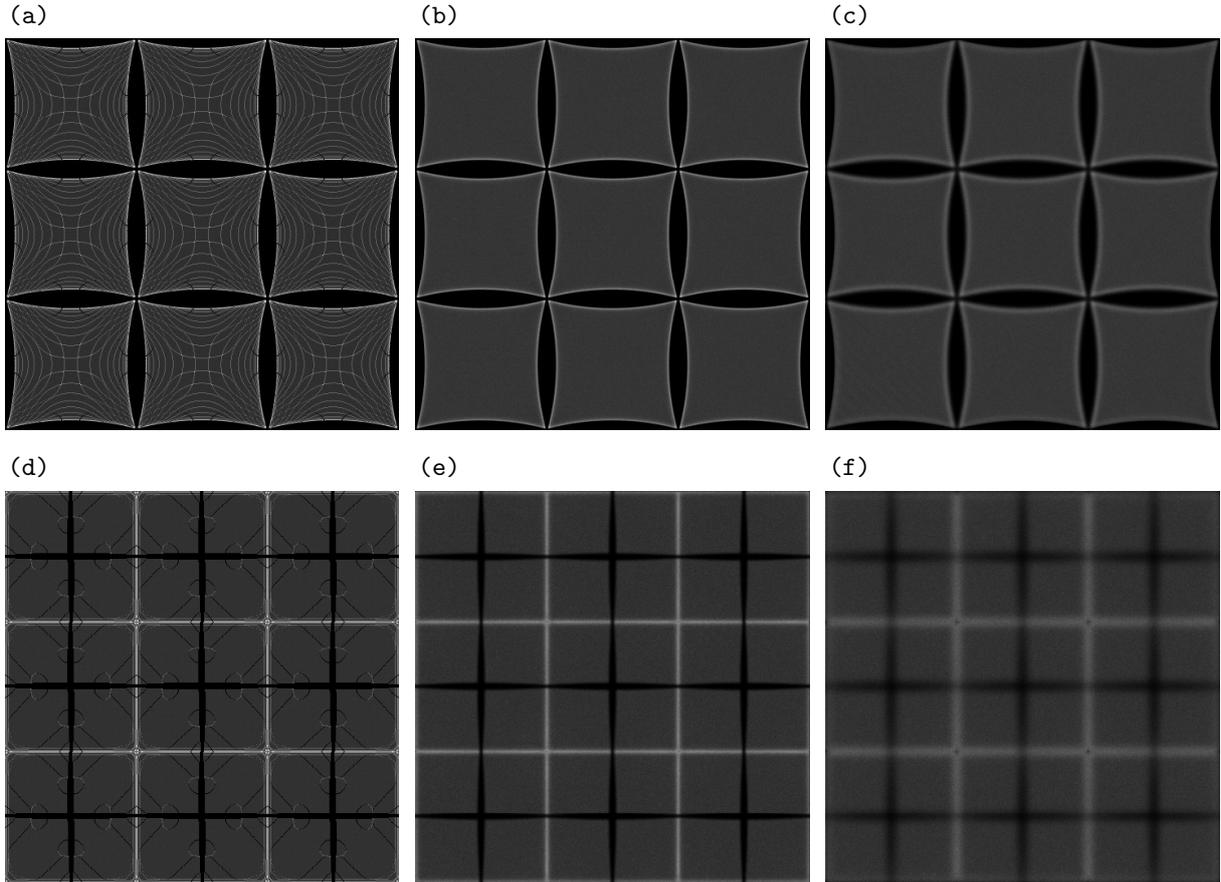


Abb. 4.10: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 4-Knoten Algorithmus' [(a)–(c)] und des 6-Knoten Algorithmus' [(d)–(f)] für eine Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ mit keinem Rauschbeitrag [(a),(d)], $6000 e^-$ Rauschen [(b),(e)] und $24000 e^-$ Rauschen [(c),(f)]. Der höchste Belegungsdichtebeitrag zeigt sich in der Abbildung ohne Rauschen. Auf diesen höchsten Eintrag sind die übrigen Graustufenwerte normiert. Aufgrund der endlichen Anzahl an Ereignissen beträgt der statistische Poissonfehler pro Pixeleintrag etwa 3%.

Abb. 4.10 zeigt die Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 4- und 6-Knoten Algorithmus' als Funktion des Rauschbeitrages ΔQ , erstellt mit einer Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Da das Rekonstruktionsverhalten des 6- und des 3-Knoten Algorithmus' vergleichbar ist, werden an dieser Stelle lediglich die graphischen Belegungsdichten des 6-Knoten Algorithmus' betrachtet. In Anhang B.3 befinden sich die entsprechenden Graphen für den 3-Knoten Algorithmus.

Die endliche Quantisierung der numerischen Simulation – Gitterpunkt Abstand $\Delta x = \Delta y = 200 \mu\text{m}$, verfeinert wie beschrieben durch eine lineare Interpolation auf $50 \mu\text{m}$ – in Kombination mit der ebenfalls quantisierten Ortshistogrammierung in Flächenelemente führt zu künstlichen Mustern (Artefakte) in den Belegungsdichtebildern ohne Rauschbeitrag. Durch Rauschbeiträge werden zusätzliche nicht mehr so stark quantisierte Positionen innerhalb der Zellstruktur erreicht, sodass die Artefakte mit zunehmenden Rauschen verschwinden. Insgesamt sollte diesen Artefakten bei der Beurteilung der Belegungsdichtebilder keine Bedeutung beigemessen werden, da sie keinerlei physikalischen Ursprungs sind. Ein weiterer zusätzlich induzierter Einflussfaktor auf die Belegungsdichte rührt von der Größe der Ortshistogrammpixel her. Dabei resultiert eine Vergrößerung der Pixelfläche in einem verstärkten Tiefpassfiltereffekt, welcher große Schwankungen in den Belegungsdichtebeiträgen herausmittelt.

Grundsätzlich ist in Abb. 4.10 zu erkennen, dass größere Rauschbeiträge bei allen hier betrachteten linearen Algorithmen zu einer Verschmierung und Aufweichung der Belegungsdichtebeiträge führen und somit die Belegungsdichte glätten. Um diesen Effekt besser beurteilen zu können, wurden zunächst für den 4-Knoten Algorithmus vertikale Schnitte in der Zellmitte durch die Belegungsdichten gelegt (Abb.

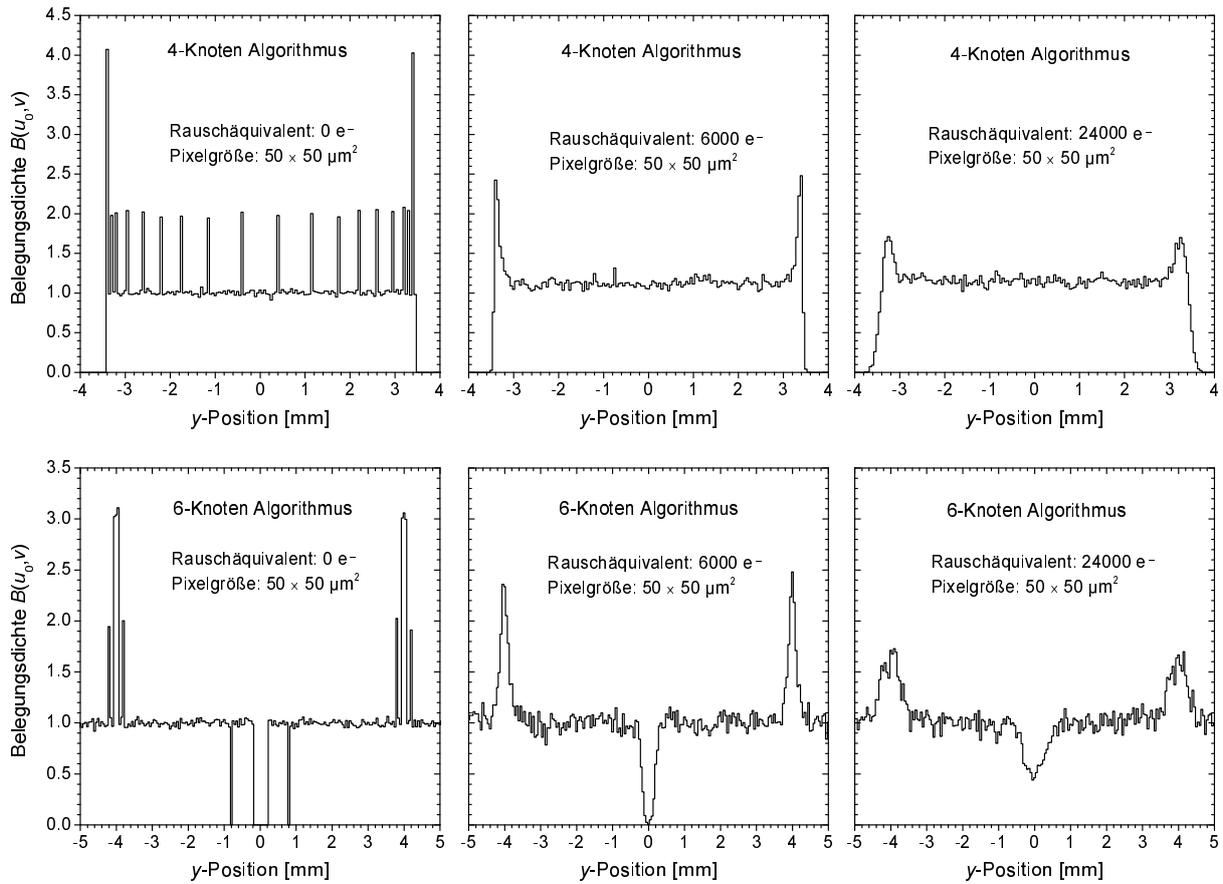


Abb. 4.11: Vertikale Schnitte durch die Belegungsdichten $\tilde{B}(u_0, v)$ des 4-Knoten Algorithmus' (obere Reihe) bei $u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ (Zellmitte der mittleren Zelle) und des 6-Knoten Algorithmus' (untere Reihe) bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$ ohne Rauschbeitrag (links), für 6000 e^- Rauschen (Mitte) und für 24000 e^- Rauschen (rechts).

4.11). In Abb. 4.11 ohne Rauschbeitrag sind die oben beschriebenen Artefakte in der Belegungsdichte deutlich zu erkennen. Abb. 4.11 zeigt zusätzlich vertikale Schnitte durch die Belegungsdichten des 6-Knoten Algorithmus'. Dabei wurden die Schnitte, asymmetrisch vertikal durch die Zellen laufend, bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$ vorgenommen. Auch in diesem Falle führen die Rauschbeiträge zu einer Aufweitung der ohne Rauschen scharf ausgeprägten Übergangsbereiche zwischen unbevölkerten und bevölkerten Bereichen. Wie sich in Abschnitt 4.1.4 zeigen wird, führt Rauschen für Ereignisse an einer einzigen, festen Position (x_0, y_0) zur Ausbildung einer je nach verwendetem Algorithmus in der Auslesestrukturebene gedrehten, ellipsenförmigen Belegungsdichte. Durch die Rauschbeiträge an den Ausleseknuten werden auch Positionen erreicht, welche ohne Rauschen nicht erreicht werden können. Dieser Effekt führt zu einem Aufweichen der Belegungsdichteverteilung. Bei allen linearen Einzelalgorithmen haben größer werdende Rauschbeiträge eine Verkleinerung der Standardabweichung der Einträge pro Pixel zur Folge. Dabei zeigt der 4-Knoten Algorithmus, aufgrund der vergleichsweise großen, von Ereignissen freien bogenförmigen Fläche an den Zellrändern, eine durchweg deutlich größere Inhomogenität in der Belegungsdichte als der 6- und 3-Knoten Algorithmus, die wiederum vergleichbare Werte aufweisen.

Spannt der Rekonstruktionsraum des verwendeten Algorithmus' die zweidimensionale Ebene vollständig auf, wie im Falle des in Abschnitt 4.2 vorgestellten 463-Knoten Algorithmus', so können Rauschbeiträge auch zu einer inhomogeneren Belegungsdichte führen. Für eine eindimensionale Positionsbestimmung bei einer Streifenauslese unter Rauscheinfluss führt beispielsweise die Verwendung des sogenannten Lorentz-Algorithmus, der in diesem Falle ebenfalls keine völlig entvölkerten Bereiche erzeugt, zu einer Verschiebung der Ereignisse in die Randbereiche eines Streifens [45].

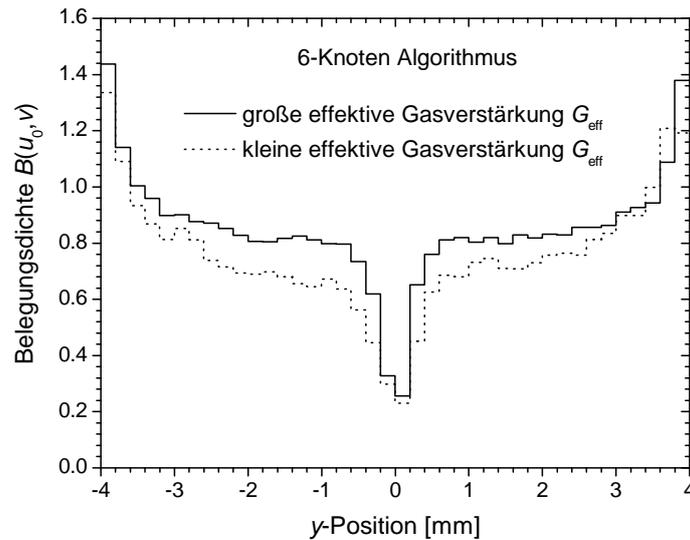


Abb. 4.12: Vertikaler Schnitt bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$ durch die gemessene Belegungsdichte des 6-Knoten Algorithmus' bei großer ($G_{\text{eff}} \approx 6000$) und kleiner ($G_{\text{eff}} \approx 1200$) effektiver Gasverstärkung. Zu erkennen ist der Bereich einer vollständigen Zelle. Die Binbreite beträgt $200 \mu\text{m}$.

Da aus der in diesem Abschnitt vorgestellten Monte-Carlo Simulation keine direkten qualitativen Aussagen zur Ortsauflösung getroffen werden können, erfolgt in Abschnitt 4.1.4 eine weitestgehend analytische Betrachtung des Ortsauflösungsverhaltens der linearen Einzelalgorithmen.

4.1.3.3.2 Messung verrauschter Belegungsdichten In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichte anhand einer Messung am Beispiel des 6-Knoten Algorithmus' mit den Vorhersagen des Simulationsmodells aus Abschnitt 4.1.3.3.1 verglichen. Es wurde ein Dreifach-GEM-Detektor mit PCB-Auslesestruktur verwendet. Um einen deutlichen Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichte erkennen zu können, musste die effektive Gasverstärkung G_{eff} sehr klein gewählt werden. Der Detektor wurde mit den Photonen einer ^{55}Fe -Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$) durch eine mittig positionierte Blende auf etwas mehr als 3×3 Zellen homogen bestrahlt.

Abb. 4.12 zeigt einen Schnitt durch die Belegungsdichteverteilung des 6-Knoten Algorithmus' bei großer und kleiner Gasverstärkung. Dabei kann die große Gasverstärkung bei den verwendeten Feldparametern zu etwa 6000 abgeschätzt werden. Durch die Verringerung des Induktionsfeldes wird die effektive Gasverstärkung auf etwa 1200 verkleinert. Bei dieser kleinen effektiven Gasverstärkung führen z.T. systematische Einflüsse zu einer verstärkten Betonung von Artefakten in einigen Auslezellen. Um den Einfluss dieser systematischen Effekte zu verringern, wurden die Belegungsdichten der homogen bestrahlten 3×3 Zellen gemittelt und renormiert. Der in Abb. 4.12 dargestellte vertikale Schnitt durch die Belegungsdichte wurde anschließend, wie bei den Simulationen für den 6-Knoten Algorithmus aus Abschnitt 4.1.3.3.1, im ersten Viertel der Zelle bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$ gesetzt. Da lediglich die mittlere Belegungsdichte einer Zelle auf eins normiert ist, nicht jedoch der angesetzte Schnitt, ist das Integral unter beiden Kurven nicht identisch. Bei hohen Gasverstärkungen sind die Übergänge zwischen den unter- und den überbevölkerten Bereichen wesentlich stärker betont. Ähnlich wie in der Simulation (vgl. Abb. 4.11) führen kleine Signal-zu-Rausch-Verhältnisse zu einer Aufweichung der Belegungsdichte. Sowohl die überbevölkerten Zellränder als auch die Übergänge zu den unterbevölkerten Zellmitten werden bei kleinem SNR geglättet. Die Vorhersagen der Simulation können somit qualitativ bestätigt werden.

4.1.4 Ortsauflösungsverhalten

In den meisten positionssensitiven Detektorsystemen stellt die Ortsauflösung eine wesentliche Kenngröße dar. Für interpolierende Systeme, wie das hier betrachtete, hängt die Ortsauflösung direkt von den Orts-

rekonstruktionsalgorithmen ab. Aus diesem Grunde erfolgt in diesem Abschnitt eine separate theoretische Untersuchung des von den linearen Algorithmen beeinflussten Ortsauflösungsverhaltens. Eine Messung der Ortsauflösung des Gesamtsystems erfolgt in Abschnitt 7.1.

Im Folgenden wird dabei ausschließlich der Einfluss des von der Widerstandsstruktur hervorgerufenen parallelen Rauschbeitrages auf die Ortsauflösung betrachtet. Um eine Diskussion unabhängig von der konkret verwendeten Elektronik führen zu können, werden alle anderen zusätzlichen Rauschbeiträge (Vorverstärker, Transientenrekorder *etc.*), welche in der Praxis zum Gesamtrauschbeitrag in etwa den gleichen Beitrag wie das parallele Widerstandsrauschen der Auslesestruktur liefern, ausgeklammert.

Das auf der Widerstandsstruktur auftretende Nyquist-Johnson-Rauschen führt zu Fluktuationen in den von den Ausleseknöten aufgesammelten Ladungen $Q_n(t)$, was eine endliche Ortsauflösung zur Folge hat. In der folgenden Form beschreibt die Nyquist-Johnson-Gleichung [106, 107] eine normalverteilte Fluktuation der Ladung Q , deren Standardabweichung ΔQ sich zu

$$\Delta Q(t) = \sqrt{\frac{4 k_B T \cdot t}{R}} \quad (4.7)$$

bestimmt, wobei R für den parallelen Rauschwiderstand, k_B für die Boltzmannkonstante, T für die Temperatur in Einheiten von Kelvin und t für die Integrationszeit der an den Knöten aufgesammelten Ladungen steht, die in Messungen durch die Integrations- bzw. Shapingzeit der Verstärker gegeben ist.

Die Ortsauflösung der Widerstandsstruktur wird u.a. durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit vom Einpulsort und von der Integrationszeit bestimmt. Dabei wird sich zeigen, dass sich der absolute Wert der Ortsauflösung bei allen linearen Einzelalgorithmen direkt umgekehrt proportional zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis verhält ($\propto \text{SNR}^{-1}$). Bei einem relativen Vergleich des Ortsauflösungsverhaltens der linearen Einzelalgorithmen ist die Kenntnis des absoluten Wertes für den parallelen Rauschwiderstand R aus Gl. (4.7) nicht zwingend notwendig. Um trotzdem eine brauchbare Abschätzung für das intrinsische Ortsauflösungsvermögen der Widerstandsstruktur zu erhalten, wurde mit Hilfe des 4×4 -Zellenmodells eine Abschätzung des parallelen Rauschwiderstands R ermittelt (s. Anhang B.4).

4.1.4.1 Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten Positionen

Zunächst wird das Ortsauflösungsverhalten der linearen Einzelalgorithmen als Funktion der rekonstruierten Positionen $[u(x, y), v(x, y)]$ untersucht. Unter der plausiblen Annahme, dass die Rauschbeiträge ΔQ der einzelnen Ausleseknöten nicht miteinander korreliert sind, lässt sich die Ortsauflösung in x -Richtung durch

$$\sigma_u(u, t) = \left(\sum_i \left(\frac{\partial u}{\partial Q_i(x, y, t)} \Delta Q(t) \right)^2 \right)^{1/2} \quad (4.8)$$

berechnen. Wiederum bezeichnet (x, y) ein Element aus dem Raum der „wahren“ Positionen. Die Verknüpfung zwischen den in die Knöten fließenden Ladungen $Q_i(x, y, t)$ und der rekonstruierten u -Koordinate ist gerade durch die jeweiligen Algorithmen aus Gl. (4.1)–(4.3) gegeben. Die Summe aus Gl. (4.8) läuft über alle am Algorithmus in der jeweiligen Koordinatenrichtung beteiligten Ausleseknöten. Es sei erwähnt, dass u auch als Funktion der Einpulsposition (x, y) aufgefasst werden kann, da ein Algorithmus gerade über die Ladungen $Q_i(x, y, t)$ eine Zuordnung zwischen den „wahren“ Positionen und den rekonstruierten Positionen herstellt [Gl. (2.15)]. Die Gleichung für die Ortsauflösung $\sigma_v(v, t)$ in y -Richtung kann analog zu Gl. (4.8) formuliert werden.

Da einige Ladungen Q_i sowohl für die Rekonstruktion in x - als auch in y -Richtung verwendet werden, ist es nicht möglich das Ortsauflösungsverhalten vollständig mit den Fehlern $\sigma_u(u)$ und $\sigma_v(v)$ zu beschreiben. Vielmehr muss dazu die zusätzliche Korrelationsbeziehung zwischen der u - und v -Koordinate herangezogen werden. In dem hier betrachteten zweidimensionalen Fall führt dies zu einer Wahrscheinlichkeitsdichte $E(x, y)$ einer Gaußverteilung zweier Variabler (z.B. Ref. [81]):

$$E(x, y) = \frac{1}{2\pi \sigma_u \sigma_v \sqrt{1 - \rho^2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 - \rho^2} \left(\frac{(x - u)^2}{\sigma_u^2} + \frac{(y - v)^2}{\sigma_v^2} - \frac{2\rho(x - u)(y - v)}{\sigma_u \sigma_v} \right) \right\}, \quad (4.9)$$

wobei sich die Laufvariablen x, y der sich ergebenden „Rauschellipse“ in der Ausleseebene befinden. Horizontale Schnitte durch die Wahrscheinlichkeitsdichte der zweidimensionalen Gaußverteilung $E(x, y)$ führen zu Kovarianzellipsen, welche Punkte gleicher Wahrscheinlichkeit darstellen. Die Strenge der Korrelation zwischen den Variablen u und v wird durch den Korrelationskoeffizienten ϱ beschrieben:

$$\varrho = \frac{\text{cov}(u, v)}{\sigma_u(u) \sigma_v(v)} \quad \text{mit} \quad \text{cov}(u, v) = \frac{1}{2} \left(\sigma_{u,v}^2(u+v) - \sigma_u^2(u) - \sigma_v^2(v) \right). \quad (4.10)$$

Nach Rechnung erhält man für die einzelnen linearen Algorithmen folgende Beziehungen für die Ungenauigkeiten im Ortsraum:

4-Knoten Algorithmus:

$$\begin{aligned} \sigma_{u_4}(u_4(t), t) &= \sqrt{4u_4(t)^2 + g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{xy_4}(x, y, t)} = f_{u_4}(u_4(t), g) \cdot (\text{SNR}_{xy_4})^{-1}, \\ \sigma_{v_4}(v_4(t), t) &= \sqrt{4v_4(t)^2 + g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{xy_4}(x, y, t)} = f_{v_4}(v_4(t), g) \cdot (\text{SNR}_{xy_4})^{-1}, \\ \text{cov}(u_4, v_4, t) &= 4u_4v_4 \left(\frac{\Delta Q}{Q_{xy_4}} \right)^2 = 4u_4v_4 \cdot (\text{SNR}_{xy_4})^{-2}, \\ \varrho(u_4, v_4, t) &= \frac{4u_4v_4}{\sqrt{(4u_4^2 + g^2)(4v_4^2 + g^2)}}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

6-Knoten Algorithmus:

$$\begin{aligned} \sigma_{u_6}(u_6(t), t) &= \sqrt{6u_6(t)^2 + 4g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{x_6}(x, y, t)} = f_{u_6}(u_6(t), g) \cdot (\text{SNR}_{x_6})^{-1}, \\ \sigma_{v_6}(v_6(t), t) &= \sqrt{6v_6(t)^2 + 4g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{y_6}(x, y, t)} = f_{v_6}(v_6(t), g) \cdot (\text{SNR}_{y_6})^{-1}, \\ \text{cov}(u_6, v_6, t) &= \left(4u_6v_6 + 2g(u_6 - v_6) - g^2 \right) \frac{(\Delta Q)^2}{Q_{x_6} Q_{y_6}}, \\ \varrho(u_6, v_6, t) &= \frac{4u_6v_6 + 2g(u_6 - v_6) - g^2}{\sqrt{(6u_6^2 + 4g^2)(6v_6^2 + 4g^2)}}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

3-Knoten Algorithmus:

$$\begin{aligned} \sigma_{u_3}(u_3(t), t) &= \sqrt{3u_3(t)^2 + 2g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{x_3}(x, y, t)} = f_{u_3}(u_3(t), g) \cdot (\text{SNR}_{x_3})^{-1}, \\ \sigma_{v_3}(v_3(t), t) &= \sqrt{3v_3(t)^2 + 2g^2} \cdot \frac{\Delta Q(t)}{Q_{y_3}(x, y, t)} = f_{v_3}(v_3(t), g) \cdot (\text{SNR}_{y_3})^{-1}, \\ \text{cov}(u_3, v_3, t) &= u_3v_3 \frac{(\Delta Q)^2}{Q_{x_3} Q_{y_3}}, \\ \varrho(u_3, v_3, t) &= \frac{u_3v_3}{\sqrt{(3u_3^2 + 2g^2)(3v_3^2 + 2g^2)}}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

In Gl. (4.11)–(4.13) bezeichnet g wiederum die Zellgröße. Die Zahlen im Index bezeichnen wie schon in Abschnitt 4.1.1 die Zugehörigkeit zum jeweiligen Algorithmus. Die verwendeten Koordinatensysteme für die einzelnen Algorithmen entsprechen denen aus Abb. 4.1. Dies ist wichtig zu erwähnen, da Gl. (4.11)–(4.13) nur für das jeweils richtige Koordinatensystem gelten. Gl. (4.9) beschreibt zusammen mit Gl. (4.11)–(4.13) die räumliche Orientierung der entstehenden Rauschellipsen, welche für die linearen Einzelalgorithmen in Anhang B.7.1 näher diskutiert werden. Eine entsprechende graphische Darstellung der Kovarianzen aus Gl. (4.11)–(4.13) findet sich in Anhang B.6.1.

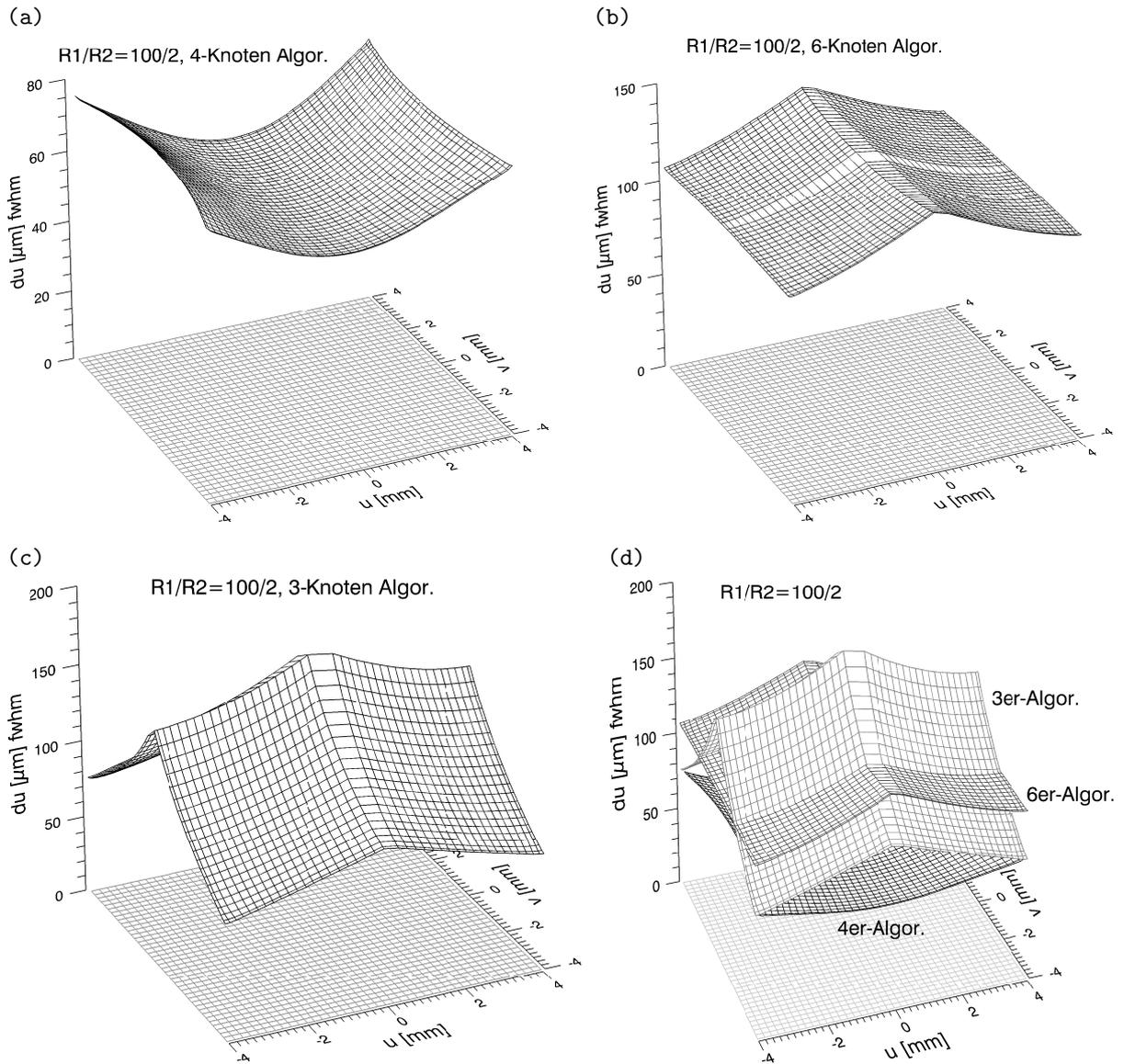


Abb. 4.13: Ortsauflösungen des 4-Knoten Algorithmus' (a), des 6-Knoten Algorithmus' (b), des 3-Knoten Algorithmus' (c) und vergleichende Darstellung der Ortsauflösungen aller betrachteten linearen Algorithmen (d) in x -Richtung als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v).

Es ist für jeden der hier betrachteten linearen Algorithmen möglich, die Terme für σ_u bzw. σ_v in einen geometrischen Faktor f und einen Faktor SNR, der durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beschrieben werden kann, zu separieren. In die als geometrische Faktoren f bezeichneten Terme fließen die Anzahl der vom Algorithmus benutzten Knoten, die rekonstruierten Positionen u bzw. v und die Zellgröße g ein. Demgegenüber wird der zweite Term, der eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweist, durch die vom Algorithmus aufgesammelten Gesamtladungen Q_x bzw. Q_y und durch die Standardabweichung ΔQ der Ladungsfuktuationen an den Ausleknoten beschrieben.

Abb. 4.13 zeigt die Ortsauflösungen der einzelnen Algorithmen in x -Richtung nach Gl. (4.11)–(4.13) als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle ausgedrückt durch die Halbwertsbreite $du = 2.355 \cdot \sigma_u$ (fwhm). Da alle Graphen als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) abgebildet sind, sind die Verzerrungen bei den verwendeten Oberflächenwiderständen $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ recht gut zu erkennen. Dabei wurde wie in Abschnitt 4.1.3.3.1 ein Stromsignal mit $Q_{\text{ein}} \approx 2.77 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 1.7 \cdot 10^6 \text{ e}^-$ verwendet. Für die Abschätzung des Rauschbeitrages ΔQ nach Gl.

(4.7) wurde eine Integrationszeit von $t = 500$ ns und ein paralleler Rauschwiderstand von $R = 13.6$ k Ω , welcher zu einem Rauschäquivalent von etwa $5000 e^-$ führt (s. Tab. B.1), angenommen. Die Ortsauflösung in y -Richtung σ_v lässt sich aus Symmetriegründen einfach durch eine Transponierung der Ortsauflösungsmatrix σ_u bestimmen.

Da sowohl der geometrische Faktor als auch der SNR-Faktor in Abb. 4.13 voll berücksichtigt werden, ist der Verlauf der Ortsauflösungskurven für die einzelnen Algorithmen recht komplex. Die Verschlechterung der Ortsauflösung des 3-Knoten Algorithmus' in der Nähe der Zellmitten wird dominiert durch eine im Verhältnis zu den anderen Algorithmen um rund die Hälfte reduzierte Ladungssammlung Q_{x3} [Abb. 4.13 (c)], welche zu einem verhältnismäßig kleinen Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt. Demgegenüber ist der Verlauf der Ortsauflösung σ_u des 4- und des 6-Knoten Algorithmus' hauptsächlich durch den geometrischen Faktor f bestimmt, da der SNR-Faktor nicht so stark positionsabhängig ist. Eine detaillierte Untersuchung der Ladungssammlung $Q_x(x, y, t)$ der linearen Einzelalgorithmen als Funktion des „wahren“ Ortes erfolgt in Anhang B.5.

Betrachtet man die Ortsauflösungen als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) , so scheint der 4-Knoten Algorithmus an allen Positionen innerhalb einer Zelle allen anderen Algorithmen überlegen zu sein [s. Abb. 4.13 (d)]. Dies hat zum einen seine Ursache in einer effektiven Ladungssammlung dieses Algorithmus', was zu einem größeren SNR-Faktor führt, und zum anderen in einem gleichzeitig recht kleinen geometrischen Faktor f . Lediglich an den Ausleseknuten sind die Ortsauflösungen des 4- und des 3-Knoten Algorithmus' gleich, da sich der geometrische Faktor in beiden Fällen zu $f = \sqrt{2}g$ bestimmt und auch der SNR-Faktor an dieser Position weitestgehend übereinstimmt. An dieser Stelle sei noch einmal ausdrücklich betont, dass Abb. 4.13 als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) zu verstehen ist. Eine nachträgliche Ortskorrektur dieser rekonstruierten Positionen hat nicht unerhebliche Auswirkungen auf die Ortsauflösung der einzelnen Algorithmen, welche im nächsten Abschnitt abgeschätzt wird.

4.1.4.2 Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen

Tatsächlich wurde die Ortsauflösung der betrachteten Algorithmen bis jetzt nur im Raum der vom Algorithmus abgebildeten Positionen (u, v) untersucht (Abschnitt 4.1.4.1). Wie jedoch direkt aus dem Rekonstruktionsverhalten der linearen Einzelalgorithmen ersichtlich wird (Abb. 4.2–4.4), ist je nach verwendetem Widerstandsverhältnis $R1/R2$ eine nachträgliche Positionskorrektur aufgrund der recht starken Verzerrungen unvermeidlich. Eine Positionskorrektur entspricht einer Abbildung $(u, v) \rightarrow (x, y)$, wobei diese Zuordnungsvorschriften für die einzelnen Algorithmen prinzipiell über das 4×4 -Zellenmodell gewonnen werden könnten. Da das Ortsauflösungsverhalten ebenfalls von dieser Transformation beeinflusst wird, erfolgt in diesem Abschnitt eine Abschätzung der Ortsauflösung der linearen Einzelalgorithmen als Funktion der sich nach einer Positionstransformation ergebenden „wahren“ Positionen (x, y) .

Die Koordinaten der „wahren“ Positionen (x, y) werden als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) aufgefasst. Dabei führen Fehler in den rekonstruierten Positionen (u, v) zu Fehlern in den „wahren“ Positionen $[x(u, v), y(u, v)]$. Für infinitesimal kleine Fehler lässt sich die Abweichung dx exakt als totales Differential beschreiben und für den Fall kleiner endlicher Fehler eines Einzelereignisses approximieren:

$$dx = \frac{\partial x}{\partial u} du + \frac{\partial x}{\partial v} dv \implies \Delta x \approx \frac{\partial x}{\partial u} \Delta u + \frac{\partial x}{\partial v} \Delta v . \quad (4.14)$$

Eine Bestimmung des Fehlers in y -Richtung verläuft zu dem hier vorgestellten Verfahren analog und wird im Folgenden nicht weiter ausgeführt. Für viele Ereignisse führt der Fehler des Mittelwertes zum Fehler $\langle \Delta x \rangle^2 = (\sigma_x)^2$:

$$\langle \Delta x \rangle^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 \langle \Delta u \rangle^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 \langle \Delta v \rangle^2 + 2 \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial x}{\partial v} \langle \Delta u \Delta v \rangle , \quad (4.15)$$

wobei als Schreibweise $\langle \Delta u \Delta v \rangle = \text{cov}(u, v)$ verwendet wird. Für die Bestimmung der Ortsauflösung der „wahren“ Positionen $\langle \Delta x \rangle^2$ sind in Gl. (4.15) die Kenntnisse der Ableitungen nach u und v notwendig. Wie bereits in Abschnitt 4.1.3.1 erwähnt, erweisen sich die Ableitungen ∂_u und ∂_v auf den nicht äquidistanten Gitterpunkten (u, v) als numerisch komplizierter zu bestimmen als die Ableitungen ∂_x und ∂_y auf den

äquidistanten Gitterpunkten (x, y) . Die Transformationsvorschrift

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} \\ \frac{\partial x}{\partial v} & \frac{\partial y}{\partial v} \end{pmatrix} = \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}} \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & -\frac{\partial v}{\partial x} \\ -\frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

stellt die Beziehung zwischen den Ableitungen ∂_u, ∂_v und ∂_x, ∂_y her. Eine Herleitung von Gl. (4.16) findet sich in Anhang A.3. Mit der Beziehung (4.16) lässt sich Gl. (4.15) jetzt zu

$$(\sigma_x(x, y))^2 = \frac{1}{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} \cdot \left\{ \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 (\sigma_u)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 (\sigma_v)^2 - 2 \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \text{cov}(u, v) \right\} \quad (4.17)$$

umschreiben, wobei nur noch die einfacher zu bestimmenden Ableitungen nach x bzw. y benötigt werden. Da in Gl. (4.17) die rekonstruierten Positionen als Funktion der „wahren“ Positionen $[u(x, y), v(x, y)]$ aufzufassen sind, kann die Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) bestimmt werden. Für eine schwache Kopplung zwischen u und y bzw. v und x kann Gl. (4.17) zu

$$\left| \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} \right| \implies \sigma_x(x, y) \approx \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x}} \cdot \sigma_u \quad (4.18)$$

vereinfacht werden. In der Tat zeigt sich bei genauerer Betrachtung, dass zwischen den Ortsauflösungen, berechnet nach Gl. (4.17) und (4.18), nur Abweichungen im Prozentbereich liegen und die Annahme einer schwachen Abhängigkeit zwischen u und y bzw. v und x durchaus gerechtfertigt ist. Es bleibt allerdings noch zu erwähnen, dass es sich bei der hier vorgestellten Methode zur Bestimmung der Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) lediglich um eine Näherung handelt. In Gl. (4.14) ist der Fehler für Δx lediglich bis zur linearen Ordnung bestimmt worden, sodass es sich insgesamt um eine lineare Abschätzung des Fehlers handelt. In Bereichen hoher Belegungsdichte hat eine kleine Änderung in den rekonstruierten Orten eine große Änderung in den „wahren“ Orten zur Folge, sodass eigentlich auch nicht lineare Terme hätten mit berücksichtigt werden müssen. Da an dieser Stelle aber vielmehr eine qualitative als quantitative Abschätzung für die Ortsauflösung als Funktion von (x, y) erfolgen soll, erweist sich die lineare Fehlerapproximation als völlig ausreichend.

Abb. 4.14 zeigt die Ortsauflösungen der linearen Einzelalgorithmen in x -Richtung nach Gl. (4.17) als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle ausgedrückt durch die Halbwertsbreite $dx = 2.355 \cdot \sigma_x$ (fwhm). Zum direkten Vergleich sind zusätzlich die Ortsauflösungen als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) nochmals mitabgebildet. Die verwendeten Parameter entsprechen denen aus Abschnitt 4.1.4.1. Die Ortsauflösung in y -Richtung σ_y lässt sich aus Symmetriegründen einfach durch eine Transponierung der Ortsauflösungsmatrix σ_x bestimmen.

Bei allen Algorithmen verschlechtert sich die Ortsauflösung um einen Faktor 3–4 in den Bereichen großer Belegungsdichte, da an diesen Positionen größere Positionskorrekturen angebracht werden müssen. Damit verliert der 4-Knoten Algorithmus seine scheinbare Überlegenheit in Bezug auf die Ortsauflösung [vgl. Abb. 4.13 (d)], nachdem die rekonstruierten Positionen korrigiert wurden.

4.1.5 Zusammenfassung und Diskussion

Da große (aber dennoch endliche) Oberflächenwiderstandsverhältnisse $R1/R2$ bei der hier betrachteten zweidimensional interpolierenden, resistiven Auslesestruktur sowohl eine Ladungsabschirmung der Zellen untereinander und damit eine endliche Ausbreitung der Ladungsträger zur Folge haben als auch zu einer weitestgehend linearen Ladungsteilung führen, stellen lineare Algorithmen grundsätzlich zunächst mögliche Positionsrekonstruktionsmethoden dar.

Dennoch zeigen der 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus bereits bei dem hier betrachteten, recht großen Oberflächenwiderstandsverhältnis von $R1/R2 = 50$ recht inhomogene Belegungsdichten. Dabei weist die Belegungsdichte bei allen Algorithmen in der Nähe der niederohmigen Randstege erhöhte Werte

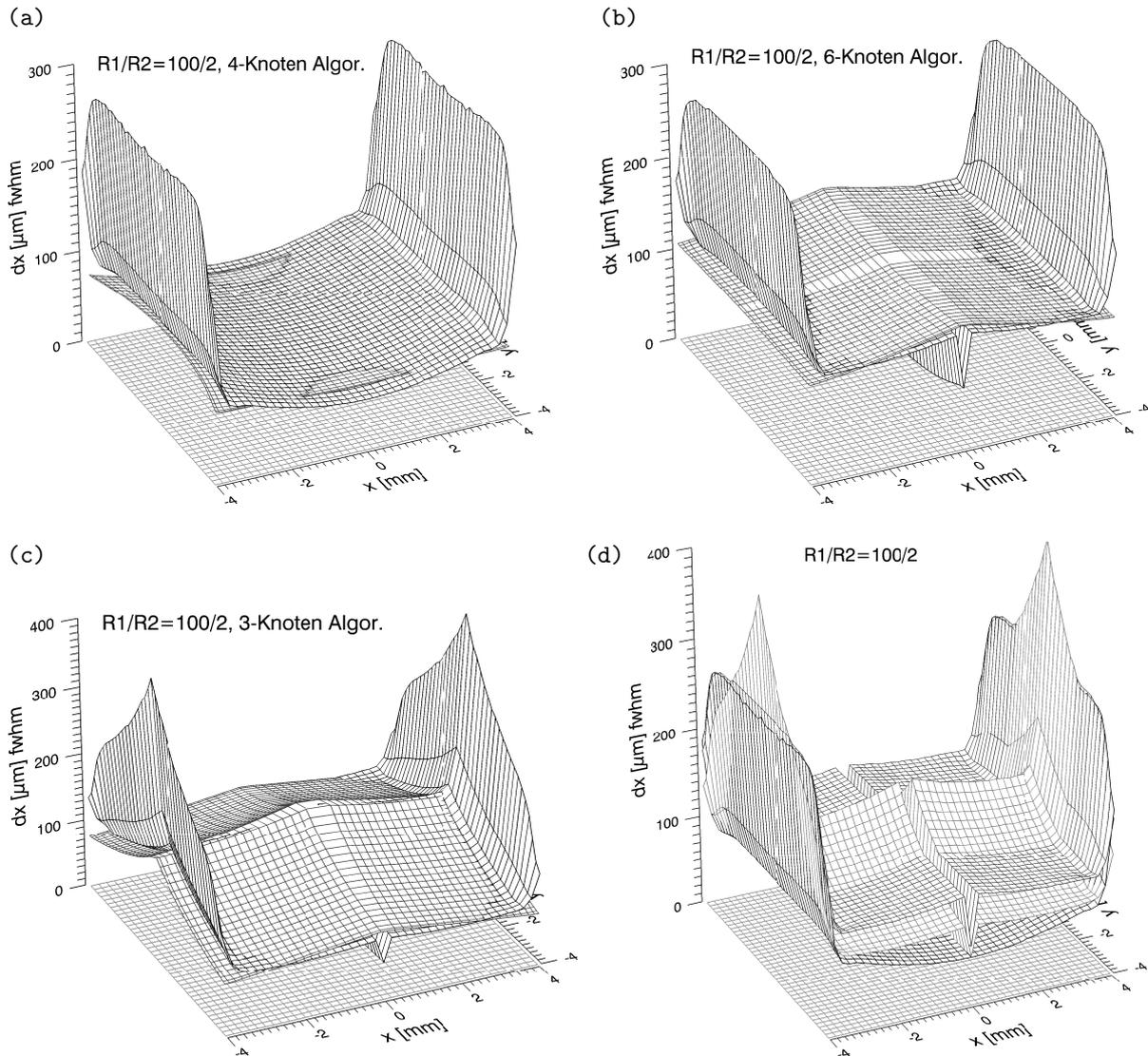


Abb. 4.14: Ortsauflösungen des 4-Knoten Algorithmus' (a), des 6-Knoten Algorithmus' (b), des 3-Knoten Algorithmus' (c) und vergleichende Darstellung der Ortsauflösungen aller betrachteten linearen Algorithmen (d) in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) . Für einen direkten Vergleich sind die Graphen für die Ortsauflösungen als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) in (a)–(c) zusätzlich mitabgebildet.

im Vergleich zu den Zellmitten auf. Da eine inhomogene Belegungsichte gleichbedeutend ist mit nicht identischen Abbildungseigenschaften der linearen Algorithmen zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) , muss eine anschließende Korrektur der Positionen (u, v) erfolgen. Leider erweist es sich als eine nicht triviale Aufgabe eine geeignete Transformation zwischen den zwei Räumen (x, y) und (u, v) zu finden, da die Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ explizit benötigt werden. Da alle aus dem 4×4 -Zellenmodell stammenden Simulationsdaten lediglich in x - und y -Richtung in einem $200 \mu\text{m}$ Raster vorliegen, müssen die Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ z.B. mit Polynomen oder Fourier-Reihen approximiert werden, um einen analytischen Zugang zu erhalten. Um die Abweichung zwischen den Positionen, welche durch die Simulation bestimmt werden und denen die durch die Polynome approximiert werden, auf ein akzeptables Maß zu verkleinern, müssen viele Ordnungen miteinbezogen werden, was zu recht unhandlichen und unpraktikablen Gleichungen führt.

Aber selbst für den Fall, dass ein befriedigender analytischer Ausdruck für die Zuordnungsvorschriften $x(u, v)$ und $y(u, v)$ für die linearen Einzelalgorithmen existieren würde, ist das Problem der sich enorm

verschlechternden Ortsauflösung in der Nähe der niederohmigen Stege bei einer Positionskorrektur nicht gelöst. Eine Verschlechterung der Ortsauflösung um einen Faktor 3–4 an Positionen, an denen größere Positionskorrekturen vorgenommen werden müssen, ist nicht akzeptabel.

Auch der Zugang über eine direkte Messung zur Ermittlung der Zuordnungsvorschrift $x(u, v)$ und $y(u, v)$ ist äußerst aufwendig. Vorstellbar wäre mit Hilfe einer feinen Nadel, Ladungen in gleichmäßigen Abständen auf die Zellen der Auslesestruktur zu pulsieren und die Ströme in den jeweiligen Ausleseknöten zu messen. Anschließend könnte z.B. mit einem neuronalen Netz eine positionsabhängige Wichtungsmatrix der beteiligten Knöten erstellt werden, so dass die korrekte Position rekonstruiert wird. Allerdings erscheint der Messaufwand für diese Methode nicht mehr praktikabel. Abgesehen von den mechanischen Ungenauigkeiten des Abtastvorganges wäre je nach gewünschter Genauigkeit ein enormer Messaufwand von mehreren tausend Messpunkten nötig.

Ein optimaler Algorithmus sollte direkt die korrekte Ereignisposition rekonstruieren, da jede nachträgliche Positionskorrektur im Bereich hoher Belegungsdichten zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung führt. Um die Ortsauflösung zu optimieren, sollte die Anzahl der vom gesuchten Algorithmus' verwendeten Knöten so gewählt werden, dass die Ladungssammlung effektiv ist, d.h. dass möglichst wenige Knöten möglichst viel Ladung sammeln. Eine möglichst geringe Anzahl an Ausleseknöten garantiert kleine geometrische Faktoren f . Demgegenüber vergrößert eine große Anzahl an Knöten den SNR-Faktor bis zu einem gewissen Grade [vgl. Gl. (4.11)–(4.13)]. Offensichtlich muss die Anzahl der von einem optimierten Algorithmus verwendeten Knöten positionsabhängig gestaltet werden. Im nächsten Abschnitt wird ein solcher Algorithmus vorgestellt.

4.2 463-Knoten Algorithmus

Weder die linearen Einzelalgorithmen noch die nicht linearen Algorithmenansätze (vgl. Anhang B.10) sind, auch mit einer nachträglichen Positionskorrektur, als Bildrekonstruktionsmethoden geeignet, da jede Art von Ortsraumkorrektur in Bereichen hoher Belegungsdichte unweigerlich zu deutlichen Einbußen in Bezug auf die Ortsauflösung führt. Die hier vorgestellte Lösung besteht im Wesentlichen in einer optimierten Linearkombination des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' zum 463-Knoten Algorithmus. Dieser Algorithmus liefert weitestgehend eine identische Abbildung zwischen dem Raum der „wahren“ Positionen (x, y) und dem Raum der rekonstruierten Positionen (u, v) . Diese bis zu einem gewissen Grade korrekte Ortsrekonstruktion vermeidet größere nachträgliche Positionskorrekturen. So wird die mit starken Korrekturen verbundene Verschlechterung der Ortsauflösung in Bereichen erhöhter Belegungsdichte erfolgreich unterdrückt.

Als Zuordnungsvorschrift – eine Erläuterung folgt – wird für den 463-Knoten Algorithmus definiert:

$$\begin{aligned}
 u_{463} &= a_x u_4 + (1 - a_x) \{ b_x u_6 + (1 - b_x) u_3 \} \\
 &= a_x \frac{g}{2} \cdot \left\{ \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_1 + Q_4)}{Q_{xy4}} + 1 \right\} + \\
 &\quad (1 - a_x) g \cdot \left\{ b_x \cdot \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_0 + Q_3)}{Q_{x6}} + (1 - b_x) \cdot \frac{Q_5 - Q_3}{Q_{x3}} \right\}, \\
 v_{463} &= a_y v_4 + (1 - a_y) \{ b_y v_6 + (1 - b_y) v_3 \} \\
 &= a_y \frac{g}{2} \cdot \left\{ \frac{(Q_4 + Q_5) - (Q_1 + Q_2)}{Q_{xy4}} - 1 \right\} + \\
 &\quad (1 - a_y) g \cdot \left\{ b_y \cdot \frac{(Q_7 + Q_8) - (Q_1 + Q_2)}{Q_{y6}} + (1 - b_y) \cdot \frac{Q_7 - Q_1}{Q_{y3}} \right\}.
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Der Ursprung des für den 463-Knoten Algorithmus verwendeten Koordinatensystems liegt, wie für den 6- und 3-Knoten Algorithmus, in Knöten 4 (s. Abb. 4.1). Die Beiträge des 4-Knoten Algorithmus' in Gl. (4.19) sind entsprechend dem neuen Koordinatensystem verschoben. Wie beim 6-Knoten Algorithmus können alle Ereignisse aus dem unteren linken Viertel der Zelle 1 mit den in Gl. (4.19) auftretenden Knöten rekonstruiert werden ($x \in [0, \frac{g}{2}]$ und $y \in [-\frac{g}{2}, 0]$).

4.2.1 Mischungsmatrizen

Das wesentliche Konzept des 463-Knoten Algorithmus' besteht in der Mischung des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' durch die Mischungsmatrizen $A_x = [(a_{ij})_x]$, $A_y = [(a_{ij})_y]$, $B_x = [(b_{ij})_x]$ und $B_y = [(b_{ij})_y]$, welche nach im nächsten Abschnitt 4.2.1.1 näher zu erläuternden Kriterien bestimmt werden. In der Zuordnungsvorschrift des 463-Knoten Algorithmus' [Gl. (4.19)] werden die Elemente der Mischungsmatrizen für die Rekonstruktion in x - bzw. y -Richtung mit a_x und b_x bzw. a_y und b_y abgekürzt. Aus Symmetriegründen lässt sich die Beziehung der Mischungsmatrizen in x - und y -Richtung einfach durch $A_y = A_x^T$ bzw. $B_y = B_x^T$ beschreiben. Alle folgenden Betrachtungen werden für die Mischungsmatrizen in x -Richtung $A_x = [(a_{ij})_x]$ und $B_x = [(b_{ij})_x]$ durchgeführt. Die Argumentationen für die y -Richtung verlaufen analog und werden deshalb nicht weiter ausgeführt.

Wie auch schon bei den vorangegangenen Überlegungen zum 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus, basieren auch die in diesem Abschnitt gewonnenen Ergebnisse auf dem 4×4 -Zellenmodell. Da die Mischungsmatrizen A_x und B_x (numerisch) auf jedem Gridpunkt einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle definiert sind, werden sie als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) aufgefasst. Wie die Matrixelemente auch in Messungen, bei denen in der Regel die Positionen (x, y) *a priori* nicht bekannt sind, nach Gl. (4.19) zum 463-Knoten Algorithmus angewendet werden können, wird in Abschnitt 4.2.1.2 diskutiert.

4.2.1.1 Mischungsmatrizen A und B

Wie aus Gl. (4.19) entnommen werden kann, mischen die Elemente der ersten Mischungsmatrix $a_{ij} \in [0, 1]$ den 4-Knoten Algorithmus kontinuierlich entweder mit dem 6- oder dem 3-Knoten Algorithmus, während die Elemente der zweiten Mischungsmatrix $b_{ij} \in \{0, 1\}$, welche entweder den 6-Knoten oder den 3-Knoten Algorithmus wählen, nur aus den Werten 0 oder 1 bestehen. Für Positionen (x, y) , an denen die Mischungsmatrix B_x den Wert 1 annimmt, wird der 6-Knoten Algorithmus mit dem 4-Knoten Algorithmus gemischt. Entsprechend findet der 3-Knoten Algorithmus zusammen mit dem 4-Knoten Algorithmus Anwendung, wenn der Wert der Mischungsmatrix B_x an der betrachteten Position 0 beträgt.

Abb. 4.15 bietet eine Übersicht über die Auswahl und die Bestimmung der Mischungsmatrizen A_x und B_x . Zunächst werden kurz die Auswahlkriterien für die Mischungsmatrix B_x mit den Elementen $b_{ij} \in \{0, 1\}$ beschrieben. Die Elemente b_{ij} wählen, abhängig von der Position (x, y) , den Algorithmus mit der besseren Ortsauflösung aus. Gilt an einer bestimmten Position $\sigma_{u6} \leq \sigma_{u3}$, so wird der 6-Knoten Algorithmus mit dem 4-Knoten Algorithmus kombiniert ($b_{ij} = 1$). Entsprechend wird der 3-Knoten Algorithmus zusammen mit dem 4-Knoten Algorithmus verwendet, falls die Ortsauflösung die Bedingung $\sigma_{u6} > \sigma_{u3}$ erfüllt. Das Matrixelement an dieser Position wird dann zu $b_{ij} = 0$ gesetzt. Abb. 4.16 zeigt beispielhaft eine graphische Visualisierung der Matrixelemente b_{ij} der Mischungsmatrix B_x . In Abb. 4.13 (d), welche die Ortsauflösung σ_u des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) zeigt, lassen sich die Bereiche, in denen der 3-Knoten Algorithmus dem 6-Knoten Algorithmus in Bezug auf die Ortsauflösung überlegen ist, gut erkennen. Diese Bereiche in der Nähe der Knoten und der niederohmigen Stege finden sich analog auch in Abb. 4.16 wieder. Andererseits weist der 6-Knoten Algorithmus in einem gewissen Bereich symmetrisch entlang der Zellmitten eine bessere Ortsauflösung als der 3-Knoten Algorithmus auf. Dieser Zusammenhang ist entsprechend im schwarzen Bereich in der linken Abb. 4.16 zu erkennen.

Zur Berechnung der Elemente a_{ij} der Mischungsmatrix A_x wird eine optimierte Positionsrekonstruktion angestrebt. Dafür wird die Abweichung $\Delta = |x - u_{463}|^2$ zwischen der „wahren“ x -Position und der rekonstruierten u -Position des 463-Knoten Algorithmus' minimiert. Wird

$$u_{6,3} = b_x u_6 + (1 - b_x) u_3 \quad (4.20)$$

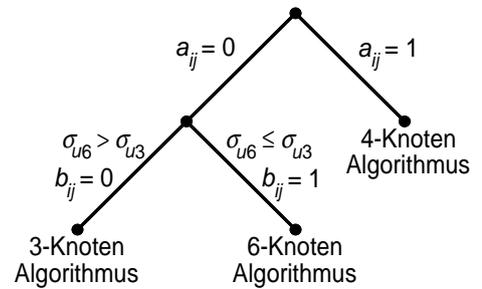


Abb. 4.15: Schematische Darstellung für die Bestimmung der Mischungsmatrizen A_x und B_x des 463-Knoten Algorithmus'.

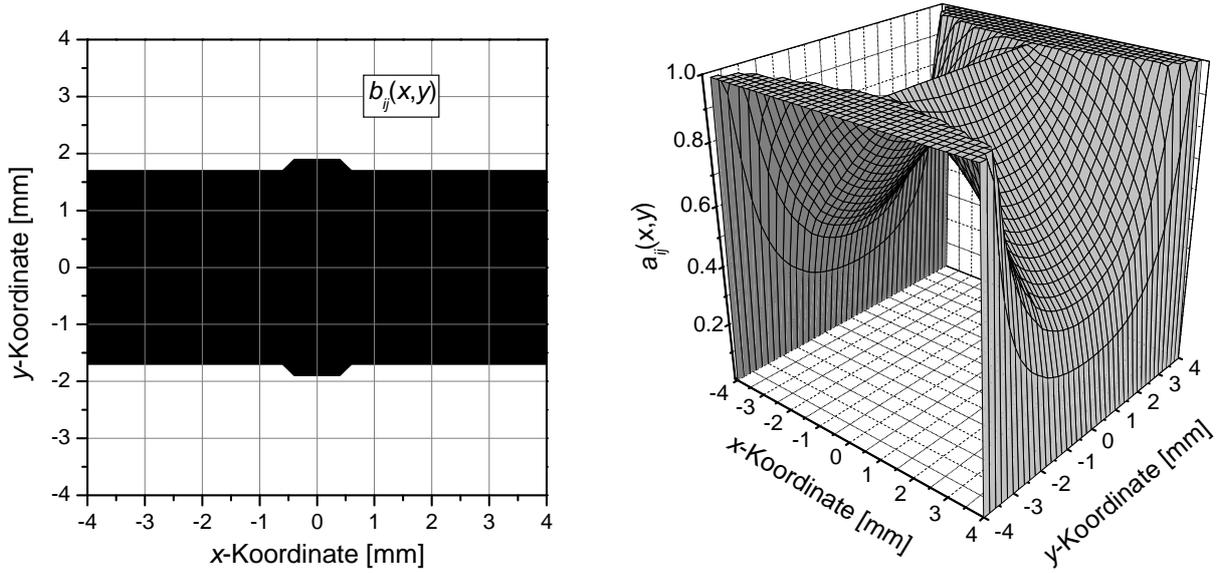


Abb. 4.16: Darstellung der Mischungsmatrizen B_x mit den Elementen $b_x \in \{0, 1\}$ (links) und A_x mit den Elementen $a_x \in [0, 1]$ (rechts) für das Oberflächenwiderstandsverhältnis $R1/R2 = 50$. Die schwarz (weiß) gezeichnete Fläche mit $b_{ij} = 1$ ($b_{ij} = 0$) entspricht der Anwendung des 6-Knoten (3-Knoten) Algorithmus'. Die Positionen (x, y) an denen $a_{ij} = 1$ ist, entsprechen der ausschließlichen Anwendung des 4-Knoten Algorithmus'. Gilt $a_{ij} = 0$, so wird an diesen Positionen entweder der 6- oder der 3-Knoten Algorithmus zur Positionsbestimmung benutzt.

als abkürzende Schreibweise für den gewichteten Anteil des 6- oder des 3-Knoten Algorithmus' in Gl. (4.19) definiert, so erhält man als Minimierungskriterium:

$$\min \Delta = \min |x - u_{463}|^2 = \min \left\{ \left(x - a_x u_4 - (1 - a_x) u_{6,3} \right)^2 \right\}, \quad (4.21)$$

wobei wiederum $a_x = (a_{ij})_x$ und $b_x = (b_{ij})_x$ als Abkürzung verwendet wird. Das notwendige Minimierungskriterium $\partial \Delta / \partial a_x = 0$ und die hinreichende Bedingung $\partial^2 \Delta / \partial a_x^2 \geq 0$ für ein Minimum führen nach Rechnung zu:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial a_x} \stackrel{!}{=} 0 \implies a_x = \frac{x - u_{6,3}}{u_4 - u_{6,3}} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \Delta}{\partial a_x^2} = 2(u_4 - u_{6,3})^2 \geq 0 \quad (\text{Minimum}) . \quad (4.22)$$

Gl. (4.22) liefert eine analytische Lösung für das Minimierungsproblem aus Gl. (4.21). Dabei erweist es sich als sinnvoll, den Wertebereich der Lösung für die Matrixelemente a_x aus Gl. (4.22) zwischen 0 und 1 einzuschränken. Als vollständiges Ergebnis für die Bestimmung der optimierten Matrixelemente a_x ergibt sich schließlich:

$$a_x = \frac{x - u_{6,3}}{u_4 - u_{6,3}} \quad \begin{cases} \text{falls } a_x > 1 & \implies a_x = 1, \\ \text{falls } a_x < 0 & \implies a_x = 0. \end{cases} \quad (4.23)$$

Die Einschränkung

$$0 \leq a_x \leq 1, \quad (4.24)$$

wird gesetzt, um an bestimmten Positionen (x, y) , die zu $a_x \gg 1$ oder $a_x \ll 0$ führen würden, eine Gewichtsbeschränkung der Algorithmen zu erreichen. Ohne die Einschränkung (4.24) wären diese Positionen aufgrund ihrer positiven Übergewichtung oder negativen Untergewichtung recht anfällig für Verzerrungen, die durch Rauschen oder andere systematische Effekte verursacht werden. Insgesamt können in Gl. (4.19) für den 463-Knoten Algorithmus die linearen Einzelalgorithmen immer nur maximal mit 1 bzw. minimal

mit 0 gewichtet werden. Die Einschränkung nach Gl. (4.24) führt jedoch dazu, dass einige Positionen (u, v) noch immer nicht vollständig mit den „wahren“ Positionen (x, y) übereinstimmen.

Abb. 4.16 zeigt beispielhaft eine graphische Visualisierung der Matrixelemente a_{ij} der Mischungsmatrix A_x . Offensichtlich erweist sich der 4-Knoten Algorithmus für die Positionsrekonstruktion in x -Richtung in der Nähe der niederohmigen Stege entlang der x -Koordinate als der optimale und damit einzige zur Anwendung kommende Algorithmus ($a_x = 1$). In y -Richtung in der Nähe der niederohmigen Stege ist der 4-Knoten Algorithmus ungeeignet ($a_x \approx 0$) und die anderen linearen Einzelalgorithmen werden entsprechend stärker betont. Dieser Zusammenhang lässt sich auch anhand des Rekonstruktionsverhaltens des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' in Abb. 4.2–4.4 verdeutlichen.

Der 6- und der 3-Knoten Algorithmus unterscheiden sich bei den hier betrachteten Oberflächenwiderstandsverhältnissen $R1/R2 \gtrsim 10$ bezüglich ihrer Positionsrekonstruktion nur unwesentlich (s. Abschnitt 4.1.2). Dadurch werden bei den Mischungsmatrixelementen a_x bzw. a_y [s. Gl. (4.23)] an den Übergangsstellen $b_{ij} = 0 \Leftrightarrow 1$ [s. Gl. (4.20)] Unstetigkeitsstellen durch den Wechsel vom 6- zum 3-Knoten Algorithmus und umgekehrt weitestgehend vermieden. Diese „Glattheit“ der Matrix A erweist sich als recht vorteilhaft, da sie das Konvergenzverhalten des 463-Knoten Algorithmus', welches im nächsten Abschnitt 4.2.1.2 genauer beschrieben wird, erleichtert.

4.2.1.2 Mischungsmatrixelemente und Ortsrekonstruktion in Messungen

Die Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' verlangt die Kenntnis der Elemente der Mischungsmatrizen A und B [s. Gl. (4.19)]. Da die Matrixelemente $a_{ij}(x, y)$ und $b_{ij}(x, y)$ Funktionen der „wahren“ Positionen (x, y) darstellen, welche aber in einer Messung *a priori* nicht bekannt sind, wird ein iteratives Verfahren für die Positionsbestimmung eingesetzt. Für eine erste Berechnung der 463-Knoten Algorithmusposition wird eine geeignete Annahme über die Elemente a_{ij} und b_{ij} benötigt. Dazu wird zunächst die Position eines Ereignisses sowohl über den 4-Knoten als auch über den 6-Knoten Algorithmus berechnet. In einem (beliebig) festgesetzten Bereich von $d = 0.1 g$ entlang des Zellrandes werden die Positionen des dort angewendeten 6-Knoten Algorithmus' (u_6, v_6) für eine erste Abschätzung der Indizes i, j für die Bestimmung der Mischungsmatrixelemente a_{ij} und b_{ij} herangezogen. In den anderen Bereichen der Zellen wird entsprechend über die rekonstruierten Positionen (u_4, v_4) des 4-Knoten Algorithmus' eine erste Bestimmung der Elemente a_{ij} und b_{ij} vorgenommen. Im nächsten Schritt kann dann zum ersten Mal die Position des 463-Knoten Algorithmus' berechnet werden. Die sich ergebenden Positionen (u_{463}, v_{463}) führen wiederum zu neuen Matrixelementen a_{ij} und b_{ij} . Dieses iterative Verfahren wird einige Male wiederholt, um eine sichere Konvergenz der rekonstruierten Positionen (u_{463}, v_{463}) zu gewährleisten. Da die Diffusionssimulation lediglich 41×41 -elementige Matrizen A und B , entsprechend einem Gitterpunktabstand von $\Delta x = \Delta y = 200 \mu\text{m}$, zur Verfügung stellt (s. Abb. 4.16), wurde für eine feinere Interpolation eine Routine aus IDL verwendet [108]. Um ein besseres Konvergenzverhalten des 463-Knoten Algorithmus' zu erreichen, hat es sich als vorteilhaft erwiesen die Mischungsmatrizen immer doppelt so fein vorliegen zu haben wie die später verwendete Interpolationsgröße. So werden für eine virtuelle Pixelgröße von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ Matrizen A und B mit 81×81 Elementen benötigt. Für alle gemessenen Ortshistogramme, die mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruiert wurden, wird das vorgestellte Schleifenverfahren zur iterativen Positionsrekonstruktion verwendet.

In einer Messung kann eine sinnvolle Ortsrekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus nur dann durchgeführt werden, wenn sich die Positionen der linearen Einzelalgorithmen u_i und v_i mit $i \in \{4, 6, 3\}$ nicht zu stark voneinander unterscheiden. Bei einer zu großen Abweichung zwischen den linearen Einzelalgorithmuspositionen, muss das betreffende Ereignis zurückgewiesen werden, da es sich wahrscheinlich um ein Mehrfachereignis auf der Auslesestruktur handelt. Bei einer Messung wird jedes Ereignis mit der Bedingung

$$\begin{aligned} \Delta x = |u_i - u_j| \\ \Delta y = |v_i - v_j| \end{aligned} \quad \text{mit } i, j \in \{4, 6, 3\} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta x \leq c \wedge \Delta y \leq c \quad \text{Ereignis gezählt ,} \\ \Delta x > c \vee \Delta y > c \quad \text{Ereignis zurückgewiesen .} \end{array} \right. \quad (4.25)$$

auf seine Stringenz hin überprüft. Wie sich zeigen wird, liegen sinnvolle Werte für das Abweiskriterium c für ein Falschereignis bei $0.1 g \leq c \leq 0.2 g$ (Abschnitt 7.5.1).

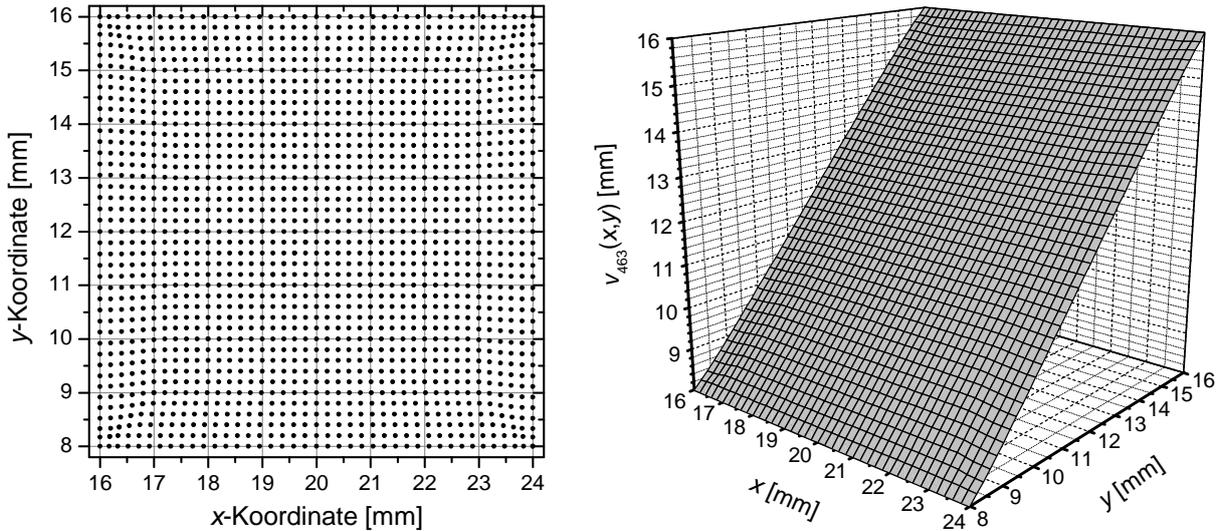


Abb. 4.17: Links: Rekonstruierte Positionen (u, v) des 463-Knoten Algorithmus' nach Gl. (4.19) innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle bei äquidistanter Einpulsung in (x, y) . Rechts: Vom 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Koordinate $v_{463}(x, y)$ als Funktion der Einpulspositionen (x, y) .

4.2.2 Rekonstruktionsverhalten $[u(x, y), v(x, y)]$

In diesem Abschnitt werden die Abbildungseigenschaften $(x, y) \rightarrow (u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' nach Gl. (4.19) untersucht. Abb. 4.17 zeigt die Felder $[u(x, y), v(x, y)]$ des 463-Knoten Algorithmus' für ein Widerstandsverhältnis von $R1/R2 = 50$ mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ bei einer transversalen Diffusion der einströmenden Ladungsträger von $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ nach einer ausreichend langen Integrationszeit von $t = 500 \text{ ns}$. Es wurden die entsprechenden Mischungsmatrizen A_x bzw. A_y und B_x bzw. B_y für das Oberflächenwiderstandsverhältnis $R1/R2 = 50$ (s. Abb. 4.16) verwendet. An dieser Stelle wird offensichtlich, dass sich das Rekonstruktionsverhalten des 463-Knoten Algorithmus' im direkten Vergleich zu den linearen Einzelalgorithmen (vgl. Abb. 4.2–4.4) als deutlich vorteilhafter darstellt. Innerhalb eines symmetrisch um die Zellmitte angeordneten Quadrates mit einer Fläche von etwa $6 \times 6 \text{ mm}^2$ handelt es sich praktisch um eine identische Abbildung zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) . Dieser Zusammenhang wird auch durch die Funktion $v_{463}(x, y)$ (Abb. 4.17) verdeutlicht, welche quasi eine Winkelhalbierende im Raum ausbildet. Lediglich in der Umgebung der niederohmigen Stege und in der Nähe der Ausleseknöten sind nach wie vor, allerdings in einem sehr viel geringeren Maße als bei den linearen Einzelalgorithmen, leichte Verzerrungen zu erkennen.

4.2.3 Belegungsdichten bei homogener Beleuchtung

Analog zu den Untersuchungen der linearen Einzelalgorithmen in Abschnitt 4.1.3 erfolgen an dieser Stelle die Betrachtungen zur Belegungsdichteverteilung $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus'.

4.2.3.1 Simulierte Belegungsdichte

Die numerische Bestimmung der Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' als Antwort auf eine homogene Beleuchtung $B(x, y) = 1$ erfolgt über Gl. (4.5). Abb. 4.18 zeigt die sich ergebende simulierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ für den 463-Knoten Algorithmus unter Verwendung der entsprechenden Mischungsmatrizen A_x bzw. A_y und B_x bzw. B_y . Wie bereits festgestellt wurde, zeigt sich eine leicht in Richtung Zellmitte versetzte erhöhte Belegungsdichte in der Nähe der Knöten. Auch weist die Belegungsdichte in der Umgebung der niederohmigen Stege eine ganz leichte Unterbevölkerung auf. Diese immer noch leicht vorhandenen Inhomogenitäten in der Belegungsdichte werden durch die im Optimierungsprozess der Matrixelemente auferlegten Beschränkung (4.24) verursacht. Insgesamt weist die Belegungsdichte des 463-Knoten Algorithmus' jedoch eine deutliche Verbesserung gegenüber den Belegungsdichten der

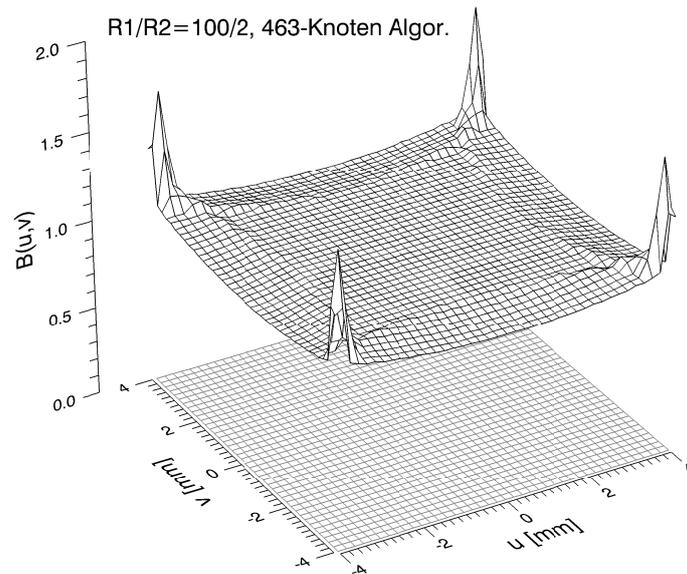


Abb. 4.18: Nach Gl. (4.5) numerisch bestimmte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ mit $B(x, y) = 1$ für den 463-Knoten Algorithmus. Das Maximum der Belegungsdichte beträgt in der Nähe der Knoten etwa $\tilde{B}_{\max} = 1.66$.

Einzelalgorithmen auf (vgl. Abb. 4.5). Insbesondere ergibt sich eine Verringerung der Belegungsdichte in der Nähe der Zellränder um einen Faktor 2–4. Die auch im theoretischen Fall vorhandene Überbevölkerung in der Nähe der Ausleseknöten kann durch eine zusätzliche, geeignete Koordinatentransformation geglättet werden. Die Vorgehensweise dieser nicht linearen Korrekturen wird in Abschnitt 4.3 näher besprochen. Weiterhin können zusätzliche systematische Effekte (Kap. 5), wie elektronisches Übersprechen oder die endliche Flächenausdehnung der Ausleseknöten, zu einer weiteren Betonung der Überbevölkerung in der Nähe der Ausleseknöten führen.

4.2.3.2 Gemessene Belegungsdichten

Für die Messung der homogenen Beleuchtung der PCB- und der Keramik-Auslesestruktur werden dieselben Photonenquellen-, Gas- und Detektorparameter wie in Abschnitt 4.1.3.2 verwendet.

Abb. 4.19 zeigt die mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierten Ortshistogramme der inneren 5×5 Detektorzellen und die entsprechende über die 25 Zellen gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ einer PCB-Struktur. Um eine optimale Homogenität der Belegungsdichte zu erzielen, wurden bei dieser PCB-Auslesestruktur Mischungsmatrizen A und B verwendet, welche aus der Diffusionssimulation für eine Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ generiert wurden. Dieses recht kleine Widerstandsverhältnis für die Erzeugung der optimalen Mischungsmatrizen, liegt wesentlich an einer schlechten Vorhersagbarkeit der Oberflächenwiderstände nach dem Druck- und Brennvorgang. So ist davon auszugehen, dass das Widerstandsverhältnis deutlich kleiner ausgefallen ist, als von den Pastenwerten mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ zu erwarten war. Des Weiteren wurden die Stegbreiten mit etwa $w = (170 \pm 5) \mu\text{m}$ gedruckt. Dies führt tendenziell zu größeren Verzerrungen als bei den Stegbreiten des Simulationsmodells mit $w = 200 \mu\text{m}$. Wie in Abschnitt 4.2.3.3.1 durch eine Simulation beschrieben und in Abschnitt 4.2.3.3.2 durch eine entsprechende Messung bestätigt wird, kann es für eine optimale Glättung der Belegungsdichte unter Rauscheinflüssen ebenfalls sinnvoll sein, die Positionen des 463-Knoten Algorithmus' mit leicht überkorrigierenden Mischungsmatrizen A und B zu berechnen.

Ein direkter Vergleich der gemessenen mit der durch die Simulation vorhergesagten Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ (Abb. 4.18) zeigt qualitativ eine gute Übereinstimmung. Insbesondere die von der Simulation vorhergesagte leicht seitlich versetzte Überhöhung der Belegungsdichte in der Nähe der Ausleseknöten

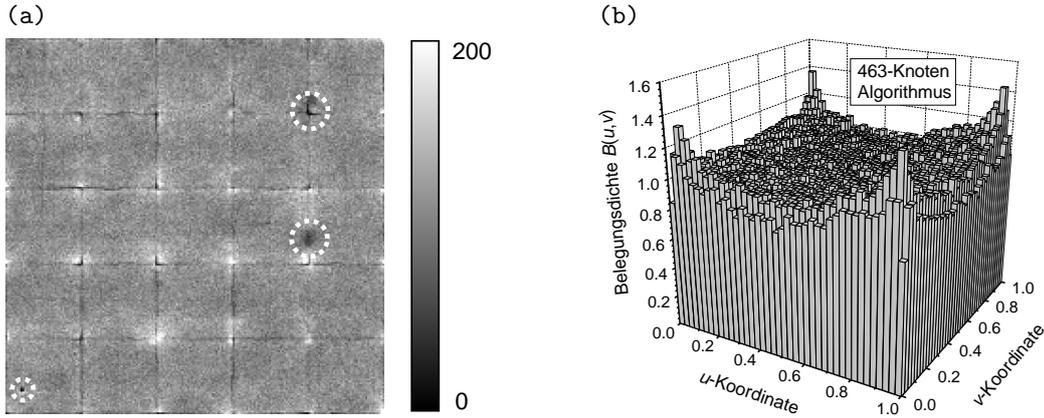


Abb. 4.19: (a) Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit Mischungsmatrizen A und B , welche für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt wurden. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Dargestellt sind die inneren 5×5 Zellen ($\hat{=} 40 \times 40 \text{ mm}^2$). Die durch die gestrichelten Kreise gekennzeichneten Bereiche deuten auf systematische Einflüsse hin (s. Text). (b) Resultierende über die 25 Auslesezellen der linken Abbildung gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\hat{B}(u, v)$.

verwendeter Algorithmus	PCB-Auslesestruktur σ_N	Keramik-Auslesestruktur σ_N
463-Knoten Algorithmus	16.2	58.7
Poissonlimit	10.7	14

Tab. 4.2: Standardabweichung σ_N des mittleren Ortshistogrammeintrages N des 463-Knoten Algorithmus' für eine homogene Beleuchtung $B(x, y) = 1$ einer PCB-Auslesestruktur ($N \approx 114$) und einer Keramik-Auslesestruktur ($N \approx 196$).

kann durch die Messung bestätigt werden. Auch findet sich das in der Zellmitte ausgedehnte Plateau in der gemessenen Belegungsdichte wieder. Lediglich an den Zellrändern scheint der Abfall der Belegungsdichte in den Messungen etwas stärker betont als in der simulierten Belegungsdichte.

In Tab. 4.2 ist die Standardabweichung σ_N des 463-Knoten Algorithmus' berechnet nach Gl. (4.6) für eine PCB-Struktur zusammengefasst. An dieser Stelle wird die Überlegenheit des 463-Knoten Algorithmus' gegenüber den linearen Einzelalgorithmen deutlich (vgl. Tab. 4.1). So befindet sich die Standardabweichung des 463-Knoten Algorithmus' von $\sigma_N = 16.2$ deutlich näher am Poissonlimit von 10.7.

Die durch gestrichelte Kreise gekennzeichneten Bereiche erhöhter Inhomogenität im Ortshistogramm aus Abb. 4.19 werden durch systematische Effekte verursacht. Der oberste Kreis deutet einen nicht ordnungsgemäß arbeitenden Vorverstärkerkanal an. Die Inhomogenität in der Fläche des mittleren Kreises wird durch einen stark verjüngten oder gar unterbrochenen niederohmigen Steg verursacht. Entsprechende Untersuchungen zu diesem Effekt finden sich in Abschnitt 5.2.2. Fehlen kleinere Flächen der Kupferschicht der GEM-Strukturen, so wird in diesem Bereich keinerlei Gasverstärkung erzielt, und es ergeben sich entvölkerte Bereiche, wie sie im linken, unteren gestrichelten Kreis zu erkennen sind. In den Ortshistogrammen der PCB-Auslesestruktur, welche mit dem 4-, 6-, und 3-Knoten Algorithmus rekonstruiert wurden (vgl. Abb. 4.6), sind diese systematischen Effekte bereits andeutungsweise zu erkennen.

Das entsprechende Ortshistogramm und die gemittelte und renormierte Belegungsdichte für eine Keramik-Auslesestruktur findet sich in Abb. 4.20. In Tab. 4.2 ist die Standardabweichung σ_N des 463-Knoten Algorithmus' berechnet nach Gl. (4.6) für eine Keramik-Struktur zusammengefasst. Offensichtlich führt, wie schon in Abschnitt 4.1.3.2 diskutiert, die wesentlich größere Anfälligkeit gegenüber systematischen Effekten zu einer schlechten Bildrekonstruktionsqualität. Möglicherweise ist der besonders ausgeprägte wannenartige Verlauf der zellinneren Belegungsdichte auf die für die verwendeten Vorverstärker zu große Lastkapazität der Keramik-Auslesestruktur zurückzuführen. Ein solch inhomogener Verlauf der

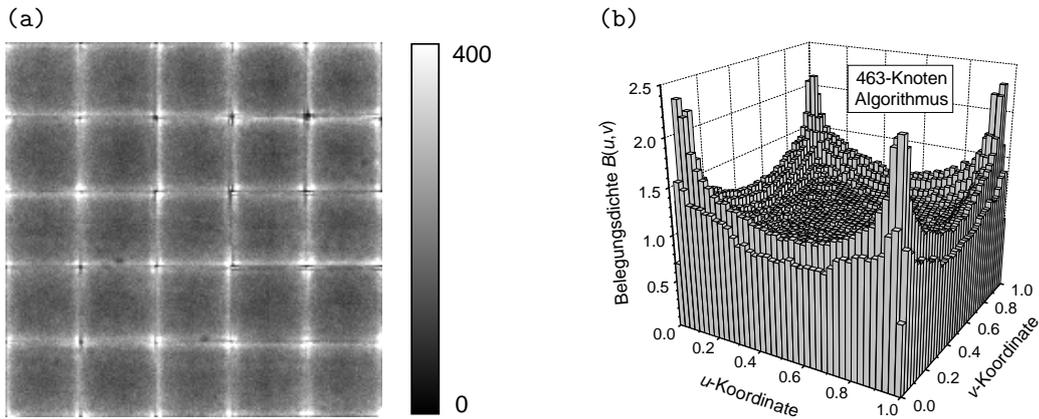


Abb. 4.20: (a) Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer Keramik-Auslesestruktur unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit Mischungsmatrizen A und B , welche für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 3 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt wurden. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Dargestellt sind die inneren 5×5 Zellen ($\hat{=} 40 \times 40 \text{ mm}^2$). (b) Resultierende über die 25 Auslesezellen der linken Abbildung gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

Belegungsdichte wird bei der PCB-Auslesestruktur nicht beobachtet. Trotzdem führt auch im Fall der Keramik-Struktur die Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' zu einer merklichen Verbesserung der Bildhomogenität (vgl. Tab. 4.1 und Tab. 4.2).

4.2.3.3 Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichten

Da Rauschbeiträge, wie bereits bei den linearen Einzelalgorithmen betrachtet wurde, einen spürbaren Einfluss auf die Belegungsdichte haben, soll eine analoge Untersuchung auch für den 463-Knoten Algorithmus erfolgen.

4.2.3.3.1 Simulation verrauschter Belegungsdichten Für die Simulation wird dasselbe Modell, wie es in Abschnitt 4.1.3.3.1 beschrieben wurde, verwendet. Die simulierte Oberflächenwiderstandsbelegung beträgt $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$. Die Positionsermittlung des 463-Knoten Algorithmus' erfolgt wie in einer realen Messung (s. Abschnitt 4.2.1.2).

Abb. 4.21 zeigt die Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' unter Verwendung von Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$, als Funktion des Rauschbeitrages ΔQ mit einer Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Der Ursprung der künstlichen Muster in den Bildern ohne Rauschbeitrag wurde in Abschnitt 4.1.3.3.1 begründet und diskutiert. Wie bei den linearen Einzelalgorithmen, so wird auch beim 463-Knoten Algorithmus bei der Beurteilung der Belegungsdichtebilder diesen Artefakten keine Bedeutung zugemessen.

In den Belegungsdichten mit wenig Rauschen (bis $\sim 6000 e^-$) sind die leicht überbevölkerten, sternförmigen Bereiche in der Nähe der Ausleseknöten, wie auch in Abb. 4.18, gut zu erkennen. In einem deutlich stärkeren Maße ändern sich dagegen die Belegungsdichten entlang der niederohmigen Stege bei steigendem Rauscheinfluss. Abb. 4.22 zeigt zur Verdeutlichung vertikale Schnitte entlang der Zellmitte bei $u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ durch die Belegungsdichten aus Abb. 4.21. Zunächst führen kleine Rauschbeiträge (bis $\sim 6000 e^-$) lediglich zu einer erhöhten Fluktuation der Belegungsdichte im Stegbereich, welche sich dann schließlich bei sehr kleinen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen zu einer deutlichen Unterbevölkerung der Stege und zu einer Überbevölkerung der unmittelbaren Stegrandbereiche ausweitet.

Werden anstelle der Mischungsmatrizen, welche für Oberflächenwiderstände $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ erzeugt wurden, Mischungsmatrizen A und B verwendet, die für Oberflächenwiderstände $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 4 \text{ k}\Omega/\square$ optimiert wurden, so ergibt sich ein anderes Verhalten. Abb. 4.23 zeigt die Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' für Mischungsmatrizen A und B , erstellt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 4 \text{ k}\Omega/\square$, als Funktion des Rauschbeitrages ΔQ mit einer Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Die entsprechenden vertikalen Schnitte durch die Belegungsdichten bei

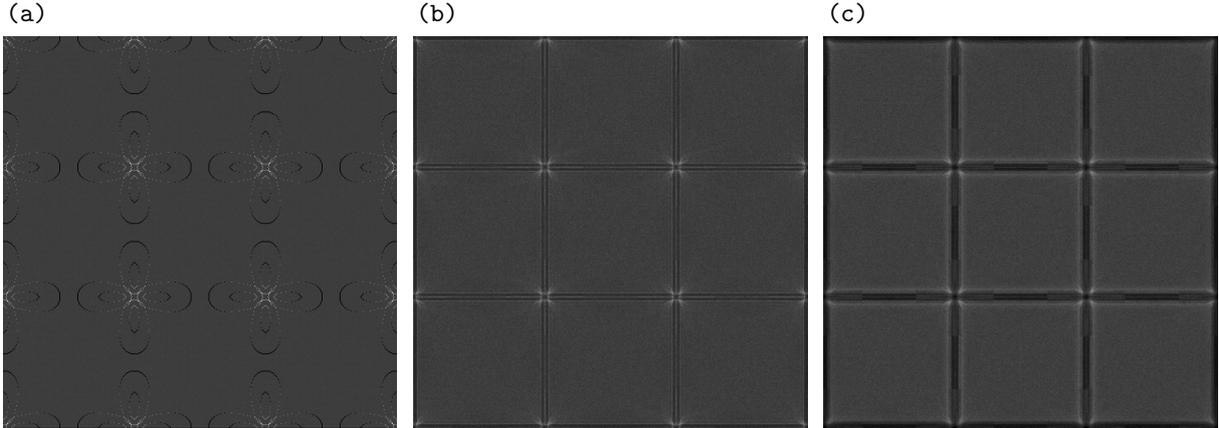


Abb. 4.21: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$, mit (a) keinem Rauschen, (b) 6000 e^- Rauschen und (c) 24000 e^- Rauschen. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt in der Mitte der mittleren Zelle.

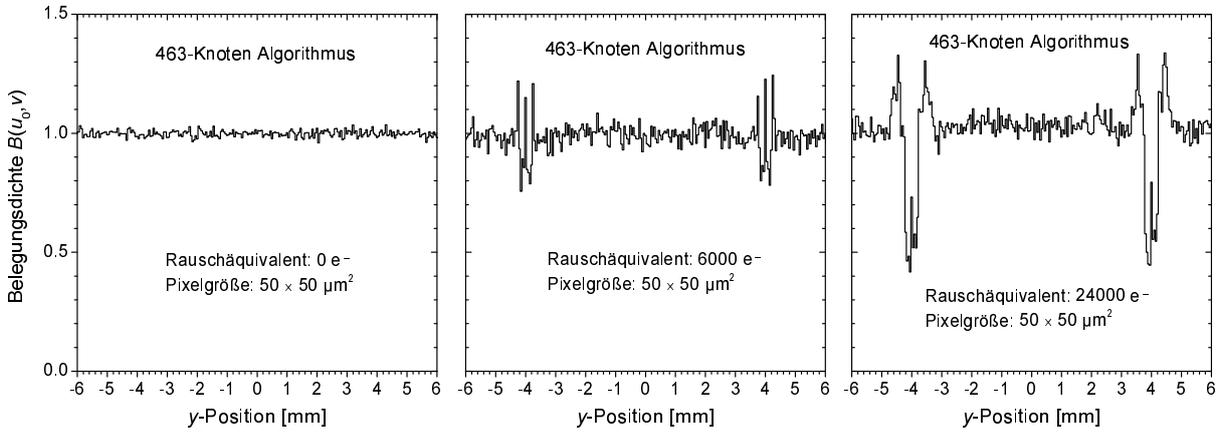


Abb. 4.22: Vertikale Schnitte durch die Belegungsdichte $\tilde{B}(u_0, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' bei $u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ (Zellmitte der mittleren Zelle) unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$, ohne Rauschbeitrag (links), für 6000 e^- Rauschen (Mitte) und für 24000 e^- Rauschen (rechts).

$u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ finden sich in Abb. 4.24. Insbesondere bei den Schnittabbildungen ist gut zu erkennen, dass die „Überkorrektur“ mit den eigentlich für das tatsächliche Widerstandsverhältnis $R1/R2 = 50$ nicht optimierten Mischungsmatrizen A und B bei zunehmendem Rauscheinfluss zu einer Verbesserung der zunächst starken Überbevölkerung der Stege führt. Bei noch kleineren Signal-zu-Rausch-Verhältnissen kehrt sich die Situation sogar um, und der Belegungsdichteverlauf quer zu den Stegen gleicht den unterbevölkerten Stegen und den leicht überbevölkerten Randbereichen aus der rechten Abb. 4.22.

In Abb. 4.25 sind die Standardabweichungen σ_N der Einträge pro Pixel als Funktion des Rauschäquivalents aufgetragen. Aufgrund der Artefakte sind die Standardabweichungen bei den Belegungsdichten ohne Rauscheintrag viel zu hoch abgeschätzt. Wie in Abb. 4.21 aufgrund der Veränderungen der Belegungsdichte in der Umgebung der Stege schon abzusehen ist, verschlechtert sich die Standardabweichung σ_N in der linken Abb. 4.25 mit zunehmenden Rauscheinflüssen. In der rechten Abb. 4.25 zeigt sich dagegen, dass sich bei einer leichten „Überkorrektur“ mit Mischungsmatrizen, die für ein Oberflächenwiderstandsverhältnis von $R1/R2 = 25$ erzeugt wurden, ein Optimum in der „Glattheit“ der Belegungsdichte bei einem Rauschäquivalent von $\sim 5000\text{--}15000 \text{ e}^-$ einstellt.

Grundsätzlich gilt es natürlich, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in der praktischen Anwendung so groß wie möglich zu wählen. Vor diesem Hintergrund ist die oben geführte Diskussion, bei einem gewissen Rauschbeitrag eine optimale Glattheit in der Belegungsdichte zu erzielen, eher theoretischer Natur.

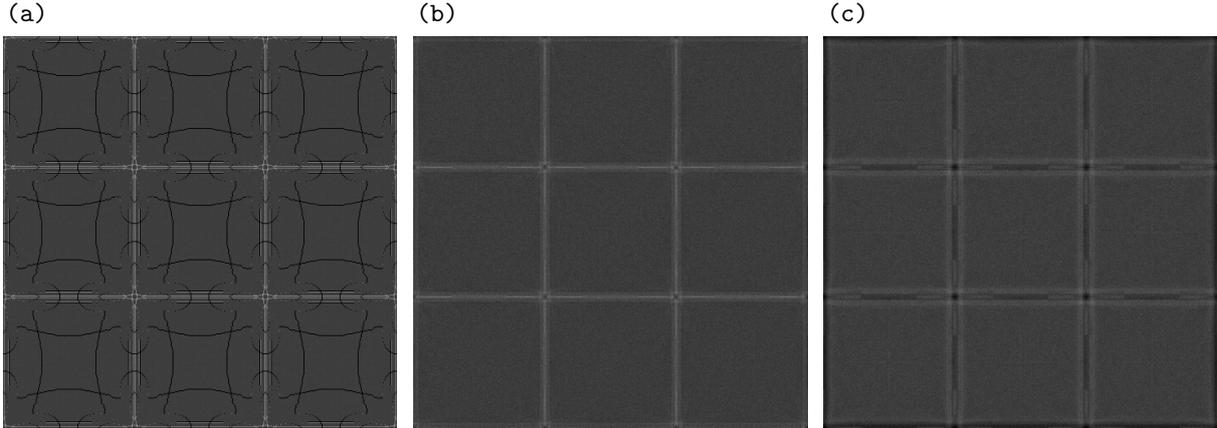


Abb. 4.23: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 4 \text{ k}\Omega/\square$, mit (a) keinem Rauschen, (b) 6000 e^- Rauschen und (c) 24000 e^- Rauschen. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt in der Mitte der mittleren Zelle.

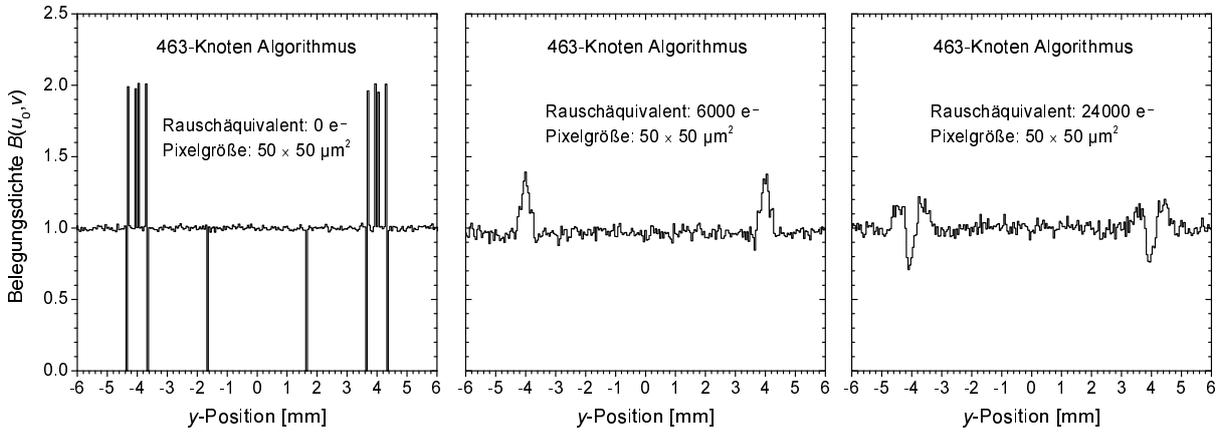


Abb. 4.24: Vertikale Schnitte durch die Belegungsdichte $\tilde{B}(u_0, v)$ des 463-Knoten Algorithmus' bei $u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ (Zellmitte der mittleren Zelle) unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 4 \text{ k}\Omega/\square$, ohne Rauschbeitrag (links), für 6000 e^- Rauschen (Mitte) und für 24000 e^- Rauschen (rechts).

Da sich aber in der Praxis immer nur endliche Signal-zu-Rausch-Verhältnisse erzielen lassen, kann es unter Umständen durchaus zu einer Verbesserung der Bildrekonstruktion führen, wenn im 463-Knoten Algorithmus Mischungsmatrizen A und B Anwendung finden, die für ein kleineres Oberflächenwiderstandsverhältnis $R1/R2$ erzeugt wurden. Jedoch sollte diese „Überkorrektur“ moderat ausfallen, da eine verbesserte Homogenität in der Belegungsdichte keine hinreichende Bedingung für eine korrekte Ortsrekonstruktion ist. Aus diesem Grunde muss die Antwort der Auslesestruktur auf eine inhomogene Belegungsdichte $B(x, y) \neq 1$ in einer Messung separat überprüft werden (s. Abschnitt 4.3.2).

4.2.3.3.2 Messung verrauschter Belegungsdichten In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Rauschbeiträgen auf die Belegungsdichte des 463-Knoten Algorithmus' anhand einer Messung mit den Vorhersagen des Simulationsmodells aus Abschnitt 4.2.3.3.1 verglichen. Die Vorgehensweise sowie die Detektorparameter zu dieser Messung finden sich in Abschnitt 4.1.3.3.2. Abb. 4.26 zeigt einen Schnitt durch die Belegungsdichteverteilung des 463-Knoten Algorithmus' bei großer Gasverstärkung ($G_{\text{eff}} \approx 6000$) und sehr kleiner Gasverstärkung ($G_{\text{eff}} \approx 1200$). Um das entscheidende Verhalten der Belegungsdichte beim Übergang zwischen den einzelnen Zellen beurteilen zu können, sind insgesamt drei vollständige Zellen zu erkennen. Für eine bessere Statistik wurde die Belegungsdichte horizontal über einen Streifen von 4 mm

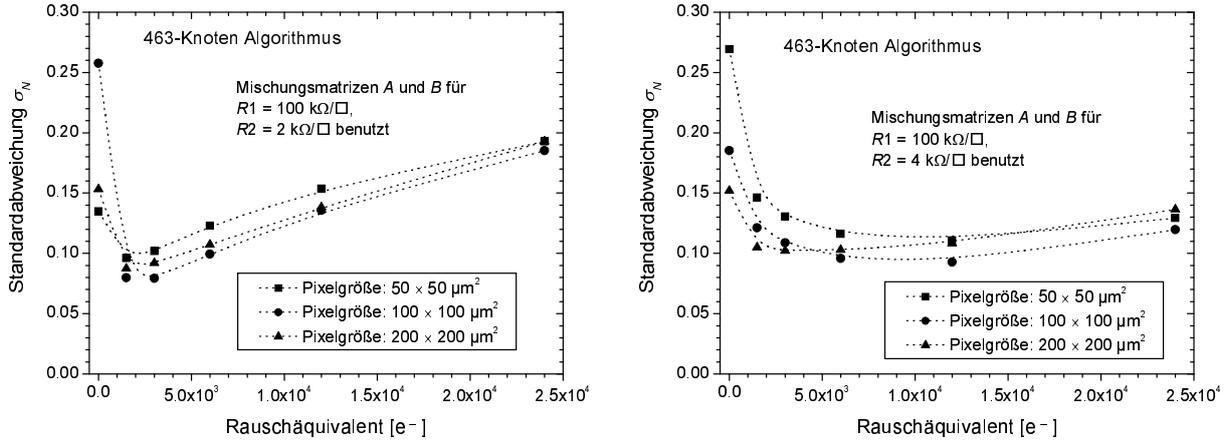


Abb. 4.25: Standardabweichung der Einträge pro Pixel σ_N der 463-Knoten Algorithmen unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ (links), und unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 4 \text{ k}\Omega/\square$ (rechts).

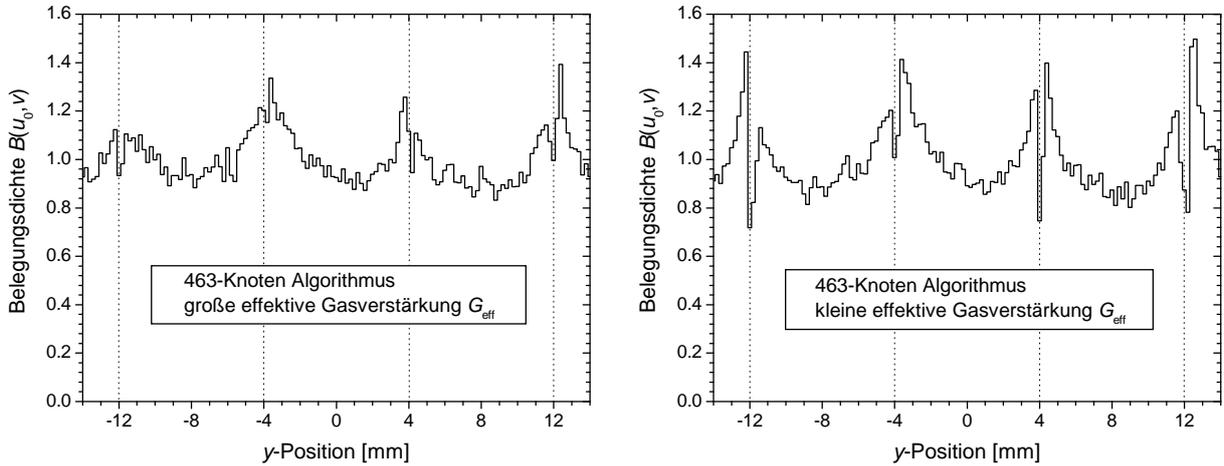


Abb. 4.26: Vertikale Schnitte bei $u_0 = 0 \text{ mm} = \text{const.}$ durch die gemessene Belegungsichte des 463-Knoten Algorithmus' bei großer ($G_{\text{eff}} \approx 6000$) (links) und kleiner ($G_{\text{eff}} \approx 1200$) effektiver Gasverstärkung (rechts). Die Mischungsmatrizen A und B wurden für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt. Die Binbreite beträgt $200 \mu\text{m}$.

gemittelt. Da für diese Messung ein älteres FADC-System verwendet wurde [102], könnten die recht ausgeprägten entvölkerten Zellmitten durch die Eigenarten dieser Elektronik verursacht sein. Jedenfalls ist dieses Verhalten beim Einsatz der neuen Transientenrekorder in dieser Ausprägung nicht mehr zu beobachten (vgl. rechte Abb. 4.19).

Der Belegungsichteverlauf zeigt bei kleiner effektiver Gasverstärkung beim Übergang an den Zellrändern deutliche Variationen, welche bei der großen Gasverstärkung in diesem Maße nicht beobachtet werden. Ein ähnliches Verhalten wird durch die Simulationen vorhergesagt (vgl. Abb. 4.22). Auch in diesem Falle führt ein kleines Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu einer tendenziellen Entvölkerung der Zellränder. Grundsätzlich kann auch durch diese Messung eine kleine Überkorrektur in den Mischungsmatrizen bei kleineren Signal-zu-Rausch-Verhältnissen motiviert werden, um eine homogenere Belegungsichte in der unmittelbaren Umgebung der Stege zu gewährleisten.

4.2.4 Ortsauflösungsverhalten

Wie für die linearen Einzelalgorithmen, so wird auch für den 463-Knoten Algorithmus eine Betrachtung des Ortsauflösungsverhaltens analog zu Abschnitt 4.1.4 durchgeführt.

4.2.4.1 Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten Positionen

Mit Gl. (4.8) lässt sich wiederum die Ortsauflösung in x -Richtung als Funktion der rekonstruierten Positionen $[u(x, y), v(x, y)]$ berechnen, wobei alle Annahmen, die in Abschnitt 4.1.4.1 beschrieben wurden, weiterhin gelten. Die in x -Richtung rekonstruierten Positionen u werden durch die Zuordnungsvorschrift des 463-Knoten Algorithmus' nach Gl. (4.19) bestimmt. Die Betrachtungen in y -Richtung verlaufen entsprechend. Nach Rechnung erhält man für den 463-Knoten Algorithmus mit dem in Abschnitt 4.2 definierten Koordinatensystem folgende Beziehungen für die Ungenauigkeiten im Ortsraum:

$$\begin{aligned}
(\sigma_{u463})^2 &= \Delta Q^2 \cdot \\
&\left\{ \frac{a_x^2}{Q_{xy4}^2} (4u_4^2 + 2g^2 - 4gu_4) + \frac{(1-a_x)^2 b_x^2}{Q_{x6}^2} (6u_6^2 + 4g^2) + \right. \\
&\quad \frac{(1-a_x)^2 (1-b_x)^2}{Q_{x3}^2} (3u_3^2 + 2g^2) + \frac{2a_x(1-a_x)b_x}{Q_{xy4} Q_{x6}} (4u_4 u_6 + 2g^2 - 2g(u_4 + u_6)) + \\
&\quad \left. \frac{2a_x(1-a_x)(1-b_x)}{Q_{xy4} Q_{x3}} (2u_4 u_3 + g^2 - g(u_4 + u_3)) \right\}, \tag{4.26}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\sigma_{v463})^2 &= \Delta Q^2 \cdot \\
&\left\{ \frac{a_y^2}{Q_{xy4}^2} (4v_4^2 + 2g^2 + 4gv_4) + \frac{(1-a_y)^2 b_y^2}{Q_{y6}^2} (6v_6^2 + 4g^2) + \right. \\
&\quad \frac{(1-a_y)^2 (1-b_y)^2}{Q_{y3}^2} (3v_3^2 + 2g^2) + \frac{2a_y(1-a_y)b_y}{Q_{xy4} Q_{y6}} (4v_4 v_6 + 2g^2 + 2g(v_4 + v_6)) + \\
&\quad \left. \frac{2a_y(1-a_y)(1-b_y)}{Q_{xy4} Q_{y3}} (2v_4 v_3 + g^2 + g(v_4 + v_3)) \right\}. \tag{4.27}
\end{aligned}$$

In den obigen Gleichungen bezeichnet g wiederum die Zellgröße. Die ersten drei Summanden in Gl. (4.26) und (4.27) beschreiben die Beiträge der Einzelalgorithmen zur Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus'. Beachtet man die Verschiebung des Koordinatensystems des 4-Knoten Algorithmus', so entsprechen diese ersten drei Summanden bis auf die Mischungsmatrizenanteile a_x , a_y , b_x und b_y den Termen der Einzelalgorithmen aus Gl. (4.11)–(4.13). Die restlichen zwei Ausdrücke in der Summe beschreiben die Beiträge, die durch die Mischungen zwischen den einzelnen Algorithmen entstehen. Da der 6- und der 3-Knoten Algorithmus nicht in einer Koordinatenrichtung miteinander kombiniert werden, entfällt der entsprechende Mischungsterm.

Die Korrelationsbeziehungen zwischen der u - und der v -Koordinate können mit dem Korrelationskoeffizienten ϱ nach Gl. (4.10) berechnet werden. Als Kovarianzterm $\text{cov}(u, v)$ ergibt sich für den 463-Knoten Algorithmus:

$$\begin{aligned}
\text{cov}(u, v) &= \Delta Q^2 \cdot \\
&\left\{ \frac{a_x a_y}{Q_{xy4}^2} (4u_4 v_4 + 2gu_4 - 2gv_4 - g^2) + \frac{a_y(1-a_x)b_x}{Q_{xy4} Q_{x6}} (4v_4 u_6 - 2gv_4 + 2gu_6 - g^2) + \right. \\
&\quad \frac{a_x(1-a_y)b_y}{Q_{xy4} Q_{y6}} (4u_4 v_6 + 2gu_4 - 2gv_6 - g^2) + \frac{(1-a_x)b_x(1-a_y)b_y}{Q_{x6} Q_{y6}} (4u_6 v_6 + 2gu_6 - 2gv_6 - g^2) + \\
&\quad \frac{a_y(1-a_x)(1-b_x)}{Q_{xy4} Q_{x3}} (2v_4 u_3 - gv_4) + \frac{a_x(1-a_y)(1-b_y)}{Q_{xy4} Q_{y3}} (2u_4 v_3 + gu_4) + \\
&\quad \frac{(1-a_x)(1-b_x)(1-a_y)(1-b_y)}{Q_{x3} Q_{y3}} (u_3 v_3) + \frac{(1-a_x)b_x(1-a_y)(1-b_y)}{Q_{x6} Q_{y3}} (2u_6 v_3 + gu_6) + \\
&\quad \left. \frac{(1-a_y)b_y(1-a_x)(1-b_x)}{Q_{y6} Q_{x3}} (2v_6 u_3 - gv_6) \right\}. \tag{4.28}
\end{aligned}$$

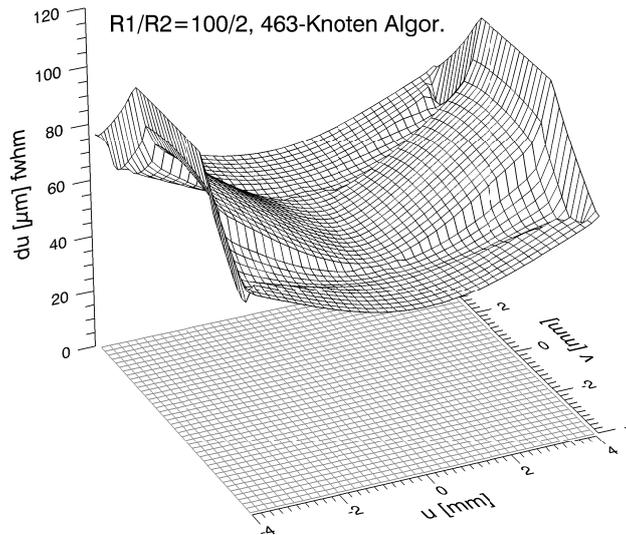


Abb. 4.27: Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' in x -Richtung als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) für Oberflächenwiderstände von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ unter Verwendung der entsprechenden Mischungsmatrizen A_x und B_x .

Auch die Ausdrücke im Kovarianzterm (4.28) folgen einer gewissen Systematik. Der Kovarianzterm umfasst alle Kombinationen zwischen den einzelnen Algorithmen in u - und v -Richtung. Die erste Zahl in den Klammerausdrücken der einzelnen Summanden gibt die Anzahl der von den jeweiligen Algorithmen in der betrachteten Rekonstruktionsrichtung gemeinsam genutzten Knoten an.

Eine Separierung der Ortsauflösungsterme σ_u und σ_v für den 463-Knoten Algorithmus in einen geometrischen Faktor f und einen SNR-Faktor ist im Gegensatz zu den linearen Einzelalgorithmen (4.11)–(4.13) nicht mehr ohne weiteres möglich. Zum einen stellen sich die Ladungssammlungsterme Q_x und Q_y in Gl. (4.26) und (4.27) z.T. als Produkte der verschiedenen Algorithmen dar, und zum anderen werden alle Terme mit den Mischungsmatrixelementen a_x, a_y, b_x und b_y gewichtet.

Abb. 4.27 zeigt die Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' in x -Richtung nach Gl. (4.26) als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle, ausgedrückt durch die Halbwertsbreite $du = 2.355 \cdot \sigma_u$ (fwhm). Dabei wurde, wie in Abschnitt 4.1.4.1, ein Stromsignal mit $Q_{\text{ein}} \approx 2.77 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 1.7 \cdot 10^6 \text{ e}^-$ verwendet. Für die Abschätzung des Rauschbeitrages ΔQ nach Gl. (4.7) wurde eine Integrationszeit von $t = 500 \text{ ns}$ und ein paralleler Rauschwiderstand von $R = 13.6 \text{ k}\Omega$, welcher zu einem Rauschäquivalent von etwa 5000 e^- führt (vgl. Tab. B.1), angenommen. Die Ortsauflösung in y -Richtung σ_v lässt sich aus Symmetriegründen einfach durch eine Transponierung der Ortsauflösungsmatrix σ_u bestimmen.

Da die Mischungsmatrix A_x (vgl. Abb. 4.16) in der Nähe der niederohmigen Stege bzw. der Ausleseknöten in y -Richtung hauptsächlich den 6- bzw. den 3-Knoten Algorithmus als Rekonstruktionsalgorithmus betont, wird an diesen Stellen auch das Ortsauflösungsverhalten $\sigma_{u463}(u, v)$ dieser beiden Einzelalgorithmen reflektiert [vgl. Abb. 4.13 (d)]. So folgt die Ortsauflösung unmittelbar am Zellrand in y -Richtung wegen der speziellen Wahl der Mischungsmatrix B_x immer dem in Bezug auf die Ortsauflösung besseren der beiden Algorithmen (6- oder 3-Knoten Algorithmus). Demgegenüber führt die fast ausschließliche Wahl des 4-Knoten Algorithmus' in der Mischungsmatrix A_x im Randbereich der Zelle in x -Richtung zu dem typischen bogenförmigen Verlauf der Ortsauflösung des 4-Knoten Algorithmus' [vgl. Abb. 4.13 (d)].

4.2.4.2 Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen

Obwohl über die Zuordnungsvorschrift (4.19) für den 463-Knoten Algorithmus bereits eine fast identische Abbildung zwischen dem Raum der „wahren“ Positionen (x, y) und dem Raum der rekonstruierten Positionen (u, v) zur Verfügung steht, soll eine Untersuchung über die Verschlechterung der Ortsauflösung, welche durch eine nachträgliche Positionskorrektur induziert wird, erfolgen. Wiederum kann eine

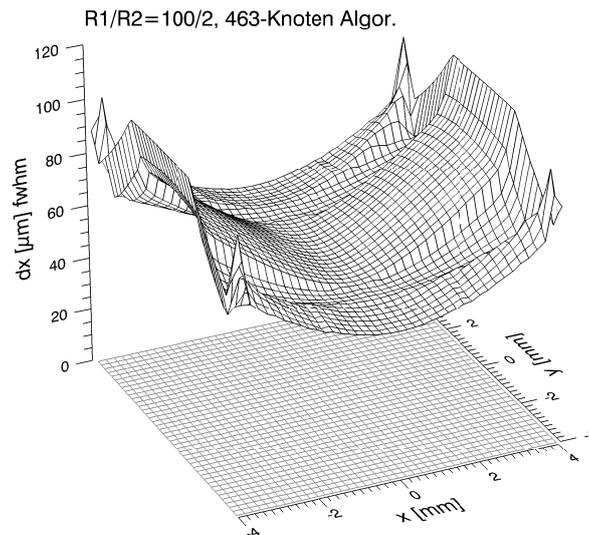


Abb. 4.28: Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) für Oberflächenwiderstände von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ unter Verwendung der entsprechenden Mischungsmatrizen A_x und B_x .

Abschätzung der Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) über Gl. (4.17) erfolgen. Obwohl die Bedingungen einer schwachen Korrelation zwischen u und y bzw. v und x beim 463-Knoten Algorithmus für die Anwendung der Näherungsbeziehung (4.18) hinreichend gut erfüllt sind, soll der Vollständigkeit halber wie bei den linearen Einzelalgorithmen die Abschätzung der Ortsauflösung als Funktion von (x, y) über Gl. (4.17) erfolgen. Abb. 4.28 zeigt die sich ergebende Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) innerhalb einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle ausgedrückt durch die Halbwertsbreite $dx_{463} = 2.355 \cdot \sigma_{x_{463}}$ (fwhm). Die verwendeten Parameter entsprechen denen aus Abschnitt 4.2.4.1.

Die leichten Positionskorrekturen, welche hauptsächlich im Bereich der Ausleseknuten ansetzen würden (vgl. Abb. 4.17), führen nur zu einer unwesentlichen Verschlechterung der Ortsauflösung. Abb. 4.27 und 4.28 sind bis auf die Bereiche in der Umgebung der Ausleseknuten identisch. Für den Fall, dass die Ausleseknuten eine größere geometrische Ausdehnung haben, ergibt sich jedoch nach einer Positionskorrektur eine deutlich schlechtere Ortsauflösung in der unmittelbaren Umgebung der Knuten (s. Abschnitt 5.3). Grundsätzlich ist die Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' in der Nähe der niederohmigen Stege wesentlich besser als die der linearen Einzelalgorithmen (vgl. Abb. 4.14). Das Feld für die Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' weist insgesamt deutlich kleinere und homogenere Werte auf.

Im Prinzip zeigt Abb. 4.28 eine Abschätzung der sich ergebenden Ortsauflösung nach einer nachträglichen nicht linearen Koordinatentransformation, welche hauptsächlich die noch vorhandene, leichte Überbevölkerung an den Knuten verringern soll. In Abschnitt 4.3 werden diese Positionskorrekturen, welche auch andere systematische Effekte bis zu einem gewissen Grade kompensieren, näher beschrieben.

4.2.5 Zusammenfassung und Diskussion

Der große Vorteil des 463-Knoten Algorithmus' besteht in erster Linie in seiner weitestgehend korrekten Positionsrekonstruktion. Dadurch wird eine Verschlechterung der Ortsauflösung bei einer weiteren, leichten Positionskorrektur, wie sie z.B. für die Kompensierung der noch vorhandenen leichten Überbevölkerung in unmittelbarer Umgebung der Ausleseknuten angewendet werden kann, weitestgehend vermieden. Die Erhaltung der Ortsauflösung erweist sich als ein deutlicher Vorteil gegenüber den linearen Einzelalgorithmen, welche nach einer evtl. Positionskorrektur ihr teilweise gutes Ortsauflösungsverhalten völlig einbüßen. In diesem Bezug kommt der 463-Knoten Algorithmus einem idealen Algorithmus, welcher abhängig von der Ereignisposition eine möglichst kleine Anzahl von Knuten verwendet und dabei trotzdem eine fast identische Abbildung zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) liefert, recht nahe.

4.3 Nicht lineare Korrekturen

Der 463-Knoten Algorithmus weist trotz allen Fortschritts gegenüber den linearen Einzelalgorithmen bezüglich der Bildrekonstruktion immer noch Bereiche in der Nähe der Ausleseknöten auf, die leicht überbevölkert sind (vgl. Abb. 4.18). Neben diesem theoretischen, direkt vom Rekonstruktionsverfahren des 463-Knoten Algorithmus' stammenden Effekt können weitere systematische Einflüsse in Messungen zu einer zusätzlichen Überhöhung der Belegungsdichte in der Nähe der Ausleseknöten bzw. zu einer Unterbelegung der Ereignisdichte direkt auf den niederohmigen Stegen führen. In den gemessenen Bildern, die mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruiert wurden, ist dieses Verhalten gut zu erkennen (s. Abb. 4.19). Wie in Abschnitt 4.2.3.3.1 diskutiert wurde, können Rauschbeiträge einen möglichen systematischen Grund für die Unterbevölkerung der Stege darstellen. Daneben führen weitere Beiträge wie z.B. das Übersprechen zwischen den einzelnen Auslesekanälen oder unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Vorverstärkerkanäle zu systematischen Veränderungen in den Bildern. Auch die endliche Ausdehnung der Ausleseknöten und die Ungenauigkeiten in den gedruckten Oberflächenwiderständen beeinflussen die Bildrekonstruktion. Diese systematischen Effekte und deren Einflüsse auf die Bildgebung werden in Kap. 5 diskutiert. Ziel der in diesem Kapitel vorgestellten nicht linearen Korrekturen ist es, die an den oben beschriebenen Positionen innerhalb einer Zelle vorhandenen, leicht inhomogenen Belegungsdichten durch eine geeignete nicht lineare Koordinatentransformation zu glätten.

Da der in Abschnitt 4.2 vorgestellte 463-Knoten Algorithmus bereits zu einer weitestgehend korrekten Rekonstruktion führt, fällt bei einer Positionskorrektur die Verschlechterung der Ortsauflösung an Stellen erhöhter Belegungsdichte nur gering aus (s. Abschnitt 4.2.4.2). Aus diesem Grunde wird erwartet, dass auch die nicht linearen Positionstransformationen das Ortsauflösungsverhalten nur in einem geringen Maße beeinflussen, zumal deren Korrekturbereich lokal stark beschränkt ist.

4.3.1 Homogene Belegungsdichten

Ziel ist es aus der gemessenen Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$, welche die Antwortfunktion des Systems unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' auf eine homogene Beleuchtung mit $B(x, y) = \text{const.} = 1$ darstellt, eine geeignete Koordinatentransformation $x(u, v)$ und $y(u, v)$ zu bestimmen, welche die leicht inhomogene Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ weiter glättet. Da die homogene Bestrahlung $B(x, y) = 1$ nicht genügend Informationen zur Verfügung stellt, um die hier im zweidimensionalen Fall auftretende Kopplung zwischen der x - und der y -Koordinate vollständig zu beschreiben, können die gesuchten Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ nicht direkt analytisch aus der gemessenen Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bestimmt werden. Auch führt die Näherung einer schwachen Kopplung zwischen den beiden Koordinatenrichtungen $\partial_u y \approx 0$ und $\partial_v x \approx 0$ nicht zu einer brauchbaren Vereinfachung des Transformationsproblems.

Jedoch kann durch einen direkten Ansatz für die Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ eine Lösung für das nicht lineare Koordinatentransformationsproblem gefunden werden. Zunächst erfolgt die Ermittlung dieser Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ beispielhaft durch die gemittelte und renormierte, gemessene Belegungsdichte der PCB-Struktur (linke Abb. 4.29). Diese Vorgehensweise wird im Folgenden als *globale* nicht lineare Korrektur bezeichnet. Erfolgt eine individuelle Ermittlung der Korrekturfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ für jede einzelne Zelle, so wird von einer *lokalen* nicht linearen Korrektur gesprochen. Da die Belegungsdichte der eintreffenden homogenen Bestrahlung mit $B(x, y) = 1$ bekannt ist, lässt sich Gl. (2.17) mit Gl. (2.18) zu

$$B(x, y) = 1 = \frac{\tilde{B}(u, v)}{J(u, v)} = \frac{\tilde{B}(u, v)}{\frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u}} \iff \tilde{B}(u, v) = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u} \quad (4.29)$$

umschreiben. In Gl. (4.29) wird die abkürzende Schreibweise $u = u_{463}$ und $v = v_{463}$ verwendet. Der Ansatz für das Funktionenpaar $x(u, v)$ und $y(u, v)$ muss jetzt so gewählt werden, dass der Ausdruck $\partial_u x \partial_v y - \partial_v x \partial_u y$ möglichst der gemessenen Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ entspricht. Als möglichen Ansatz einer *globalen* Korrekturfunktion $x(u, v)$ für die Zellecke um $u = v = 0$ und entlang eines niederohmigen Steges um $u = 0$ wird der Ausdruck

$$x(u, v) = u \left\{ c_1 \exp \left[-a_1 (u^2 + v^2) \right] + c_2 \exp \left[-a_2 (u^2 + v^2) \right] + c_3 \exp \left[-a_3 u^2 \right] + 1 \right\} \quad (4.30)$$

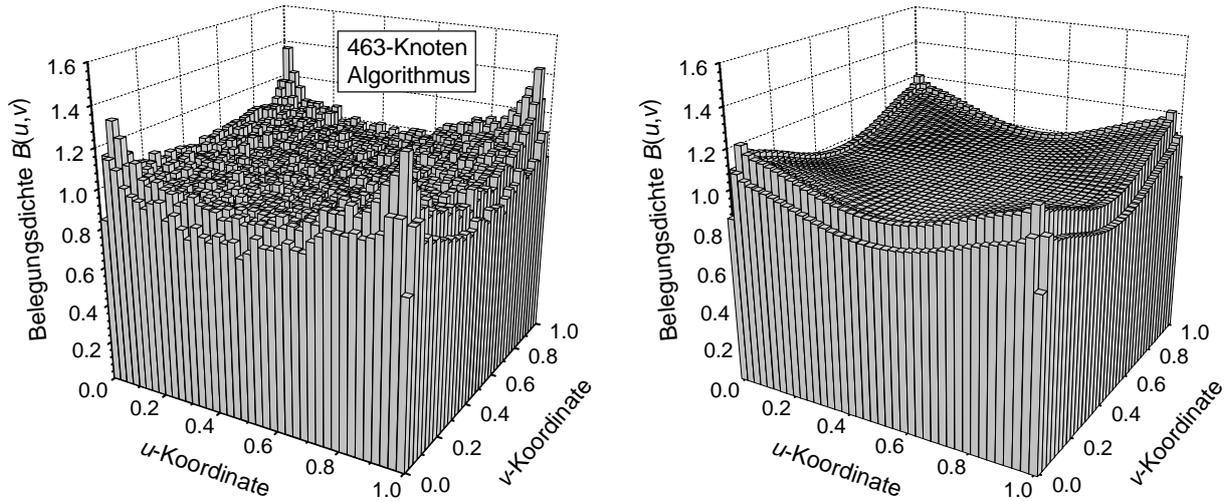


Abb. 4.29: Links: Gemessene über 5×5 Zellen gemittelte und renormierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ der PCB-Auslesestruktur (vgl. rechte Abb. 4.19). Um später die Koordinatentransformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ einfacher bestimmen zu können, laufen die Koordinaten u und v zwischen null und eins ($u, v \in [0, 1]$). Rechts: Aus der Minimierungsvorschrift (4.32) bestimmte Belegungsdichte $\tilde{B}_{\text{opt}}(u, v) = \partial_u x \partial_v y - \partial_v x \partial_u y$ für die globalen Transformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$. Um den direkten Vergleich mit der gemessenen, mittleren Belegungsdichte (links) zu erleichtern, wurde die eigentlich kontinuierliche theoretische Belegungsdichtefunktion in einem Ortshistogramm mit einer Pixelgröße von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ dargestellt. In beiden Abbildungen beläuft sich der Mittelwert der Belegungsdichte auf eins.

gewählt. Dabei stellen die Exponential-Funktionen kleine Korrekturen zur optimalen Koordinatenbeziehung $x(u) = u$ dar. Die Variablen a_i und c_i ($i \in \{1, 2, 3\}$) sind im Ausdruck (4.30) als zu optimierende Parameter aufzufassen. Da sich die Überhöhung der Belegungsdichte in den Zellecken nicht exakt über den Ausleseknoden befindet (s. linke Abb. 4.29), sind die ersten beiden Klammerausdrücke in Gl. (4.30) als zweidimensionale Gaußfunktionen mit unterschiedlichen Parametern für Höhe und Breite gewählt. Die dritte eindimensionale Gaußfunktion soll die leichte Unterbevölkerung direkt auf dem Zellrand bzw. die leichte Überbevölkerung unmittelbar neben den niederohmigen Stegen beschreiben. In Anhang B.8 findet sich der vollständige Ausdruck $x(u, v)$ der globalen Korrekturfunktion für eine ganze Zelle. Die Korrekturfunktion für die zweite Koordinatenrichtung $y(u, v)$ kann einfach durch die Ersetzung von u durch v und umgekehrt in Gl. (4.30) erhalten werden. Insgesamt werden für die globalen Korrekturfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ sechs zu optimierende Parameter benötigt.

Entsprechende Überlegungen können auch für die *lokalen* nicht linearen Korrekturen angestellt werden. Betrachtet man wiederum zunächst eine Zellecke bzw. einen Zellrand so kann durch

$$x(u, v) = u \left\{ c_{11} \exp \left[-a_{11} (u^2 + v^2) \right] + c_{21} \exp \left[-a_{21} u^2 \right] + 1 \right\} \quad (4.31)$$

eine mögliche nicht lineare Koordinatentransformation gefunden werden. Für die Zellecken wird im Gegensatz zu Gl. (4.30) nur eine zweidimensionale Gaußfunktion angesetzt, um nicht zu viele Parameter pro Zelle zu erhalten. Da bei den lokalen nicht linearen Koordinatentransformationen jede Zelle einzeln korrigiert wird, ist die Statistik pro Zelle zu klein, um noch mehr Parameter sinnvoll optimieren zu können. Bei den Parametern a_{ij} und c_{ij} bezeichne $i = 1$ die zweidimensionalen Gaußfunktionen für die Zellecken und $i = 2$ die eindimensionalen Gaußfunktionen für die niederohmigen Stege. Mit dem zweiten Index $j \in \{1, 2, 3, 4\}$ wird die Nummer der Zellecke bzw. die Nummer des Zellrandes gekennzeichnet. Insgesamt werden für die lokalen Korrekturfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ 16 zu optimierende Parameter pro Zelle benötigt. In Anhang B.9 findet sich eine zusammenfassende Darstellung der lokalen Transformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ für eine vollständige Auslesezeile.

Die einzelnen Parameter der globalen und der lokalen nicht linearen Korrekturfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ werden nun so optimiert, dass das Quadrat der Abweichung Δ zwischen der gemessenen

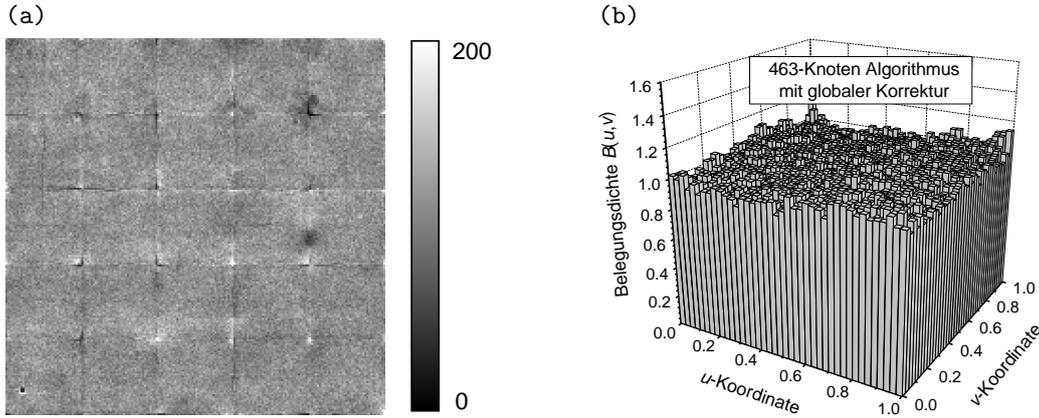


Abb. 4.30: (a) Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit Mischungsmatrizen A und B , welche für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt wurden (vgl. Abschnitt 4.2.3.2) bei anschließender globaler nicht linearer Koordinatentransformation. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. (b) Resultierende über die 25 Auslesezellen der linken Abbildung gemittelte und normierte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ und der Jakobideterminante $J(u, v)$ minimiert wird:

$$\min \Delta^2 = \min \left\{ \tilde{B}(u, v) - J(u, v) \right\}^2 = \min \left\{ \tilde{B}(u, v) - \left(\frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u} \right) \right\}^2. \quad (4.32)$$

Die einzelnen Ableitungen der Jakobideterminante $J(u, v)$ wurden aus Gründen der Einfachheit numerisch ermittelt. Der Minimierungsprozess aus Gl. (4.32) zur Bestimmung der Parameter in den Gleichungen für die Koordinatentransformationen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ [s. Gl. (B.6)–(B.8)] wurde mit einer geeigneten Routine aus Root durchgeführt [109]. Abb. 4.29 zeigt beispielhaft das Ergebnis der Minimierung aus Gl. (4.32) für die globale Koordinatentransformation. Ein Vergleich zwischen der gemessenen Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ der PCB-Auslesestruktur mit der aus den nach Gl. (4.32) optimierten Koordinatentransformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ gewonnenen Belegungsdichte $\tilde{B}_{\text{opt}}(u, v)$ zeigt eine gute Übereinstimmung. Nennenswertere Positionskorrekturen werden lediglich im Bereich der Ausleseknöten und der niederohmigen Stege erfolgen, da nur an diesen Stellen die Belegungsdichte $\tilde{B}_{\text{opt}}(u, v)$ Werte deutlich ungleich eins aufweist. Die Kenntnis der Koordinatentransformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ erlaubt es nun, gemessene Ortshistogramme in den erwähnten kritischen Bereichen zu korrigieren.

4.3.1.1 Messungen mit globalen nicht linearen Korrekturen

An dieser Stelle werden die ermittelten globalen nicht linearen Transformationsfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ (s. Anhang B.8) auf die gemessenen, mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierten homogenen Beleuchtungen einer PCB- und einer Keramik-Auslesestruktur angewendet.

4.3.1.1.1 PCB-Auslesestruktur Wird neben der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' zusätzlich eine globale nicht lineare Korrektur durchgeführt, so ergibt sich das Ortshistogramm aus Abb. 4.30. Wird wiederum die Homogenität der Intensitätsverteilung als Gütemaßstab einer Aufnahme herangezogen, dann wird durch die globale nicht lineare Positionskorrektur das Rekonstruktionsverhalten des 463-Knoten Algorithmus' insbesondere in der Umgebung der Ausleseknöten und der niederohmigen Stege weiter verbessert (Tab. 4.3). Die Standardabweichung der Intensitätsverteilung pro Pixel verringert sich von $\sigma_N = 16.2$ auf $\sigma_N = 14.9$. In der gemittelten Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ in der rechten Abb. 4.30 ist praktisch keine nennenswerte Abweichung mehr zu der theoretischen Belegungsdichte $B(x, y) = 1$ zu erkennen. Jedoch sind in der linken Abb. 4.30 die schon in Abschnitt 4.2.3.2 näher beschriebenen systematischen Effekte nach wie vor deutlich zu sehen (vgl. gestrichelte Kreise aus Abb. 4.19). Da sich

verwendeter Algorithmus	PCB-Auslesestruktur σ_N	Keramik-Auslesestruktur σ_N
463-Knoten Algorithmus mit globaler Korrektur	14.9	32.9
Poissonlimit	10.7	14

Tab. 4.3: Standardabweichung σ_N des mittleren Ortshistogrammeintrages N des 463-Knoten Algorithmus' für eine homogene Beleuchtung $B(x, y) = 1$ einer PCB-Auslesestruktur ($N \approx 114$) und einer Keramik-Auslesestruktur ($N \approx 196$) bei anschließender globaler nicht linearer Koordinatentransformation.

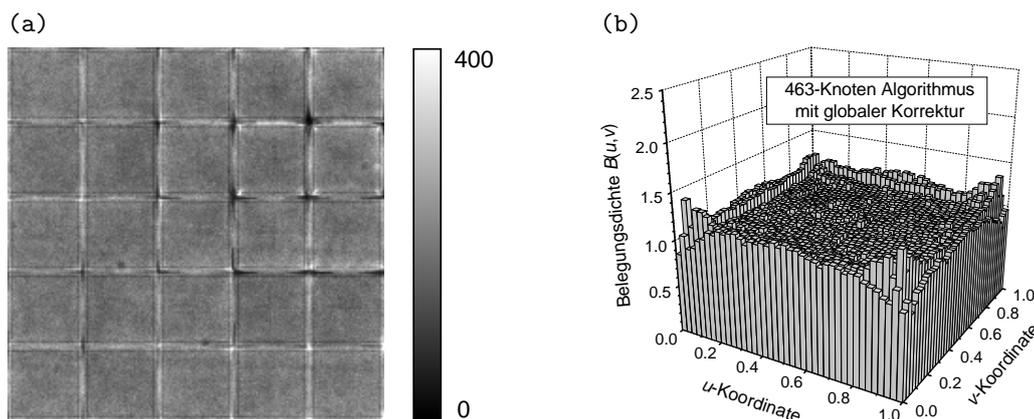


Abb. 4.31: (a) Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei homogener Beleuchtung einer Keramik-Auslesestruktur unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit Mischungsmatrizen A und B , welche für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 3 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt wurden bei anschließender globaler nicht linearer Koordinatentransformation. Die Pixelinterpolationsgröße beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. (b) Resultierende über die 25 Auslesezellen der linken Abbildung gemittelte und normierte Belegungsdichte $\hat{B}(u, v)$.

diese systematischen Effekte praktisch nicht theoretisch beschreiben lassen, können diese weder durch eine globale noch durch eine lokale Koordinatentransformation zufriedenstellend korrigiert werden.

4.3.1.1.2 Keramik-Auslesestruktur Nach Anwendung einer globalen nicht linearen Korrektur ergibt sich das Ortshistogramm aus Abb. 4.31. Ähnlich wie im Falle der PCB-, so führt auch bei der Keramik-Struktur eine globale nicht lineare Positionskorrektur zu einer nennenswerten Verbesserung der Homogenität der Belegungsdichte (s. Tab. 4.3). Die Standardabweichung der Intensitätsverteilung pro Pixel verringert sich von $\sigma_N = 58.7$ auf $\sigma_N = 32.9$. Trotzdem weist die Keramik-Auslesestruktur im Vergleich zur PCB-Auslesestruktur wesentlich mehr schlechte zu korrigierende systematische Effekte auf.

4.3.1.2 Messungen mit lokalen nicht linearen Korrekturen

Neben einer globalen Korrekturfunktion kann grundsätzlich auch eine lokale Koordinatentransformation zur Verbesserung der Bildwiedergabe verwendet werden. Für die PCB-Auslesestruktur wurden nach der Bildrekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus die entsprechend für jede der 25 Auslesezellen optimierten Funktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ [s. Gl. (B.7) und (B.8)] angewendet. Abb. 4.32 zeigt das entsprechende Ortshistogramm der PCB-Struktur mit der Implementierung der lokalen nicht linearen Ortsraumtransformation. Aufgrund der lokalen Transformation, welche einige örtlich eingeschränkte, zell-spezifische systematische Effekte besser korrigiert, ergibt sich gegenüber der globalen Korrekturfunktion nochmals eine Verringerung der Standardabweichung der Intensitätsverteilung pro Pixel von $\sigma_N = 14.9$ auf $\sigma_N = 13.6$. Dies bedeutet eine weitestgehende Annäherung an das durch die Poissonstatistik gegebene Limit von $\sigma_{N\text{-Poisson}} = \sqrt{114} \approx 10.7$.

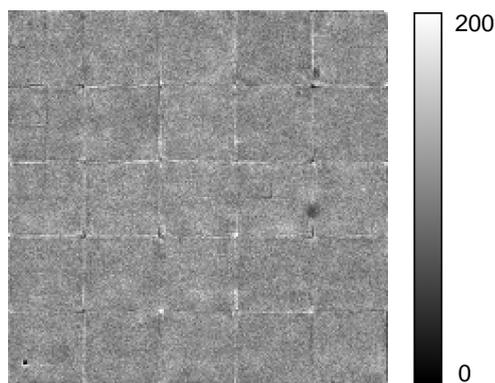


Abb. 4.32: Rekonstruiertes Bild einer PCB-Auslesestruktur bei einer homogenen Beleuchtung unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' bei anschließender lokaler nicht linearer Koordinatentransformation.

aufgrund der 16 zu bestimmenden Parameter bei der gleichzeitig beschränkten Statistik einer einzelnen Auslesezone, nicht immer korrekt. So ist es bei Keramik-Strukturen wegen des stärkeren Einflusses systematischer Effekte in der Praxis nicht möglich eine lokale nicht lineare Korrektur anzubringen.

Da für jede der 25 Zellen bei der lokalen nicht linearen Koordinatentransformation separate Korrekturfunktionen $x(u, v)$ und $y(u, v)$ bestimmt werden, kann es in den Randbereichen im Gegensatz zu einer globalen Korrekturfunktion zu Unstetigkeitsstellen in der Belegungsichte kommen, welche an diesen Positionen zu Bildverzerrungen führen können. Dies macht die Anwendung von lokalen Korrekturfunktionen insbesondere für stark inhomogene Beleuchtungen $B(x, y) \neq \text{const.}$ problematisch, sodass für die im folgenden Abschnitt 4.3.2 gezeigten Ortshistogramme inhomogener Beleuchtungen nur eine globale nicht lineare Transformation Anwendung fand. Lediglich in Abschnitt 4.3.2.1.1 wird eine lokale nicht lineare Korrektur zu Demonstrationszwecken für die Rekonstruktion eines Blendenbildes angewendet. Vor diesem Hintergrund kann die lokale nicht lineare Transformation als eine theoretisch maximal mögliche Korrektur verstanden werden. Weiterhin konvergiert der Optimierungsalgorithmus trotz bereits voroptimierter Parameter,

4.3.2 Inhomogene Belegungsdichten

Alle Bestrebungen, bei einer homogenen Bestrahlung $B(x, y) = 1$ durch die Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit anschließender globaler nicht linearer Korrektur eine möglichst homogene Belegungsichte $\tilde{B}(u, v) \approx B(x, y) = 1$ zu erzielen, stellen lediglich eine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit dieser Bildrekonstruktionsmethode dar. Es ist immer möglich, bei homogener Bestrahlung $B(x, y) = 1$ eine durch einen beliebigen Rekonstruktionsalgorithmus erzeugte Belegungsichte $\tilde{B}(u, v) \neq 1$ in eine homogene Belegungsichte $\tilde{B}(u, v) = 1$ zu transformieren. Da die Transformationsvorschrift aufgrund der mangelnden Informationen bei einer homogenen Bestrahlung nicht eindeutig ist, muss durch eine inhomogene Bestrahlung $B(x, y) \neq 1$, welche dann eine hinreichende Bedingung darstellt, die Bildrekonstruktionsmethode separat überprüft werden. Da aber sowohl bei der Konstruktion des 463-Knoten Algorithmus' als auch bei den nicht linearen Korrekturen eine stetige und symmetrische Ortsraumtransformation zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) durchgeführt wurde, ist zu erwarten, dass diese Bildrekonstruktionsmethode auch zufriedenstellende Ergebnisse bei inhomogener Bestrahlung liefert.

Um die auch nach der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit anschließender, globaler nicht linearer Positionskorrektur noch erkennbaren Einflüsse systematischer Effekte auf die Bildrekonstruktion zu verringern, wurden alle im Folgenden gezeigten Ortshistogrammeinträge durch die entsprechenden Ortshistogrammeinträge einer homogenen Beleuchtung geteilt (Leerbildkorrektur). In dem sich ergebenden Ortshistogramm einer homogenen Beleuchtung, kann es aufgrund systematischer Effekte an einigen Positionen der Ortshistogrammmatrix zu Einträgen identisch gleich null kommen (z.B. linker unterer gestrichelter Kreis in Abb. 4.19). Um eine nicht definierte Division durch null zu vermeiden, werden die Einträge aller Ortshistogrammmatrizen, welche von den homogenen Beleuchtungen stammen, um den Wert eins erhöht. Da die einzelnen Pixel bei homogener Beleuchtung aufgrund der ausreichend langen Sammelzeit im Schnitt weit über 100 Einträge enthalten, kann der Fehler, welcher durch diese Vorgehensweise entsteht, vernachlässigt werden.

Alle in den folgenden Abschnitten gezeigten Diffraktionsaufnahmen wurden an der österreichischen SAXS-Messstation (SAXS-Beamline) [110, 111] am Synchrotron ELETTRA/Trieste durchgeführt. Als Detektor kam ein Dreifach-GEM in Kombination mit einer PCB- und einer Keramik-Auslese zum Einsatz.

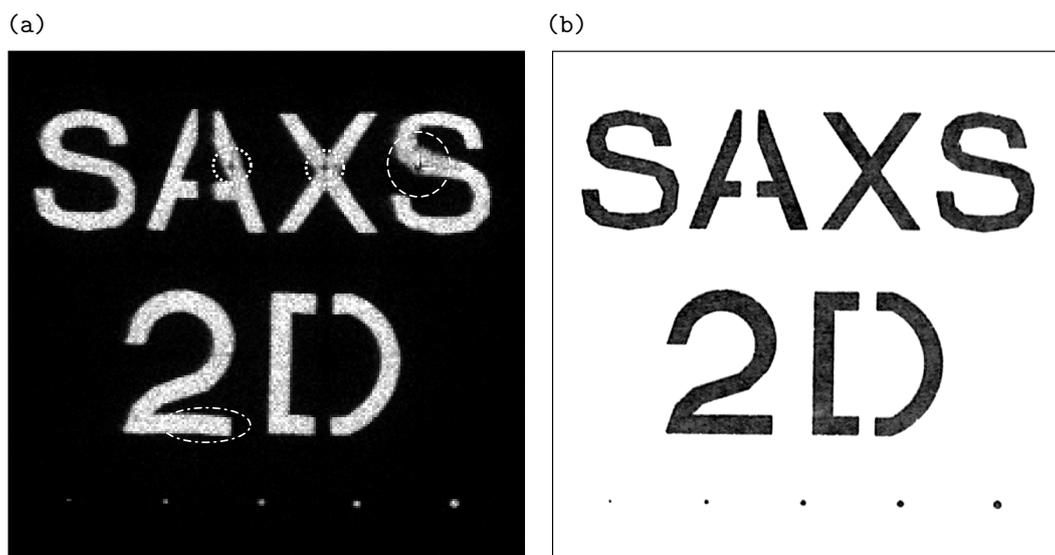


Abb. 4.33: Mit einer PCB-Struktur aufgenommenes „SAXS“-Blendenbild mit einer Pixelinterpolationsgröße von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ (a) und eine photographische Aufnahme der Blende mit einer handelsüblichen Digitalkamera (b). Der Einfluss durch Parallaxe kann zum einen aufgrund des großen Abstandes von 2.5 m zwischen der Photonenquelle und dem Detektor und zum anderen wegen des verwendeten Gases (Xe/CO₂ (90/10) bei 1.3 bar Druck) weitestgehend vernachlässigt werden. Die am unteren Rand zu erkennenden Punkte entsprechen Löchern in der Blende mit 280, 380, 480, 580 und 680 μm Durchmesser. Die Abmessung beider Aufnahmen beträgt $4.4 \times 4.4 \text{ cm}^2$.

4.3.2.1 Blendenmessungen

4.3.2.1.1 SAXS-Blende Abb. 4.33 (a) zeigt die Aufnahme einer 1 mm dicken Edelstahlblende mit einem „SAXS 2D“-Schriftzug und fünf am unteren Rand der Blende positionierten Löchern mit von links nach rechts ansteigendem Durchmesser. Dieses Ortshistogramm wurde mit einer PCB-Auslesestruktur unter Verwendung von 6.4 keV-Photonen, welche durch eine Fe-Fluoreszenz Streuprobe in einem 8 keV-Synchrotronstrahl erzeugt wurden, aufgenommen. Als Bildrekonstruktionsmethode wurde der 463-Knoten Algorithmus (Mischungsmatrizen A und B , erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$) mit anschließender, globaler nicht linearer Positionskorrektur angewendet. Leider wurde die für die Leerbildkorrektur benötigte homogene Beleuchtung erst eine Woche nach der Synchrotron-Blendenmessung mit einer ⁵⁵Fe-Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$) im Labor unter Verwendung einer anderen Gasmischung (Ar/CO₂ (70/30) mit 1.24 bar Gasdruck) durchgeführt. Da sich die Antwortfunktion des Detektorsystems auf diese homogene Beleuchtung leicht von derjenigen unterscheidet, welche sich direkt nach der Blendenmessung am Synchrotron ergeben hätte, zeigen sich besonders in der Umgebung der Ausleseknöten, gekennzeichnet durch die zwei kleineren gestrichelten Kreise, noch leichte Artefakte.

Trotzdem zeigt der Vergleich der Detektormessung mit einer photographischen Aufnahme [Abb. 4.33 (b)] eine gute Übereinstimmung. Lediglich im mittleren Bereich des zweiten „S“, gekennzeichnet durch den größeren gestrichelten Kreis, erscheint das Bild aufgrund des nicht korrekt arbeitenden Vorverstärkers leicht verzerrt (vgl. auch Abb. 4.19). Die mit dem Detektorsystem aufgenommene Blendenaufnahme ist um etwa 0.6° im Uhrzeigersinn gedreht. Diese leichte Drehung führt zu einem erkennbaren „Pixel-Sprung“ (Pixel-Quantisierung), gekennzeichnet durch die gestrichelte Ellipse.

Lokale nicht lineare Korrekturen können ohne zusätzliche Stetigkeitsbedingungen der Korrekturfunktionen an den Zellrändern zu Sprungstellen in der Belegungsdichte und damit zu Bildverzerrungen führen (Abschnitt 4.3.1.2). Abb. 4.34 zeigt zur Demonstration dieses Effektes einen vergrößerten Ausschnitt des Buchstabens „D“ aus dem Ortshistogramm der SAXS-Blende in logarithmischer Darstellung für den 463-Knoten Algorithmus zum einen ohne jede Korrektur und zum anderen mit globaler bzw. lokaler nicht linearer Korrektur. Wie oben begründet treten in diesem Beispiel entlang der Stege bei Verwendung der lokalen nicht linearen Korrekturen (c) deutlich sichtbare Bildverzerrungen auf, welche ohne Korrektur (a) oder mit globaler Korrektur (b) nicht zu erkennen sind.

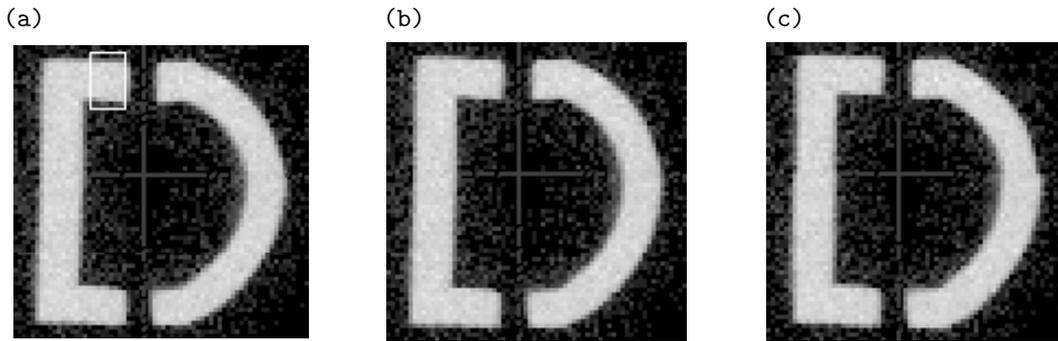


Abb. 4.34: Vergrößerter Ausschnitt aus dem Ortshistogramm der SAXS-Blende, rekonstruiert mit dem 463-Knoten-Algorithmus (a) ohne, (b) mit globaler und (c) mit lokaler nicht linearer Korrektur. Alle Bilder wurden mit dem entsprechenden oben beschriebenen Leerbild korrigiert. Um den Verlauf der Zellränder anzudeuten, wurde in der Mitte der Bilder ein Kreuz entsprechend positioniert. Der im ersten Bild weiß umrandete Bereich wird in Abschnitt 7.1 für die Bestimmung der Ortsauflösung verwendet.

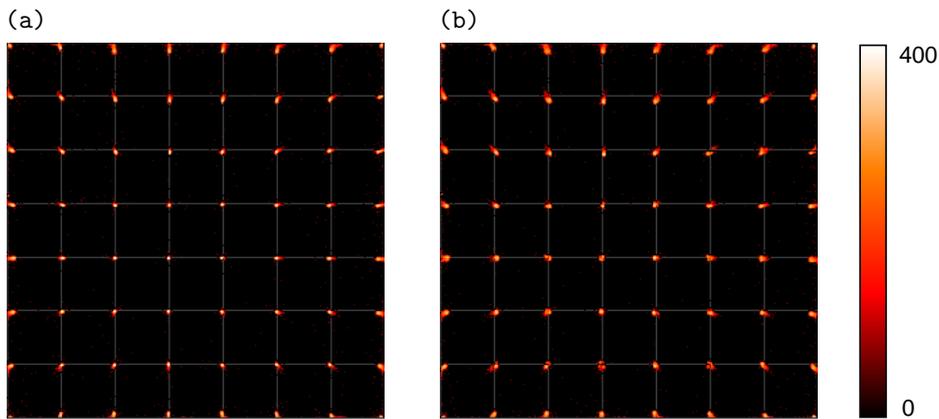


Abb. 4.35: Ortshistogramm der Beleuchtung der Lochblende in logarithmischer Darstellung, aufgenommen mit einer PCB-Auslesestruktur. Zur Positionsrekonstruktion wurde zum einen der 3-Knoten Algorithmus (a) und zum anderen der 463-Knoten Algorithmus (b) ohne weitere nicht lineare Korrektur verwendet. In beiden Abbildungen sind zur Veranschaulichung der Positionen der Ausleseknöten die niederohmigen Stege mit eingezeichnet.

4.3.2.1.2 Lochblende Um sicherzustellen, dass das im Detektor angelegte elektrische Driftfeld nicht zu zusätzlichen Verzerrungen in den rekonstruierten Bildern führt, wurde eine separate Blendenmessung durchgeführt. Dieser Effekt kann in den Ortshistogrammen von homogenen Beleuchtungen nicht adäquat untersucht werden. Als Blende wurde ein 1 mm dickes Edelstahlblech, das mit 64 Löchern mit einem Durchmesser von etwa 500 μm durchsetzt ist, verwendet. Die Löcher befinden sich dabei an den entsprechenden Positionen der Ausleseknöten. Die Blende wird mit einer ^{55}Fe -Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$) beleuchtet, die zentriert in einem Abstand von etwa 30 cm vor dem Detektor platziert wird. Als Gasmischung wurde Xe/CO_2 (90/10) bei einem leichten Überdruck von 1.3 bar verwendet.

Abb. 4.35 zeigt die sich ergebende Belegungsichteantwort des Detektors mit einer PCB-Auslesestruktur. Trotz der hohen Photonenabsorption führt der kleine Abstand zwischen der Quelle und dem Detektor insbesondere im Randbereich der sensitiven Fläche zu deutlich erkennbaren Parallaxeeffekten. Weiterhin ist zu erkennen, dass die mit dem 3-Knoten Algorithmus rekonstruierten Löcher der Blende kleiner sind als diejenigen des 463-Knoten Algorithmus'. Die fokussierenden Verzerrungen des 3-Knoten Algorithmus' führen in der unmittelbaren Umgebung der Ausleseknöten zu einer erhöhten Belegungsichte in diesen Bereichen (vgl. Abb. 4.4 und 4.6). Damit lässt der 3-Knoten Algorithmus die Löcher fälschlicherweise kompakter erscheinen. Da der 463-Knoten Algorithmus bereits in unmittelbarer Umgebung der Knöten den 4-Knoten Algorithmus mit zur Positionsrekonstruktion heranzieht, fällt dieser Verzerrungseffekt deutlich kleiner aus (vgl. Mischungsmatrix A_x aus Abb. 4.16).

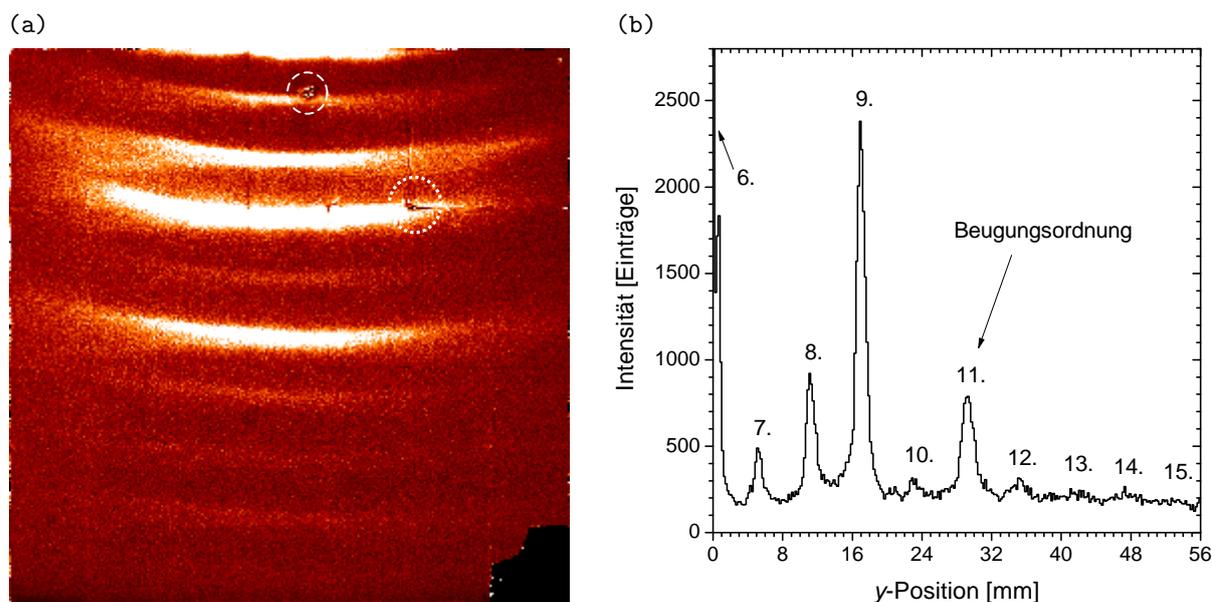


Abb. 4.36: (a) Ausschnitt aus dem Diffraktionsbild (7. bis 15. Beugungsordnung) einer Rattenschwanzsehne, aufgenommen mit einer Keramik-Auslesestruktur und (b) entsprechendes Intensitätsprofil. Die Größe der Aufnahme aus dem linken Bild entspricht $56 \times 56 \text{ mm}^2$. Da der an der unteren rechten Ecke positionierte Ausleseknötchen als Triggerkanal gebraucht wurde, enthält die rechte untere Zelle nicht genügend Ladungsinformationen zur Positionsrekonstruktion und erscheint weitestgehend schwarz. Für die Darstellung des Intensitätsprofils wurden zur Erhöhung der Statistik fünf Pixel in x -Richtung aufsummiert.

In Abb. 4.35 wird offensichtlich, dass insbesondere in den Randbereichen der sensitiven Fläche die Positionen der abgebildeten Löcher nicht mit den tatsächlichen Positionen der Lochblende übereinstimmen. Die sichtbaren Ortsverzerrungen sind hauptsächlich durch leicht inhomogene Felder im Konversionsraum, aber auch im Bereich zwischen und unterhalb der GEM-Strukturen bedingt. Die Transfer- und Induktionsbereiche sind besonders anfällig, da durch die geringen Abstände zwischen den Elektroden von 1–2 mm kleine Abstandsvariationen bereits große Feldinhomogenitäten hervorrufen, die zum einen den Ladungstransfer, zum anderen aber auch die Bildwiedergabe beeinflussen. Dies betont eine möglichst parallele Anbringung der einzelnen Elektroden [63].

4.3.2.2 Diffraktionsmessung einer Rattenschwanzsehne

Abb. 4.36 zeigt einen Ausschnitt aus dem mit einer Keramik-Auslesestruktur gemessenen Diffraktionsmuster einer Rattenschwanzsehne (rat tail tendon collagen, RTT) mit einem Ebenenabstand (d -spacing) von 645 \AA . Der Ebenenabstand einer Rattenschwanzsehne schwankt je nach Feuchtigkeitsgehalt zwischen 640 \AA (trocken) und 670 \AA (feucht). Damit ist der Streuwinkel einer bestimmten Ordnung direkt von der Präparationsart der Probe abhängig. Weitere Informationen bezüglich des Diffraktionsverhaltens von biologischen Fasern und Sehnen finden sich in Ref. [112]. Die Messung erfolgte in Xe/CO_2 (90/10) bei einem Druck von 1.3 bar und einer Photonenenergie von 8 keV. Als Bildrekonstruktionsmethode wurde der 463-Knoten Algorithmus (Mischungsmatrizen A und B erzeugt für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 3 \text{ k}\Omega/\square$) mit anschließender globaler nicht linearer Positions- und Leerbildkorrektur angewendet. Die deutlich sichtbare Verzerrung, angedeutet durch den oberen gestrichelten Kreis, wird durch einen Defekt auf einer Kupferschicht bei einem der drei GEM-Strukturen hervorgerufen. Ähnlich wie bei der SAXS-Blendenmessung aus Abschnitt 4.3.2.1.1, so führt auch bei der Rattenschwanzdiffraktionsmessung der nicht einwandfrei arbeitende Vorverstärkerkanal zu Verzerrungen rund um den durch den unteren gepunkteten Kreis markierten Ausleseknötchen. Insgesamt ist es jedoch möglich mit dem verwendeten Detektorsystem sogar noch die 14. und ansatzweise die 15. Beugungsordnung zu erkennen.

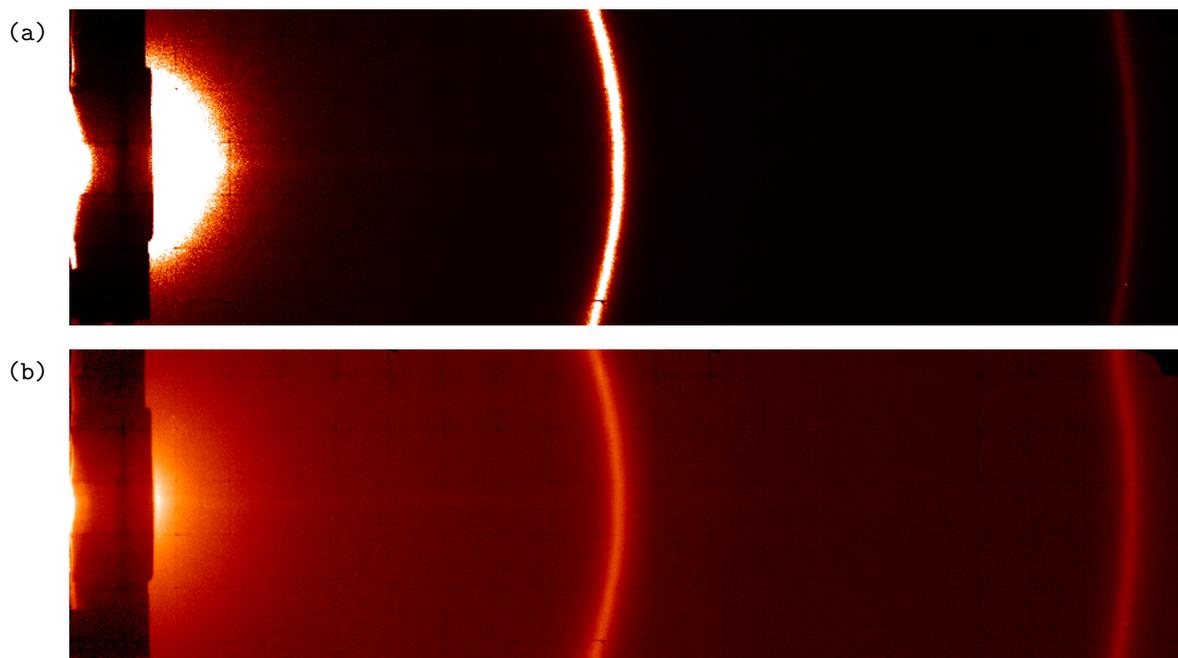


Abb. 4.37: Beugungsbild von Silberbehenate, aufgenommen mit einer PCB-Auslesestruktur in (a) linearer und (b) logarithmischer Darstellung. Die Größe der Aufnahme beträgt $168 \text{ mm} \times 48 \text{ mm}$.

4.3.2.3 Diffraktionsmessung von Silberbehenate

Silberbehenate mit der chemischen Gleichung $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{20} - \text{COOAg}$ stellt mit einem Ebenenabstand (d -spacing) von $d_{001} = 58.38 \text{ \AA}$ [113] eine weitere Standarddiffraktionsprobe dar, welche im Kleinwinkelbereich streut. Da die Diffraktionseigenschaften von Silberbehenate sehr gut vermessen sind, wird dieser Pulverstreuer oft zur Kalibration und zur Ausrichtung des Detektors verwendet. Abb. 4.37 zeigt ein entsprechesendes Laue-Diffraktionsbild bei einem 8 keV -Synchrotronstrahl, aufgenommen mit einer PCB-Auslesestruktur. Als Gas wurde Xe/CO_2 (90/10) bei einem Druck von 1.3 bar verwendet. Als Bildrekonstruktionsmethode wurde der 463-Knoten Algorithmus mit anschließender, globaler nicht linearer Positionskorrektur angewendet. Das Beugungsbild aus Abb. 4.37 wurde aus 4×1 Einzelbildern zusammengesetzt.

4.4 Zusammenfassung der Bildrekonstruktionsmethoden

Die in Abschnitt 4.2 vorgestellte optimierte Linearkombination der drei linearen Einzelalgorithmen zum 463-Knoten Algorithmus führt zu einer deutlichen Verbesserung der Bildwiedergabe für die hier betrachteten Widerstandsauslesestrukturen mit niederohmigen Randstreifen und hochohmigen Zellmitten. Durch die Eigenschaften des 463-Knoten Algorithmus' selbst als auch durch verschiedenartige systematische Effekte verursacht, sind auch nach Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' noch leichte Überbevölkerungen im Bereich der Ausleseknöten und geringe Unterbelegungen an den Stellen der niederohmigen Stege zu verzeichnen. Durch anschließend angewendete, nicht lineare Koordinatentransformationen können diese noch vorhandenen leichten Belegungsichteinhomogenitäten weiter reduziert werden. Durch die geringfügigen nicht linearen Korrekturen wird die Ortsauflösung nur unwesentlich verschlechtert.

Grundsätzlich erweist sich die PCB- gegenüber der Keramik-Auslesestruktur in Bezug auf die Qualität der Bildrekonstruktion als deutlich überlegen. Die systematischen Effekte der Keramik-Struktur, wie Übersprechen der Signalleitungen auf der Keramikrückseite, eine verhältnismäßig hohe Kapazität der Signalleitungen und relativ große nicht sensitive Ausleseknöten, haben einen größeren negativen Einfluss auf die Bildgebung. Wird die hohe Planarität der Keramik-Strukturen, wie sie z.B. bei der Kombination mit den MicroCAT-Strukturen gebraucht wird, nicht explizit benötigt, so sind die PCB-Anoden insbesondere in Kombination mit den kurzen Signalen der GEM-Strukturen zu bevorzugen.

5. Simulationsstudien über die Einflüsse systematischer Effekte auf die Bildgebung

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse verschiedenartiger systematischer Effekte auf die Bildgebung untersucht. Da die Auswirkungen der einzelnen systematischen Effekte über direkte Messungen nur schwer separat zu bestimmen sind, wurden alle in diesem Kapitel diskutierten Ergebnisse über das 4×4 -Zellenmodell (mit $8 \times 8 \text{ mm}^2$ großen Zellen) gewonnen. Im Folgenden werden, falls keine weiteren Angaben zu den verwendeten Daten des jeweiligen Modells erfolgen, folgende Parameter zugrunde gelegt:

Oberflächenwiderstand $R1$:	100 k Ω / \square
Oberflächenwiderstand $R2$:	2 k Ω / \square
Bildrekonstruktion dargestellt nach t :	500 ns ¹
Transversale Diffusion der Elektronen σ_{trans} :	200 μm
Gitterpunkte pro Ausleseknotten:	1

Zur Abschätzung der Einflüsse der verschiedenartigen systematischen Effekte werden z.T. in den folgenden Abschnitten starke Vereinfachungen angenommen. Aus diesem Grunde sind diese Überlegungen vielmehr als qualitative denn als quantitative Betrachtungen zu verstehen.

5.1 Einfluss der Elektronik

In diesem Abschnitt werden verschiedenartige systematische Effekte, welche im Zusammenhang mit der Ausleseelektronik stehen, auf ihren Einfluss auf die Bildgebung unter Verwendung des 463-Knoten Algorithmus¹ untersucht. Wie sich zeigen wird, lässt sich die Überhöhung der Belegungsichte in der Nähe der Ausleseknotten und der niederohmigen Zellstege z.T. über die systematischen Einflüsse der Elektronik verstehen.

5.1.1 Verstärkungsschwankungen der Vorverstärker

In diesem Abschnitt wird eine Abschätzung des Einflusses von Verstärkungsschwankungen eines Vorverstärkerkanals auf die Bildrekonstruktion erfolgen. Dazu wird im 4×4 -Zellenmodell ausschließlich die in Knoten 12 [s. Abb. A.1 (a)] eingeflossene Ladungsmenge mit einem Faktor f multipliziert. Abb. 5.1 zeigt die sich mit dem 463-Knoten Algorithmus ergebenden Belegungsichten $\tilde{B}(u, v)$. Bei Verstärkungsfaktoren $f < 1$ werden die Ereignisse radial vom entsprechenden Knoten abgestoßen, was zu einer entsprechenden Erhöhung der Belegungsichte der beiden direkt benachbarten Ausleseknotten führt. Da einige Ereignisse sogar aus der Auslesezelle herausgedrängt werden, kann dies im Zusammenspiel mit den benachbarten Zellen sogar zu einer Überbelegung der Ereignisse auf den entsprechenden niederohmigen Stegen führen. Weist ein Knoten Verstärkungsfaktoren $f > 1$ auf, so zieht er tendenziell Ereignisse zu sich hin. Dies hat eine erhöhte Belegungsichte im Bereich dieses Knotens und eine erniedrigte Belegungsichte im Bereich der direkt benachbarten Knoten zur Folge.

¹ Die Integrationszeiten wurden für die entsprechend verwendeten Kapazitätsbelegungen c ausreichend lang gewählt, sodass fast die gesamte eingepulste Ladungsmenge von den 25 Knoten aufgenommen wurde.

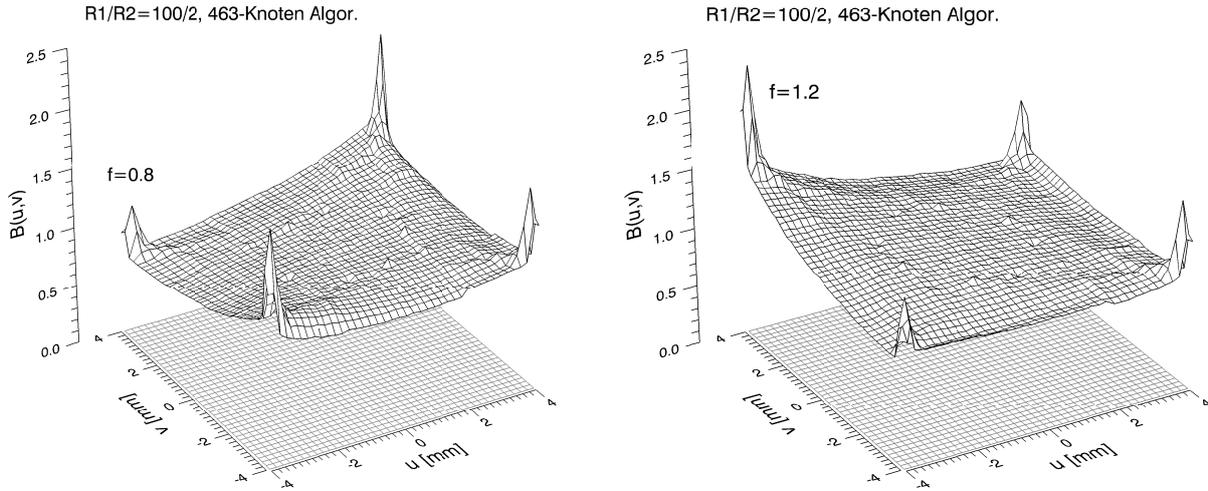


Abb. 5.1: Simulation der Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ in Abhängigkeit der relativen Verstärkung von Knoten 12 (hinterer linker Knoten) mit Verstärkungsfaktoren $f = 0.8$ (links) und $f = 1.2$ (rechts).

Speziell für den 4-Knoten Algorithmus, welcher beim 463-Knoten Algorithmus in der Zellmitte seine volle Wichtung erhält, ist es möglich, für die Position in der Zellmitte eine analytische Abschätzung für die entstehenden Verzerrungen aufgrund der Verstärkungsvariation eines Knotens anzugeben. Wird mit Δ der betragsmäßige Abstand der durch einen mit einem Verstärkungsfaktor f behafteten Knoten verursachten Verzerrung zum Zellmittelpunkt bezeichnet, so ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$\Delta = \begin{cases} \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{1-f}{3+f} & \text{für } f < 1, \\ -\frac{g}{\sqrt{2}} \frac{1-f}{3+f} & \text{für } f > 1. \end{cases} \quad (5.1)$$

Sollen die durch die Verstärkungsschwankungen verursachten Verzerrungen kleiner als die typische Ortsauflösung des Detektorsystems, welche in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ (fwhm) liegt (Abschnitt 7.1), sein, so darf der relative Verstärkungsfaktor f für einen Knoten für eine Verzerrung von $\Delta = 100 \mu\text{m}$ maximal um etwa $\pm 7\%$ variieren. Da es möglich ist, die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Vorverstärkerkanäle auf etwa $\pm 5\%$ genau zu kalibrieren, sind Verzerrungen aufgrund von Verstärkungsschwankungen nach dieser Abschätzung relativ unkritisch. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Abschätzung nur für den 4-Knoten Algorithmus in der Zellmitte gilt. Für den 6- und den 3-Knoten Algorithmus ist es aufgrund ihrer Symmetrieeigenschaften nicht möglich eine allgemeine Beziehung wie in Gl. (5.1) zu formulieren.

5.1.2 Übersprechen in Vorverstärkern und Signalleitungen

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen von elektronischem Übersprechen (cross-talk) auf die Bildrekonstruktion abgeschätzt. Ein Übersprechen benachbarter Kanäle kann zwischen den Signalleitungen auf der Auslesestruktur bzw. in den verwendeten Signalkabeln und zwischen den einzelnen Kanälen der Vorverstärkerhybride auftreten. Dabei werden die Signale in den Leiterbahnen der Auslesestruktur eine positive Kopplung auf ihre Nachbarleitungen ausüben, während in den Vorverstärkern, abhängig von dem verwendeten Schaltungsaufbau, und in den Auslekabeln sowohl eine mit einem positiven als auch eine mit einem negativen Vorzeichen behaftete Kopplung auftreten kann.

In der Regel stellt sich z.B. das Übersprechverhalten zwischen den einzelnen Kanälen eines Vorverstärkerhybrids als sehr komplex dar, da jeder Kanal auf seine Nachbarkanäle eine unterschiedliche Kopplung ausübt. Auch das Übersprechen in den Signalleitungen und Kabeln lässt sich nur schwerlich in entsprechende Simulationsparameter realistisch umsetzen. Um trotzdem zumindest qualitative Aussagen treffen zu können, wurde ein sehr vereinfachtes Modell für die Simulation des Übersprechens verwendet. Als stark vereinfachte Annahme wird ein gleichmäßiges Übersprechen der Ladung Q_n eines Auslesekn-

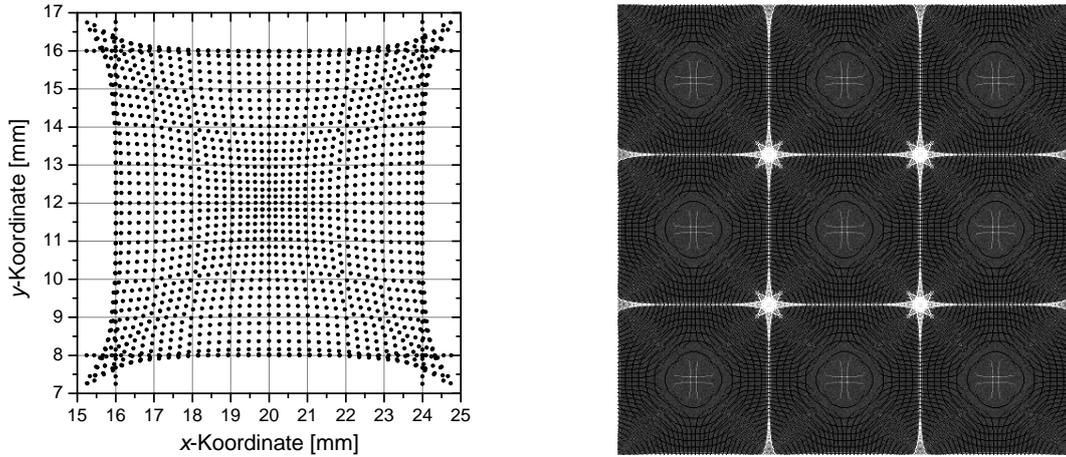


Abb. 5.2: Simulation von elektronischem Übersprechen bei einer Kopplungskonstanten $\alpha = -0.05$. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle. Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ innerhalb von 3×3 -Zellen.

tens auf alle seine 24 Nachbarkanäle angenommen. Mit der Einführung einer Kopplungskonstanten α , welche die Stärke des Übersprechens festlegt, kann folgendes Gleichungssystem angenommen werden:

$$\begin{pmatrix} Q_{0,\text{cross}} \\ Q_{1,\text{cross}} \\ Q_{2,\text{cross}} \\ \vdots \\ Q_{23,\text{cross}} \\ Q_{24,\text{cross}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \alpha & \alpha & \cdots & \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 & \alpha & \cdots & \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha & 1 & \cdots & \alpha & \alpha \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots & \\ \alpha & \alpha & \alpha & \cdots & 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha & \alpha & \cdots & \alpha & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_0 \\ Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_{23} \\ Q_{24} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet Q_n mit $n \in \{0, \dots, 24\}$ eine nicht von Übersprechen behaftete Ladungsmenge eines Ausleseknottes. Die unter Einfluss von Übersprechen ermittelte Ladungsmenge sei entsprechend mit $Q_{n,\text{cross}}$ bezeichnet.

Die Abb. 5.2 und 5.3 zeigen die rekonstruierten Positionen (u, v) des 463-Knoten Algorithmus' und die sich ergebenden Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ für eine recht starke Kopplung zwischen den einzelnen Knoten von $\alpha = -5\%$ und $\alpha = +5\%$ ². Für die Rekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus wurden die entsprechenden Mischungsmatrizen A und B für $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ verwendet. Wie in der linken Abb. 5.2 für die negative Kopplungskonstante α zu erkennen ist, liegen einige rekonstruierte Positionen (u, v) außerhalb der Zelle. Dies führt dazu, dass eine Bestimmung der Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ über die geschlossene Form (4.5) mit den entsprechenden numerischen Ableitungen nicht mehr sinnvoll möglich ist. Aus diesem Grunde wurden ähnlich wie im Falle der Belegungsdichten unter Rauscheinfluss (Abschnitte 4.1.3.3.1 und 4.2.3.3.1) die Belegungsdichten in Form einer Monte-Carlo Simulation ermittelt. Durch Würfeln von gleichverteilten Zufallszahlen wurde die Position eines Ereignisses (x, y) innerhalb von 3×3 -Zellen ermittelt. Durch die Ergebnisse der Diffusionssimulation ist die Zuordnung zwischen den gewürfelten Positionen (x, y) und den rekonstruierten Positionen (u, v) gegeben. Anschließend wurden die Positionen der rekonstruierten Ereignisse (u, v) in ein entsprechendes Ortshistogramm eingeordnet. Die endliche Ortsquantisierung der numerischen Simulation in Kombination mit der ebenfalls quantisierten Ortshistogrammierung in Flächenelemente führt zu künstlichen Mustern (Artefakten) in den Belegungsdichtebildern, welchen aber keine zu große Bedeutung beigemessen werden sollte, da sie keinerlei physikalischen Ursprungs sind.

Es ist deutlich zu erkennen, dass eine negative Signalkopplung zu einer Überbevölkerung der niederohmigen Zellstege und insbesondere der Ausleseknotten führt. Demgegenüber weist die Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei positiven Kopplungskonstanten in der Nähe der Stege und der Ausleseknotten Werte deutlich

² Das Übersprechen zwischen den einzelnen PASH-Vorverstärkerkanälen wurde zu $< 1\%$ bestimmt [45].

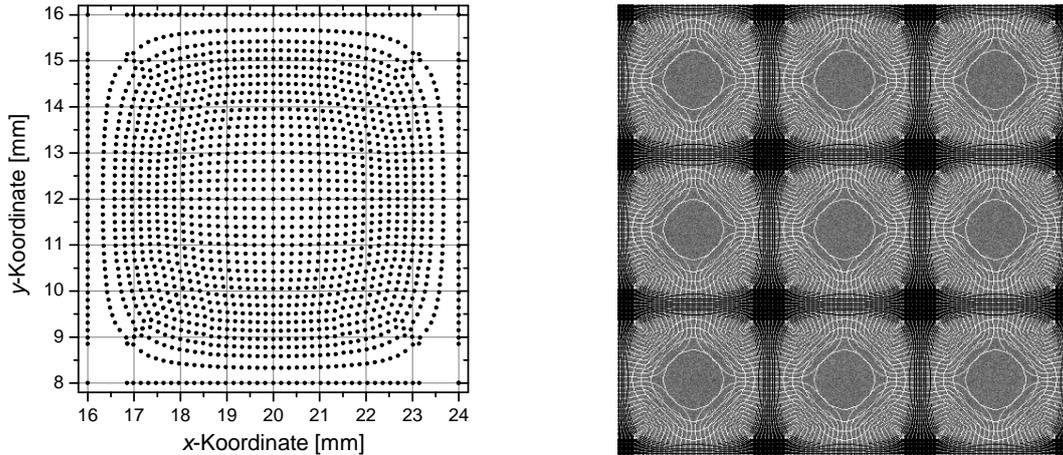


Abb. 5.3: Simulation von elektronischem Übersprechen bei einer Kopplungskonstanten $\alpha = +0.05$. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle. Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ innerhalb von 3×3 -Zellen.

kleiner als eins auf, da viele Ereignisse in Richtung Zellmitte verschoben werden. Bereits kleine Änderungen im elektronischen Übersprechen beeinflussen die Homogenität der Belegungsdichte ganz erheblich. Möglicherweise rührt ein Teil der beobachteten Überbevölkerung der Ausleseknöten von einem negativen Übersprechverhalten der Signale im Vorverstärker her.

5.1.3 Ortsrekonstruktion als Funktion der Integrationszeit

Die in dieser Arbeit zum Einsatz kommenden ladungsempfindlichen Vorverstärker [45] haben eine konstante Integrationszeit von etwa 300 ns. In zukünftigen Systemen wäre auch der Einsatz eines Vorverstärkers denkbar, welcher das in die Knöten einlaufende Stromsignal in ein entsprechend verstärktes Spannungssignal umwandelt. Dies hätte den Vorteil, dass die digitalisierten Signale abhängig von den jeweiligen Parametern, wie z.B. der verwendeten Auslesestruktur oder der Zellgröße, flexibel bis zu einer bestimmten Zeit aufintegriert werden könnten. An dieser Stelle soll anhand des 4×4 -Zellenmodells untersucht werden, wie sich möglicherweise zu kurze Integrationszeiten auf die Bildrekonstruktion auswirken. Für die Standardparameter zeigt sich, dass bereits nach etwa 150 ns die Ladung an den für die Positionsrekonstruktion verwendeten Knöten weitestgehend gesammelt wurde, so dass sich im Vergleich zu einer Integrationszeit von 500 ns praktisch keine Unterschiede in der Positionsrekonstruktion ergeben.

Abb. 5.4 zeigt die mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierten Positionen nach einer Integrationszeit von $t = 50$ ns für Mischungsmatrizen A und B , welche für diese Integrationszeit optimiert wurden. Es ergibt sich selbst bei der Verwendung der optimierten Mischungsmatrizen keine zufrieden stellende Positionsrekonstruktion. Für sehr kleine Integrationszeiten werden bei allen linearen Einzelalgorithmen die rekonstruierten Ereignisse in Richtung der Ausleseknöten verzerrt, da die wenige Signalinformation zuerst die nächstgelegenen Knöten erreicht und eine Absorption der Ladung durch weiter entfernte Knöten erst später erfolgt. Da dadurch die Verzerrungen der linearen Einzelalgorithmen bei sehr kleinen Integrationszeiten tendentiell alle in dieselbe Richtung weisen, ist eine vollständige Positions Korrektur mit der Mischungsmatrix A nicht möglich. Möglicherweise könnte die Bildrekonstruktion durch eine Aufweichung der Beschränkung des Wertebereichs für die Matrixelemente a_x und a_y [Gl. (4.24)] verbessert werden. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die fehlende Ladungsinformation bei zu klein gewählten Integrationszeiten neben einer verschlechterten Ortsauflösung auch zu einem schlechteren Rekonstruktionsverhalten führt und aus diesen Gründen unbedingt vermieden werden sollte.

5.1.4 Endliche Eingangsimpedanz der Vorverstärker

Die verwendeten ladungsempfindlichen Vorverstärker weisen eine von der Frequenz abhängige Eingangsimpedanz Z_{in} auf. Unter Berücksichtigung der niedrigsten Frequenzanteile eines typischen GEM-Signals

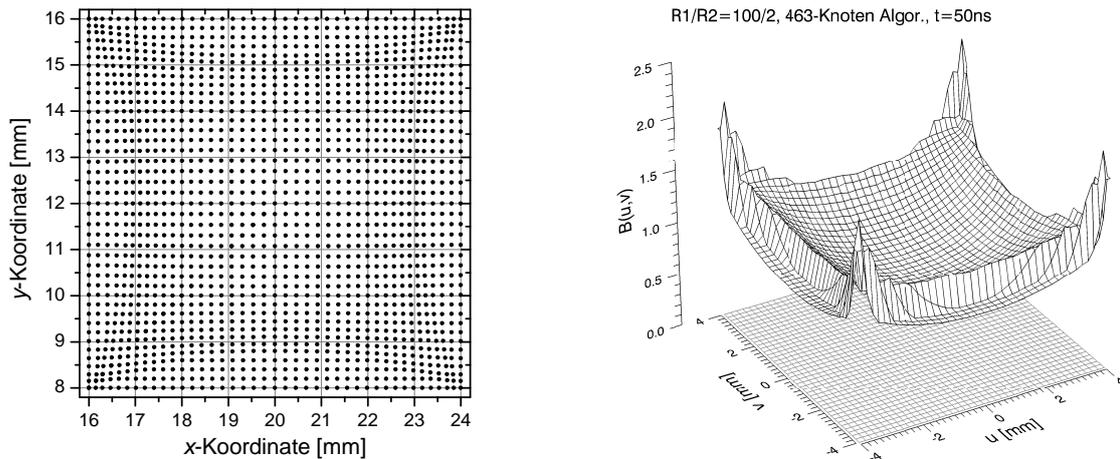


Abb. 5.4: Simulation des Einflusses der Integrationszeit nach einer Zeit $t = 50$ ns. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle unter Verwendung der für diese Integrationszeit optimierten Mischungsmatrizen A und B . Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

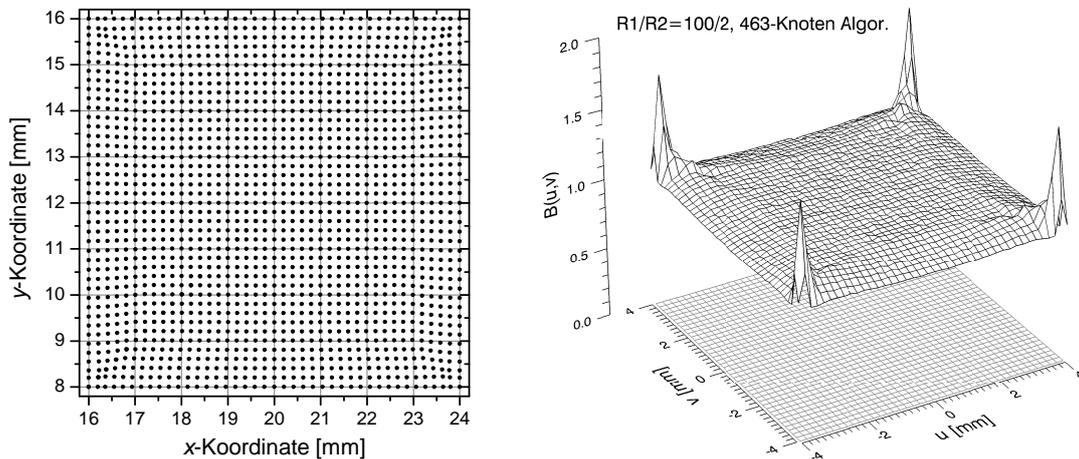


Abb. 5.5: Simulation des Einflusses endlicher Knotenwiderstände von 200Ω auf die Bildrekonstruktion. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle. Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

führt dies auf eine Eingangsimpedanz von etwa 200Ω (vgl. Anhang A.1.1). Dieser Wert erweist sich im Vergleich zu dem direkt am Eingang des Verstärkers anliegenden typischen Widerstand, verursacht durch die Oberflächenwiderstandsbelegung der Auslesestruktur, von $\mathcal{O}(10 \text{ k}\Omega)$ als klein. Aus diesem Grunde wurden die Ausleseknöten im Diffusionsmodell als ideal geerdete Knöten ohne ohmschen Widerstand angenommen. Um zu überprüfen, welche Auswirkungen eine endliche Impedanz der Vorverstärker auf die Bildwiedergabe hat, wurden in der Simulation die entsprechenden Gitterpunkte der Ausleseknöten mit einem konstanten Widerstand von 200Ω belegt. Abb. 5.5 zeigt das entsprechende Rekonstruktionsverhalten des 463-Knoten Algorithmus' unter Verwendung der Mischungsmatrizen A und B , welche für den Grenzfalle ideal geerdeter Ausleseknöten erzeugt wurden. Im direkten Vergleich mit der linken Abb. 4.17 zeigt sich, dass der endliche Knötenwiderstand nur zu minimalen Positionsveränderungen in der unmittelbaren Umgebung der Ausleseknöten führt. Ereignisse in diesem Bereich werden tendenziell leicht in Richtung Zellmitte verschoben (vgl. auch Abb. 4.18). Da die endlichen Knötenwiderstände zum einen nur einen minimalen Einfluss auf die Bildgebung haben und zum anderen diese kleinen Einflüsse durch entsprechende Mischungsmatrizen A und B kompensiert werden können, können diesem systematischen Effekt keine zusätzlichen Bildinhomogenitäten im Bereich der Knöten oder der Zellstege zugeschrieben werden.

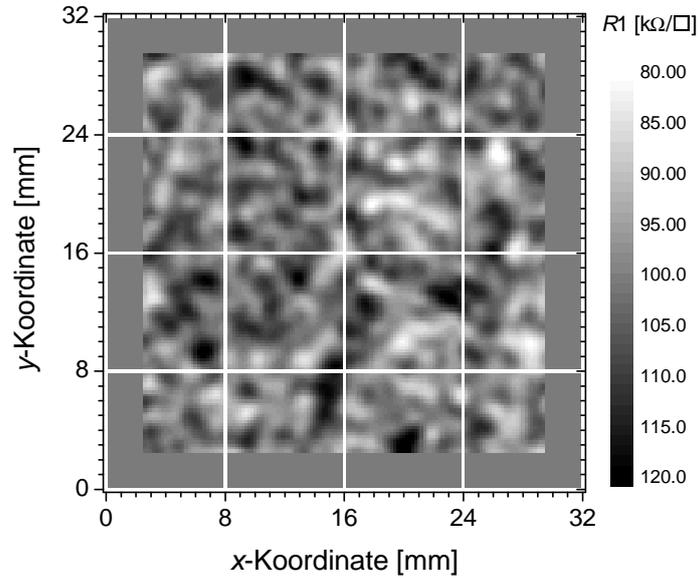


Abb. 5.6: Beispielhafte Oberflächenwiderstandsbelegung innerhalb der simulierten 4×4 -Zellen. Es wurden nur die hochohmigen Oberflächenwiderstände der Zellmitten mit einer Korrelationslänge von $\sigma_{\text{kor}} = 0.5$ mm verrauscht. Insgesamt ergibt sich ein Oberflächenwiderstand von $R1 = (100 \pm 6.7) \text{ k}\Omega/\square$. Die niederohmigen Stege weisen einen Widerstand von $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ auf.

5.2 Inhomogenitäten in der Oberflächenwiderstandsbelegung

Für die Herstellung der Oberflächenwiderstände werden spezielle Pasten verwendet, welche mittels Siebdruckverfahren auf die Auslesestrukturen aufgebracht werden (Abschnitt 3.3). In den folgenden zwei Abschnitten werden die Auswirkungen von Ungenauigkeiten und Fehlern in der Oberflächenwiderstandsbelegung auf die Bildrekonstruktion untersucht.

5.2.1 Variationen der Oberflächenwiderstände

Durch die Ungenauigkeiten des Herstellungsprozesses kann es zu Variationen in der Oberflächenwiderstandsbelegung kommen. Als Beispiele für Fehlerursachen, welche zu lokalen Inhomogenitäten des Oberflächenwiderstandes führen können, seien eine nicht konstante Schichtdicke, Verunreinigungen der Oberfläche vor dem Brennvorgang oder unzureichend vermischte Widerstandspasten erwähnt. Um lokale Variationen in der Oberflächenwiderstandsbelegung zu simulieren, wurde folgender Ansatz gewählt:

$$R_{xy} = \sum_{i,j} R_{ij} \frac{(\Delta x)^2}{2\pi \sigma_{\text{kor}}^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{(x-i)^2 + (y-j)^2}{2\sigma_{\text{kor}}^2} \right\}. \quad (5.3)$$

Dabei stellen die R_{ij} unkorrelierte, normalverteilte Oberflächenwiderstände am Gridpunkt (i, j) dar. Damit sich lokale Änderungen in der Widerstandsbelegung auf die Positionsrekonstruktion auswirken, muss die geometrische Ausdehnung der Inhomogenitäten mindestens in der Größenordnung des Gitterpunktabstandes von $\Delta x = 200 \mu\text{m}$ liegen. Dies wird durch die Wichtung mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion der Korrelationslänge σ_{kor} erreicht. Am Gitterpunkt (x, y) kann dann der korrelierte Widerstand R_{xy} über Gl. (5.3) bestimmt werden. Im Grenzfall für $\sigma_{\text{kor}} = 0$ ergeben sich für R_{xy} wiederum die unkorrelierten, normalverteilten R_{ij} .

Abb. 5.6 zeigt beispielhaft eine nach Gl. (5.3) berechnete Oberflächenwiderstandsbelegung. Für die Bildrekonstruktion wurden die Mittelwerte der Oberflächenwiderstände zu $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ bzw. $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ gewählt. Um Rechenzeit zu sparen, wurden innerhalb der Zelle lediglich 21×21 -Punkte berechnet. In der linken Abb. 5.7 ist beispielhaft für einen recht extremen Fall die sich ergebende Belegungsichte

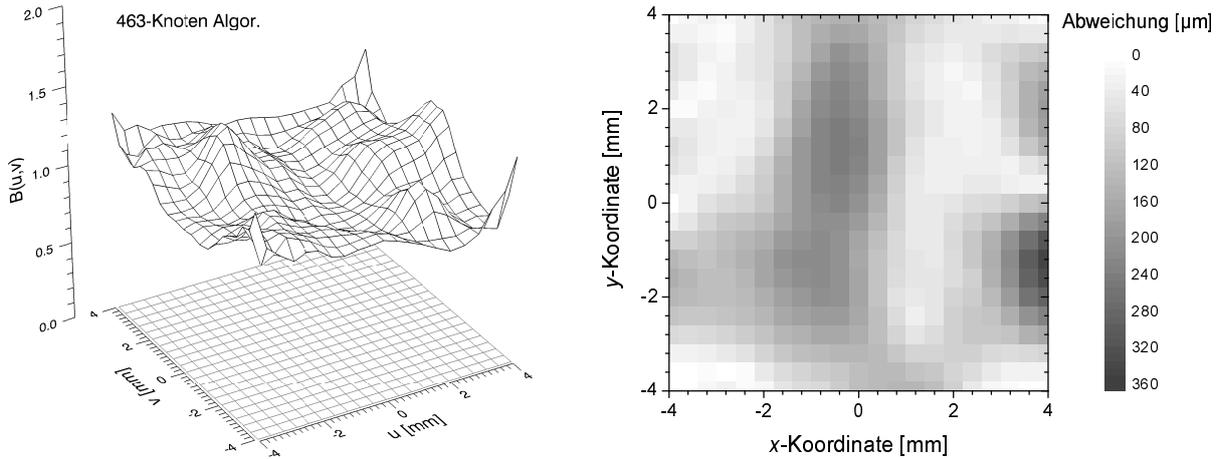


Abb. 5.7: Simulation von korreliert verrauschten Oberflächenwiderständen mit $R1 = (100 \pm 11.3) \text{ k}\Omega/\square$ bzw. $R2 = (1 \pm 0.113) \text{ k}\Omega/\square$ bei einer Korrelationslänge von $\sigma_{\text{kor}} = 0.5 \text{ mm}$. Links: Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$. Rechts: Durch die Widerstandsvariationen bedingten Positionsverzerrungen Δ .

$\tilde{B}(u, v)$ dargestellt. Aufgrund der stark verrauschten Oberflächenwiderstände weist die Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ sowohl in der Zellmitte als auch in den Randbereichen erhebliche Inhomogenitäten auf.

Die Abweichung Δ zwischen den Positionen des 463-Knoten Algorithmus' bei homogener Oberflächenwiderstandsbelegung und den Positionen bei inhomogener Oberflächenwiderstandsbelegung gibt ein weiteres Maß für den Einfluss der Widerstandsvariationen an. Die rechte Abb. 5.7 zeigt die durch die Widerstandsvariationen bedingten Positionsverzerrungen Δ .

Bei dem hier betrachteten recht extremen Fall treten Verzerrungen bis etwa $340 \mu\text{m}$ auf. Tab. 5.1 gibt einen Überblick über ausgewählte Variationen der Oberflächenwiderstandsbelegungen. Offensichtlich

$R1$ [$\text{k}\Omega/\square$]	$R2$ [$\text{k}\Omega/\square$]	σ_{kor} [mm]	Δ_{max} [μm]
100 ± 2.78	1 ± 0	0.2	123
100 ± 1.48	1 ± 0	1.0	123
100 ± 6.68	1 ± 0	0.5	137
100 ± 0	1 ± 0.068	0.5	178
100 ± 11.3	1 ± 0.113	0.5	340

Tab. 5.1: Maximale Positionsverzerrungen aufgrund von Variationen der Oberflächenwiderstandsbelegungen.

führen Oberflächenwiderstandsvariationen im Bereich von einigen Prozent zu zusätzlich induzierten Verzerrungen im Bereich von etwa $100\text{--}200 \mu\text{m}$, welche damit in der Größenordnung der typischen Ortsauflösung liegen. Des Weiteren hat die Genauigkeit des Oberflächenwiderstandes der niederohmigen Stege einen relativ größeren Einfluss auf die Ortsverzerrungen als die Belegungsgenauigkeit der hochohmigen Zellmitten. In der Praxis sollte demnach auf einen möglichst exakten Druck der niederohmigen Stege geachtet werden. Im nächsten Abschnitt wird der Extremfall eines vollständig unterbrochenen Auslesesteiges auf die Bildrekonstruktion diskutiert.

5.2.2 Unterbrochene Stege

Für den Siebdruck der niederohmigen Stege wurde bei den PCB-Auslesestrukturen ein feinmaschiges Sieb verwendet (Abschnitt 3.3.2). Bei einer Linienbreite der Stege von etwa $150 \mu\text{m}$ kam es dadurch und bedingt durch eine hohe Viskosität der Druckpaste bei einigen Strukturen zu Unterbrechungen der Zellstege.

Um eine Unterbrechung der niederohmigen Stege im 4×4 -Zellenmodell zu berücksichtigen, wurden symmetrisch in y -Richtung zwischen den Ausleseknöten 7 und 12 drei Gitterpunkte des Steges nicht mit

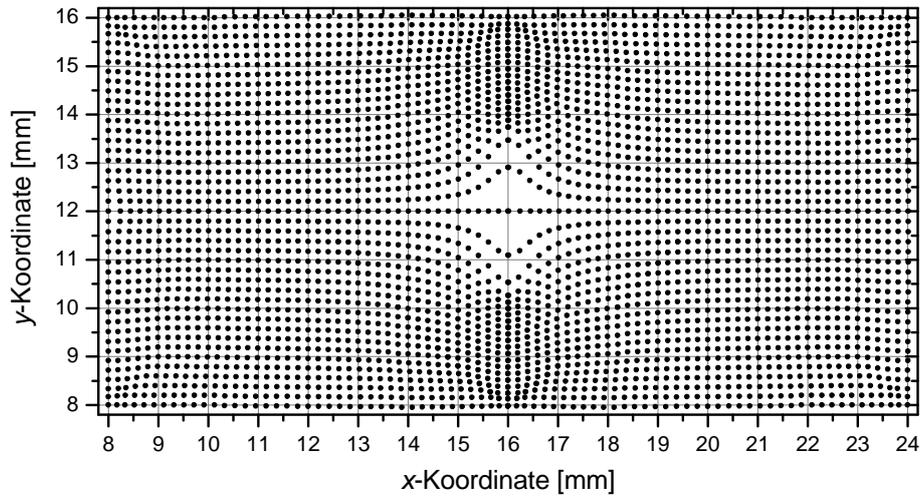


Abb. 5.8: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb zweier benachbarter Zellen [Zellen 5 und 6, vgl. Abb. A.1 (a)]. Zwischen Knoten 7 und 12 wurden drei Gitterpunkte des Steges, entsprechend $600\ \mu\text{m}$, mit $R1$ belegt.

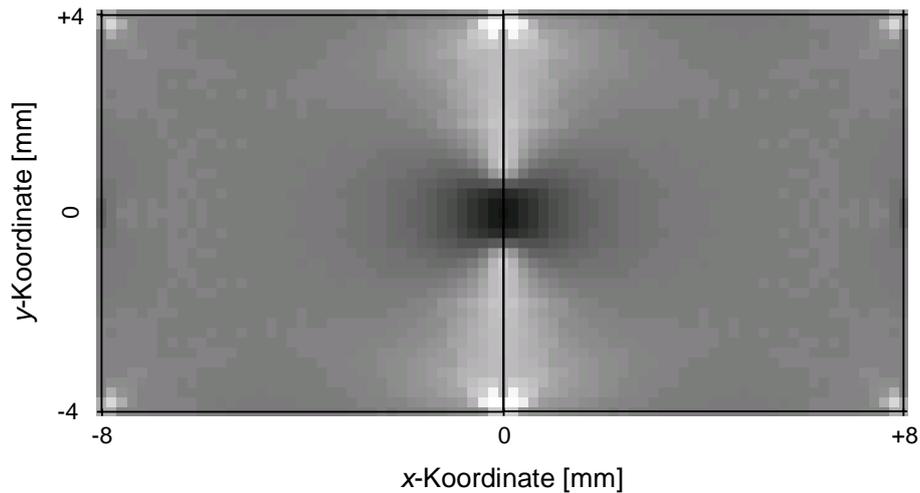


Abb. 5.9: Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ der Abb. 5.8, dargestellt mit einer diskreten Ortshistogrammpixelgröße von $200 \times 200\ \mu\text{m}^2$. Die maximale Belegungsdichte beträgt $\tilde{B}_{\text{max}} = 2.37$. Die minimale Belegungsdichte liegt bei $\tilde{B}_{\text{min}} = 0.18$. In der verwendeten Graustufendarstellung entspricht eine Belegungsdichte von null einer schwarzen bzw. eine Belegungsdichte von größer gleich zwei einer weißen Pixeldarstellung.

dem Oberflächenwiderstand $R2$ sondern mit $R1$ belegt. Auf diese Weise wird eine Unterbrechung des Steges von $600\ \mu\text{m}$ simuliert. Abb. 5.8 bzw. 5.9 zeigen die mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierten Positionen (u, v) bzw. die entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$. In Abb. 5.8 ist deutlich zu erkennen, dass die rekonstruierten Ereignisse in der Nähe des unterbrochenen Steges in y -Richtung mehr oder weniger stark verzerrt sind. Die Ladungen werden in diesem Falle nicht mehr weitestgehend linear auf den niederohmigen Steg projiziert, sondern fließen verstärkt, je nach Position des Ereignisses, zum nähergelegenen Knoten. Dies führt zu einer stark verkleinerten Belegungsdichte in der Umgebung des defekten Steges. Bei einer kürzeren Unterbrechung der niederohmigen Stege fällt die Variation der Belegungsdichte in der Umgebung der Defektstelle entsprechend kleiner aus. Prinzipiell wird die simulierte Auswirkung unterbrochener Stege auf die Belegungsdichte auch durch die Messungen mit der PCB-Auslesestruktur

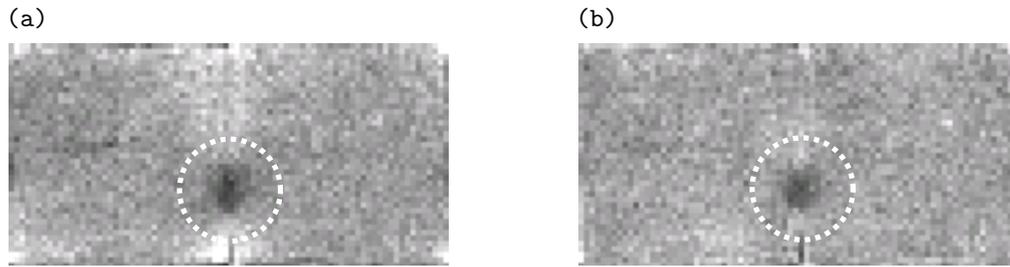


Abb. 5.10: Vergrößerter Ausschnitt gemessener Belegungsichten, welcher die Auswirkungen eines unterbrochenen Steges zeigt: (a) entnommen aus Abb. 4.19 und (b) entnommen aus Abb. 4.32. In beiden Abbildungen sind zwei vollständige Zellen zu erkennen. Für das Ortshistogramm (a) wurde der einfache 463-Knoten Algorithmus angewendet. Für die Positionsrekonstruktion in Abbildung (b) wurde der 463-Knoten Algorithmus mit anschließender lokaler nicht linearer Positionsrekonstruktion verwendet.

bestätigt. Abb. 5.10 zeigt vergrößerte Ausschnitte in der Nähe des unterbrochenen Steges aus den Ortshistogrammen von Abb. 4.19 und 4.32. In Abb. 5.10 (a) ist sowohl die Unterbevölkerung in der Umgebung der Stegunterbrechung als auch die vorhergesagte Belegungsichteüberhöhung im Bereich der Ausleseknotten deutlich zu erkennen. Wie nach der Auslegung der nicht linearen Korrekturen (Abschnitt 4.3) zu erwarten ist, wird die Homogenität der Belegungsichte lediglich im Bereich der Ausleseknotten und der Stege nach Anwendung der nicht linearen Koordinatentransformation merklich verbessert [Abb. 5.10 (b)]. Aufgrund dieser schlechten Korrigierbarkeit, sollte die Vermeidung fehlerhafter Stege selbstverständlich vorrangiges Ziel sein.

5.3 Endliche Ausdehnung der Ausleseknotten

Die praktisch realisierbare, minimale Fläche der Knotendurchkontaktierungen einer Auslesestruktur wird durch das jeweils verwendete Produktionsverfahren bestimmt. Wie in Abschnitt 3.3 erläutert wurde, weisen die Keramik-Strukturen größere Knotenflächen auf als die PCB-Strukturen. Um eine Abschätzung des Einflusses einer großen Knotendurchkontaktierungsfläche mit einem Durchmesser von $600\ \mu\text{m}$ zu simulieren, wurde die Fläche der geerdeten Ausleseknotten des 4×4 -Zellen-Modells von einem Gridpunkt (entsprechend $200 \times 200\ \mu\text{m}^2$) auf 3×3 Gridpunkte (entsprechend $600 \times 600\ \mu\text{m}^2$) vergrößert. Da diese Dimensionierung eine obere Grenze für die Größe der Ausleseknotten darstellt, kann aus dem Modell eine Abschätzung des Rekonstruktionsverhaltens für den Fall extrem großer Ausleseknotten gewonnen werden.

Abb. 5.11 zeigt zum einen die sich bei der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' ergebende Belegungsichte $\tilde{B}(u, v)$ und zum anderen die Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) , die nach einer Positionskorrektur, z.B. durch eine nicht lineare Koordinatentransformation, zu erwarten ist. Obwohl die für die Rekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus notwendigen Mischungsmatrizen A und B bereits für die vergrößerte Ausdehnung der Ausleseknotten optimiert wurden, sind aufgrund der nach wie vor vorhandenen Verzerrungen in der Umgebung der Ausleseknotten deutlich überhöhte Belegungsichten zu erkennen. Die Belegungsichte an den Knoten ist im Vergleich zu den kleineren Ausleseknotten ($200 \times 200\ \mu\text{m}^2$) etwa um einen Faktor 4 erhöht (vgl. Abb. 4.18). Daraus folgt, dass in unmittelbarer Umgebung der Ausleseknotten nach Anbringung der nicht linearen Positionskorrekturen mit einer deutlich verschlechterten Ortsauflösung gerechnet werden muss (vgl. rechte Abb. 5.11 und Abb. 4.28). Schon aus diesem Grunde sollte die geometrische Ausdehnung der Ausleseknotten so klein wie technisch möglich gehalten werden.

5.4 Transversale Diffusion der Elektronen im Gas

Sowohl die Reichweite der Photoelektronen als auch die Diffusion der Primärelektronen im Konversionsraum führen auch bei einem punktförmig in den Detektor eindringenden Photonenstrahl zu einer räumlich ausgedehnten Ladungsverteilung. Eine quantitative Abschätzung der Primärladungsausdehnung findet sich in den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.3.

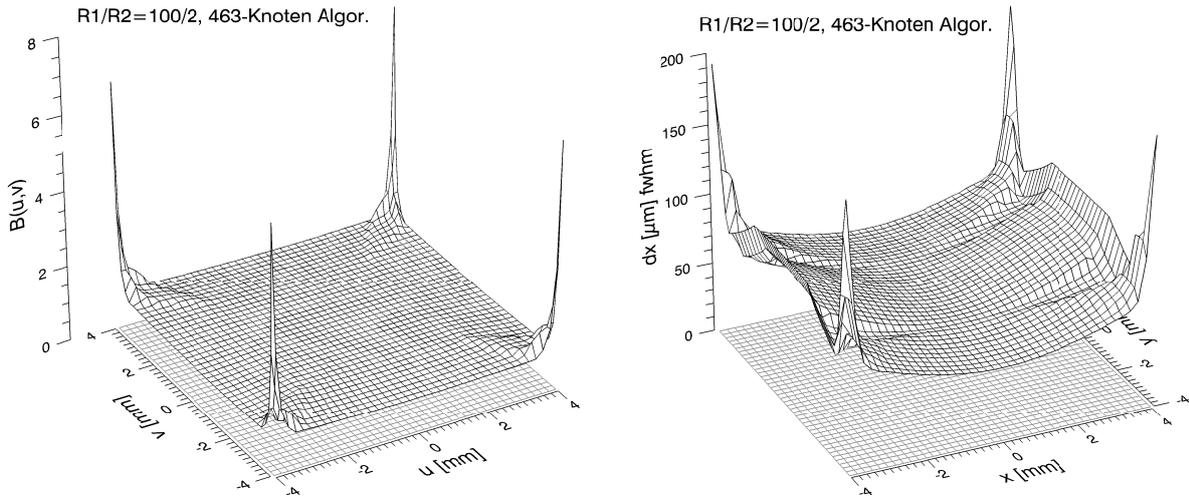


Abb. 5.11: Simulation des Einflusses ausgedehnter geerdeter Ausleseknöten mit einer Größe von $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ auf die Bildrekonstruktion. Links: Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ bei Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' ohne Positionskorrektur. Das Maximum der Belegungsdichte beträgt in der Nähe der Knöten $\tilde{B}_{\text{max}} > 6$. Rechts: Ortsauflösung des 463-Knoten Algorithmus' $dx_{463} = 2.355 \cdot \sigma_{x463}$ (fwhm) in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) . Die verwendeten Parameter für die Bestimmung der Ortsauflösung entsprechen denen aus Abschnitt 4.2.4.1. Die Beziehung (4.17) bestimmt die Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen.

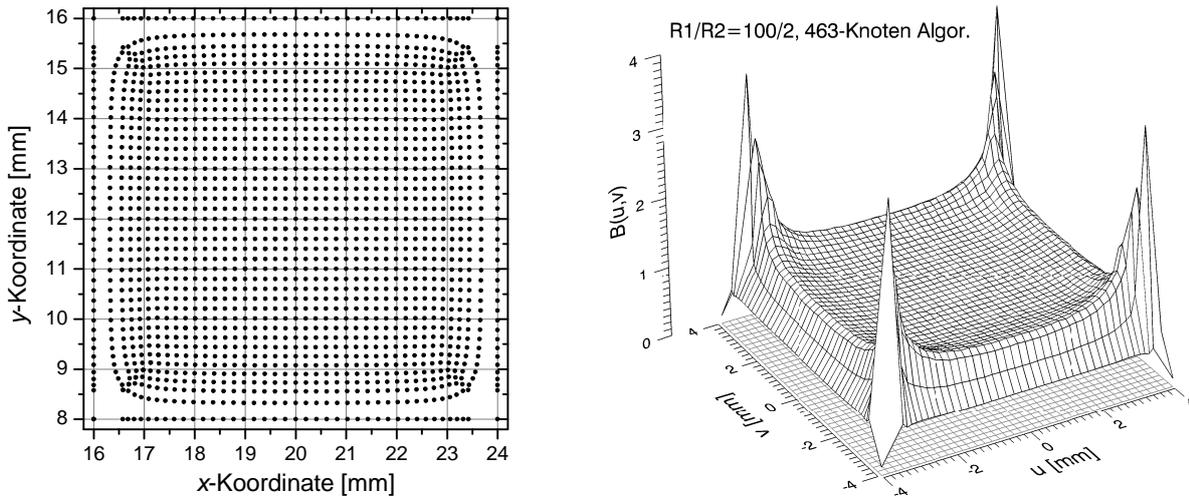


Abb. 5.12: Simulation des Einflusses einer transversalen Elektronendiffusion im Gas mit $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle unter Benutzung von Mischungsmatrizen A und B , welche für eine transversale Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ optimiert wurden. Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

Für die Simulation der Ausdehnung der Primärladungsträger wurde im 4×4 -Zellenmodell eine große transversale Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$ festgelegt. Abb. 5.12 zeigt zum einen die Positionsrekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus unter Benutzung der Mischungsmatrizen A und B , welche für eine transversale Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ optimiert wurden, und zum anderen die sich daraus ergebende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$. Durch die nicht optimale Wahl der Mischungsmatrizen ergibt sich eine insbesondere im Randbereich der Zelle stark verzerrte Bildwiedergabe und somit auch eine deutlich inhomogene Belegungsdichte. Bei einer Unterschätzung des transversalen Ladungsausdehnung werden stark unterbevölkerte Zellränder und deutlich überbetonte Bereiche in der Nähe der Ausleseknöten erwartet. Im Gegensatz zu den linearen Einzelalgorithmen lässt sich beim 463-Knoten Algorithmus der Effekt der endlichen Ladungsträgerausdehnung aber grundsätzlich korrigieren. Werden z.B. die optima-

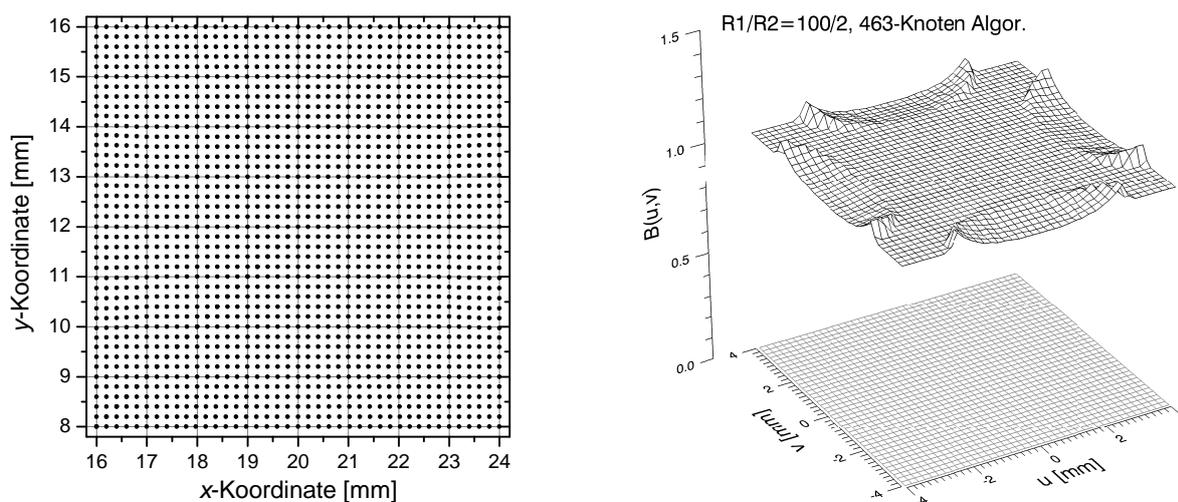


Abb. 5.13: Simulation des Einflusses einer transversalen Elektronendiffusion im Gas mit $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$. Links: Mit dem 463-Knoten Algorithmus rekonstruierte Positionen (u, v) innerhalb einer Zelle unter Benutzung von Mischungsmatrizen A und B , welche für eine transversale Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$ optimiert wurden. Rechts: Entsprechende Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$.

len Mischungsmatrizen A und B für $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$ ermittelt, so ergibt sich, wie in Abb. 5.13 zu erkennen ist, eine wesentlich verbesserte Bildwiedergabe. Die Verzerrungen des 4-Knoten Algorithmus' weisen bei starker Elektronendiffusion im Gas in eine andere Richtung als diejenigen des 6- und 3-Knoten Algorithmus'. Dies führt zu einer prinzipiell guten Korrigierbarkeit dieses systematischen Effektes.

6. Dynamisches Verhalten der Auslesestruktur

Bisher wurden die abbildenden Eigenschaften der interpolierenden Widerstandsauslesestruktur nach hinreichend langen Ladungsintegrationszeiten untersucht (Kap. 4 und 5). Das Problem der Bildrekonstruktion wurde somit auf ein quasistatisches Problem zurückgeführt. In diesem Abschnitt werden die dynamischen Eigenschaften der Auslesestruktur näher untersucht. Weiter wird der Einfluss der Auslesestruktur auf die Zeitauflösung bzw. das Hochratenverhalten abgeschätzt. Als Ergänzung zu diesem Kapitel findet sich in Anhang C.1 eine Bestimmung des optimalen Kathodenabstandes für möglichst kurze Signallängen bei der Verwendung von MicroCAT-Detektoren.

6.1 Einfluss der Ereignisposition auf die Signaldiffusion

Da alle in den nachfolgenden Abschnitten gewonnen Aussagen bezüglich des dynamischen Verhaltens der Auslesestruktur auf dem 4×4 -Zellenmodell basieren, soll zunächst eine Überprüfung der Vorhersagen des Modells mittels einer Signaldiffusionsmessung als Funktion des Einpulsortes erfolgen. Für die Messungen wurde der Detektor mit einer Dreifach-GEM-Kombination und einer PCB-Auslesestruktur ausgestattet und mit 1 bar Ar/CO₂ (70/30) gefüllt. Die aufgedruckten Oberflächenwiderstände der PCB-Struktur wiesen Werte von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ bei einer Stegbreite von etwa $175 \mu\text{m}$ auf. Es wurden folgende Feldparameter gewählt: $E_{\text{Drift}} = 800 \text{ V cm}^{-1}$, $E_{\text{Trans}} = 2.5 \text{ kV cm}^{-1}$ und $E_{\text{Ind}} = 3 \text{ kV cm}^{-1}$. Die Spannungen für den mittleren GEM wurden je nach Beleuchtungsposition im Bereich zwischen 390 und 410 V gewählt. Die Bestrahlung erfolgte mit einer auf ca. 1 mm im Durchmesser kollimierten ⁵⁵Fe-Quelle ($E_\gamma = 5.9 \text{ keV}$), wobei sich die Photonenrate aufgrund der starken Kollimation auf etwa 5 s^{-1} belief.

In Abb. 6.1 ist die mittlere Zelle der Auslesestruktur mit den vier bestrahlten, eingekreisten Positionen und der entsprechenden Knotennummerierung zu sehen. An Knoten 1 werden die Signale über den in Abschnitt 3.5.1 näher beschriebenen, modifizierten Strom-Spannungswandlerkanal ausgelesen. Abb. 6.2 zeigt das gemessene Signal bei direkter Bestrahlung von Knoten 1, welches einer Faltung der δ -Antwort des Vorverstärkers mit dem GEM-Stromsignal entspricht. Um einen direkten Vergleich zwischen den Vorhersagen der Simulation und der gemessenen Diffusion als Funktion des Ortes zu ermöglichen, wird eine an diese Signalform angepasste Funktion (Abb. 6.2) als Einpulsstromsignal für das 4×4 -Zellenmodell verwendet. Die Messungen und die zugehörigen Simulationsergebnisse sind in Abb. 6.3 für die vier verschiedenen Beleuchtungspositionen zusammengefasst. Für die Simulationen wurde anstatt der in Abschnitt 3.3.2 grob abgeschätzten Kapazitätsbelegung von etwa $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$ eine leicht erhöhte Kapazitätsbelegung von $c = 60 \text{ nF m}^{-2}$ angenommen. Die simulierte Widerstandsbelegung wurde zu $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ bzw. $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ gewählt.

Grundsätzlich lässt sich zwischen den gemessenen und den simulierten Stromsignalen eine gute Übereinstimmung feststellen. Das 4×4 -Zellenmodell beschreibt die Diffusionsvorgänge der Auslesestruktur zufriedenstellend, sodass erwartet werden kann, dass dieses Modell für weitere Abschätzungen in den nächsten Abschnitten bezüglich des dynamischen Verhaltens sinnvolle Ergebnisse liefert. Die leicht stärker ausgeprägten Schwänze und die Fluktuationen der gemessenen Signale rühren möglicherweise von Reflexionen in den verwendeten Kabeln her. Weiterhin sollte erwähnt werden, dass insbesondere für die weiter

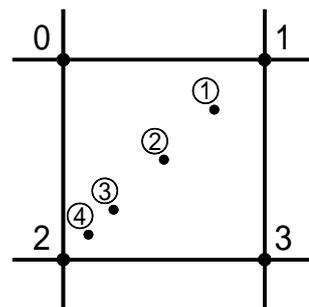


Abb. 6.1: Nummerierung der vier bestrahlten Positionen der mittleren Zelle der Auslesestruktur.

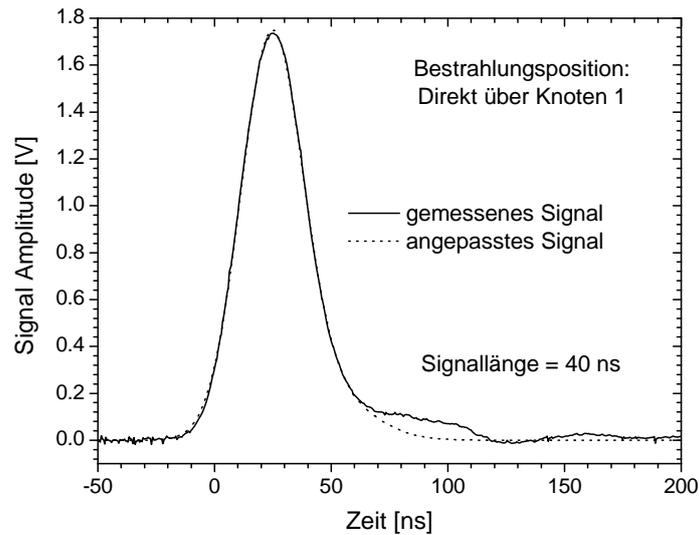


Abb. 6.2: Gemessenes Vorverstärkersignal bei direkter Bestrahlung von Ausleseknuten 1. Die gestrichelte Linie deutet eine mit zwei Gaußfunktionen an das gemessene Signal angepasste Funktion an, welche im 4×4 -Zellenmodell als Einpulsstrom verwendet wird. Als Signallänge wird die Zeit zwischen 10%iger und 90%iger Ladungsintegration des angepassten Signals definiert.

entfernten Einpulspositionen 3 und 4 das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich kleiner ist als für Einpulspositionen, welche näher am ausgelesenen Knoten 1 liegen. So weist das Signal von Einpulsposition 1 eine etwa dreißigfach größere Amplitude auf als von Position 4. Aus diesem Grund haben störende systematische Effekte bei diesen weit entfernt ausgelesenen Signalen einen tendentiell größeren Einfluss.

Um die unterschiedlichen dissipativen Eigenschaften der Keramik- und der PCB-Auslesestruktur miteinander quantitativ vergleichen zu können, wurden zwei Simulationsreihen mit den entsprechenden Kapazitätsbelegungen der jeweiligen Auslesestrukturen gestartet (Abb. 6.4). Für die Keramik- bzw. für die PCB-Auslesestruktur wurden die Kapazitätsbelegungen zu $c = 97 \text{ nF m}^{-2}$ bzw. zu $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$ gesetzt (s. Abschnitte 3.3.1 und 3.3.2). Für beide Strukturen wird demnach eine Kombination mit einer GEM-Gasverstärkungsstruktur im Abstand von 1 mm zur Auslesestruktur angenommen. Neben der Entfernung zum Ausleseknuten spielt die Kapazitätsbelegung eine wesentliche Rolle bei der Hochratenverträglichkeit der Auslesestruktur. So sind die dispergierten Signale auf Keramik-Substraten deutlich länger als bei PCB-Auslesestrukturen. Ist bei bestimmten Anwendungen ein ausgeprägt gutes Hochratenverhalten erwünscht, so ist den PCB-Strukturen der Vorzug zu geben.

6.2 Einfluss der Zellgröße auf die Signaldiffusion

Das interpolative Konzept der Auslesestruktur legt die Wahl der Zellgröße zunächst nicht *ab initio* fest. Eine kleine Zellgröße hebt den Pixelcharakter der Auslesestruktur stärker hervor, während eine vergrößerte Zellfläche den interpolativen Zusammenhang mehr betont. Vor dem Hintergrund der Ratenverträglichkeit stellt sich die Frage, welchen Einfluss die Zellgröße auf die Signalentwicklung hat. Da die dynamischen Vorhersagen des 4×4 -Zellenmodells durch Messungen bestätigt werden konnten (Abschnitt 6.1), soll auch an dieser Stelle auf die Diffusionssimulation zurückgegriffen werden.

Für die Simulation wurden $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ als Oberflächenwiderstände gewählt. Die Kapazitätsbelegung wird entsprechend für eine PCB-Auslesestruktur zu $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$ festgelegt. Das Verhalten der Auslesestrukturen auf kurze δ -förmige Stromsignale wird bei vier verschiedenen Zellgrößen zwischen $2 \times 2 \text{ mm}^2$ und $16 \times 16 \text{ mm}^2$ untersucht. Dabei wurden insgesamt immer 161×161 Gitterpunkte verwendet. Dies führt zu Knotenflächen zwischen $50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$ und $400 \times 400 \text{ }\mu\text{m}^2$. Entsprechend verändern sich auch die Stegbreiten in Abhängigkeit der untersuchten Zellgröße.

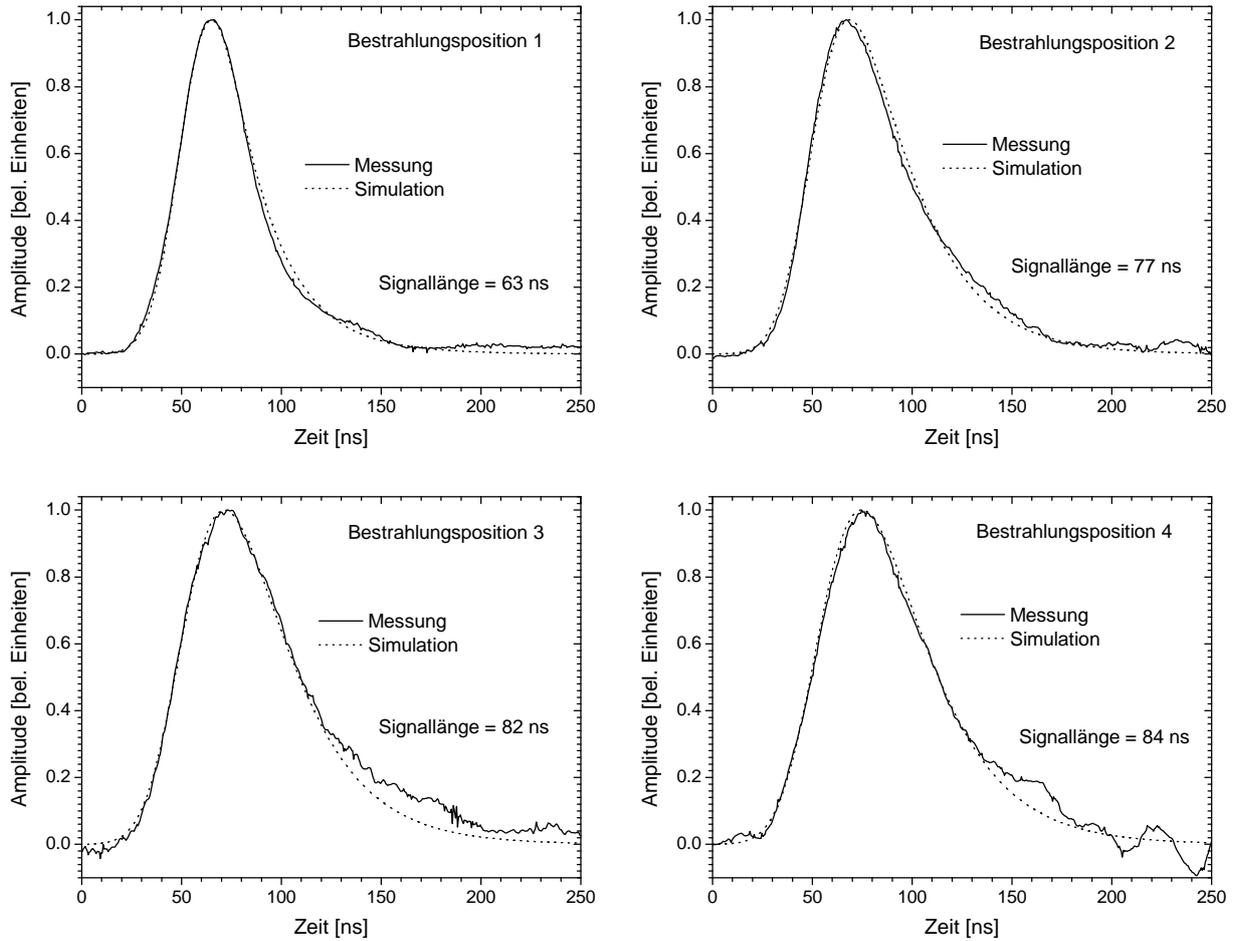


Abb. 6.3: Vergleich zwischen dem gemessenen und dem simulierten Stromsignal für die Einpulspositionen 1 (links oben), 2 (rechts oben), 3 (links unten) und 4 (rechts unten) (vgl. Abb. 6.1). Für eine bessere Übersichtlichkeit sind die Signalamplituden beliebig auf eins normiert worden. Auch an dieser Stelle wird die Signallänge als die Zeit zwischen 10%iger und 90%iger Ladungsintegration des simulierten Signals definiert.

Abb. 6.5 zeigt die Antworten der Strukturen auf den δ -förmigen Strompuls bei den verschiedenen Zellgrößen g . Dabei wird jeweils die Zellmitte als Einpulsposition gewählt. Die Abhängigkeit der Signaldiffusion von der Zellgröße wurde über drei verschiedene Maße bestimmt. Zum einen wurde eine Exponentialfunktion an den abfallenden Teil der Stromsignale angepasst. Dabei zeigt sich, dass die Zeitkonstante τ proportional zu g^2 skaliert. Integriert man die Stromsignale aus Abb. 6.5 auf, so ergibt sich die von einem der vier Ausleseknotten aufgenommene Ladung als Funktion der Zeit. Setzt man (beliebig) die Zeit zwischen einer 5%igen und 95%igen Ladungsintegration als Maßstab für die Signallängen, so verhalten sich diese Signallängen ebenfalls proportional zu g^2 . Tab. 6.1 fasst diese Ladungsintegrationszeiten zusammen. Auch eine einfache Bestimmung der Signallänge über die Halbwertsbreite führt zu einer Proportionalität mit g^2 . Als Anmerkung sei erwähnt, dass sich neben der Signallänge auch die Amplitude des Stromsignals aus Gründen der Ladungserhaltung $\propto g^2$ verhält.

Grundsätzlich lässt sich das an den Ausleseknotten detektierte Stromsignal als eine Faltung zwischen der δ -Antwort der Auslesestruktur und den von den Gasverstärkungsstrukturen induzierten Signalen auffassen. Um ein günstiges Hochratenverhalten zu erzielen, ist es sinnvoll, die durch die Gasverstärkungsstrukturen induzierten Signale möglichst kurz zu halten. Eine detaillierte Beschreibung der Signalent-

Zellgröße	Δt [ns]
$16 \times 16 \text{ mm}^2$	230
$8 \times 8 \text{ mm}^2$	58
$4 \times 4 \text{ mm}^2$	15
$2 \times 2 \text{ mm}^2$	3.5

Tab. 6.1: Zeit Δt zwischen einer 5%igen und 95%igen Ladungsintegration als Funktion der Zellgröße.

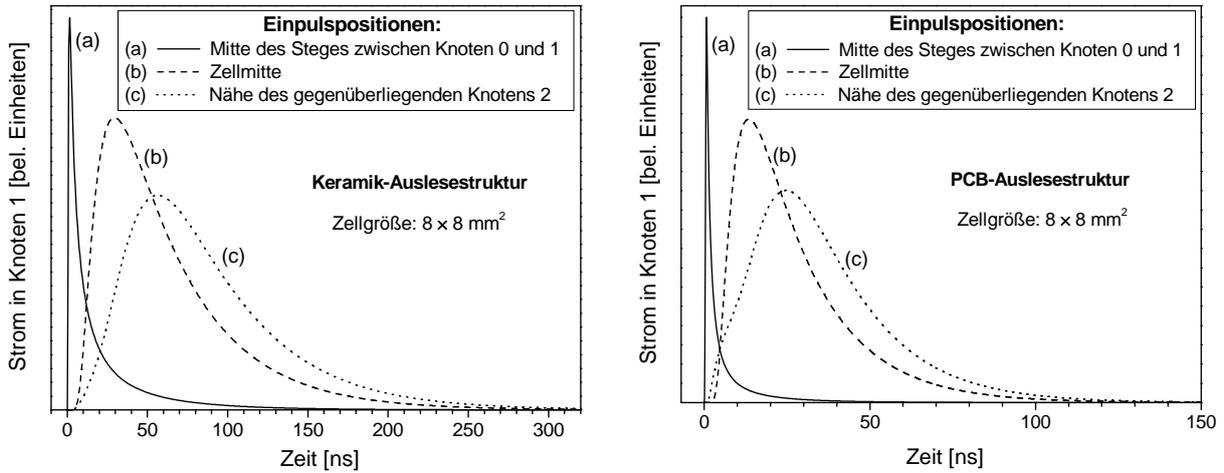


Abb. 6.4: Simulation der Signalform eines δ -förmigen Eingangsimpulses mit $I(t) \propto \delta(t)$ für eine Keramik- (links) und eine PCB-Auslesestruktur (rechts) an drei verschiedenen Einpulspositionen. Das Schema für die Knotennummerierung findet sich in Abb. 6.1. Wiederum wird die Ladung an Knoten 1 ausgelesen. Da die Amplituden der Ströme, wie bereits erwähnt, sehr stark mit der Position variieren, wurden die Graphen beliebig skaliert, um die Übersichtlichkeit zu verbessern.

wicklung der GEM- und MicroCAT-Gasverstärkungsstrukturen findet sich in Ref. [63]. Dort wird für GEM-Strukturen eine Diskussion der Signallänge mit Bezug auf die Einflüsse der Konversionsraumtiefe, des Driftfeldes E_{Drift} , des Abstandes des untersten GEMs zur Anode und des Induktionsfeldes E_{Ind} durchgeführt. Damit kann je nach vorliegender Detektorgeometrie durch die Optimierung der elektrischen Felder eine Verkürzung der intrinsischen Signale erreicht werden. An diese optimierten Signallängen sollte dann eine Anpassung der Zellgrößen, wie weiter unten beschrieben wird, erfolgen.

Im Gegensatz zu GEM-Strukturen kann bei der Verwendung von MicroCAT-Strukturen aufgrund ihres kleinen Kathodenabstandes eine Optimierung der Signallänge nicht mehr unabhängig von der Kapazitätsbelegung und der damit verbundenen Diffusion auf der Auslesestruktur erfolgen. In Anhang C.1 findet sich eine Betrachtung zur Optimierung der an den Ausleseknöten detektierten Signale bei der Verwendung von MicroCAT-Strukturen unter der Beachtung der Kapazitätsbelegung c .

Für einen akzeptablen Kompromiss zwischen einer guten Hochratenverträglichkeit und einer möglichst großen sensitiven Fläche, ist es sinnvoll die Zellgröße so zu wählen, dass der dissipative Beitrag der Auslesestruktur auf einen δ -förmigen Strompuls in derselben zeitlichen Größenordnung liegt, wie die intrinsischen Signallängen der verwendeten Mikrostrukturen. So würde für einen MicroCAT-Detektor, dessen Mikrostruktur Signallängen im Bereich von einigen 100 ns liefert [63], eine Zellgröße zwischen $8 \times 8 \text{ mm}^2$ und $16 \times 16 \text{ mm}^2$ gewählt werden (Abb. 6.5). Bei GEM-Strukturen, deren Signallängen bei einigen 10 ns liegen, wäre dagegen eine Zellgröße zwischen $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und $8 \times 8 \text{ mm}^2$ geeignet.

Spielt das Hochratenverhalten bei einer geplanten Anwendung keine wesentliche Rolle, so kann die Kantenlänge der Zellen und damit die sensitive Fläche bei gleichen Kosten entsprechend vergrößert werden. Zu beachten bleibt allerdings, dass sich die Ortsauflösung bei der Anwendung der linearen Einzelalgorithmen bzw. des 463-Knoten Algorithmus' mit zunehmender Zellgröße g verschlechtert [Gl. (4.11)–(4.13) bzw. Gl. (4.26) und (4.27)].

6.3 Einfluss der Signalanstiegszeiten auf die Zeitauflösung

In diesem Abschnitt wird mit dem 4×4 -Zellenmodell der Einfluss der dissipativen Effekte der Widerstandsstruktur auf die Signalanstiegszeiten als Funktion des Einpulsortes abgeschätzt. Da die detektierten Signale immer durch das Überschreiten einer oberhalb des Rauschens liegenden Schwelle diskriminiert werden, wird nicht der Zeitnullpunkt des Signals, sondern eine dazu systematisch aufgrund der Diffusion versetzte Zeit registriert. Durch einen stark positionsabhängigen Anstieg der Signale könnten die Triggerzeitpunkte und damit die Zeitauflösung negativ beeinflusst werden.

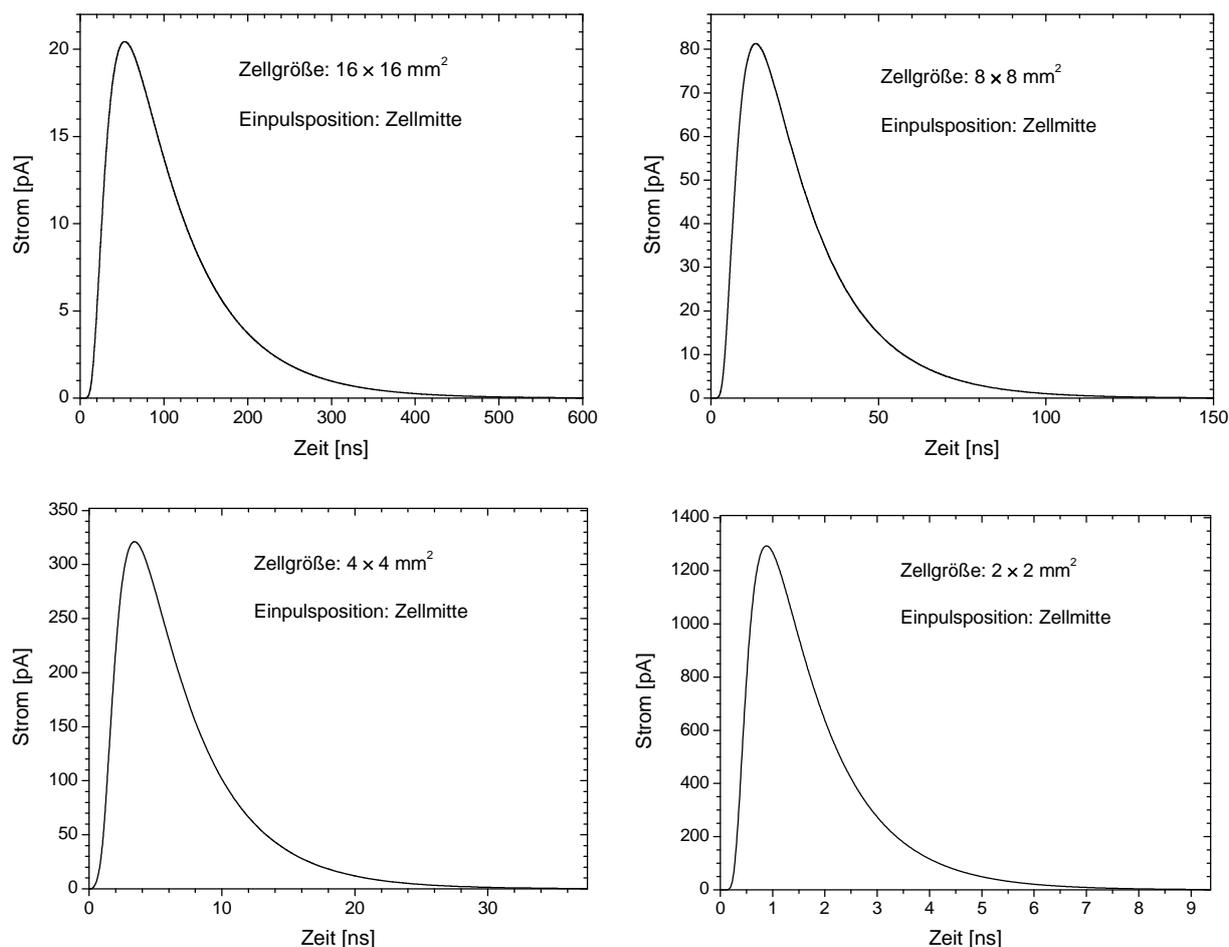


Abb. 6.5: Antwortfunktionen ausgelesen in den jeweiligen vier Knoten von Auslesestrukturen mit einer Zellgröße von $16 \times 16 \text{ mm}^2$ (links oben), $8 \times 8 \text{ mm}^2$ (rechts oben), $4 \times 4 \text{ mm}^2$ (links unten) und $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (rechts unten) bei einer Einpulsung mit sehr kurzen Stromsignalen in der Zellmitte.

In der Simulation wurde an jedem der 41×41 Gitterpunkte einer Zelle ein δ -förmiges Stromsignal, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, eingepulst. Zu jeder Position wird dann die Signalanstiegszeit, welche in diesem Falle als die Zeit zwischen einer 10%igen und 90%igen Ladungsintegration definiert wird, bestimmt und histogrammiert. Als ein weiteres Kriterium kann der Zeitpunkt bis zum Erreichen einer festgelegten Schwelle herangezogen werden. Dabei wird als Triggerschwelle der halbe Strommaximalwert für ein Ereignis in der Zellmitte (beliebig) festgesetzt. Sowohl für die Signalanstiegszeiten als auch für die Schwellwertbetrachtungen wird immer der Knoten, der dem Signal am nächsten ist, herangezogen. Da dessen Signal am schnellsten ist und die größte Amplitude aufweist, würde dieses auch in einer realen Messung als Triggersignal verwendet werden. Abb. 6.6 fasst die Ergebnisse der oben beschriebenen Betrachtungen für eine Keramik- bzw. PCB-Auslesestruktur zusammen. Die Kapazitätsbelegungen wurden wiederum zu $c = 97 \text{ nF m}^{-2}$ (Keramik-Auslesestruktur) bzw. zu $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$ (PCB-Auslesestruktur) festgelegt. Um ein Maß für die Beschränkung der Zeitauflösung durch diffusionsbedingte Effekte zu erhalten, werden die Verteilungsbreiten der histogrammierten Signalanstiegszeiten und Triggerzeitpunkte berechnet. Tab. 6.2 zeigt gegenüberstellend die Standardabweichung der Signalanstiegszeit- und Triggerzeitpunktverteilung aus Abb. 6.6 für die Keramik- und die PCB-Auslesestruktur. Da der Zeitpunkt eines Photonereignisses durch die Auslesestruktur im Bereich $< 5 \text{ ns}$ bestimmt werden kann, stellt diese keinen maßgeblichen, limitierenden Faktor für die Zeitauflösung des Detektors dar. Eine Korrektur dieses Effektes ist für die Verbesserung der Zeitauflösung nicht sinnvoll und notwendig.

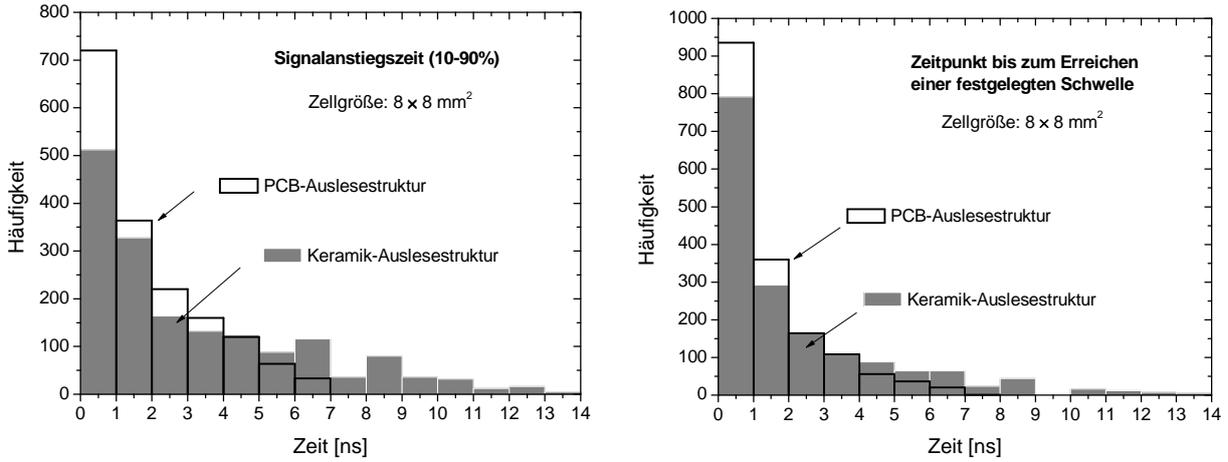


Abb. 6.6: Häufigkeitsverteilung der simulierten Signalanstiegszeiten (links) und der Zeitpunkte bis zum Erreichen der im Text näher definierten Triggerschwelle (rechts). An den 1681 Gitterpositionen einer Zelle wurde ein δ -förmiges Eingangssignal eingepulst. Das jeweils größte der vier Knotensignale wurde zur Auswertung herangezogen.

Auslesestruktur	Standardabweichung der Anstiegszeiten	Standardabweichung der Triggerzeitpunkte
Keramik	3.0 ns	2.5 ns
PCB	1.6 ns	1.3 ns

Tab. 6.2: Standardabweichung der Signalanstiegszeit- und der Triggerzeitpunktverteilung für δ -förmige Eingangspulse innerhalb einer Zelle einer Keramik- und PCB-Auslesestruktur.

6.4 Bestimmung der optimalen Integrationszeit

Da die einfließende Ladung in Abhängigkeit der Einpulsposition eine endliche Zeit t benötigt, um an den Ausleseknotten anzukommen, und auf der anderen Seite das Nyquist-Johnson-Rauschen [Gl. (4.7)] proportional zu $t^{1/2}$ ansteigt, wird eine Integrationszeit existieren, bei welcher eine optimale Ortsauflösung erzielt wird. Diese optimale Integrationszeit zeichnet sich dadurch aus, dass gerade noch mehr Ortsinformation als Rauschen aufgesammelt wird. Dabei spielt neben den üblichen Parametern wie der Oberflächenwiderstandsbelegung, der Kapazitätsbelegung und der Zellgröße insbesondere die Signallänge und die Signalform eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grunde lässt sich keine allgemeine Vorhersage bezüglich einer optimalen Integrationszeit treffen. Für die Abschätzung der optimalen Integrationszeit sollen an dieser Stelle die kurzen GEM-Signale in Verbindung mit einer PCB-Auslesestruktur betrachtet werden. In Ref. [62, 77] werden ähnliche Betrachtungen für die längeren MicroCAT-Signale durchgeführt.

Abb. 6.7 zeigt die Ortsauflösung des 4-Knoten Algorithmus' $du_4 = 2.355 \cdot \sigma_{u_4}$ (fwhm) [Gl. (4.11)] als Funktion der Integrationszeit für drei verschieden lange Einpulsströme in der Zellmitte. Da die Ladungen bei der Einpulsung in die Zellmitte im Vergleich zu allen anderen Konfigurationen die längste Zeit brauchen, um von den umliegenden Knoten absorbiert zu werden, stellt diese Abschätzung der optimalen Integrationszeit eine obere Schranke dar. Der Zeitnullpunkt der Integrationszeit t beginnt bei den gaußförmigen Stromsignalen, wenn 1% der Gesamtladung von den 25 Ausleseknotten des Modells absorbiert sind.

Da bei zu kurzen Integrationszeiträumen noch fast keine Ladung in die Ausleseknotten geflossen ist, wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufgrund fehlender Ladungsinformationen sehr klein. Die Folge ist eine schlechte Ortsauflösung. Wird im anderen Extrem zu lange gewartet, so ist alle Ladung in die Knoten abgefließen und man bekommt keine neue Ortsinformation. Für große Zeiten verschlechtert sich die Ortsauflösung wegen des Anstiegs des Rauschbeitrages der Vorverstärker proportional zu $t^{1/2}$. Die kleinst mögliche optimale Integrationszeit ergibt sich bei sehr kurzen Signalen zu etwa 40 ns. Für

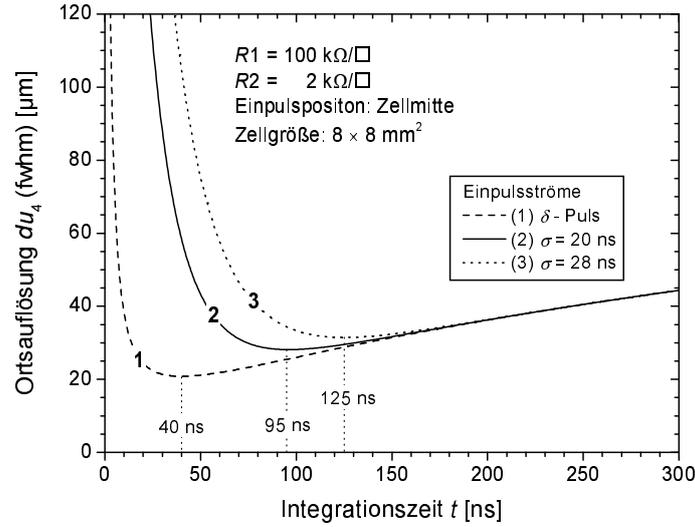


Abb. 6.7: Ortsauflösung $du_4 = 2.355 \cdot \sigma_{u4}$ (fwhm) als Funktion der Integrationszeit t für eine Auslesestruktur mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$ bei einer Kapazitätsbelegung von $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$. Als Einpulsposition wird die Zellmitte gewählt. Der Rauschwiderstand wird, wie in Abschnitt B.4 beschrieben, zu $R = 13.6 \text{ k}\Omega$ abgeschätzt. Alle Signale umfassen die gleiche Gesamtladung, die einer Photonenenergie von $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ bei einer Gasverstärkung von 5000 in Xenon entspricht.

typische GEM-Signale ($\sigma = 20 \text{ ns}$) liegen die optimalen Integrationszeiten im Bereich von 100 ns. Längere intrinsische Stromsignale erfordern auch eine entsprechend längere Integrationszeit. Ebenso sollte bei der Verwendung von Keramik-Auslesestrukturen, aufgrund der erhöhten Kapazitätsbelegung, eine längere Integrationszeit von etwa 150–200 ns angesetzt werden. Bis zum Erreichen der optimalen Integrationszeit sind etwa 80–90% der Ladung in den vier umliegenden Knoten aufgesammelt worden.

Grundsätzlich sollte das Zeitfenster der Integration nicht nur aufgrund des zunehmenden Rauschbeitrages so kurz wie möglich gewählt werden sondern auch um den Einfluss durch Signalüberlagerungen mit nachfolgenden Ereignissen bei hohen Photonenraten zu minimieren. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

6.5 Einfluss von Doppel-Ereignissen auf die Positionsrekonstruktion

Sehr hohe Photonenraten, welche zu Überlagerungen von Signalen auf der Auslesestruktur und damit zu einer Verfälschung der in der Ladungsverteilung enthaltenen Ortsinformation führen, resultieren bei der Ereignisrekonstruktion in fehlerbehafteten Positionsbestimmungen, die abgewiesen werden müssen. Diese Signalüberlagerungen führen abhängig vom angewendeten Algorithmus zu toten Flächen, auf welchen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters kein weiteres Photonereignis unter der Voraussetzung einer korrekten Positionsrekonstruktion auftreten darf. Im Folgenden soll eine Abschätzung dieses Einflusses mit dem linearen 4-Knoten Algorithmus, welcher für den Bereich der Zellmitten durchaus sinnvoll eingesetzt werden kann, und dem 463-Knoten Algorithmus erfolgen. Da sich der Einfluss von Doppel-Ereignissen mit einer Messung nur schwer untersuchen lässt, basieren die Ergebnisse wiederum auf den Diffusionsvorhersagen des 4×4 -Zellenmodells. Die Simulation basiert auf einer PCB-Auslesestruktur mit einer Kapazitätsbelegung von $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$ und einer Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$. Um realistische Abschätzungen zu erhalten, wurden gaußförmige GEM-Stromsignale eingepulst ($\sigma = 20 \text{ ns}$), wie sie sich typischerweise bei Xenon-Gasmischungen ergeben.

In Abb. 6.8 sind die Verzerrungen, welche im Folgenden noch genauer definiert werden, aufgrund sich überlagernder Doppelereignisse unter Vernachlässigung von signalverlängernden Elektronikbeiträgen für den 4-Knoten Algorithmus dargestellt. Dabei wird das erste Ereignis an drei verschiedenen Positionen,

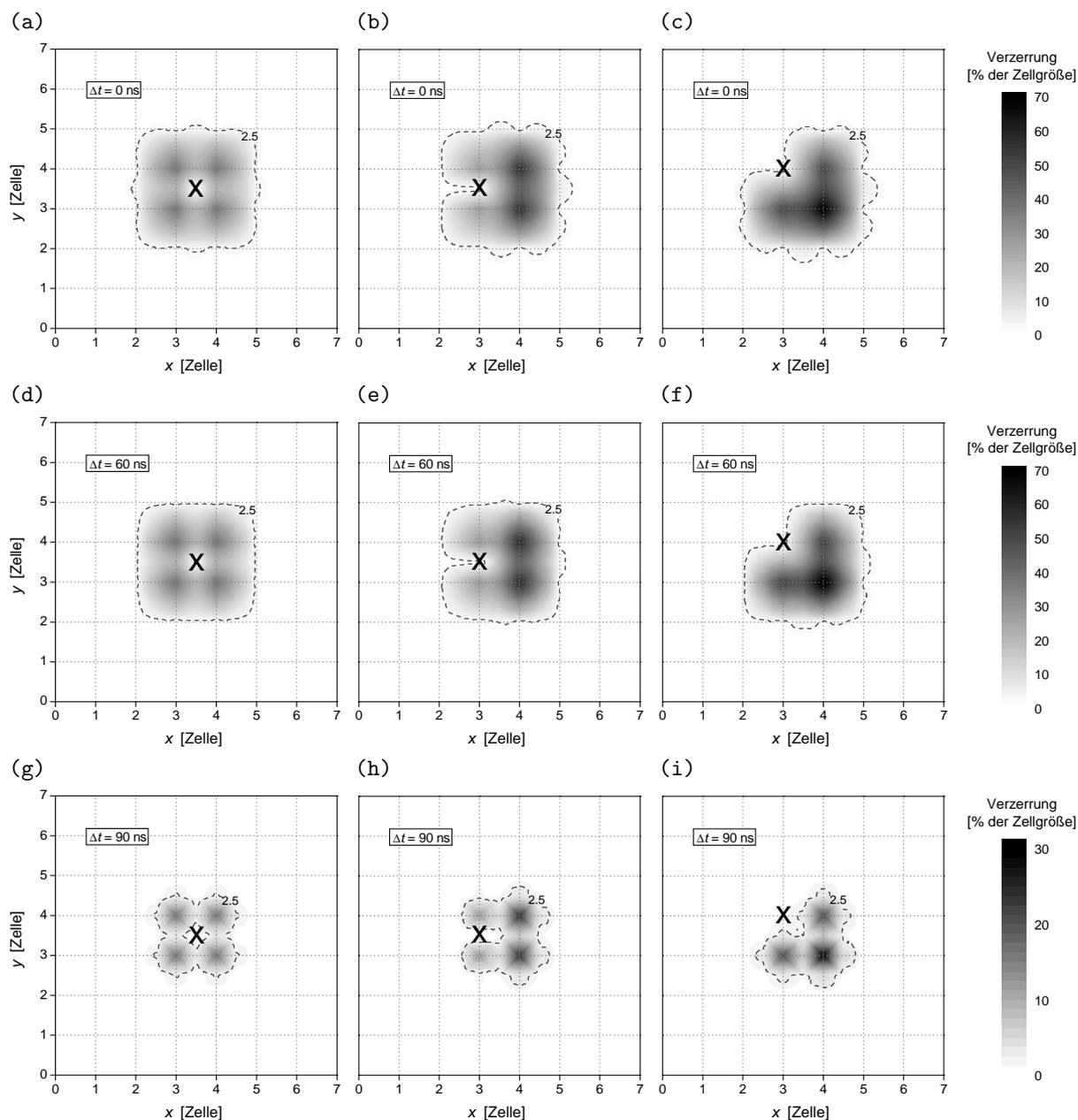


Abb. 6.8: Schematische Darstellung der auftretenden Verzerrungen des ersten Ereignisses an drei verschiedenen Positionen (Kreuz) bei Überlagerung eines zweiten Ereignisses mit einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 0$ ns [(a)–(c)], $\Delta t = 60$ ns [(d)–(f)] und $\Delta t = 90$ ns [(g)–(i)] unter Verwendung des 4-Knoten-Algorithmus'. Die Ladungsintegrationszeit beträgt 100 ns. Die eingezeichnete Grenze von 2.5% entspricht bei einer Zellgröße von 8×8 mm² einer Verzerrung von 200 μ m. Die Verzerrungen werden in Prozent der Zellgröße angegeben, um ein von der konkret verwendeten Zellgröße unabhängiges Maß zu erhalten.

welche sich in der Zellmitte, in der Stegmitte und am Knoten befinden, eingepulst. In den Abbildungen sind die Positionen dieses Referenzsignals durch ein Kreuz angedeutet. Die mittlere Zelle wird dabei immer als Rekonstruktionsbereich verwendet. Das erste Ereignis führt in den einzelnen Knoten zu einem hier vereinfacht angedeuteten Ladungseintrag Q_1 , welcher über den 4-Knoten Algorithmus zur Position (u, v) transformiert wird. Ein zweites, identisches Signal (monochromatische Röntgenstrahlung) führt innerhalb eines bestimmten Zeitfensters zu einem Ladungseintrag an den Knoten $Q_{\text{Summe}} = Q_1 + Q_2$,

welcher zu einer anderen rekonstruierten Position (u', v') führt. Die auftretenden Ortsverzerrungen

$$\Delta = \left\{ (u - u')^2 + (v - v')^2 \right\}^{1/2}, \quad (6.1)$$

welche das erste Ereignis aufgrund des zusätzlichen Ladungseintrages Q_2 des zweiten Ereignisses erfährt, sind als Funktion der Position des zweiten Ereignisses dargestellt. Die beiden auftreffenden Ereignisse haben dabei zueinander einen zeitlichen Abstand von $\Delta t = 0$ ns, 60 ns und 90 ns. Die Ladung wird, beginnend mit dem Signal des ersten Ereignisses, 100 ns lang aufintegriert. Anschließend wird die sich ergebende Position und die Ortsverzerrung berechnet. Mit Hilfe von Abb. 6.8 ist es nun möglich, die auftretenden Positionsverzerrungen bei hohen Photonenraten in Abhängigkeit der Position des zweiten Ereignisses abzuschätzen.

Bei allen drei Ereignispositionen nehmen die Verzerrungen bei größer werdender Zeitdifferenz zwischen beiden Ereignissen ab, da der Einfluss des zweiten Signals auf die Position des ersten Ereignisses aufgrund der endlichen Integrationszeit kleiner wird. Wird bei zeitnahen Mehrfachereignissen eine maximale Verzerrung in der Größenordnung der Ortsauflösung von etwa 200 μm akzeptiert, so ergeben sich beim 4-Knoten Algorithmus tote Bereiche, die der Fläche von etwa 3×3 -Zellen entsprechen.

Die entsprechenden Graphen sind für den 463-Knoten Algorithmus in Abb. 6.9 ohne ein Abweiskriterium c [vgl. Abschnitt 4.2.1.2 und Gl. (4.25)] dargestellt. Ähnlich wie beim 4-Knoten Algorithmus ergeben sich die größten Verzerrungen, wenn sich das zweite Ereignis in der Nähe eines Ausleseknottes befindet, da dieser schnell einen maßgeblichen Teil der Ladungsinformation absorbiert. Da der 463-Knoten Algorithmus in der Zellmitte dem 4-Knoten Algorithmus entspricht, sind die entsprechenden Abbildungen zu denen aus Abb. 6.8 identisch. Liegt das erste Ereignis in der eingezeichneten Stegmitte, so verwendet der 463-Knoten Algorithmus in x -Richtung den 6-Knoten Algorithmus und in y -Richtung den 4-Knoten Algorithmus (vgl. Abschnitt 4.2.1.1). Da diese beiden Algorithmen immer die mittlere Zelle als Referenzzelle verwenden, ergeben sich in diesem Fall leichte Asymmetrien in den Verzerrungen. Wird das erste Ereignis auf einem Knoten lokalisiert, so wird ausschließlich der 3-Knoten Algorithmus zur Positionsrekonstruktion verwendet. Bei der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' müssen in realen Messungen je nach Stärke des Abweiskriteriums c diejenigen Ereignisse zurückgewiesen werden, dessen Einzelpositionen zu stark voneinander abweichen. So ergeben sich durch die Kombination des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' beim 463-Knoten Algorithmus je nach Ereignisposition bei zeitnahen Mehrfachereignissen tote Bereiche, welche der Fläche von etwa 12 Auslesezellen entsprechen.

Abb. 6.10 zeigt beispielhaft die Verzerrungen bei einer asymmetrischen Einpulsung des ersten Ereignisses. In diesem Falle ergeben sich tote Bereiche, welche einer Fläche von etwas weniger als 12 Auslesezellen entsprechen.

6.6 Abschätzung der Hochratenverträglichkeit der Auslesestruktur

Wie gezeigt wurde, erzwingt jedes eintreffende Ereignis für eine Zeit von $\tau = 100$ ns in einer ersten groben Näherung eine tote Fläche von etwa 3×3 -Detektorzellen, um die Ereignisposition korrekt rekonstruieren zu können. Dabei ist die wesentliche Ladungsinformation bei typischen Xenon-Signalen nach dieser Zeit von den Knoten absorbiert. Unter der Vernachlässigung von signalverlängernden Beiträgen der Vorverstärker, lässt sich eine Abschätzung der zu erwartenden Hochratenverträglichkeit des Detektors ohne Elektronik vornehmen. Da sich die Signale nicht überlagern dürfen, kann die Totzeit τ , welche durch die Auslesestruktur resultiert, dem paralyisierbaren Totzeittyp 3 zugeordnet werden [vgl. Gl. (2.32)]. Die Totzeitverluste q , d.h. der relative Anteil sich überlagernder Signale, lassen sich durch

$$q = 1 - \frac{m}{n} = 1 - e^{-2n\tau} \quad (6.2)$$

beschreiben. Für eine eintreffende Photonenrate von $n = 10^6 \text{ s}^{-1}$ und einer Totzeit von $\tau = 100$ ns ergeben sich Totzeitverluste von $q \approx 18\%$. Die lokale Ratenverträglichkeit kann bei diesen Totzeitverlusten und bei einer Zellgröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ in erster Näherung zu 1 MHz pro 3×3 -Zellen abgeschätzt werden. Die räumliche Verteilung der Photonen innerhalb von 3×3 -Zellen, entsprechend einer Fläche von $24 \times 24 \text{ mm}^2$,

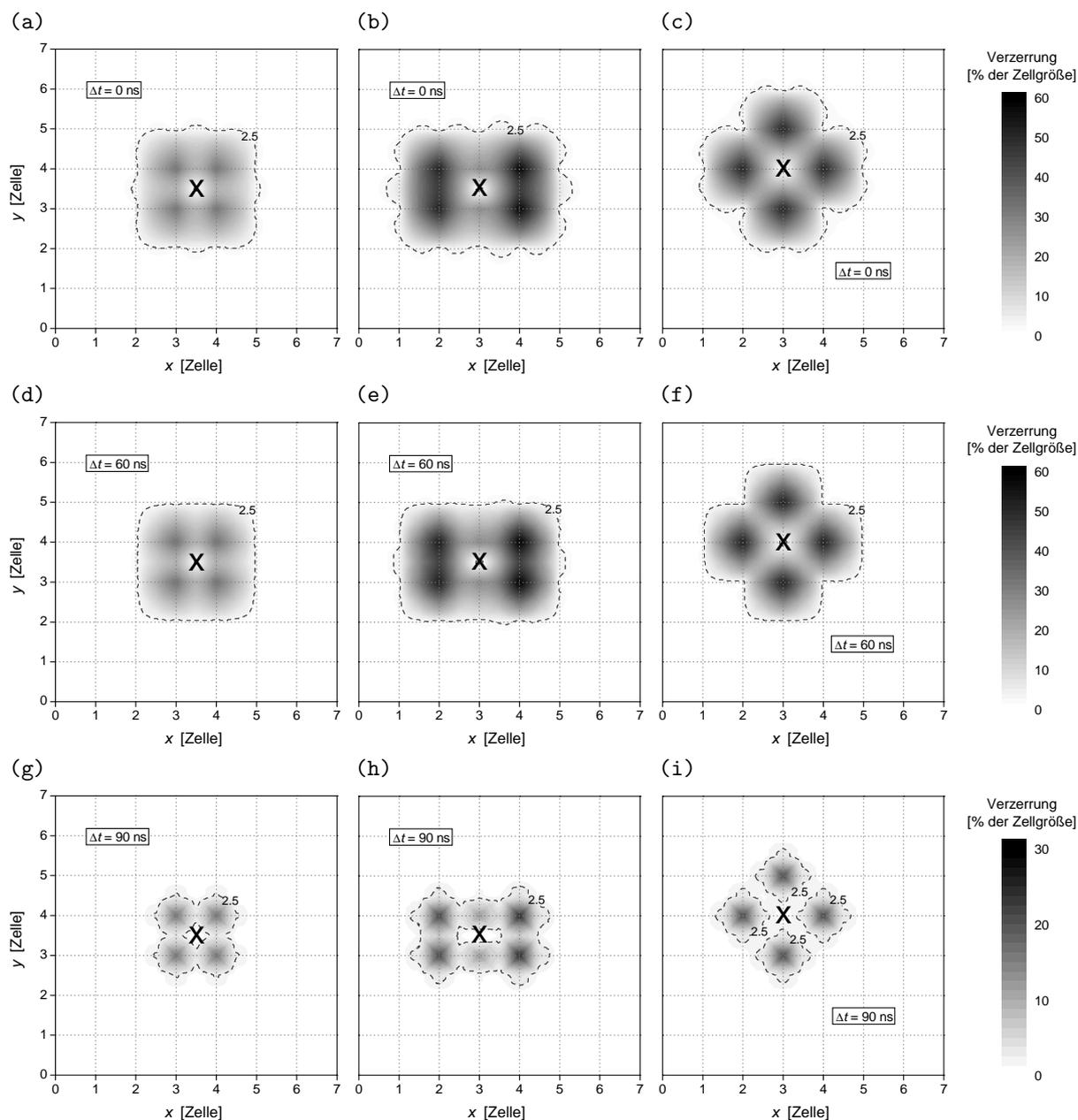


Abb. 6.9: Schematische Darstellung der auftretenden Verzerrungen des ersten Ereignisses an drei verschiedenen Positionen (Kreuz) bei Überlagerung eines zweiten Ereignisses mit einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 0$ ns [(a)–(c)], $\Delta t = 60$ ns [(d)–(f)] und $\Delta t = 90$ ns [(g)–(i)] unter Verwendung des 463-Knoten-Algorithmus⁷. Die Ladungsintegrationszeit beträgt 100 ns. Die eingezeichnete Grenze von 2.5% entspricht bei einer Zellgröße von 8×8 mm² einer Verzerrung von 200 μ m. Die Verzerrungen werden in Prozent der Zellgröße angegeben, um ein von der konkret verwendeten Zellgröße unabhängiges Maß zu erhalten.

spielt dabei keine Rolle. Bei einer homogenen Bestrahlung ergibt sich ein mittlerer detektierbarer Fluss, welcher der lokalen Ratenverträglichkeit entspricht, von umgerechnet etwa $2 \cdot 10^5$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Dabei skaliert die globale Ratenlimitierung der Auslesestruktur mit der sensitiven Fläche, sodass die Ratenverträglichkeit über die gesamte Fläche des Detektors aus dem Produkt des mittleren detektierbaren Flusses und der sensitiven Fläche berechnet werden kann. Bei einer Größe von 56×56 mm² führt dies auf eine theoretische, globale Ratenverträglichkeit von etwa $6 \cdot 10^6$ Photonen s^{-1} .

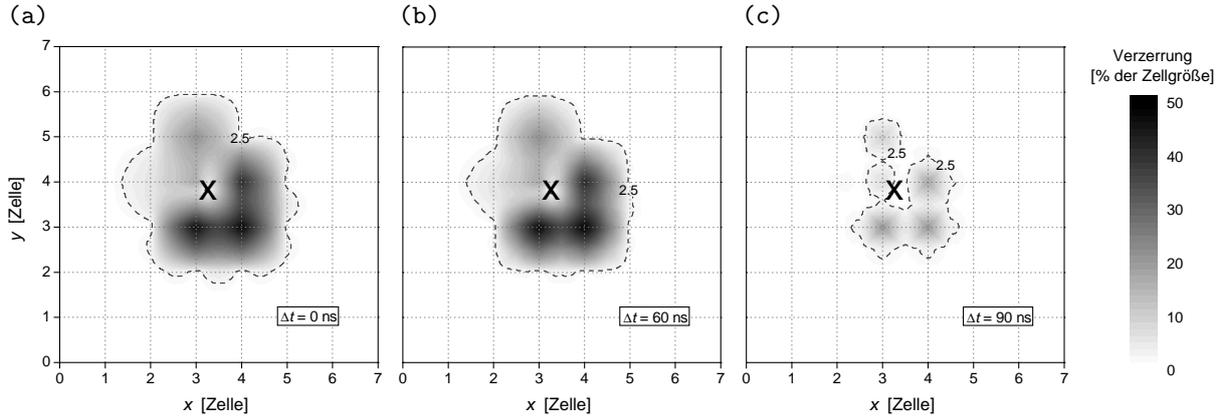


Abb. 6.10: Schematische Darstellung der auftretenden Verzerrungen für eine asymmetrische Einpulsung des ersten Ereignisses (Kreuz) bei Überlagerung eines zweiten Ereignisses mit einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 0$ ns (a), $\Delta t = 60$ ns (b) und $\Delta t = 90$ ns (c) unter Verwendung des 463-Knoten-Algorithmus'. Die Ladungsintegrationszeit beträgt 100 ns. Die eingezeichnete Grenze von 2.5% entspricht bei einer Zellgröße von 8×8 mm² einer Verzerrung von 200 μ m. Die Verzerrungen werden in Prozent der Zellgröße angegeben, um ein von der konkret verwendeten Zellgröße unabhängiges Maß zu erhalten.

Wird in erster grober Näherung davon ausgegangen, dass in gewissen Grenzen unabhängig von der verwendeten Zellgröße die maximale Ratenverträglichkeit etwa 1 MHz pro 3×3 Auslesezellen beträgt, so führt eine Verkleinerung (Vergrößerung) der Zellgröße zu einer Erhöhung (Erniedrigung) der lokalen Ratenverträglichkeit pro Fläche. Diese Anpassung der Zellgrößen an die gewünschte Ratenverträglichkeit kann jedoch nur in einem bestimmten Rahmen sinnvoll erfolgen. Eine Vergrößerung der Zellgröße g zieht eine verschlechterte Ortsauflösung nach sich [s. Gl. (4.26) und (4.27)]. Weiterhin führen vergrößerte Zellen zu einer verstärkten Signaldiffusion $\propto g^2$ (s. Abschnitt 6.2), welche die lokale Ratenverträglichkeit pro Fläche zusätzlich überproportional verringert. Die durch eine Verkleinerung der Zellgröße verringerte Signaldiffusion und die dadurch verkürzten Integrations- bzw. Totzeiten resultieren im Gegenzug in einer überproportional erhöhten lokalen Ratenverträglichkeit pro Fläche. Jedoch sollten die Zellgrößen nicht so weit verkleinert werden, dass die Längen der intrinsischen GEM-Signale die Signallängen an den Knoten maßgeblich bestimmen. Bei Zellgrößen $\ll 2 \times 2$ mm² lohnt sich der interpolative Ansatz, welcher mit der komplexen Positionsrekonstruktion und der aufwendigen Elektronik verbunden ist, nicht mehr.

7. Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems

In Kap. 4 und 5 wurden die bildgebenden Eigenschaften von Ortsraumtransformationen für die resistive Auslesestruktur im quasistatischen Fall, bei welchem Hochrateneffekte ausgeklammert wurden, sowohl theoretisch untersucht als auch gemessen. Dabei spielte das verwendete Auslesekonzept der Elektronik keine Rolle. Theoretische Vorhersagen bezüglich der dynamischen Eigenschaften der Auslesestruktur konnten mit Hilfe des Diffusionsmodells in Kap. 6 getroffen werden. Dabei hängt die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems neben der genauer untersuchten Auslesestruktur auch von der verwendeten Elektronik, den eingesetzten Gasverstärkungsstrukturen und der Detektorgeometrie ab. In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Leistungsdaten des Gesamtsystems, bestehend aus einem Dreifach-GEM-Detektor mit einer resistiven PCB-Auslesestruktur und der Analog- und Digitalelektronik zusammenfassend untersucht werden.

7.1 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung wird unter Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit globaler nicht linearer Korrektur über die Kantenmethode (z.B. Ref. [114]) mit Hilfe der SAXS-Buchstabenblende bestimmt (vgl. Abschnitt 4.3.2.1.1). Dazu wird der in Abb. 4.34 mit einem weißen Rahmen markierte Bereich des Buchstabens „D“ näher betrachtet, da sich dieser in der Detektormitte befindet und damit an dieser Stelle Parallaxeeffekte weitestgehend ausgeschlossen werden können. Die gemessene Verteilung in diesem Blendenbereich kann als Kantenspreizfunktion (edge spread function, ESF) aufgefasst werden. Die Ableitung der Kantenspreizfunktion ergibt die Linienspreizfunktion (line spread function, LSF), welche ein Maß für die Ortsauflösung in einer Dimension darstellt. Um eine aussagekräftigere Statistik zu erhalten, werden beide Kanten betrachtet und es wird über die einzelnen Linienspreizfunktionen aus den vertikalen Profilschnitten des weiß markierten Bereichs aus Abb. 4.34 gemittelt. Abb. 7.1 zeigt die numerisch bestimmte Linienspreizfunktion und eine angepasste Gaußfunktion, welche als Maß für die Ortsauflösung herangezogen wird. Für ein lineares, ortsinvariantes System entspricht die LSF der PSF. Die sich ergebende Ortsauflösung beträgt $\Delta = (143 \pm 19) \mu\text{m}$ (fwhm).

Grundsätzlich kann die Ortsauflösung auch über das gemessene Faltungintegral aus der Kollimatorverteilung und der Systemfunktion (point spread function, PSF) des Detektorsystems bestimmt werden. An dieser Stelle soll diese Methode lediglich als Überprüfung des oben gewonnenen Ergebnisses herangezogen werden. Als idealisierten Beitrag für die Kollimatorverteilung kann eine normierte Rechteckfunktion $f(x)$ mit der Breite b angesetzt werden. Die Systemfunktion wird durch eine normierte Gaußfunktion $g(x)$ beschrieben. Insgesamt ergibt sich:

$$f(x) = \begin{cases} 1/b & \text{für } |x| \leq b/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{und} \quad g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\text{PSF}}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2\sigma_{\text{PSF}}^2} \right\}. \quad (7.1)$$

Die Standardabweichung der Systemfunktion wird dabei mit σ_{PSF} bezeichnet. Das sich ergebende Faltungintegral dieser beiden Funktionen bestimmt sich zu:

$$F(x) = (f * g)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' f(x')g(x-x') = \frac{1}{2b} \text{Erf} \left\{ \frac{x+b/2}{\sqrt{2} \sigma_{\text{PSF}}} \right\} - \frac{1}{2b} \text{Erf} \left\{ \frac{x-b/2}{\sqrt{2} \sigma_{\text{PSF}}} \right\}. \quad (7.2)$$

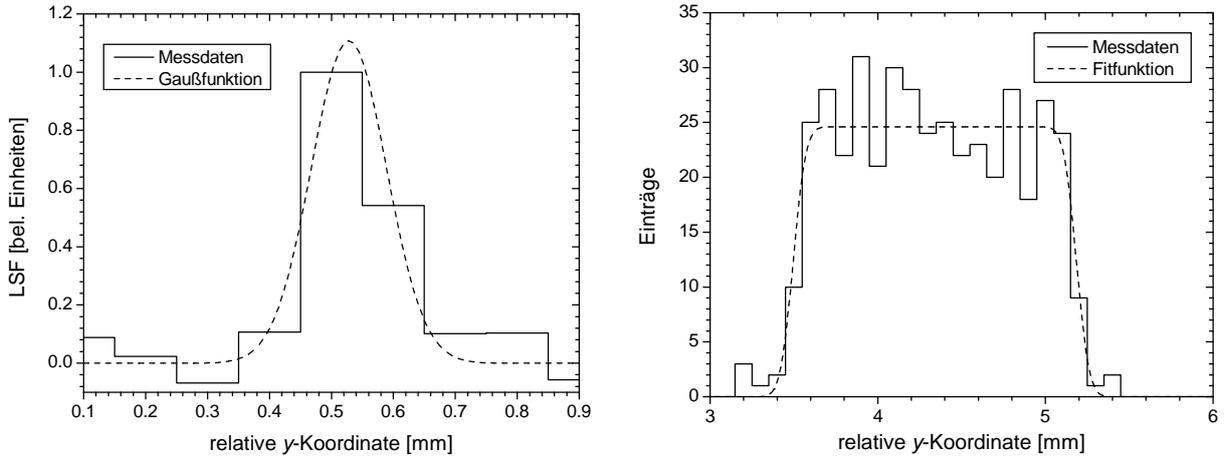


Abb. 7.1: Links: Aus der Kantenspreizfunktion bestimmte Linienspreizfunktion. Die Pixelinterpolationsgröße wurde für die Bestimmung der Ortsauflösung verfeinert und beträgt $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Die Ortsauflösung bestimmt sich zu $\Delta = (143 \pm 19) \mu\text{m}$ (fwhm). Rechts: Beispielhafter vertikaler Profilschnitt durch die gemessene Verteilung (Kantenspreizfunktion). Die gestrichelte Fitfunktion bestimmt sich nach Gl. (7.2).

Die an dieser Stelle verwendete Fehlerfunktion wird über

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dx' \exp(-x'^2) \quad (7.3)$$

definiert. Die rechte Abb. 7.1 zeigt einen vertikalen Profilschnitt durch die gemessene Verteilung. Die zusätzlich eingezeichnete Fitfunktion $F(x)$ nach Gl. (7.2) zeigt mit der aus dem Kantenverfahren gewonnenen Ortsauflösung ($\sigma_{\text{PSF}} = 143 \mu\text{m}/2.355 \approx 61 \mu\text{m}$) eine gute Übereinstimmung.

Aufgrund der in dieser Messung verwendeten Photonenenergie von $E_\gamma = 6.4 \text{ keV}$ und der Xe/CO₂ (90/10) Gasmischung bei einem Gasdruck von 1.3 bar, wird die Ortsauflösung in diesem Falle praktisch nicht durch die Photoelektronenreichweite limitiert (vgl. Abb. 2.3). Den beschränkenden Faktor stellen trotz der hohen Gasverstärkung die Rauschbeiträge der Auslesestruktur und der verwendeten Elektronik dar.

7.2 Totzeit

Die Signalbildung und die elektronische Verarbeitung und Übertragung der Ladungsinformationen stellen die beiden Hauptbeiträge zur Totzeit des Detektorsystems dar.

7.2.1 Signalbildung

Die Faltung der intrinsischen Gasverstärkungsstruktursignale mit der Stoßantwort der Auslesestruktur und der Stoßantwort der Vorverstärker bestimmt die Signalf orm bzw. die Signallänge und damit den Totzeitbeitrag der Signalbildung. Die recht kurzen gaußförmigen GEM-Signale weisen in der gegebenen Detektorkonfiguration typische Halbwertsbreiten von etwa 50–60 ns auf (vgl. Abb. 3.7 und Ref. [63]). Wie gezeigt, liegt die Länge der Stoßantwort der Auslesestruktur für $8 \times 8 \text{ mm}^2$ große Zellen in derselben Größenordnung (vgl. Abb. 6.5). Insgesamt ergeben sich bei PCB-Auslesestrukturen, wie in den Abschnitten 6.4 und 6.6 gezeigt wurde, durch die intrinsischen GEM-Signallängen und die positionsabhängige Signaldiffusion Integrations- bzw. Totzeiten von etwa 100 ns. Bei der Verwendung von Keramik-Auslesestrukturen fällt die durch die Signalbildung bedingte Totzeit, aufgrund der erhöhten Kapazitätsbelegung, mit 150–200 ns etwas höher aus.

Die für die Messungen verwendeten PASHs erweisen sich aufgrund ihrer etwa 1 μs langen Stoßantwort als ungeeignete Vorverstärker, da sie die Signale unnötig verlängern und sie somit z.Z. den Hauptbeitrag

	Teststufe 1	Teststufe 2	Teststufe 3	Endgültige Version*
Triggertechnik	global, extern	global, intern	lokal	lokal
Triggersignal	GEM-Unterseite	zellintern	zellintern	zellintern
Aktive Zellen	49	49	41 [†]	49
Totzeit pro Ereignis [‡]	4 μ s	4 μ s	< 420 ns	< 300 ns
Signalerkennung [§]	nein	nein	ja	ja

* Geplante zukünftige Version; noch nicht getestet.

[†] Verlust von 8 Zellen bedingt durch den Ausfall (mindestens) einer Direktverbindung zwischen zwei ADC-Karten.

[‡] Berechneter Wert.

[§] Die Signalerkennung gibt Aufschluss darüber, ob eine Signalüberlagerung von mehreren Ereignissen vorliegt.

Tab. 7.1: Charakterisierung der einzelnen Xilinx-Programmierungsstufen der neuen Digitalelektronik (s. auch Ref. [63]).

der durch die Signallänge bedingten Totzeit darstellen. Um die Vorteile der kurzen GEM-Signale ausnutzen zu können, sollten Vorverstärker mit wesentlich kleineren Zeitkonstanten verwendet werden. Die Beschreibung eines geeigneten Vorverstärkerkonzeptes und die Messung mit einem realisierten Prototypenkanal findet sich in Ref. [63].

7.2.2 Elektronische Totzeit

Die Beiträge der elektronischen Totzeit setzen sich aus der Triggergenerierung durch die Transientenrekorder bzw. der Masterkarte und der Datenübertragung zum PC bzw. der Online-Positionsrekonstruktion zusammen.

7.2.2.1 Triggergenerierung durch die Transientenrekorder

Die Umsetzung des lokalen Triggerkonzeptes erfolgte in mehreren Stufen (Tab. 7.1). Dabei unterscheiden sich die einzelnen Ausbaustufen in den Totzeiten. Das einfachste Konzept (Teststufe 1) erfordert einen externen Trigger, welcher durch ein an der Unterseite der untersten GEM-Struktur abgegriffenes und diskriminiertes Signal geliefert wird. Für die Digitalisierung dieses Triggersignals wird ein ADC-Kanal benötigt, welcher nun keine Signalinformation verarbeiten kann und dadurch insensitive Bereiche auf der Auslesestruktur bedingt [s. Abb. 4.36 (a)]. Liegt ein Triggersignal vor, so fordert die Masterkarte von allen ADC-Kanälen das in einem festgelegten Zeitfenster ermittelte Ladungsmaximum an. Abschließend bestimmt die Masterkarte, welcher Knoten das absolute Maximalsignal trägt, und versendet die für die Positionsrekonstruktion relevanten 9 Ladungsinformationen an den PC. Die Totzeit dieser ersten Teststufe beträgt etwa 4 μ s. Das zeitaufgelöste Temperatursprungexperiment (Kap. 8) wurde mit dieser ersten Teststufe durchgeführt, da bis zum Termin der Strahlzeit am Synchrotron lediglich diese einfache erste Triggerstufe der neuen Elektronik realisiert werden konnte.

In der zweiten Teststufe wird der Trigger nicht mehr extern sondern intern über die digitalisierten Knotensignale generiert. Jeder ADC-Kanal kann dabei einen globalen Trigger auslösen, wenn das eintreffende Signal einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Auch in diesem Falle werden alle 64 Knoteninformationen an die Masterkarte, welche die anschließende Separation der 9 Kernknoten vornimmt, versendet.

Mit der dritten Teststufe konnte das in den Abschnitten 3.4 und 3.5.2 beschriebene Konzept des lokalen Triggers erstmals umgesetzt werden. Durch die komplexere Steuerungssoftware der Xilinx-Bausteine ist es in dieser Ausbaustufe zusätzlich möglich bei hohen Photonennraten auftretende Doppelereignisse zu erkennen und auszuschließen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Signalerkennung findet sich in Ref. [64]. Durch den Defekt (mindestens) einer der Direktverbindungen zwischen den ADC-Karten stehen nur 41 funktionierende Auslezellen zur Verfügung. Eine Hochratenmessung zum Test der Funktionsfähigkeit des lokalen Triggers wird in Abschnitt 7.5.2 vorgestellt. Durch die Anwendung der lokalen Triggertechnik, welche eine selektive Knotenauslese ermöglicht, führt die Totzeit der Elektronik zu insensitiven Flächen, welche etwa 2×2 ADC-Karten entsprechen [64]. Dieser Wert ist vergleichbar mit der

toten Fläche der Auslesestruktur von etwa 3×3 -Zellen nach einem Photonereignis (s. Abschnitt 6.5). Da ein stabiler Betrieb der ersten realisierten lokalen Triggergenerierung im Vordergrund stand, wurde der Xilinx-Programmcode konservativ ausgelegt und nicht auf Geschwindigkeit optimiert. Dies führt zu berechneten Totzeiten von etwa 400 ns. Durch eine effizientere Programmierung und eine Erhöhung der Übertragungs- und Taktfrequenzen der Xilinx-Bausteine kann die Totzeit mit dem bestehenden Digital-system auf etwa 300 ns reduziert werden [64].

Die Totzeit der Digitalelektronik ist dem nicht-paralysierbaren Totzeittyp 1 zuzuordnen [Gl. (2.30)]. Dabei können die Totzeitverluste zu

$$q = 1 - \frac{m}{n} = 1 - \frac{1}{1 + n\tau} \quad (7.4)$$

abgeschätzt werden. Für eine eintreffende Photonenrate von $n = 10^6 \text{ s}^{-1}$ und einer Totzeit für die lokale Triggergenerierung von $\tau = 400 \text{ ns}$ ergeben sich Totzeitverluste von $q \approx 29\%$. Damit verursacht die Digitalelektronik bei dieser Photonenrate leicht höhere Totzeitverluste als der paralysierbare Totzeittyp 3 der PCB-Auslesestruktur in Kombination mit optimierten Vorverstärkern von $\tau = 100 \text{ ns}$ mit $q \approx 18\%$ (s. Abschnitt 6.6).

7.2.2.2 Datenübertragung und Positionsrekonstruktion

Die Datenübertragungsrate von der Masterkarte zum PC wird durch die verwendete PCI-Karte auf etwa 8 MB s^{-1} beschränkt (s. Abschnitt 3.5.3). Die Übermittlung der Knoten- und Ladungsinformationen führt bei der Verwendung des lokalen Triggers ohne die zusätzliche Übertragung der Zeitinformation zu einer Datenmenge von 24 Byte pro Ereignis [63]. Dadurch ist die theoretisch erreichbare Übertragungsfrequenz zwischen der Masterkarte und dem PC auf etwa $3 \cdot 10^5 \text{ Ereignissen}^{-1}$ limitiert. Da die Online-Datenprozessierung abhängig vom verwendeten Rekonstruktionsverfahren und der Feinheit der virtuellen Pixel einen nicht unerheblichen Rechenaufwand darstellt, konnte durch den zur Verfügung stehenden recht langsamen Messrechner nur eine absolute, totale Rate von etwa $7 \cdot 10^4 \text{ Ereignissen}^{-1}$ erreicht werden.

Die globale Ratenverträglichkeit der Auslesestruktur von $> 10^6 \text{ Photonen s}^{-1}$ kann abgesehen von der ungünstigen Signalformung der PASHs durch die limitierte Datenübertragungsrate und Verarbeitungsgeschwindigkeit des PC trotz des Einsatzes des lokalen Triggers nicht voll ausgenutzt werden. Dabei ist jedoch diese Einschränkung des verarbeitenden Elektroniksystems nicht so kritisch zu betrachten, wie etwa die Totzeit durch die Triggergenerierung in den Transientenrekordern, da durch die Verwendung eines leistungsfähigeren Datenbusses zwischen der Masterkarte und dem PC, wie etwa USB 2.0 oder Firewire, und des Einsatzes eines schnelleren Rechners die totale Ratenkapazität des Gesamtsystems mit vergleichsweise einfachen Mitteln deutlich gesteigert werden dürfte. Darüber hinaus ist es vorstellbar, dass in der endgültigen Version des lokalen Triggers (Tab. 7.1) die Positionsrekonstruktion direkt auf der Masterkarte erfolgt und nur noch das endgültige Ortshistogramm zum PC übertragen wird. Dadurch könnte die notwendige Datenübertragungsrate enorm reduziert werden und die Rechenkapazität des PCs wäre nur noch von untergeordneter Bedeutung.

7.3 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung σ_t , definiert als die Genauigkeit mit der der Zeitpunkt eines eintreffenden Photons bestimmt werden kann, wird beim vorliegenden Detektorsystem im Wesentlichen durch die Breite der Konversionsortverteilung σ_l bestimmt [s. linke Gl. (2.33)]. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen v_e im Konversionsraum beträgt für die favorisierte Gasmischung Xe/CO₂ (90/10) bei Driftfeldern von $\mathcal{O}(1 \text{ kV cm}^{-1})$ etwa 3 cm ps^{-1} [76]. Abb. 7.2 zeigt die Zeitauflösung σ_t als Funktion der Photonenenergie für die gebräuchlichsten Standardgasmischungen bei Normaldruck. Die Zeitauflösungen, welche mit diesem System erreichbar sind, liegen im Bereich zwischen 100–200 ns. So beträgt die Zeitauflösung bei Xe/CO₂ (90/10) bei einer typischen Photonenenergie von 8 keV etwa $\sigma_t \approx 180 \text{ ns}$. Für eine pessimistische Abschätzung der Zeitauflösung kann auch die rechte Gl. (2.33) herangezogen werden, welche vereinfachend einen Massenabsorptionskoeffizienten von $\mu = 0$ ansetzt. Daraus ergibt sich in Xe/CO₂ (90/10) eine obere Schranke für die Zeitauflösung von $\sigma_t \leq 240 \text{ ns}$ (vgl. auch den entsprechenden Grenzwert für hohe Photonenenergien in Abb. 7.2).

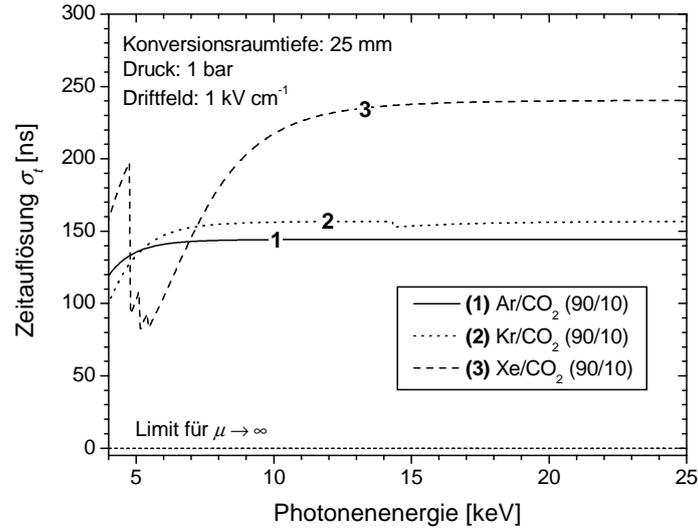


Abb. 7.2: Zeitaufösung σ_t als Funktion der Photonenergie bei Normaldruck. Die Tiefe des Driftkäfts beträgt $l_K = 25$ mm. Das Driftfeld, welches die Elektronendriftgeschwindigkeit v_e im Konversionsvolumen bestimmt, wird zu $E_{\text{Drift}} = 1 \text{ kV cm}^{-1}$ festgesetzt.

7.4 Dynamischer Bereich

Der dynamische Bereich, welcher die Linearität eines zählenden Systems definiert, wird bei kleinen Photonenergien durch die wenigen durch Rauschen oder kosmische Strahlung verursachten Fehltrigger und bei hohen Photonenergien durch die maximal zählbaren Ereignisse pro Fläche und Zeit beschränkt. Ohne Photonenergie ergibt sich beim vorliegenden System eine typische Nullrate von einigen Ereignissen pro Sekunde auf einer sensitiven Fläche von $(5.6 \times 5.6) \text{ cm}^2 \approx 30 \text{ cm}^2$. Umgerechnet liegt die Fehltriggerrate damit in der Größenordnung von 10^{-3} Ereignissen $\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Durch diese sehr geringe Fehltriggerrate ist die Intensitätsauflösung des Systems praktisch nur durch die Poisson-Statistik beschränkt. Die Hochratenverträglichkeit der Auslesestruktur wurde in Abschnitt 6.6 zu etwa 10^6 Ereignissen $(3 \times 3 \text{ Zellen})^{-1} \text{ s}^{-1}$ bestimmt, wobei die räumliche Verteilung der Photonen keine Rolle spielt. Die Antwortfunktion des Detektors auf einen punktförmig einfallenden Photonenstrahl wird durch die PSF festgelegt. Wird im ungünstigsten Falle eine Fläche der PSF von 1 mm^2 angesetzt, so ergibt sich eine maximal zählbare Rate von etwa 10^6 Ereignissen $\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Damit überstreicht der dynamische Bereich dieses Systems nahezu neun Größenordnungen.

7.5 Hochratenmessungen

Um die Positionsrekonstruktion bei hohen Raten genauer zu untersuchen, werden Blendenmessungen sowohl mit dem globalen Trigger (Teststufe 2) als auch mit dem lokalen Trigger (Teststufe 3) durchgeführt. Dabei treten bei hohen Photonenergien neben den bereits in Abschnitt 6.5 diskutierten Signalüberlagerungen auf der Auslesestruktur auch Raumladungseffekte auf, welche hauptsächlich durch die driftenden Ionen im Konversionsraum verursacht werden. Die Gasverstärkungsmikrostrukturen selber weisen, abgesehen von einem Verstärkungsabfall bei den GEM-Strukturen, auch bei sehr hohen Photonenergien von $> 10^7$ Photonen $\text{mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ keine Abnahme ihrer Funktionalität auf [63], sodass die Limitierungen bei Hochratenmessungen im Wesentlichen durch die Raumladungen, die Auslesestruktur und die verwendete Analogelektronik gegeben sind.

Für die Erzeugung der hohen Photonenergien wurde eine Kristallographie-Röntgenröhre mit einer Molybdän-Anode ($E_{K_\alpha} = 17.4 \text{ keV}$) verwendet. Der Detektor wurde mit 1.5 bar Kr/CO₂ (90/10) gefüllt, um durch die erhöhte Quanteneffizienz die Parallaxe zu verringern und die Photoelektronenreichweite gering zu halten. Jedoch ist mit einem verstärkten Auftreten von Zweifachereignissen zu rechnen, da die

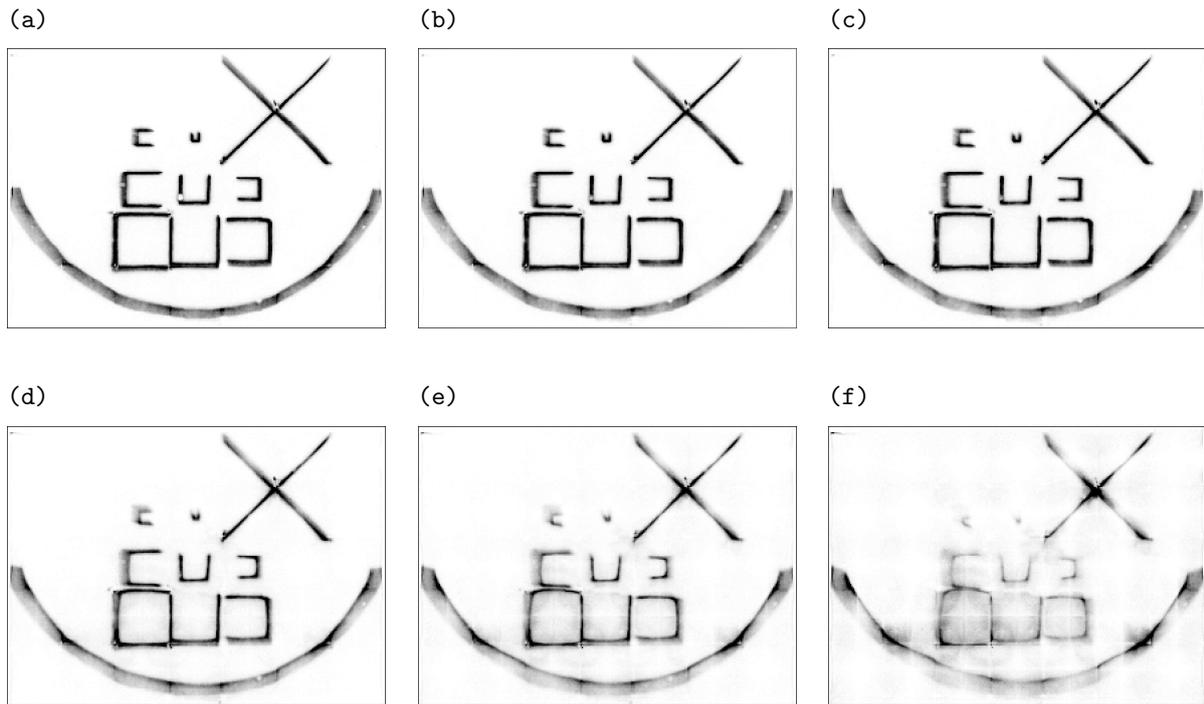


Abb. 7.3: Ortshistogramme einer Blende mit verschiedenen geometrischen Mustern als Funktion der Photonenrate. Neben einem Kreissegment und einem diagonal durch 2×2 -Zellen verlaufenden Kreuz besteht die Blende aus sieben L-förmigen Ausschnitten, welche symmetrisch zur jeweiligen Zellmitte ausgerichtet sind und deren Kantenlänge beginnend mit 8 mm gleichmäßig in acht Schritten auf 1 mm verkleinert wird. Dargestellt ist eine Fläche von etwa $5.4 \times 4.3 \text{ cm}^2$. Die gemessenen Photonenraten betragen etwa (a) 20 kHz, (b) 106 kHz, (c) 210 kHz, (d) 700 kHz, (e) 1.4 MHz und (f) 2.8 MHz. Als Abweiskriterium wurde $\Delta x/g = 0.2 = \text{const.}$ verwendet. Dunkle Farben entsprechen einer hohen Intensität. Die Graustufen sind alle gleich normiert worden, um einen direkten Vergleich der Bilder untereinander zu ermöglichen.

Fluoreszenzausbeute mit 64% recht hoch ist (s. Tab. 2.1). Um die bildverzerrenden Raumladungen im Konversionsraum möglichst gering zu halten, wurden die elektrischen Felder des Dreifach-GEM-Detektors zu $E_{\text{Drift}} = 900 \text{ V cm}^{-1}$, $E_{\text{Trans1}} = 1 \text{ kV cm}^{-1}$, $E_{\text{Trans2}} = 5 \text{ kV cm}^{-1}$ und $E_{\text{Ind}} = 5 \text{ kV cm}^{-1}$ gewählt. Diese Wahl der Felder garantiert ein geringes Ionenfeedback von $< 5\%$ [63]. Die Gasverstärkung liegt bei diesen Messungen in der Größenordnung von 10^4 , um die Rate auch bei einem evtl. Absinken der Gasverstärkung der GEM-Strukturen bei hohen Photonenflüssen noch sinnvoll messen zu können.

7.5.1 Blendenmessungen mit dem globalen Trigger

In dieser Messung wird eine direkt vor der Eintrittsöffnung des Detektors angebrachte mit geometrischen Mustern durchsetzte Edelstahlblende bestrahlt. Als Trigger wird ein von der Auslesestruktur erzeugter globaler Trigger (Teststufe 2) verwendet. Diese Triggerstufe ist für die Beurteilung der limitierenden physikalischen Effekte bei hohen Raten ausreichend. Eine Messung mit dem lokalen Trigger (Teststufe 3) mit implementierter Signalerkennung für Mehrfachereignisse (Tab. 7.1) wird in Abschnitt 7.5.2 vorgestellt.

Abb. 7.3 zeigt die Ortshistogramme der Blende aufgenommen mit einer PCB-Auslesestruktur als Funktion der Photonenrate. Zunächst ist bei allen Bildern ein gewisser Einfluss von Parallaxeeffekten aufgrund des endlichen Abstandes des Detektors zur Röntgenröhre und dessen nicht exakt zentrischer Ausrichtung zur Photonenquelle zu erkennen. Diese Effekte führen insbesondere im Bereich des Kreissegmentes zu einer deutlich erkennbaren Verschmierung.

Bei zunehmenden Photonenraten führen die Raumladungseffekte der Ionen im Konversionsraum zu einer Zusammenschnürung der primären Elektronenverteilung. Dies führt bereits bei Raten $> 700 \text{ kHz}$ zu einer deutlich sichtbaren scheinbaren Schrumpfung von Objekten in Richtung ihres geometrischen Schwerpunktes. Dies ist an der schmaler werdenden Intensitätsverteilung des Kreissegmentes gut zu erkennen.

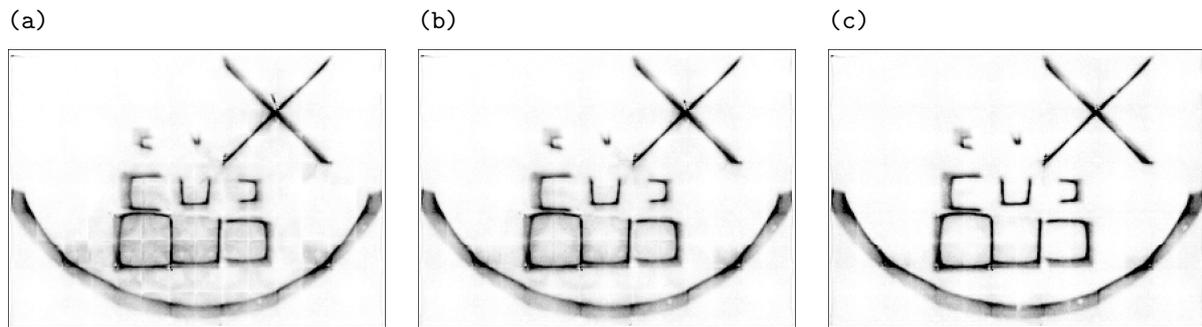


Abb. 7.4: Ortshistogramme der geometrischen Blende bei konstanter Photonenrate von 1.4 MHz für verschiedene Abweiskriterien (a) $\Delta x/g = 0.5$ ($\Delta x = 4$ mm), (b) $\Delta x/g = 0.2$ ($\Delta x = 1.6$ mm) und (c) $\Delta x/g = 0.07$ ($\Delta x = 0.56$ mm). Auch in dieser Abbildung sind die Graustufen sind alle gleich normiert worden, um einen direkten Vergleich der Bilder untereinander zu ermöglichen.

Auch verkleinert sich die Ausdehnung des kleinsten \sqcup -förmigen Blendenausschnitts mit einer Kantenlänge von 1 mm bei hohen Photonennraten von 1.4 MHz bzw. 2.8 MHz zu einem fast punktförmigen Objekt. Grundsätzlich lassen sich Raumladungseffekte zum einen durch eine Minimierung des Ionenfeedbacks der Gasverstärkungsmikrostrukturen als auch durch eine Verkleinerung der Konversionsraumtiefe erreichen. Eine Optimierung der Feldkonfiguration und des Konversionsvolumens sollte immer in Hinblick auf die jeweilige Anwendung erfolgen. Details hierzu finden sich in Ref. [63].

Weiterhin führen Signalüberlagerungen und damit verbundene fehlerhafte Algorithmenpositionsrekonstruktionen zu Aufweichungen in der Intensitätsverteilung (s. Abschnitt 6.5). Um eine sinnvolle Positionsrekonstruktion mit dem 463-Knoten Algorithmus vornehmen zu können, wurde in Abschnitt 4.2.1.2 eine Einschränkung an die Einzelpositionen des 4-, 6- und 3-Knotenalgorithmus' gestellt [Gl. (4.25)]. Nur wenn die drei berechneten Einzelpositionen nicht mehr als einen bestimmten Betrag c (Abweiskriterium) voneinander abweichen, wird das Ereignis akzeptiert und dessen Position mit dem 463-Knoten Algorithmus berechnet. Andernfalls wird das Ereignis verworfen, da es sich wahrscheinlich um eine Überlagerung von Signalen handelt, welche zu stark verschiedenen Einzelalgorithmenpositionen führt. In Abb. 7.3 sind die Positionen des 463-Knoten Algorithmus' unter dem Abweiskriterium von $\Delta x/g = 0.2$ – dies entspricht bei einer Zellgröße von $g = 8$ mm einem $\Delta x = 1.6$ mm – berechnet worden. In Abb. 7.4 sind die Ortshistogramme der Blendenaufnahme bei einer konstanten Photonennrate von 1.4 MHz als Funktion des Abweiskriteriums zu sehen. Bei einem sehr schwachen Abweiskriterium von $\Delta x/g = 0.5$, bei welchem lediglich etwa 6% der Ereignisse zurückgewiesen werden, erkennt man insbesondere in den \sqcup -förmigen Blendenausschnitten besonders viele fälschlicherweise in Richtung Zellmitte verzerrte Ereignisse. Bei einer Verschärfung des Abweiskriteriums bis hin zu $\Delta x/g = 0.07$ können diese durch Signalüberlagerung entstehenden Ereignisse bis zu einem gewissen Maße erfolgreich unterdrückt werden; dabei werden aber bis zu der Hälfte der Ereignisse abgewiesen. Die durch die Raumladung erzeugten Verzerrungen lassen sich natürlich durch dieses Abweiskriterium nicht beseitigen.

Durch das Abweiskriterium kann eine falsche Positionsrekonstruktion von Mehrfachereignissen vermieden werden. Jedoch ist dieses Kriterium nur in einem bestimmten Rahmen sinnvoll einzusetzen. Bei zu strengen Auswahlkriterien werden sehr viele Ereignisse insbesondere am Zellrand allein aufgrund der verschiedenen rekonstruierten Positionen der linearen Einzelalgorithmen abgewiesen (vgl. Abb. B.1). Wie sich zeigt, kann dabei die maximale Verzerrung des 4-Knoten Algorithmus' am Zellrand als Orientierungsmaßstab für das strengst möglich sinnvoll einzusetzende Abweiskriterium verwendet werden.

Durch die nicht optimierte Signalförmung der Vorverstärker kam es bei den vorgestellten Messungen bereits bei relativ kleinen Raten zu Signalüberlagerungen und somit zu Bildverzerrungen, sodass der Vorteil der sehr kurzen GEM-Signale in Kombination mit der schnellen PCB-Auslesestruktur nicht genutzt werden konnte.

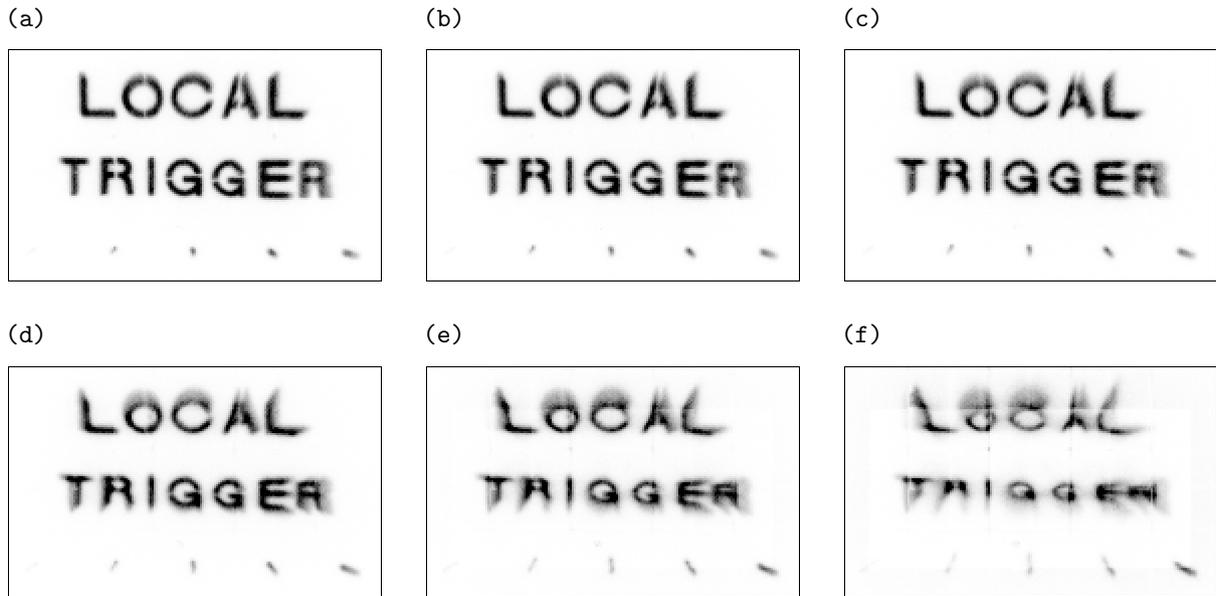


Abb. 7.5: Ortshistogramme der „LOCAL TRIGGER“-Buchstabenblende, gemessen mit dem lokalen Trigger (Teststufe 3). Dargestellt ist eine Fläche von etwa $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. Die gemessenen Photonennraten betragen etwa (a) 25 kHz, (b) 120 kHz, (c) 240 kHz, (d) 480 kHz, (e) 960 kHz und (f) 1.9 MHz. Als Abweiskriterium wurde $\Delta x/g = 0.2 = \text{const.}$ verwendet. Dunkle Farben entsprechen einer hohen Intensität. Die Graustufen sind alle gleich normiert worden, um einen direkten Vergleich der Bilder untereinander zu ermöglichen.

7.5.2 Blendenmessungen mit dem lokalen Trigger

Bei der Messung mit dem lokalen Trigger (Teststufe 3) soll insbesondere die Funktionsfähigkeit dieser Triggergenerierung auch bei höheren Photonennraten untersucht werden. Dazu wird, wie schon in Abschnitt 7.5.1, eine Blende vor dem Eintrittsfenster des Detektors fixiert. Abb. 7.5 zeigt die Ortshistogramme der verwendeten Buchstabenblende mit dem Schriftzug „LOCAL TRIGGER“ aufgenommen mit einer PCB-Auslesestruktur als Funktion der Photonennrate. Grundsätzlich weisen diese mit dem lokalen Trigger generierten Ortshistogramme eine ähnliche Abhängigkeit als Funktion der Rate auf wie die Ortshistogramme aus Abb. 7.3, welche mit einem globalen Trigger aufgenommen wurden. Es wird offensichtlich, dass die durch Signalüberlagerungen bei Mehrfachereignissen bedingten Aufweichungen zwischen den abgebildeten Objekten durch den Einsatz der Signalerkennung [64] beim lokalen Trigger erfolgreich reduziert werden können. Gleichwohl treten auch bei dieser Blendenmessung bei hohen Photonennraten $> 1 \text{ MHz}$ starke Verzerrungen bedingt durch zunehmende Raumladungen auf, welche sich aber bei reduzierter Gasverstärkung deutlich verringern lassen [63]. Ein Großteil der Ortsverzerrungen bei hohen Photonennraten kann demnach auch in diesem Falle auf Raumladungseffekte im Konversionsraum zurückgeführt werden.

8. Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen

Das vorliegende Kapitel wurde in enger Zusammenarbeit mit Dr. Michael Rappolt (IBR Austria) und Andre Orthen erstellt und findet sich entsprechend auch in Ref. [63]. Es wird die erfolgreiche Verwendung des vorgestellten Gesamtsystems in einem zeitlich sehr schnell ablaufenden Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen demonstriert.

In Modellmembran-Systemen ist die lamellare flüssigkristalline L_α -Phase die biologisch bedeutsamste. Schnelle Temperatursprünge (T -Sprünge) innerhalb dieser speziellen Phase haben eine geordnete Zwischenstruktur aufgedeckt, bezeichnet als L_{α^*} , welche eine anomal kleine Gitterkonstante aufweist [115]. Für Lecithin-Systeme wurde diese Verjüngung der Gitterkonstanten einem Wasserdefizit unmittelbar nach dem T -Sprung zugeschrieben [116, 117]. In dem im Folgenden beschriebenen Experiment wird die nicht lineare Anregung eines POPE¹-Lipid/Wasser-Systems untersucht, welches im Gegensatz zu Lecithin-Systemen über einen großen Temperaturbereich eine weitestgehend konstante Wasserkonzentration in der L_α -Phase aufweist [118]. Deshalb ist die Bildung der induzierten L_{α^*} -Phase in POPE nicht durch Wasserdiffusion behindert, und die Vermutung liegt nahe, dass die Formierung des Intermediats vielmehr durch eine Umlagerung des Wassers im Membranenstapel zustande kommt.

8.1 Einleitung

„Lipid“ (griech. *lipos* = Fett) ist ein allgemeiner Ausdruck für jede Art von organischen Molekülen, die sich in (unpolaren) organischen Lösungsmitteln gut lösen. In Wasser dagegen lassen sich Lipide nicht oder nur schlecht lösen, was auf einen Mangel an polarisierenden Atomen wie O, N, S oder P zurückzuführen ist. Bestimmte Lipide werden von den Zellen zum Aufbau von Membranen genutzt. Typische Membranlipide sind die Phospholipide. In Anhang D findet sich eine kurze Einführung in die allgemeine Thematik der Fette und der Phospholipide. Weiterführende Informationen, an denen sich die folgenden Abschnitte z.T. orientieren, finden sich in der Literatur (z.B. [119, 120]).

8.2 Membranen

Der zusammenhängende Teil der Membranstruktur besteht im Wesentlichen aus Phospholipiden, die sich wegen ihrer Amphiphilie in wässriger Umgebung spontan zu Doppelschichten organisieren (Abb. 8.1). Neben ihrer Funktion als Permeabilitätsbarriere dient die Membranstruktur auch als Lösungsmittel für wichtige Membranproteine. Diese Abgrenzungseigenschaften bieten sowohl einen mechanischen als auch einen chemischen Schutz gegen die Umgebung und sind die Voraussetzung für Konzentrationsunterschiede vieler Stoffe innerhalb und außerhalb von Zellen. Aufgrund der flüssigen Konsistenz der Lipiddoppelschicht können die Proteine parallel zur Oberfläche frei diffundieren, was den Membranen einen eher flüssigen Charakter zuweist. Diese Fluidität hängt von der Zusammensetzung der Lipide und der Umgebungstemperatur ab. Mit steigendem Anteil an ungesättigten Fettsäuren wächst die Fluidität der Membranen, da die Doppelbindungen aufgrund ihrer abgeknickten Ketten (vgl. Abb. D.3) eine Störung der semikristallinen Membranstruktur verursachen. Ein kleiner Anteil der Lipide ist an bestimmte Membranproteine gebunden und kann Einfluss auf deren Funktion nehmen. Die wichtigsten Eigenschaften der Biomembran sind im Modell des flüssigen Mosaiks von Singer und Nicholson zusammengefasst [121].

¹ Bei POPE handelt es sich um die Abkürzung für 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin.

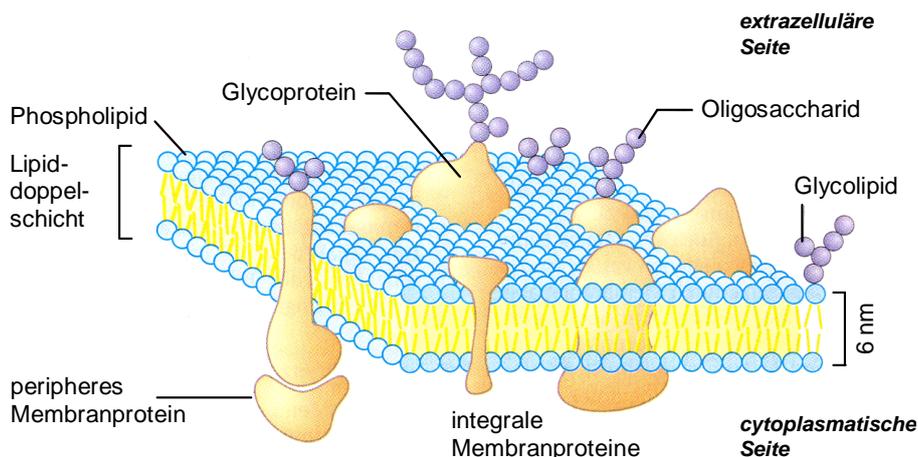


Abb. 8.1: Ausschnitt aus einer Struktur einer Plasmamembran (aus Ref. [120]). Biologische Membranen bestehen im Wesentlichen aus einer kontinuierlichen, etwa $6 \text{ nm} = 60 \text{ \AA}$ dicken Doppelschicht von Lipidmolekülen, in die Proteine eingebettet sind. Einige Membranen enthalten zusätzlich noch Kohlenhydrate, die an die Lipide und Proteine gebunden sind.

Disziplin	Anwendung
Mathematik	Topologie von Minimalflächen in kubischen Phasen
Physik	Eigenschaften lyotroper Flüssigkristalle, Phasenübergänge
Chemie	Künstliche Photosynthese, Katalyse
Biophysik	Untersuchung biomimetischer Modell-Membranen
Medizin	Medikamenten-Entbindung und medizinische Diagnose

Tab. 8.1: Einige Anwendungen von Phospholipiddispersionen in der Wissenschaft.

Künstliche Membransysteme, gebildet z.B. von aufgereinigten Phospholipiden, finden in der Wissenschaft auf verschiedenen Gebieten weiten Gebrauch. In Tab. 8.1 findet sich eine Auswahl von Anwendungen synthetischer Membransysteme, wobei besonders geschlossene, multilamellare Strukturen (Liposome) eine wichtige Rolle spielen [122]. In der Medizin zum Beispiel versucht man, Liposome als Träger für bestimmte Substanzen zu Therapie Zwecken im menschlichen Körper über die Blutbahn einzusetzen [123].

Wie oben erwähnt, neigen amphiphile Moleküle in wässriger Umgebung zur Selbstorganisation und bilden spontan übergeordnete Strukturen aus (Abb. 8.2). Dieser Hang der beteiligten Moleküle wird dadurch angetrieben, dass die Zwei-Komponenten-Systeme versuchen, den Zustand geringster freier molarer Energie zu erreichen („hydrophober Effekt“). Außerdem weisen die von Phospholipiden gebildeten Überstrukturen in Abhängigkeit von thermodynamischen Variablen (Druck p , Temperatur T etc.) einen ausgeprägten Polymorphismus auf [124]. So können sich in wässrigen Dispersionen z.B. lamellare (Abb. 8.3), hexagonale und kubische Strukturen formen. Im Wesentlichen werden diese verschiedenen Strukturen (Phasen) nach zwei grundlegenden Eigenschaften klassifiziert: erstens durch den entsprechenden Gittertyp der Überstruktur und zweitens durch die geschmolzene oder gestreckte Kettenkonformation. Die Kettenkonformation einer Kohlenwasserstoffkette ist durch die Winkel aller Kohlenstoff-Kohlenstoff-Bindungen entlang der Kette bestimmt. Liegt eine gerade Kohlenwasserstoffkette vor, so spricht man von einer gestreckten „all-trans“-Konformation, d.h. alle Kohlenstoff-Kohlenstoff-Bindungen liegen in der „trans“-Konformation vor. Ändert sich nur eine der Bindungen im Winkel um 120° , so ist die Kette geschmolzen, da eine der Bindungen jetzt in der „gauche“-Konformation vorliegt. Geschmolzene Kettenkonformationen führen stets zu einem Knick und somit zu einer effektiven Verkürzung in der Kette.

Die entsprechende Nomenklatur für Lipid/Wasser-Phasen ist von Luzzati eingeführt worden [125]. Der Gittertyp wird durch lateinische Großbuchstaben und die Kettenkonformation mit einem tiefgestellten griechischen Buchstaben bezeichnet. In dieser Arbeit sind ausschließlich lamellare Strukturen untersucht

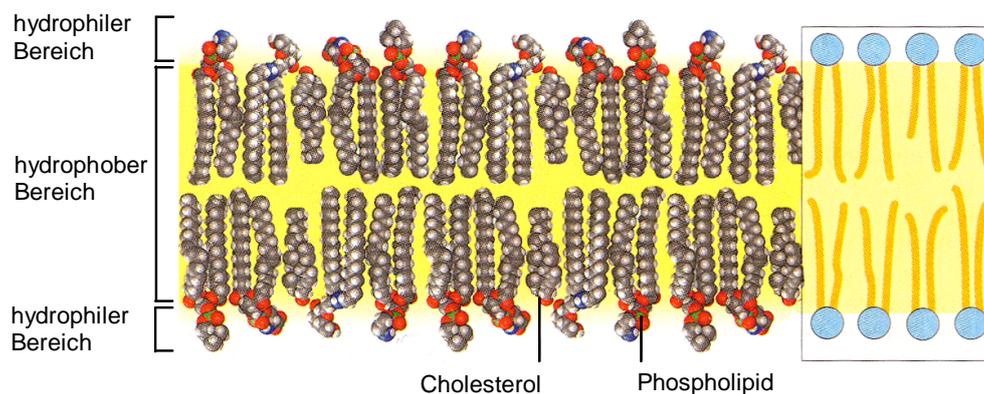


Abb. 8.2: Spontane Selbstorganisation von Membranlipiden in wässriger Umgebung (aus Ref. [120]). Die polaren, hydrophilen „Kopfgruppen“ der Lipide sind dem Wasser zugewandt, während die unpolaren, hydrophoben Ketten der Fettsäure-Reste einen maximalen Abstand zum Wasser einnehmen.

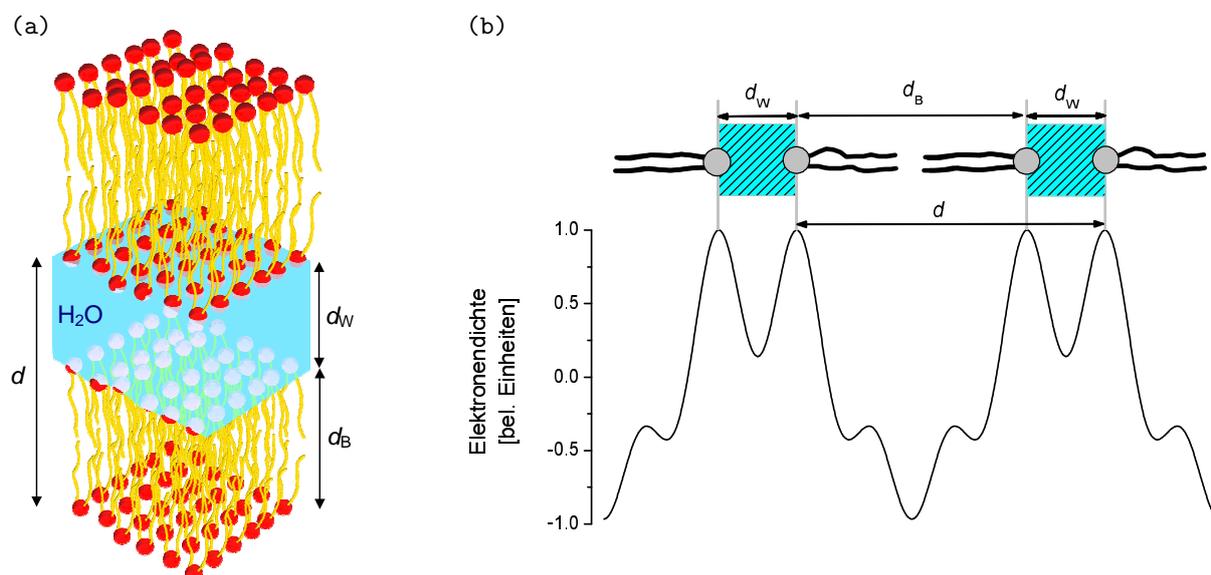


Abb. 8.3: (a) Ausbildung einer flüssigen Phospholipidmembrane. Die Lipidschichten wiederholen sich periodisch im Abstand d , welcher typischerweise 50–150 Å beträgt. Die Elektronendichteverteilung der Phospholipidmoleküle (b) erreicht in den sehr polaren Kopfgruppen ihr Maximum, während sich in den abschließenden Methylgruppen der Fettsäure-Reste ein Elektronendichteminimum ausbildet. Die Lipidmembranendicke wird mit d_B , die Wasserschichtdicke mit d_W bezeichnet.

worden. Dies sind durchweg smektische Phasen [126]. In Tab. 8.2 sind alle diskutierten Phasen zusammengefasst.

8.3 Material und Methoden

8.3.1 Probenpräparation

1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (POPE) wurde von Avanti Polar Lipids, Alabaster, AL (USA) bezogen (Reinheit > 99%) und ohne weitere Aufreinigung verwendet. Für die Röntgendiffraktionsmessung wurden multilamellare Liposome hergestellt, indem 20 Gewichtsprozent Lipid in destilliertem und entionisiertem Wasser dispergiert wurden. Um eine vollständige Hydratation sicherzustellen, wurde die

Luzzati-Nomenklatur	Nomenklatur aus der Flüssigkristall-Physik	Beschreibung der Lipidphase
L_β	smektisch B_A	Gittertyp: eindimensional (lamellar) Kettenkonformation: gestreckt, ungeneigt (all-trans)
L_α	smektisch A	Gittertyp: eindimensional (lamellar) Kettenkonformation: geschmolzen (gauche)

Tab. 8.2: Nomenklatur und Beschreibung der untersuchten Lipidphasen.

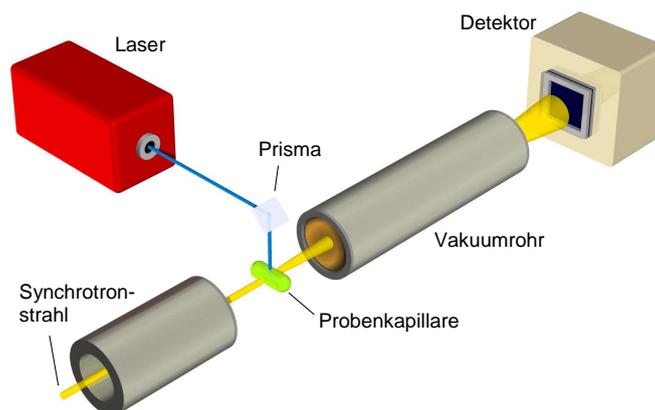


Abb. 8.4: Schematischer Versuchsaufbau des T -Sprung-Experiments.

Lipid-Dispersion in flüssigem Stickstoff schockgefroren, anschließend 15 Minuten lang bis auf eine Endtemperatur von 50°C aufgetaut (entsprechend 26°C über dem Hauptphasenübergang von der Gelphase L_β zur flüssigkristallinen Phase L_α) und schließlich 2 Minuten lang kräftig geschüttelt. Für eine vollständige Ausheilung der Liposome wurde die oben aufgeführte Vorgehensweise sechsfach wiederholt. Vor und nach allen Experimenten wurde die Reinheit des Phospholipids durch Dünnschichtchromatographie überprüft.

8.3.2 Messaufbau und Kleinwinkelstreuung

Die Diffraktionsmuster wurden an der SAXS-Messtation am Synchrotron ELETTRA mit dem in Kap. 7 beschriebenen Detektorsystem aufgenommen. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 8.4 dargestellt. Die Winkelkalibration des Detektors wurde mit dem Diffraktionsbild der Rattenschwanz-Sehne (Abschnitt 4.3.2.2) durchgeführt. Für die Ortsmessung kommt eine Keramik-Auslesestruktur zum Einsatz. Die Bildrekonstruktion erfolgt mit dem 463-Knoten-Algorithmus mit globaler nicht linearer Korrektur und anschließender Leerbildkorrektur. Die Lipid-Dispersion wurde in einer dünnwandigen Quarz-Kapillare mit einem Durchmesser von 1 mm vermessen. Da diese Kapillare in einer Stahlküvette fixiert wird, ist ein guter thermischer Kontakt zur Peltier-Heizeinheit garantiert (Anton Paar, Graz, Österreich). Die Temperatur wurde in der Probenhalterung in der unmittelbaren Umgebung der Kapillare mit einem Platin-Widerstandselement PT-100 gemessen. Vor jeder Belichtung der Probe wurde eine Zeitspanne von rund 10 Minuten abgewartet, damit sich ein thermisches Gleichgewicht bei der jeweilig gewählten Temperatur einstellen konnte.

Die Energie des Lasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1535 \text{ nm}$ wurde auf $(0.43 \pm 0.02) \text{ J}$ bzw. $(0.65 \pm 0.03) \text{ J}$ eingestellt, was zu einer gemittelten T -Sprung-Amplitude ΔT in der Probe von 3.0 bzw. 4.6°C führte (Tab. 8.3). Der Fehler der Temperatursprungamplitude ΔT ist hauptsächlich durch die schwer zu messende Energieabgabe innerhalb der Probe gegeben und gründet im Wesentlichen auf drei Ursachen:

1. Fehler bei der Bestimmung der Laserpulsenergie. Die Laserpulsenergie wurde mit Hilfe eines Bolometers gemessen. Dabei wird der Fehler zu $\pm 5\%$ abgeschätzt. Die Reproduzierbarkeit der Laserpulsenergie liegt innerhalb eines Fehlerbereichs von $\pm 2\%$.

Lipid	gem. Laserenergie [J]	ΔT [°C]	T_{Start} [°C]	T_{Ende} [°C]	d_0 [Å]	Δd [Å]
POPE	0.43 ± 0.02	3.0 ± 0.5	30.0	33.0 ± 0.5	53.6	0.6 ± 0.1
POPE	0.65 ± 0.03	4.6 ± 0.7	30.0	34.6 ± 0.7	53.6	1.0 ± 0.1
POPE	0.65 ± 0.03	4.6 ± 0.7	35.0	39.6 ± 0.7	53.0	0.9 ± 0.1
SOPE*	1.15 ± 0.06	8.0 ± 1.2	33.0	41.0 ± 1.2	56.5	1.4 ± 0.1

* Daten aus Ref. [127].

Tab. 8.3: Zusammenfassung der Ergebnisse des T -Sprung-Experiments. Alle Proben befanden sich bei der Starttemperatur T_{Start} in der flüssigkristallinen L_α -Phase im thermischen Gleichgewicht.

2. Fehler, der durch die geometrischen Eigenschaften, also den experimentellen Aufbau, gegeben ist, z.B. die ungenaue Bestimmung der Fokusgröße des Lasers oder der Anteil des Laserlichts, das die Kapillare nicht trifft. Der dadurch entstehende Fehlerbeitrag wird zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.
3. Fehlerhafte Abschätzung der Absorption der Laserstrahlung in der Probe (z.B. bedingt durch Ungenauigkeiten in der Wasserkonzentration in der Probe). Dieser Fehlerbeitrag wird auch zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.

Die genannten drei Fehlerbeiträge werden quadratisch addiert, womit sich ein relativer Fehler der Sprungtemperatur von $\pm 15\%$ ergibt.

Ein Zyklus eines zeitaufgelösten Experiments besteht aus einer Serie von Zeitschnitten des aufgenommenen Beugungsbildes, wobei der Laser (Laserpulslänge: 2 ms) etwa 1 s nach dem Beginn der Datennahme getriggert wurde (Zeitdauer vom Trigger bis zum abgegebenen Laserpuls: zusätzlich 1 ms). Die maximale Zeitauflösung dieses Röntgenstreuexperimentes wurde im nachhinein auf 3 ms festgelegt, d.h. dass im minimalsten Fall Zeitschnitte mit 3 ms vorgenommen wurden. Die gesamte Bestrahlungszeit eines Zyklus' variierte von 10–30 s. Jedes Experiment wurde zehnmal wiederholt; dies entspricht zehn Zyklen; anschließend wurden die Einträge aller zehn Ortshistogramme der Diffraktionsbilder aufsummiert.

8.3.3 Datenanalyse

Für die Analyse des Zeitverlaufs des d -Werts wird eine radiale Integration für jedes der zweidimensionalen Diffraktionsbilder durchgeführt. Anschließend werden die Diffraktionspeaks erster Ordnung mit einer Lorentzfunktion mittels der Maximum-Likelihood-Methode angefitet.

Die Elektronendichteprofile des 1-Stearyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamins (SOPE) in der L_α -Phase [127] wurden aus eindimensionalen Kleinwinkel-Diffraktionsbildern durch Standardverfahren gewonnen (z.B. Ref. [128]): Nachdem das Bild mit einem homogen beleuchteten Leerbild korrigiert wurde und der Hintergrundstreuanteil sowohl des Wassers als auch des Probenhalters subtrahiert wurde, sind alle Bragg-Reflexe mit Lorentzverteilungen gefittet worden. Alle Fits wurden mit dem Softwarepaket Origin 5.0 [129] durchgeführt. Danach wurde eine Lorentzkorrektur angewendet, wobei jede Intensität (Fläche des Reflexes) mit dem jeweiligen Quadrat des Wellenvektors \mathbf{s}^2 multipliziert wurde (für eine genaue Beschreibung s. Ref. [130]). Die Quadratwurzel dieser korrigierten Peakintensitäten wurde am Ende benutzt, um die Formfaktoren F jedes einzelnen Peaks zu bestimmen. Das Elektronendichteprofil relativ zu der konstanten Elektronendichte des Wassers wurde mittels der Fourier-Analyse

$$\tilde{\rho}(\mathbf{x}) = \sum_{h \neq 0}^{h_{\text{max}}} \pm F_h \cdot \cos(2\pi \mathbf{s}_h \cdot \mathbf{x}) \quad (8.1)$$

berechnet, wobei F_h die Amplitude des Peaks an der Position \mathbf{s}_h bezeichnet (h ist der Miller-Index). Für zentrosymmetrische Strukturen [deswegen nur Kosinus-Anteile in Gl. (8.1)], wie die hier vorliegenden lamellaren Phasen, ist der Phasenwinkel entweder 180° oder 0° , d.h. lediglich das Vorzeichen des Formfaktors F ist unbekannt [angedeutet durch das \pm in Gl. (8.1)]. Es wurde die Phasenkombination $(---)$, welche sich bereits für eine Vielzahl von verschiedenen Diacyl-Phosphatidylethanolamine (PE) bewährt hat [118, 128], in Gl. (8.1) eingesetzt.

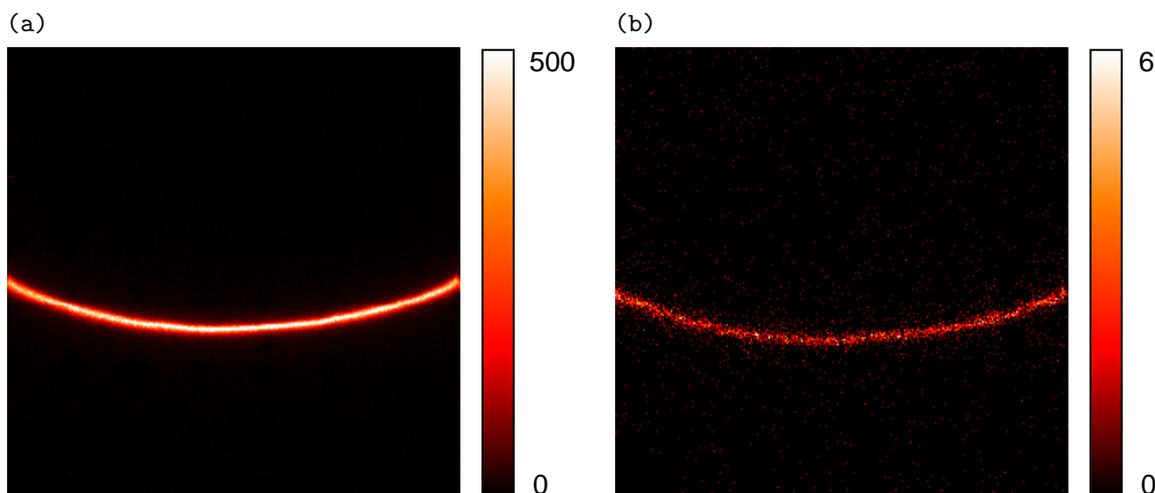


Abb. 8.5: Gemessenes 2D-Diffraktionsbild von POPE in der flüssigkristallinen L_{α} -Phase vor dem Laserpuls (a) bei $T = 30^{\circ}\text{C}$ ($d = 53.6 \text{ \AA}$) und unmittelbar nach dem Laserpuls (b) bei $T = 34.6^{\circ}\text{C}$ ($d = 52.6 \text{ \AA}$), zehnfach aufgenommen und summiert zwischen 3 und 13 ms nach dem Lasertrigger. Die vollständige zeitliche Entwicklung des d -Werts wird in Abb. 8.7 (b) gezeigt. Die dargestellten Bilder haben eine Fläche von $56 \times 56 \text{ mm}^2$.

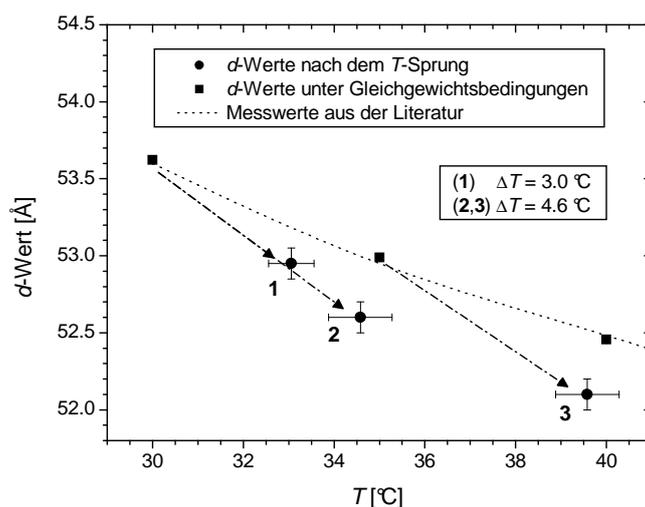


Abb. 8.6: Minimale d -Werte nach dem T -Sprung. Zum Vergleich sind sowohl Messungen, die unter Gleichgewichtsbedingungen durchgeführt wurden, als auch Daten aus Ref. [118] mitdargestellt.

8.4 Ergebnisse und Diskussion

Abb. 8.5 zeigt zwei typische zweidimensionale Diffraktionsbilder der Bragg-Peaks erster Ordnung der L_{α} - bzw. der L_{α^*} -Phase. Bei genauer Betrachtung wird ersichtlich, dass das Gitter direkt nach dem T -Sprung schrumpft, und zwar um etwa 1 \AA . Zu einem gewissen Grade wird dieses Verhalten erwartet, da die Lipidketten mit zunehmender Temperatur mehr und mehr trans-gauche-Isomerisierungen (d.h. im Wesentlichen Rotationen in den Ketten um 120° , welche zu einem Abknicken der Ketten führen) durchlaufen, die zu einer effektiven Verkürzung der Lipidketten und damit zu einer Verjüngung der Lipiddoppelschicht führen. Dennoch wurde in allen Experimenten dieser Untersuchungsreihe festgestellt, dass der minimale d -Wert, welcher mit dem sehr schnellen Laser- T -Sprung induziert wurde, kleiner ist als der entsprechende d -Wert unter Gleichgewichtsbedingungen (Abb. 8.6). Dieser Sachverhalt wird auch in Abb. 8.7 deutlich: der minimale d -Wert liegt etwa $0.3\text{--}0.4 \text{ \AA}$ unterhalb des vom Gleichgewichtszustand her erwarteten Wertes. Im Folgenden wird der Frage nachgegangen, wodurch dieses anomale Schrumpfen des

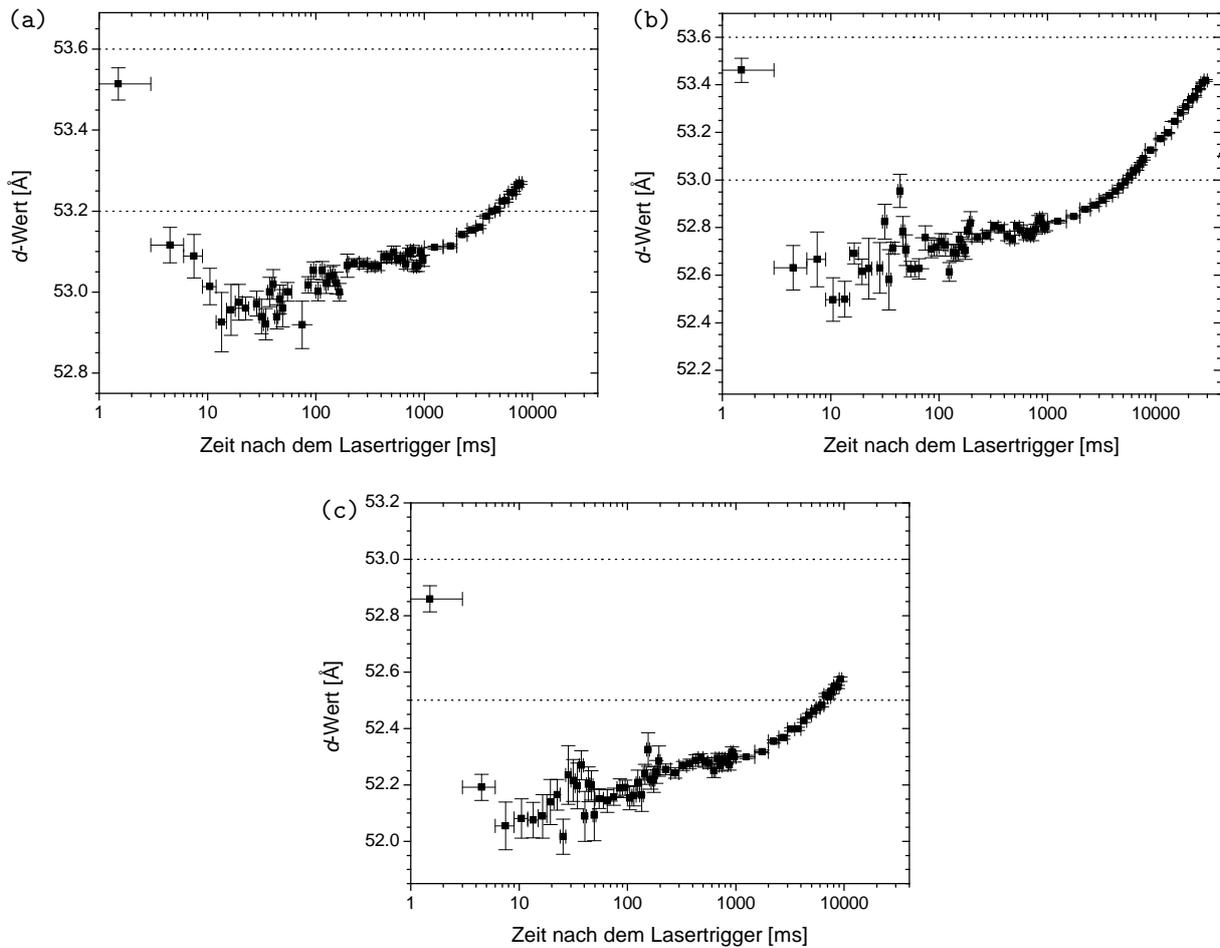


Abb. 8.7: Zeitlicher Verlauf des d -Werts von POPE nach dem Lasertrigger für einen einzelnen T -Sprung von (a) 30°C nach 33°C , (b) 30°C nach 34.6°C und (c) 35°C nach 39.6°C (vgl. Tab. 8.3). Die horizontalen Fehlerbalken beschreiben die Breite des Zeitschnitts, während die senkrechten Fehlerbalken die Standardabweichung des d -Werts angeben. Die obere und die untere gepunktete Linie geben den anfänglichen d_0 -Wert und den am Ende vom Gleichgewichtszustand her erwarteten d -Wert an.

Gitters während der schnellen Nicht-Gleichgewichtsanregung durch den Infrarot-Laser verursacht wird.

Für Lecithin-Systeme konnte gezeigt werden, dass die Lipiddoppelschicht innerhalb der Messgenauigkeit auf den sehr schnellen Temperaturanstieg ohne jegliche Anomalie reagiert [117]. Beispielsweise ist die durch den T -Sprung induzierte Doppelschichtdicke d_B (Abb. 8.3) die gleiche, die man auch bei Systemen im Gleichgewichtszustand findet. Dieses Ergebnis wird zusätzlich durch die prompte Reaktion bestätigt, welche das flüssigkristalline Gitter aufweist. In allen bis jetzt veröffentlichten L_{α} - nach L_{α^*} -Phasenübergängen verändert sich das Gitter gleichzeitig zu der vom Laser deponierten Energie (nachzulesen z.B. in den Referenzen [115] und [117]). Dies wurde außerdem sehr schön für den Hauptphasenübergang von L_{β} nach L_{α} bei 24°C von POPE gezeigt [131]. Der Gel-Phasen-Abbau bzw. das flüssigkristalline Phasenwachstum findet gleichzeitig zum Aufheizprofil des 2 ms langen Laserpulses statt. Diese unverzögerte Reaktion wird auch in diesem Abschnitt bestätigt [Abb. 8.7 (b) und (c)]. Jedoch ist es bemerkenswert, dass das System für die kleinste Laserenergie [0.43 J, Abb. 8.7 (a)] langsamer zu reagieren scheint. Erst etwa 7 ms nach dem Ende des Laserpulses (das Ereignis des Laserblitzes fällt innerhalb des ersten Messpunktes), ist der minimale d -Wert von etwa 52.9 \AA erreicht. Allerdings ist dies ein Einzelereignis und weitere zukünftige systematische Untersuchungen werden notwendig sein, diese Ausnahme aufzuklären. Zunächst soll aber ausschließlich auf die strukturelle Umformung der Ereignisse und die damit verknüpfte Fragestellung nach der Ursache für das anomal dünne Gitter der angeregten L_{α^*} -Phase eingegangen werden.

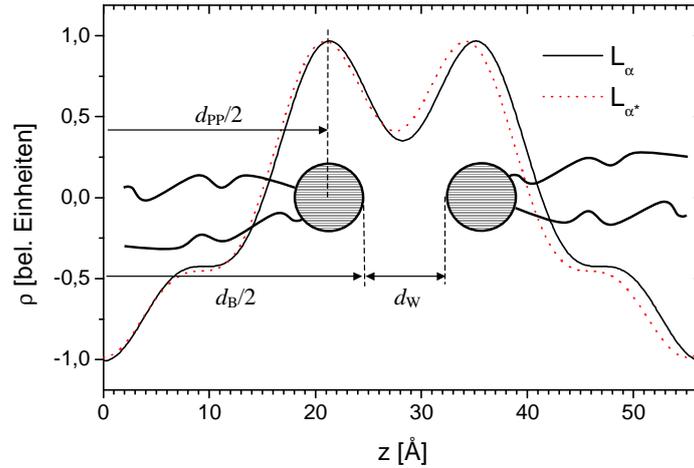


Abb. 8.9: Verlauf der Elektronendichte der L_{α} - (durchgezogene Linie) und der L_{α^*} -Phase (gestrichelte Linie) von SOPE (Tab. 8.4). Die maximale Elektronendichte wird dem Zentrum der Phosphatgruppe des Lipidmoleküls zugeordnet. Demzufolge wird d_{PP} als der Abstand zwischen zwei Phosphatgruppen in der Membran definiert. Die Lipiddoppelschichtdicke d_B ist gegeben als d_{PP} plus dem Durchmesser einer Kopfgruppe, welche ungefähr 8 Å beträgt ($d_B = d_{PP} + 8$ Å) [133]. Die Wasserschichtdicke wird zu $d_W = d - d_B$ gesetzt. Die Amplituden F_h , die für die Berechnung des Elektronendichteprofiles verwendet wurden [vgl. Gl. (8.1)], betragen für die L_{α} -Phase: $F_1 = -53$, $F_2 = -6$, $F_3 = 14$ und $F_4 = -23$ und für die L_{α^*} -Phase: $F_1 = -53$, $F_2 = -4$, $F_3 = 13$ und $F_4 = -22$.

Tat auch für PE's so zu sein, dass die Membrane auf einen Temperatursprung mit demselben linearen thermischen Ausdehnungsverhalten reagiert wie unter Gleichgewichtsbedingungen.

Infolgedessen muss der anomal dünne d -Wert der L_{α^*} -Phase seine Ursache in einer anomal dünnen Wasserschicht der Dicke d_W haben. In der Tat verkleinert sich die Wasserschicht etwa um $\Delta d_W = 0.5$ Å. Dieser Wert ist um etwa 0.4 Å größer als der vom Gleichgewichtszustand erwartete [118]. Ein Wasserdéfizit unmittelbar nach dem Laserpuls vermag diese Diskrepanz nicht zu erklären, da das Wasservolumen pro Lipid in den untersuchten Temperaturintervallen praktisch unverändert bleibt [118]. Doch ist der Effekt klein und solch eine kleine zusätzliche Wasserschichtausdünnung würde plausibel sein, wenn sich die laterale Elastizität der Doppelschicht unter Nicht-Gleichgewichtsbedingungen nur leicht erhöht. In diesem Fall würde sich das vorhandene Wasser auf einer anomal großen Lipid/Wasser-Grenzschicht umverteilen. Ein weiteres mögliches Szenario von Neuansordnungen von Wassermolekülen während des L_{α} - nach L_{α^*} -Übergangs wäre gegeben, wenn sich kleine weitere Defekte bildeten, wie z.B. Wasserlinsen [115]. Zusätzlich zur Verfügung stehende Volumina für Wasser hätten schließlich eine anomale Ausdünnung der Wasserschichtdicke d_W zur Folge.

8.5 Bewertung des Experiments im Kontext des Detektors

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor konnte erfolgreich zur Untersuchung der angeregten L_{α^*} -Phase des POPE-Lipids verwendet werden. Dabei konnte die tatsächliche Zeitauflösung des Detektors, die sogar im Submikrosekundenbereich liegen sollte, gar nicht vollkommen ausgeschöpft werden. Für Messungen in diesem Zeitbereich sind aber sehr häufige Wiederholungen der Messung ($N \gg 10$) unabdingbar, und strahlenresistente und chemisch stabile Proben sowie ein automatisierter Ablauf des Experiments erforderlich.

Da das T -Sprung-Experiment nur mit der 1. Teststufe der Elektronik, also mit globalem Trigger, durchgeführt werden konnte, war es auch nicht nötig, bis zur Leistungsgrenze der Ratenverträglichkeit des Detektors zu gehen. Aus diesem Grund konnten raumladungs- und signalüberlagerungsbedingte Bildverzerrungen vermieden werden. Mit der 3. Teststufe oder sogar der endgültigen Version wären sicherlich höhere Photonenraten möglich gewesen, die noch feinere Zeitschnitte ermöglicht hätten; dies wäre besonders für die ersten Millisekunden nach dem Laserpuls interessant.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Konzept des zweidimensional bildgebenden ViP-Röntgendetektors, der sich durch eine hohe Ratenverträglichkeit und eine Zeitauflösung im μs -Bereich auszeichnet, weiterentwickelt und optimiert. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Bildrekonstruktionsmethoden, die Einflüsse systematischer Effekte auf die Bildgebung, die limitierenden Eigenschaften der resistiv interpolierenden Auslesestruktur bei hohen Raten, die Zeitauflösung des Systems und die Entwicklung eines geeigneten lokalen Triggerkonzeptes gelegt.

Das zunächst offene Problem einer geeigneten interpolierenden Ortsraumtransformation für die Bildgebung des Detektorsystems konnte in Form des 463-Knoten Algorithmus' gelöst werden. Dieser Algorithmus, welcher im Wesentlichen eine optimierte Linearkombination des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus' darstellt, zeichnet sich wegen seiner weitestgehend korrekten Positionsrekonstruktion durch seine guten Ortsauflösungseigenschaften aus. Eine weitere Verbesserung der Abbildungseigenschaften lässt sich insbesondere an den Zellrändern und den Ausleseknöten durch eine sukzessive, zweidimensionale nicht lineare Koordinatentransformation erzielen. Nach der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' mit nicht linearer Korrektur wird die erreichbare Bildqualität lediglich durch die Einflüsse systematischer Effekte limitiert.

Mit Hilfe des weiterentwickelten 4×4 -Zellenmodells, das die Diffusionsvorgänge auf der Widerstandsschicht hinreichend zuverlässig beschreibt, konnten weiterhin Aussagen zum dynamischen Verhalten und zur Optimierung der Hochratenverträglichkeit der Auslesestruktur gewonnen werden.

Die beiden charakteristischen Oberflächenwiderstände der Anodenstruktur lassen sich nur in einem beschränkten Rahmen zur Verringerung der Signaldiffusion verändern. Ein zu kleiner Oberflächenwiderstand der Randstege führt zu einem verstärkten parallelen Rauschbeitrag und damit zu einer entsprechend verschlechterten Ortsauflösung. Andererseits lässt sich der 463-Knoten Algorithmus wegen seines iterativen Positionsbestimmungsverfahrens nur oberhalb eines bestimmten Oberflächenwiderstandsverhältnisses zwischen hochohmigen Zellmitten und niederohmigen Stegen sinnvoll einsetzen, sodass auch die Zellzentren nicht zu niederohmig gewählt werden dürfen. Als geeignete Oberflächenwiderstandswerte haben sich $100 \text{ k}\Omega/\square$ für die hochohmigen Zellmitten bzw. $1\text{--}5 \text{ k}\Omega/\square$ für die niederohmigen Randstege, abhängig von der verwendeten Stegbreite, bewährt.

Die Kapazitätsbelegung, welche ebenso wie die Oberflächenwiderstandsbelegung das Diffusionsverhalten der Signale auf der Auslesestruktur entscheidend mitbestimmt, wird durch das verwendete Material, den Abstand der Gasverstärkungsstrukturen zur Widerstandsanode und durch evtl. vorhandene Erdungsflächen bestimmt und ist damit ebenfalls bis zu einem gewissen Grade festgelegt. Die robusten und sehr ebenen Keramik-Strukturen können mit den in der Arbeitsgruppe zur Verfügung stehenden Siebdrucktechniken verarbeitet werden. Jedoch besitzen sie aufgrund ihrer größeren Anfälligkeit bezüglich systematischer Effekte schlechtere Bildwiedergabeeigenschaften als die PCB-Strukturen, welche außerdem eine deutlich kleinere Kapazitätsbelegung und damit eine geringere Signaldiffusion aufweisen. Wird die hohe Planarität der Keramik-Strukturen nicht explizit benötigt, wie sie z.B. bei der Zusammensetzung mit den MicroCAT-Gasverstärkungsstrukturen notwendig ist, so sind die PCB-Anoden insbesondere in Kombination mit den kurzen Signalen der GEM-Strukturen zu bevorzugen.

Die Zellgröße stellt damit praktisch den einzigen freien Parameter dar, mit welchem das Hochratenverhalten der Auslesestruktur an die experimentellen Bedürfnisse angepasst werden kann. Eine Veränderung der Zellgröße beeinflusst dabei in zweifacher Hinsicht die Hochratenverträglichkeit. Die Länge der Antwortfunktion der Auslesestruktur auf einen kurzen δ -Puls verhält sich in erster Näherung proportional zum Quadrat der Zellgröße g^2 . Kleinere Zellen führen demnach zu einer verringerten Signaldiffusion. Zum anderen zeigt sich, dass jedes Photonereignis für eine gewisse Zeit im Mittel eine von der Ereignisposition abhängige, tote Fläche von etwas mehr als 3×3 -Auslesezellen erzwingt, um Signalüberlagerungen zu ver-

meiden. So ergibt sich für eine PCB-Auslesestruktur bei einer Zellgröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ eine paralyisierbare Totzeit von etwa $\tau = 100 \text{ ns}$, welche bei einer Photonenrate von 1 MHz zu etwa 18% Totzeitverlusten führt. Dabei erweist sich das Produkt aus dem mittleren detektierbaren Fluss und dem Flächenäquivalent von etwa 3×3 -Zellen mit $10^6 \text{ Photonen s}^{-1}$ als näherungsweise konstant. Durch eine Halbierung der Zellgröße lässt sich der mittlere detektierbare Fluss auch vor dem Hintergrund einer verringerten Signaldiffusion um mehr als das Vierfache steigern, natürlich erkauft durch den Nachteil einer entsprechend reduzierten sensitiven Fläche bei einer konstanten Anzahl elektronischer Kanäle. Andererseits sollten die Zellgrößen auch nicht so weit verkleinert werden, dass die Längen der intrinsischen GEM-Signale die Signallängen an den Knoten maßgeblich dominieren. Bei Zellgrößen zwischen $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und $8 \times 8 \text{ mm}^2$ liegen die Beiträge der GEM-Signale und der Auslesestruktur in derselben Größenordnung. Darüber hinaus lohnt sich der interpolative Ansatz, welcher mit der komplexen Positionsrekonstruktion und der aufwendigen Elektronik verbunden ist, bei Zellgrößen $\ll 2 \times 2 \text{ mm}^2$ nicht mehr.

Da der Beitrag der Rekonstruktionsalgorithmen bezüglich der Ortsauflösung näherungsweise proportional zur Zellgröße ist, kann die Genauigkeit der Positionsbestimmung durch verkleinerte Zellen verbessert werden, vorausgesetzt die Photoelektronenreichweite und die Rauschbeiträge der Widerstandsauslesestruktur bzw. der Elektronik stellen nicht die limitierenden Parameter dar. Die Ortsauflösung wurde in Messungen zu $< 150 \text{ }\mu\text{m}$ (fwhm) bestimmt.

Neben den Diffusionsbeiträgen der Auslesestruktur bestimmen auch die Signallängen der Gasverstärkungsmikrostrukturen und Raumladungseffekte das Hochratenverhalten des Systems. Besonders geeignet ist das Konzept der Dreifach-GEM-Kombination, welches sich durch hohe effektive Gasverstärkungen bei stabilem Betrieb, relativ homogene Verstärkungen auch über größere Flächen, moderate Ionenfeedbacks im Bereich einiger Prozent, eine gute Hochratenverträglichkeit und insbesondere durch sehr kurze Signale mit Halbwertsbreiten von lediglich einigen 10 ns auszeichnet [63]. Damit sind diese Gasverstärkungsstrukturen besonders für die Kombination mit PCB-Widerstandsanoden geeignet. Um die bei sehr hohen Photonenraten auftretenden, raumladungsbedingten Verzerrungen zu minimieren, sollte die Konversionsraumtiefe des Detektors möglichst klein gewählt werden und damit bezüglich der Quanteneffizienz ein gewisser Kompromiss getroffen werden [63]. Neben der optimierten Hochratenfähigkeit verbessert sich bei flacheren Konversionsräumen auch die Zeitauflösung des Detektorsystems, welche maßgeblich durch die Photokonversionsortverteilung limitiert wird. Das vorliegende System bietet Zeitaufösungen im Bereich zwischen $200\text{--}300 \text{ ns}$.

Ähnlich wie ein pixelbasierendes Detektorsystem bietet das interpolierende ViP-Konzept die Möglichkeit einer asynchronen und parallelen Auslese. Durch die Umsetzung der lokalen Triggergenerierung in Form eines neuen, elektronischen Auslesekonzeptes, welches gezielt nur relevante Ladungsinformationen ausliest und verarbeitet, konnte der Datendurchsatz und damit das Hochratenverhalten des Gesamtsystems gegenüber der Vorgängerelektronik um etwa zwei Größenordnungen gesteigert werden. Die totale Ausleserate wird momentan zum einen durch die Datenübertragung zwischen der Masterkarte und dem PC und zum anderen durch die Online-Positionsrekonstruktion am PC beschränkt. Die Verwendung eines leistungsfähigeren Datenübertragungsstandards, wie USB 2.0 oder Firewire, und der Einsatz eines schnelleren PCs könnten hier effektiv Abhilfe schaffen. Weiterhin wäre es denkbar die vollständige Positionsrekonstruktion mittels eines moderneren Xilinx-Bausteins auf der Masterkarte durchführen zu lassen und anstatt der Knoten-, Ladungs-, und Zeitinformationen nur noch die fertigen Ortshistogramme zum PC zu übertragen.

Die Generierung des lokalen Triggers in der Teststufe 3 und die Verarbeitung der Ladungsinformationen bedingt beim existierenden Elektroniksystem eine Totzeit von etwa 400 ns pro Ereignis. Durch eine optimierte Programmierung der Xilinx-Bausteine in Verbindung mit einer Erhöhung des Systemtaktes und den dadurch gesteigerten Datenübertragungsraten zwischen den einzelnen Karten könnte die elektronische Totzeit mit dem bestehenden System auf etwa 300 ns verringert werden [64]. Durch eine Erhöhung der Anzahl der Direktverbindungen der ADC-Karten untereinander, etwa durch die zusätzliche Einführung von diagonalen Verbindungen, wodurch jede Karte mit ihren acht direkten Nachbarkarten in Kontakt treten kann, und durch den Einsatz eines breiteren Gesamtbusses zwischen den ADC-Karten und der Masterkarte wird eine reduzierte Totzeit in einem zukünftigen, modifizierten System von etwa 100 ns erwartet [64].

Werden für bestimmte Hochratenanwendungen eine gute Ortsauflösung und eine optimale Bildwiedergabe nicht unabdinglich benötigt, so könnte durch die Verringerung des niederohmigen Stegwiderstandes

ein verstärktes Abschirmverhalten zwischen den Zellen erreicht werden. Damit würde pro Ereignis für die Totzeit τ eine Fläche von nur etwa einer Zelle erzwungen. Weiterhin könnte in diesem speziellen Fall bei der Anwendung des einfachen 4-Knoten Algorithmus' die elektronische Totzeit zusätzlich reduziert werden.

Abschließend konnte mit dem Gesamtsystem, bestehend aus dem Detektor und der neuen Elektronik (Teststufe 1), an der SAXS-Beamline in Trieste ein im ms-Bereich ablaufender Temperatursprung an einem POPE-Lipid, welcher zur Ausbildung einer angeregten L_{α^*} -Phase führte, erfolgreich aufgelöst werden.

Eine zusammenfassende Darstellung der wichtigsten Leistungsparameter des existierenden ViP-Prototypdetektorsystems findet sich, ebenso wie die Spezifikationen eines zukünftigen, vergrößerten ViP-Detektorsystems mit $20 \times 20 \text{ cm}^2$ sensitiver Fläche, in Tab. 9.1. Die Realisierung eines vergrößerten Systems

	ViP-Prototyp	ViP (zukünftig)	RAPID
Detektortyp	Dreifach-GEM	Vierfach-GEM*	Drahtzähler
Aktive Fläche	$5.6 \times 5.6 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$
Zellanzahl	7×7	50×50	-
Zellgröße	$8 \times 8 \text{ mm}^2$	$4 \times 4 \text{ mm}^2$	-
Maximaler Spitzenfluss	$> 10^7 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 10^7 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 10^6 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Mittl. detektierbarer Fluss	$> 2 \cdot 10^5 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 8 \cdot 10^5 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 4 \cdot 10^4 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Globale Zählrate	$> 5 \cdot 10^6 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$	$> 3 \cdot 10^8 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$	$> 1.5 \cdot 10^7 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$
Gasdruck/-mischung	1.3 bar Xe/CO ₂	2 bar Xe/CO ₂ /CF ₄	Xe/Ar/CO ₂
Konversionsraumtiefe	25 mm	8 mm	15 mm
Quanteneffizienz @ 8 keV	> 95 %	90 %	70 %
Virtuelle Pixelzahl	$280 \times 280^{\S}$	$1000 \times 1000^{\S}$	1024×1024
Anzahl elektr. Kanäle	8×8	51×51	128×128
Rauschniveau	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Ortsauflösung (fwhm)	$< 150 \mu\text{m}$	$< 100 \mu\text{m}$	$\approx 300 \mu\text{m}$
Zeitauflösung	$< 240 \text{ ns}^{\P}$	$< 60 \text{ ns}^{\P}$	10 ms
Energieauflösung @ 8 keV	Ausreich. z. Triggern	20%**	20 %

* Die oberste GEM-Struktur dient als Ionenfänger, um die Raumladungen im Konversionsraum zu minimieren.

† Mittlerer detektierbarer Fluss multipliziert mit der Detektorfläche (proportional durch das Detektordesign).

‡ Unabhängig von der Detektorgröße.

§ Typische Werte für eine Pixelgröße von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$.

¶ Zeitauflösung pro Photon; limitiert durch Photokonversionsortverteilung.

|| Limitiert durch Speicherorganisation.

** Erwartet mit Beschichtung der GEMs mit amorphem Kohlenstoff [90].

Tab. 9.1: Spezifikationen des momentan existierenden und eines zukünftigen, verbesserten ViP-Detektors und der direkte Vergleich zum RAPID-System [29,30]. Die einzelnen Einträge in dieser Tabelle sind sowohl Ergebnisse dieser Arbeit als auch von Ref. [63,64].

sollte möglich sein, da die wesentlichen Probleme, wie das Erzielen einer homogenen Gasverstärkung bei größeren Flächen [63], das Entwerfen eines modular aufgebauten elektronischen Auslesekonzeptes mit lokalem Trigger [64] und die Entwicklung geeigneter Bildrekonstruktionsmethoden, wie sie in dieser Arbeit beschrieben werden, prinzipiell gelöst sind.

Zum Vergleich zeigt Tab. 9.1 zusätzlich die Daten des RAPID-Systems, das als kommerziell erhältlicher Standarddetektor bereits in Beamlines eingesetzt wird und nach wie vor das obere Ende der Leistungsskala gasbasierender Einzelphotonzähler repräsentiert. Das zukünftige ViP-System sollte jedoch bezüglich der globalen Zählrate und der Orts- und Zeitauflösung deutlich bessere Leistungsdaten aufweisen als der RAPID-Detektor. Der vorgestellte ViP-Detektor stellt damit ein überaus flexibel einsetzbares Werkzeug für die Auflösung schnell ablaufender Vorgänge in der Grundlagenforschung oder bei technischen Anwendungen dar.

Anhang

A. Ergänzungen zu Kapitel 2

A.1 4×4 -Zellen Diffusionssimulationsmodell

Das an dieser Stelle zusammenfassend dargestellte, numerische 4×4 -Zellenmodell liefert über eine zeitabhängige Diffusionssimulation der Ladungsträger auf der verwendeten Widerstandsauslesestruktur (s. Abschnitt 2.2.1) die in die 25 Knoten fließenden Ladungsinformationen $Q_n(x, y)$ mit $n \in \{0, 1, 2, \dots, 24\}$. Auf diese Weise liefert dieses Modell in Verbindung mit den Rekonstruktionsalgorithmen eine Verknüpfung zwischen dem Raum der „wahren“ Positionen (x, y) und dem Raum der rekonstruierten Positionen (u, v) [s. Gl. (2.15)]. Da das 4×4 -Zellenmodell sowohl für den quasistatischen als auch für den zeitabhängigen Fall recht zuverlässige Vorhersagen liefert, basieren die Ortsrekonstruktionsverfahren (Kap. 4), die Simulationen systematischer Effekte (Kap. 5) und die Beschreibung der dynamischen Eigenschaften der Auslesestruktur (Kap. 6) maßgeblich auf dieser Simulation.

Zunächst wird die dem Simulationsmodell zugrunde liegende Differentialgleichung mit den zugehörigen Randbedingungen und das Prinzip der numerischen Lösung kurz erläutert. Für eine weiterführende, ausführliche Diskussion des Modells sei auf Ref. [62, 77] verwiesen, woraus Teile der folgenden Beschreibung entnommen sind. Anschließend werden die wesentlichen Parameter des Diffusionsmodells, welche für das Verständnis von Kap. 4–6 benötigt werden, angesprochen.

A.1.1 Diffusionsgleichung mit Randbedingungen und Lösungsweg

Mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes und der Kontinuitätsgleichung ist es auf recht einfache Weise möglich, eine inhomogene, partielle DGL herzuleiten, welche die Diffusionsvorgänge einströmender Ladung auf der Widerstandsstruktur beschreibt [54]. Da der Widerstandsstruktur eine zweidimensionale Geometrie zugrunde liegt, sind alle in den folgenden Gleichungen vorkommenden Größen und Operatoren als zweidimensionale Objekte zu verstehen.

Ausgangspunkt ist das Ohmsche Gesetz, d.h. die Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen der Stromdichte \mathbf{j} und der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} :

$$\mathbf{j}(x, y, t) = \sigma(x, y) \mathbf{E}(x, y, t) \quad \text{mit } \sigma = 1/r(x, y) , \quad (\text{A.1})$$

wobei σ für die ortsabhängige Oberflächenleitfähigkeit (hochohmige Zellmitten bzw. niederohmige Randstege) und r entsprechend für den zugehörigen Oberflächenwiderstand der Auslesestruktur steht. Unter Annahme der elektrostatischen Näherung, d.h. unter Vernachlässigung der zeitlichen Ableitung des Vektorpotentials \mathbf{A} , ergibt sich die elektrische Feldstärke \mathbf{E} zu:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } V , \quad \text{weiter folgt für die Stromdichte: } \mathbf{j} = -\sigma \text{ grad } V . \quad (\text{A.2})$$

Die Oberflächenladungsdichte ϱ der Widerstandsschicht ergibt sich unter Ausnutzung der Beziehung $Q = CV$, wobei C die Gesamtkapazität des Detektors beschreibt, zu:

$$\varrho(x, y, t) = cV(x, y, t) . \quad (\text{A.3})$$

$V(x, y, t)$ steht für das orts- und zeitabhängige Potential auf der Widerstandsstruktur. Die Kapazitätsbelegung c (Einheit: F m^{-2}) kann aus einem einfachen Plattenkondensatormodell der verwendeten Gasverstärkungsstruktur und der zugehörigen Auslesestruktur näherungsweise bestimmt werden (s. Abschnitt 3.3.1 und 3.3.2). Dabei wird an dieser Stelle vereinfachend angenommen, dass die Kapazitätsbelegung c eine Konstante und keine Funktion des Ortes ist. Die Kontinuitätsgleichung ohne Quellen oder Senken

$$\frac{\partial \varrho(x, y, t)}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}(x, y, t) = 0 \quad (\text{A.4})$$

liefert durch Einsetzen von Gl. (A.2) und Gl. (A.3) folgende homogene DGL:

$$c \frac{\partial V(x, y, t)}{\partial t} - \nabla \cdot [\sigma(x, y) \nabla V(x, y, t)] = 0. \quad (\text{A.5})$$

Da die im Detektorbetrieb auf die resistive Struktur auftreffenden Elektronen eine Quelle bzw. eine Stromdichte $I(x, y, t)$ darstellen, wird aus der obigen homogenen eine inhomogene DGL. Diese einfallende Stromdichte weist in der Simulation eine bestimmte zeitliche und räumliche Abhängigkeit auf. Die konkrete Form von $I(x, y, t)$ wird in Abschnitt A.1.2 diskutiert. An dieser Stelle sei noch einmal angemerkt, dass es sich bei $I(x, y, t)$ um eine Stromdichte, d.h. um einen einfallenden Strom pro Fläche handelt. Damit folgt schließlich:

$$\frac{\partial V(x, y, t)}{\partial t} - \frac{1}{c} \nabla \cdot [\sigma(x, y) \nabla V(x, y, t)] = \frac{1}{c} I(x, y, t). \quad (\text{A.6})$$

Diese inhomogene, partielle DGL für das Potential $V(x, y, t)$ stellt unter Berücksichtigung der vorliegenden Randbedingungen eine vollständige Beschreibung der Diffusionsvorgänge der zweidimensional resistiv interpolierenden Auslesestruktur dar.

Im Folgenden werden die geerdeten Ausleseknöten als realistische Randbedingungen für Gl. (A.6) motiviert. An den 64 Ausleseknöten wird die einfallende Ladung über Vorverstärker gesammelt und verstärkt (vgl. Abb. 2.7). Diese ursprünglich für Proportionalzähler entwickelten, ladungsempfindlichen Verstärker (preamplifier and shaper, PASH) [45], mit welchen alle bildgebenden Messungen in dieser Arbeit durchgeführt wurden, weisen eine von der Frequenz des einfallenden Signals abhängige Eingangsimpedanz auf. In Ref. [62] wird beschrieben, dass am negativen Eingang des Verstärkers ein von der resistiven Struktur herrührender Widerstand R in der Größenordnung von $10 \text{ k}\Omega$ angenommen werden kann. Wie sich zeigt, ist dieser Widerstand R groß gegenüber der Eingangsimpedanz Z_{in} der Vorverstärker, welche sich entsprechend des elektronischen Aufbaus durch

$$\begin{aligned} Z_{\text{in}} &= R_{\text{trans}} \parallel \frac{1}{i\omega C_{\text{trans}}} \quad \text{oder} \quad Z_{\text{in}} = \frac{1}{(1/R_{\text{trans}}) + i\omega C_{\text{trans}}} \\ &= \frac{R_{\text{trans}}}{1 + (\omega C_{\text{trans}})^2 R_{\text{trans}}^2} - i \frac{\omega C_{\text{trans}} R_{\text{trans}}^2}{1 + (\omega C_{\text{trans}})^2 R_{\text{trans}}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

beschreiben lässt [62]. Die transformierte Eingangskapazität C_{trans} und der transformierte Eingangswiderstand R_{trans} bestimmen sich im verwendeten Vorverstärkersystem zu $C_{\text{trans}} = 190 \text{ pF}$ [45] und $R_{\text{trans}} \approx 7 \text{ k}\Omega$. Die Signallängen der Mikrostrukturen liegen typischerweise im Bereich zwischen $50 \text{ ns} - 1 \text{ }\mu\text{s}$ [61, 63] (vgl. auch simulierte MicroCAT- und GEM-Stromsignale aus Abschnitt A.1.2). Legt man für eine pessimistische Abschätzung ein langes MicroCAT-Stromsignal von $T = 1 \text{ }\mu\text{s}$ zugrunde, so ergibt sich bei einer Fouriertransformation dieses Signals eine minimale Frequenz von etwa $\omega_{\text{min}} = 2\pi (1/T) = 2\pi (1/1 \text{ }\mu\text{s}) \approx 6.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Daraus lässt sich die obere Grenze von $|Z_{\text{in}}(\omega_{\text{min}})|$ durch Einsetzen der Zahlenwerte zu

$$|Z_{\text{in}}(\omega_{\text{min}})| \approx 830 \text{ }\Omega \ll R \approx 10 \text{ k}\Omega \quad (\text{A.8})$$

abschätzen. Für die noch deutlich schnelleren GEM-Stromsignale, welche typischerweise in der Größenordnung von etwa 100 ns liegen, verringert sich die Eingangsimpedanz sogar auf etwa $|Z_{\text{in}}| \approx 100 - 200 \text{ }\Omega$. Da sich der am Eingang der Vorverstärker anliegende Widerstand R sehr viel größer als die Eingangsimpedanz der Vorverstärker $|Z_{\text{in}}|$ erweist, werden die 25 simulierten Ausleseknöten als geerdet betrachtet. In dieser Randbedingung werden die Knöten als ideale Senken behandelt auf denen sich keinerlei Potential aufbauen kann. In Abschnitt 5.1.4 wird beispielhaft eine Auslesestruktur mit einem konstanten Knötenwiderstand simuliert. Der Einfluss auf die Bildrekonstruktion ist jedoch minimal und die etwas vereinfachende Annahme geerdeter Knöten ist durchaus gerechtfertigt.

Um eine Lösung für die Potentialverteilung $V(x, y, t)$ aus Gl. (A.6) mit den gegebenen Randbedingungen und somit für den in die Ausleseknöten fließenden Strom zu erhalten, kann praktisch nur der Weg über einen numerischen Ansatz eingeschlagen werden. Zwar wurden die Potentialverteilungen eindimensional resistiv interpolierender Systeme bereits analytisch gelöst [78, 79], und auch für eine quadratische Widerstandsschicht mit geerdeten Rändern wurde eine geschlossene Lösung gefunden [134], jedoch können

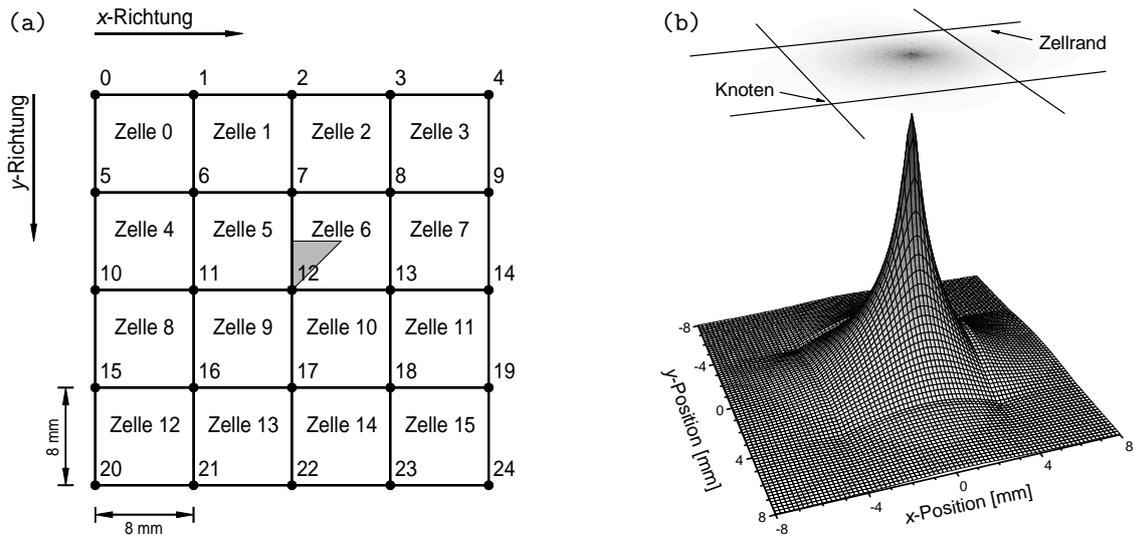


Abb. A.1: (a) Übersicht über die simulierten 4×4 -Zellen mit der entsprechenden Knoten- und Zellennummerierung. Als Rekonstruktionszelle wird Zelle 6 gewählt. Der Ursprung des lokalen Koordinatensystems befindet sich in Knoten 12. Um Rechenzeit zu sparen, reicht es aus, die sich ergebenden Knotenladungen $Q_n(x, y, t)$ mit $n \in \{0, 1, 2, \dots, 24\}$ für Eimpulspositionen (x, y) aus $1/8$ der Zelle (graue Fläche) zu berechnen und durch Symmetrienausnutzung auf die gesamte Zelle 6 zu übertragen. Die Zellgröße beträgt, wenn nicht anders vermerkt, $8 \times 8 \text{ mm}^2$. (b) Potentialfeld $V(x, y)$, das durch eine punktförmig eintreffende Stromdichte in der Auslesezone 6 induziert wird, zu einem festen Zeitpunkt t_0 . Zu erkennen sind die Zelle 6 mit den Randstegen und den geerdeten Ausleseknöten sowie Teilbereiche der unmittelbaren acht Nachbarzellen.

zweidimensionale dissipative Systeme aufgrund ihrer speziellen Randbedingungen und Komplexität im Allgemeinen nur numerisch gelöst werden (z.B. Ref. [135, 136]). Der genaue numerische Lösungsweg für die DGL (A.6) soll an dieser Stelle nicht beschrieben werden; dieser kann aber ausführlich an anderer Stelle nachgeschlagen werden [62, 77].

Im Vergleich zu einer früheren Version dieser Diffusionssimulation [62, 77] wurde die Anzahl der simulierten Auslesezellen von 3×3 auf 4×4 Zellen erweitert [Abb. A.1 (a)]. Durch diese Vergrößerung des Modells können bei der Anwendung des 6-Knoten Algorithmus' [s. Gl. (4.2)] in Zelle 6 störende Randeffekte vermieden werden, da die beteiligten Ausleseknöten nun nicht mehr wie beim 3×3 -Zellenmodell zu unmittelbaren Randzellen gehören. Wie sich zeigt, sind die leichten Ladungsasymmetrien, die sich bei der Anwendung des 4-Knoten Algorithmus' aufgrund der nicht exakt zentralen Lage von Auslesezone 6 ergeben, vollständig zu vernachlässigen.

Für die numerische Beschreibung der Ausleseebene wurde ein räumlicher Gitterpunktabstand von $\Delta x = \Delta y = 200 \mu\text{m}$ gewählt. Damit entfallen auf eine Zelle mit einer Größe von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ insgesamt 41×41 finite Elemente. Dabei werden die Stege durch eine Gitterpunktreihe, entsprechend einer Breite von $200 \mu\text{m}$, dargestellt. Wenn im Kontext nicht anders vermerkt, sind die geerdeten Ausleseknöten jeweils durch einen Gitterpunkt der Fläche $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ repräsentiert. In Abschnitt 5.3 wird eine größere Ausdehnung der Ausleseknöten auf die Bildwiedergabe simuliert. Jeder räumliche Gitterpunkt kann als Eimpulsquelle für eine Stromdichte dienen. Dabei liegt das globale Koordinatensystem für die Bezeichnung des Eimpulsquellpunktes in Knoten 0 [vgl. Abb. A.1 (a)]. In dieser Arbeit wird beispielsweise die Mitte der Zelle 6 mit $x = 20 \text{ mm}$ und $y = 12 \text{ mm}$ als Pos20.0-12.0 bezeichnet.

Abb. A.1 (b) zeigt beispielhaft das aus der numerischen Simulation bei einer leicht asymmetrischen Eimpulsung in Zelle 6 entstehende Potentialfeld $V(x, y)$ für typische Widerstandsverhältnisse bei einem festen Zeitpunkt t_0 . Am Potentialverlauf ist erkennbar, dass die Stege eine gewisse Abschirmungswirkung besitzen und die Ladungen nur schwach in die benachbarten Zellen eintreten. In der Regel wird mindestens 90% der Ladung von den umgebenden vier Knöten einer Zelle aufgesammelt [62]. Aus dem Potentialverlauf kann der in die Knöten einfließende Strom bestimmt werden. Durch die Integration des Stroms erhält man in Abhängigkeit der Eimpulsposition (x, y) die bis zum Zeitpunkt t in den Knöten n eingeströmte Ladungsmenge $Q_n(x, y, t)$.

A.1.2 Parameter des Simulationsmodells

An dieser Stelle werden die drei wichtigsten Parameter des 4×4 -Zellenmodells vorgestellt. Für eine detailliertere Betrachtung sei wiederum auf Ref. [62, 77] verwiesen.

- **Widerstandsbelegung:** Zunächst können die Widerstandsbelegungen für die Zellmitten und die Randstege gewählt werden. Dabei bezeichnet $R1$ den Oberflächenwiderstand der hochohmigen Zellmitten und $R2$ den Oberflächenwiderstand der niederohmigen Randstege. Typische Standardwerte für die simulierten Oberflächenwiderstände sind $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$. Neben solchen Oberflächenwiderstandsbelegung kann mit dem Simulationsmodell auch der Einfluss von lokalen Variationen der Oberflächenwiderstände auf die Bildwiedergabe abgeschätzt werden (Abschnitt 5.2).
- **Kapazitätsbelegung:** Genau wie die Oberflächenwiderstandsbelegung hat auch die Kapazitätsbelegung c einen maßgeblichen Einfluss auf das dissipative Verhalten der Auslesestruktur [s. Gl. (A.6)]. Mit Hilfe eines einfachen Plattenkondensatormodells können die beiden Hauptbeiträge für die Kapazitätsbelegung, herrührend von der Gasverstärkungs- und der Auslesestruktur, bestimmt werden. Eine quantitative Abschätzung der Kapazitätsbelegung für eine Keramik- und eine PCB-Auslesestruktur in Kombination mit einer GEM-Gasverstärkungsstruktur findet sich in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.2. Ein typischer Zahlenwert für die Kapazitätsbelegung, der für die Diffusionssimulationen verwendet wird, beträgt $c = 50 \text{ nF m}^{-2}$.
- **Stromdichte:** Die im realen Detektorbetrieb durch Gasverstärkung vervielfachten Primärelektronen stellen aus Sicht der Widerstandsstruktur eine Ladungsquelle dar. Die Diffusions-DGL (A.6) bekommt durch diese einfallende Stromdichte ihren inhomogenen Charakter. Zur Zeit $t = 0$ sind alle Potentialwerte auf den Gitterpunkten identisch gleich null. Die eintreffende Stromdichte $I(x, y, t)$ stört dieses Gleichgewicht und führt zu einem vom Ort und von der Zeit abhängigen Potentialfeld $V(x, y, t)$ auf der Auslesestruktur. Die Stromdichte I lässt sich durch

$$I(x, y, t) = a(x, y) b(t) \quad (\text{A.9})$$

in eine vom Ort und eine von der Zeit abhängige Funktion $a(x, y)$ und $b(t)$ zerlegen. Als Einheiten ergeben sich für $a(x, y)$: m^{-2} und für $b(t)$: A. Die separate Betrachtung der örtlichen Ausdehnung der einfallenden Stromdichte ist notwendig, da sich die Widerstandsauslesestruktur nicht linear verhält und somit die Ladungsträgerausdehnung einen Einfluss auf die Bildgebung ausübt.

Die örtliche Abhängigkeit der Stromdichte I wird durch die transversale Diffusion der Primärelektronen im Driftraum bestimmt. Eine Projektion der Primärelektronenverteilung auf die Widerstandsebene kann, unter Vernachlässigung des Einflusses der Gasverstärkungsstrukturen, durch eine Gaußfunktion

$$a(x, y) = \frac{1}{2\pi \sigma_{\text{trans}}^2} \exp \left\{ - \left[\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2 \sigma_{\text{trans}}^2} \right] \right\} \quad (\text{A.10})$$

angenähert und entsprechend numerisch umgesetzt werden, wobei (x_0, y_0) die Position des Ladungsschwerpunktes angibt. Eine genauere Beschreibung der transversalen Diffusion befindet sich in Abschnitt 2.1.3. Für die meisten Simulationen wird ein Wert von $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ angesetzt. In Abschnitt 5.4 wird der Einfluss einer erhöhten transversalen Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} = 1000 \mu\text{m}$ auf die Bildgebung untersucht.

Mit Hilfe des Parallelplattenmodells kann unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Mobilitäten und Laufstrecken von Elektronen bzw. Ionen und der longitudinalen Diffusion im Driftraum ein realistisches Modell zur zeitlichen, influenzierten Signalentwicklung $b(t)$, welches durch Messungen bestätigt wurde, entwickelt werden [61, 63, 88]. Abb. A.2 zeigt beispielhaft die berechneten Stromsignale $b(t)$ einer MicroCAT- und einer GEM-Gasverstärkungsstruktur. Ist man nur an der Gesamtladung interessiert, welche abhängig von der Einpulsposition von den Ausleseknotten aufgesammelt wird, so ist die zeitliche Abhängigkeit von $b(t)$ nicht von Relevanz. Für die Berechnung des Rekonstruktionsverhaltens der einzelnen Algorithmen ist es ausreichend, kürzere Ladungspulse zu verwenden, um die Simulationszeit zu minimieren. Dieser quasistatische Fall findet in Kap. 4 und 5 Anwendung. Demgegenüber werden in Kap. 6 Aussagen zum zeitabhängigen Verhalten der Auslesestruktur getroffen.

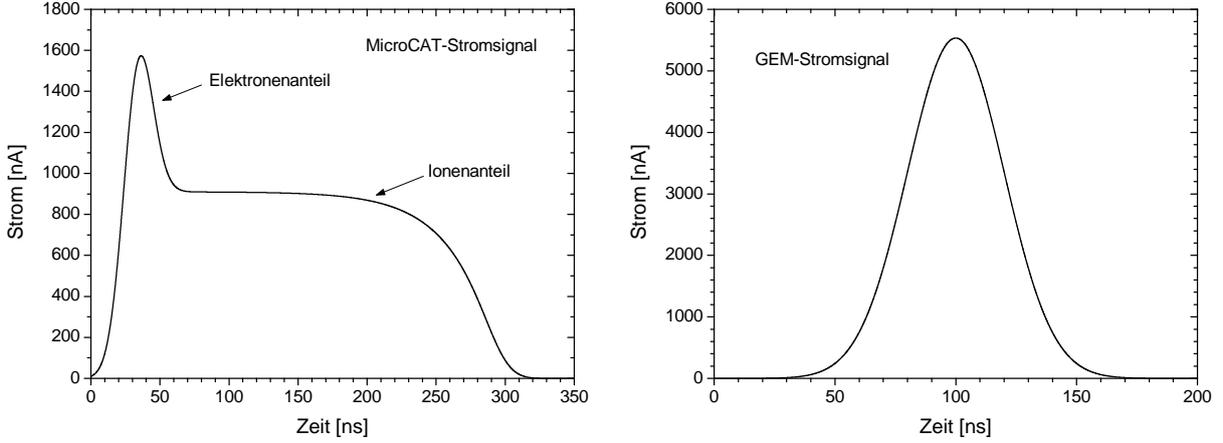


Abb. A.2: Links: Simuliertes MicroCAT-Stromsignal mit dem charakteristischen Elektronen- und Ionenanteil. Die Driftraumlänge bzw. der Kathodenabstand betragen 27 mm bzw. 150 μm . Als Gas wurde Ar/CO₂ (90/10) bei Normaldruck angenommen. Die Photonenenergie bzw. die effektive Gasverstärkung wurden zu $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ bzw. $G = 5000$ festgelegt. Rechts: Simuliertes GEM-Stromsignal (vgl. auch gemessenes Signal aus Abb. 3.7). Die Driftraumlänge bzw. der Abstand von GEM zur Auslesestruktur betragen 25 mm bzw. 1 mm. Als Gas wurde Xenon bei Normaldruck angenommen. Die Photonenenergie und die Gasverstärkung entsprechen dem Ansatz für das MicroCAT-Stromsignal.

A.2 Beweis der Identität $J = 1/\tilde{J}$

Die Variablentransformation zwischen dem „wahren“ Ortsraum (x, y) und dem Raum der abgebildeten Ereignisse (u, v) ist durch die folgenden Hin- und Rücktransformationen (Integraltransformationen) gegeben:

$$\int dx dy B(x, y) = \int du dv J(u, v) \cdot B(x(u, v), y(u, v)) = \int du dv \tilde{B}(u, v), \quad (\text{A.11})$$

$$\int du dv \tilde{B}(u, v) = \int dx dy \tilde{J}(x, y) \cdot \tilde{B}(u(x, y), v(x, y)) = \int dx dy B(x, y). \quad (\text{A.12})$$

Dies führt zu folgender Beziehung zwischen den Jakobideterminanten $J(u, v)$ und $\tilde{J}(x, y)$ der Hin- und Rücktransformation:

$$\frac{1}{\tilde{J}(x, y)} = J(u, v) = \frac{1}{\det M_2} = \det M_1 \iff \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}} = \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial u}. \quad (\text{A.13})$$

Obwohl eine Differenz vorliegt, ist es in diesem Falle möglich, die Ableitungen in Gl. (A.13) einfach zu vertauschen. An dieser Stelle erfolgt ein kurzer Beweis dieser Identität. Zunächst wird das Produkt der Matrizen M_1 und M_2 betrachtet:

$$M_1 \cdot M_2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} \\ \frac{\partial x}{\partial v} & \frac{\partial y}{\partial v} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial x}{\partial u} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial u} \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial v} \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.14})$$

Die durch den Algorithmus abgebildeten Ereignisse $u(x, y)$ und $v(x, y)$ sind als Funktion der wahren Orte aufzufassen. Dadurch ergibt sich bei der Berechnung der totalen Differentiale du und dv :

$$du = \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \quad \text{oder} \quad \frac{du}{du} = 1 = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{du} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{du} = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial u} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial u} = P_{11}, \quad (\text{A.15})$$

$$dv = \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \quad \text{oder} \quad \frac{dv}{dv} = 1 = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{dv} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{dy}{dv} = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial v} = P_{22} , \quad (\text{A.16})$$

$$du = \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \quad \text{oder} \quad \frac{du}{dv} = 0 = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{dv} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{dv} = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial v} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial v} = P_{21} , \quad (\text{A.17})$$

$$dv = \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \quad \text{oder} \quad \frac{dv}{du} = 0 = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{du} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{dy}{du} = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial u} = P_{12} . \quad (\text{A.18})$$

Die totalen Ableitungen du/du , dv/dv , du/dv und dv/du können dabei mit den Elementen P_{ij} des Matrizenproduktes $M_1 \cdot M_2$ identifiziert werden. Daraus ergibt sich für das Matrizenprodukt:

$$M_1 \cdot M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = E \quad \implies \quad M_2 = M_1^{-1} . \quad (\text{A.19})$$

Aus Gl. (A.13) erhält man

$$1 = \det M_1 \cdot \det M_2 . \quad (\text{A.20})$$

Insbesondere gilt für quadratische Matrizen, dass $\det M_1 \cdot \det M_2 = \det (M_1 \cdot M_2)$. Damit wird Gl. (A.20) zu:

$$1 = \det (M_1 \cdot M_2) = \det (M_1 \cdot M_1^{-1}) = \det (E) = 1 . \quad (\text{A.21})$$

Damit ist die Identität (A.13) bewiesen.

A.3 Transformationsvorschrift zwischen den Ableitungen

Oftmals ist es für die Berechnung der numerischen Ableitungen vorteilhaft, die Ableitungen $\partial_u x$, $\partial_u y$, $\partial_v x$ und $\partial_v y$ durch die Ableitungen $\partial_x u$, $\partial_y u$, $\partial_x v$ und $\partial_y v$ zu ersetzen. Grundsätzlich ist die Berechnung der numerischen Ableitungen nach u und v bei den sich auf einem nicht äquidistanten Gitter befindlichen (u, v) z.B. durch eine Dreipunkt-Gleichung möglich, dennoch wäre es geschickter, auf die äquidistanten, numerisch einfacher zu bestimmenden Ableitungen nach x und y zurückgreifen zu können.

In Gl. (A.19) wurde bereits gezeigt, dass $M_2 = M_1^{-1}$ gilt. Da das Matrizenprodukt $M_1 \cdot M_2 = M_1 \cdot M_1^{-1}$ zur Einheitsmatrix E führt, kann in diesem Spezialfalle die Kommutativität des Matrizenproduktes ausgenutzt werden, und man erhält:

$$M_2^{-1} \cdot M_2 = E \quad \text{mit} \quad M_1 = M_2^{-1} . \quad (\text{A.22})$$

Die Berechnung der inversen Matrix M_2^{-1} ergibt:

$$M_2^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}} \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & -\frac{\partial v}{\partial x} \\ -\frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial x} \end{pmatrix} . \quad (\text{A.23})$$

Damit erhält man mit $M_1 = M_2^{-1}$ und mit M_1 aus Gl. (A.14) sofort die Identität:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial x(u, v)}{\partial u} & \frac{\partial y(u, v)}{\partial u} \\ \frac{\partial x(u, v)}{\partial v} & \frac{\partial y(u, v)}{\partial v} \end{pmatrix} = \frac{1}{\frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} - \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \frac{\partial v(x, y)}{\partial x}} \begin{pmatrix} \frac{\partial v(x, y)}{\partial y} & -\frac{\partial v(x, y)}{\partial x} \\ -\frac{\partial u(x, y)}{\partial y} & \frac{\partial u(x, y)}{\partial x} \end{pmatrix} . \quad (\text{A.24})$$

Mit Hilfe dieser Transformationsvorschrift (A.24) lassen sich die Ableitungen nach u und v durch Ableitungen nach x und y beschreiben.

B. Ergänzungen zu Kapitel 4

B.1 Weitere lineare Algorithmenansätze

Grundsätzlich ist es möglich, weitere lineare Algorithmen, die mehr als 6 oder weniger als 3 Knoten zur Ortsrekonstruktion in x - bzw. y -Richtung aufweisen, zu verwenden. Da diese Algorithmen jedoch noch zu diskutierende Nachteile aufweisen, wird keiner der hier vorgestellten Algorithmen eine spätere Verwendung im optimierten 463-Knoten Algorithmus finden.

Wird der 4-Knoten Algorithmus ähnlich wie der 6- zum 3-Knoten Algorithmus vereinfacht, so erhält man den 2-Knoten Algorithmus:

$$\begin{aligned} u_2 &= \frac{g}{2} \cdot \frac{Q_5 - Q_4}{Q_{x2}} \quad \text{mit} \quad Q_{x2} = Q_4 + Q_5, \\ v_2 &= \frac{g}{2} \cdot \frac{Q_4 - Q_1}{Q_{y2}} \quad \text{mit} \quad Q_{y2} = Q_1 + Q_4. \end{aligned} \tag{B.1}$$

Das Koordinatensystem befindet sich wie beim 4-Knoten Algorithmus in der Mitte von Zelle 1 [Abb. 4.1 (a)]. Für die in Gl. (B.1) verwendeten Knoten befinden sich die Ereignisse, wie beim 6-Knoten Algorithmus, im linken unteren Viertel von Zelle 1 ($x \in [-\frac{g}{2}, 0]$ und $y \in [0, \frac{g}{2}]$) [Abb. 4.1 (b)]. Der 2-Knoten Algorithmus benutzt die minimale Anzahl an Knoten, die für eine zweidimensionale Ortsrekonstruktion notwendig sind. Dieser Algorithmus verwendet in x - und y -Richtung drei verschiedene Knoten (Q_1 , Q_4 und Q_5), die dabei quasi eine Basis bilden, mit der es möglich ist, den zweidimensionalen Raum der Auslesestruktur aufzuspannen. Jedoch offenbart der 2-Knoten Algorithmus in der Kombination mit den anderen linearen Algorithmen zum 4263-Knoten Algorithmus ein schlechteres Rekonstruktionsverhalten als der später verwendete 463-Knoten Algorithmus. Da nur zwei Knoten pro Richtung verwendet werden, zeigt sich dieser Algorithmus anfälliger für systematische Effekte, da andere möglicherweise kompensierende Knoten fehlen. Des Weiteren weist der 2-Knoten Algorithmus ähnlich wie der 3-Knoten Algorithmus an Positionen, die weiter von den niederohmigen Stegen entfernt liegen (z.B. in den Zellmitten) eine schlechte Ortsauflösung auf, da die beteiligten Knoten zu wenig Ladung aufsammeln, was ein kleines Signal-zu-Rausch-Verhältnis zur Folge hat.

Werden Algorithmen mit mehr als sechs Knoten in Betracht gezogen, so wäre auch folgender 9-Knoten Algorithmus denkbar:

$$\begin{aligned} u_9 &= g \cdot \frac{(Q_2 + Q_5 + Q_8) - (Q_0 + Q_3 + Q_6)}{Q_{xy9}} \\ v_9 &= g \cdot \frac{(Q_6 + Q_7 + Q_8) - (Q_0 + Q_1 + Q_2)}{Q_{xy9}} \end{aligned} \quad \text{mit} \quad Q_{xy9} = \sum_{i=0}^8 Q_i. \tag{B.2}$$

Der Ursprung des Koordinatensystems liegt wie beim 6- und 3-Knoten Algorithmus in Knoten 4, welcher das maximale Signal liefert [Abb. 4.1 (a)]. Ereignisse mit $x, y \in [-\frac{g}{2}, \frac{g}{2}]$ können wie beim 3-Knoten Algorithmus mit den Knoten aus Gl. (B.2) rekonstruiert werden [Abb. 4.1 (b)]. Bei einem ausgeprägten elektrischen Abschirmungsverhalten der niederohmigen Stege, d.h. bei einem großen Widerstandsverhältnis $R1/R2$, macht es aber weniger Sinn, zu viele Knoten wie im Falle des 9-Knoten Algorithmus' in Betracht zu ziehen, da bei weit entfernt liegenden Knoten nur wenig Ladung aber trotzdem paralleles Rauschen integriert wird. Diese wenig effektive Ladungssammlung verschlechtert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und damit die Ortsauflösung.

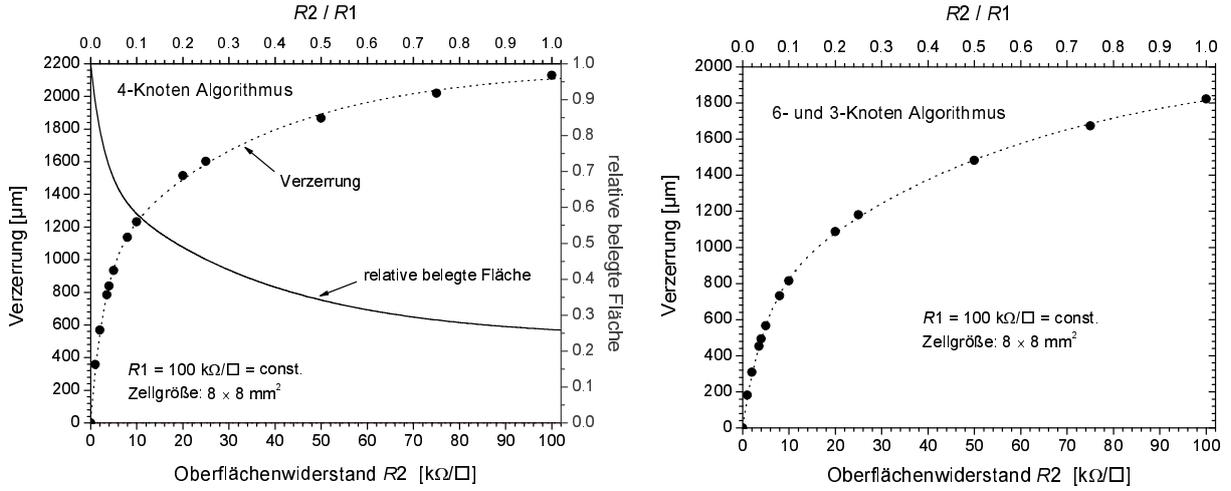


Abb. B.1: Links: Verzerrungen an der Stegposition symmetrisch zwischen zwei Ausleseknöten und die von Ereignissen relative belegte Fläche für den 4-Knoten Algorithmus als Funktion des Oberflächenwiderstandes $R2$ bzw. als Funktion von $R2/R1$. Rechts: Verzerrungen in der Zellmitte für den 6- und den 3-Knoten Algorithmus als Funktion des Oberflächenwiderstandes $R2$. Die transversale Diffusion beträgt in beiden Abbildungen $\sigma_{trans} = 200\ \mu m$. In beiden Abbildungen beläuft sich der Oberflächenwiderstand der hochohmigen Zellmitte auf $R1 = 100\ k\Omega/\square = const.$

B.2 Verzerrungen des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus'

Die maximal auftretenden Abweichungen zwischen den Räumen (x, y) und (u, v) werden für den 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus nach Gl. (4.4) als Funktion des Oberflächenwiderstandes $R2$ bei konstantem $R1$ bestimmt. Abb. B.1 zeigt die sich ergebenden Verzerrungen an der Stegposition symmetrisch zwischen zwei Knöten für den 4-Knoten Algorithmus bzw. in der Zellmitte für den 6- und den 3-Knoten Algorithmus. An den schwarz eingezeichneten Punkten wurden die Abweichungen explizit simuliert. Die gestrichelten Linien sind Approximationsfunktionen. Aus Symmetriegründen weisen der 6- und der 3-Knoten Algorithmus in der Zellmitte bis auf vernachlässigbare numerische Ungenauigkeiten die gleichen Verzerrungen auf. Bei großen Widerstandsverhältnissen $R2/R1 \approx 1$ wird ein Sättigungsverhalten erreicht, bei dem die maximale Abweichung bei $8 \times 8\ mm^2$ -Zellen sowohl für den 4-Knoten als auch für den 6- und 3-Knoten Algorithmus etwa 2 mm beträgt. Mit folgenden Funktionen lässt sich die maximale Abweichung als Funktion von $R2$ im Bereich von $R2 = 0-100\ k\Omega/\square$ bei $R1 = 100\ k\Omega/\square = const.$ für den 4-Knoten bzw. den 6- und den 3-Knoten Algorithmus abschätzen:

$$\begin{aligned} \Delta_{\max 4}(R2) &= 21.1 + 925.8 [1 - \exp(-0.346 R2)] + 1224.8 [1 - \exp(-0.030 R2)] , \\ \Delta_{\max 6,3}(R2) &= 15.8 + 1363.1 [1 - \exp(-0.018 R2)] + 661.4 [1 - \exp(-0.216 R2)] . \end{aligned} \quad (B.3)$$

Im linken Graphen aus Abb. B.1 ist zusätzlich eine untere Abschätzung für die von den rekonstruierten Ereignissen bei homogener Beleuchtung relative belegte Fläche einer Zelle unter Benutzung des 4-Knoten Algorithmus' berechnet. Dabei wurden die beim 4-Knoten Algorithmus unmittelbar am Rand entstehenden Bögen (vgl. linke Abb. 4.2) durch Kreissegmente grob approximiert. Werden Rauschbeiträge vernachlässigt, so werden in diesen Kreisabschnitten keinerlei Ereignisse abgebildet und es entstehen entvölkerte bögenförmige Bereiche in der Nähe der Stege. Selbst bei relativ moderaten Widerstandsbelegungen von $R2/R1 \approx 0.1$ wird nur noch etwa die Hälfte der Zellenfläche mit rekonstruierten Ereignissen belegt, was natürlich eine entsprechende Überbevölkerung im Rest der Zelle zur Folge hat. Ähnlich entvölkerte Bereiche würden sich auch bei der Betrachtung des 6- und 3-Knoten Algorithmus' ergeben, nur dass diese kreuzförmig in der Zellmitte plziert sind. An dieser Stelle wird deutlich, dass die linearen Algorithmen auch bei kleinen Widerstandsverhältnissen $R2/R1 \approx 0.01 - 0.05$ zumindest an den hier betrachteten, kritischen Positionen ohne nachträgliche Positionskorrekturen keine zufrieden stellenden Ergebnisse erzielen.

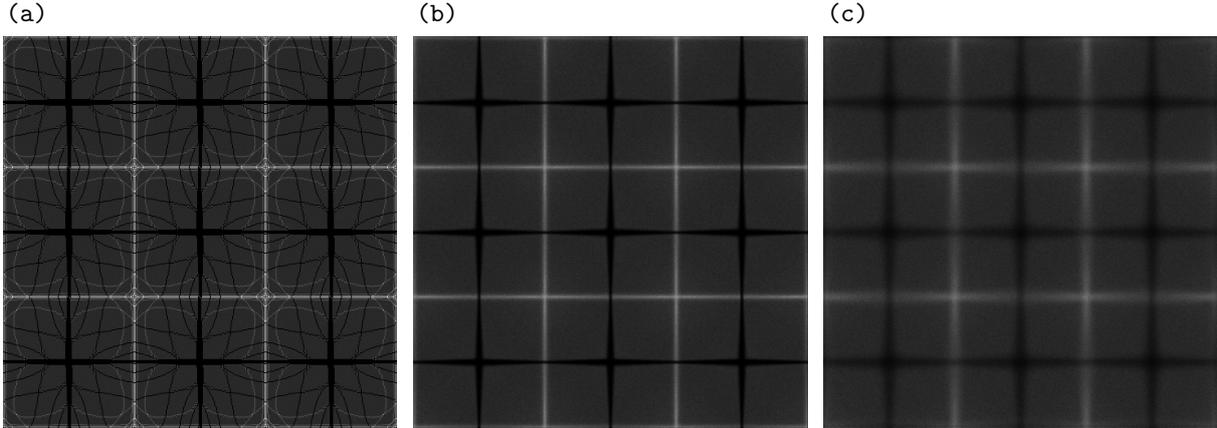


Abb. B.2: Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 3-Knoten Algorithmus' für eine Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ (a) ohne Rauschen (b) mit $6000 e^-$ Rauschen und (c) mit $24000 e^-$ Rauschen. Der höchste Belegungsdichteintrag zeigt sich in der Abbildung ohne Rauschen. Auf diesen höchsten Eintrag sind die übrigen Graustufenwerte normiert. Aufgrund der endlichen Anzahl an Ereignissen beträgt der statistische Poissonfehler pro Pixeleintrag etwa 3%.

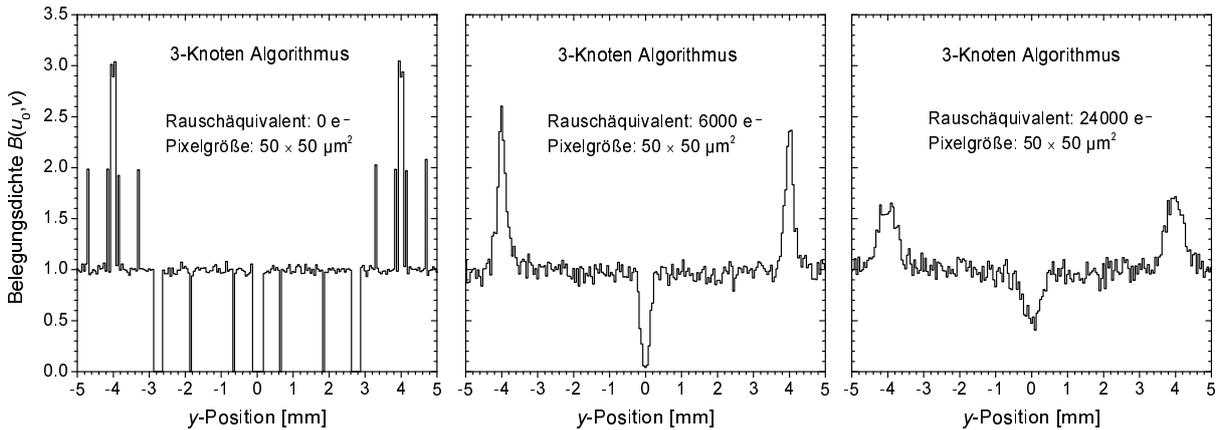


Abb. B.3: Vertikale Schnitte durch die Belegungsdichte $\tilde{B}(u_0, v)$ des 3-Knoten Algorithmus' bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$ ohne Rauschbeitrag (links), für $6000 e^-$ Rauschen (Mitte) und für $24000 e^-$ Rauschen (rechts).

B.3 Simulation verrauschter Belegungsdichten des 3-Knoten Algorithmus'

Die Details zu dieser Simulation finden sich in Abschnitt 4.1.3.3.1. Abb. B.2 zeigt die Belegungsdichten $\tilde{B}(u, v)$ des 3-Knoten Algorithmus' als Funktion des Rauschbeitrages ΔQ , erstellt mit einer Ortshistogrammpixelgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Abb. B.3 zeigt vertikale Schnitte durch die Belegungsdichten des 3-Knoten Algorithmus' bei $u_0 = 2 \text{ mm} = \text{const.}$, wie sie auch schon beim 6-Knoten Algorithmus vorgenommen wurden. Wie bei den anderen linearen Einzelalgorithmen führen Rauschbeiträge zu einer Aufweichung der ohne Rauschbeiträge scharf ausgeprägten Übergangsbereiche zwischen bevölkerten und unbevölkerten Bereichen.

B.4 Abschätzung des parallelen Rauschwiderstandes

Der parallele Rauschwiderstand R der Widerstandsstruktur stellt eine wesentliche Rauschquelle des Detektorsystems dar, welche die Ortsauflösung maßgeblich beschränkt. Mit Hilfe des 4×4 -Zellenmodells ist es möglich, sowohl den Einfluss der niederohmigen Stege als auch der hochohmigen Zellmitten auf

den Rauschwert voll zu berücksichtigen. Dabei werden alle 25 Ausleseknöten außer Knöten 12 [s. Abb. A.1 (a)], wie in Abschnitt A.1.1 beschrieben, als geerdet und damit als ideale Senken simuliert. Um den Rauschbeitrag der Struktur zu bestimmen, wird auf Knöten 12 ein rechteckförmiger Strom mit der (beliebigen) konstanten Stromstärke I_0 ohne transversale Diffusion eingepulst, wobei das sich ergebende Potential $V(x_{12}, y_{12}, t)$ am Gridpunkt x_{12}, y_{12} dieses Knötens keinerlei Beschränkungen unterworfen ist. Befindet sich das System nach einer gewissen Zeit im dynamischen Gleichgewicht, so ist die Summe der Ströme in die geerdeten Knöten gleich dem eingepulsten Strom I_0 . Im Gleichgewichtszustand kann der Rauschwiderstand R schließlich zu

$$R = \frac{V(x_{12}, y_{12}, t \rightarrow \infty)}{I_0} \quad (\text{B.4})$$

abgeschätzt werden. Abb. B.4 zeigt den parallelen Rauschwiderstand R als Funktion des Oberflächenwiderstandes der Stege $R2$ bei konstantem Oberflächenwiderstand der Zellmitten von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und konstanter Stegbreite von $w = 200 \mu\text{m}$.

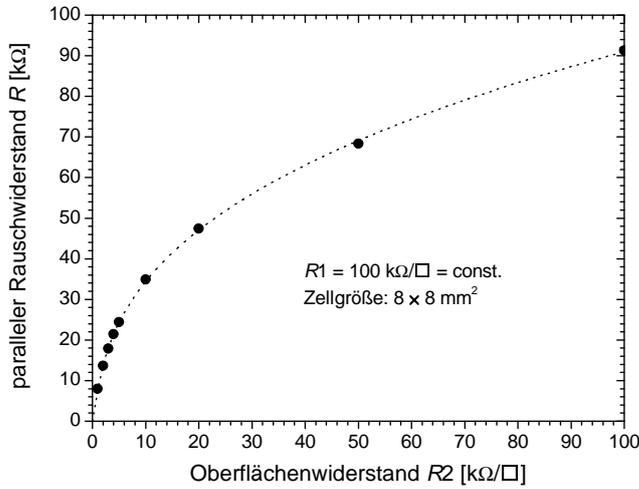


Abb. B.4: Paralleler Rauschwiderstand R als Funktion des Oberflächenwiderstandes $R2$.

$R2$ [kΩ/□]	R [kΩ]	Rauschäquiv. [e ⁻]
1	7.9	6350
2	13.6	4900
3	17.9	4250
4	21.4	3900
5	24.4	3650
10	34.9	3050

Tab. B.1: Auflistung einiger Rauschwiderstände R und der entsprechenden Rauschäquivalentwerte nach Gl. (4.7) bei Raumtemperatur, einer Integrationszeit von $t = 500 \text{ ns}$ und $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square = \text{const.}$

Der Verlauf der simulierten Punkte lässt sich durch die Funktion

$$R = 21.084 \cdot (R2 - 0.190)^{0.344} - 11.905, \quad \text{mit } R2 \in [0.5, 100] \text{ in k}\Omega/\square \quad (\text{B.5})$$

recht gut approximieren. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Einfluss der hochohmigen Zellmitten bei einer Abschätzung von R nicht vernachlässigt werden darf. Ein nicht unerheblicher Teil des Stroms fließt über die hochohmigen Flächen und erniedrigt somit den Rauschwiderstand R deutlich. Bei einer Vernachlässigung der hochohmigen Zellmitten würde sich der Rauschwiderstand R als Widerstand zwischen Knöten 12 und den 4 geerdeten direkt benachbarten Knöten zu $R = R_{KK}/4$ bestimmen [62, 77]. Dabei beschreibt $R_{KK} = (g/w)R2$ mit g als Zellgröße und w als Stegbreite den Widerstand zwischen zwei Knöten. Werden die typischen Parameter $g = 8 \text{ mm}$ und $w = 200 \mu\text{m}$ angenommen, so erhält man den Rauschwiderstand $R = 10 R2$. Offensichtlich ist diese lineare Annahme aber nur für große Widerstandsverhältnisse $R1/R2 \gtrsim 100$ gerechtfertigt. In Tab. B.1 sind noch einmal die wichtigsten Werte für den parallelen Rauschwiderstand R und das entsprechende Rauschäquivalent in Elektronen nach Gl. (4.7) zusammengefasst.

B.5 Ladungseintrag des 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus'

In diesem Abschnitt werden die von den linearen Einzelalgorithmen berücksichtigten Ladungen Q_{xy} bzw. Q_x als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) näher betrachtet. Wie aus Gl. (4.11)–(4.13) direkt zu

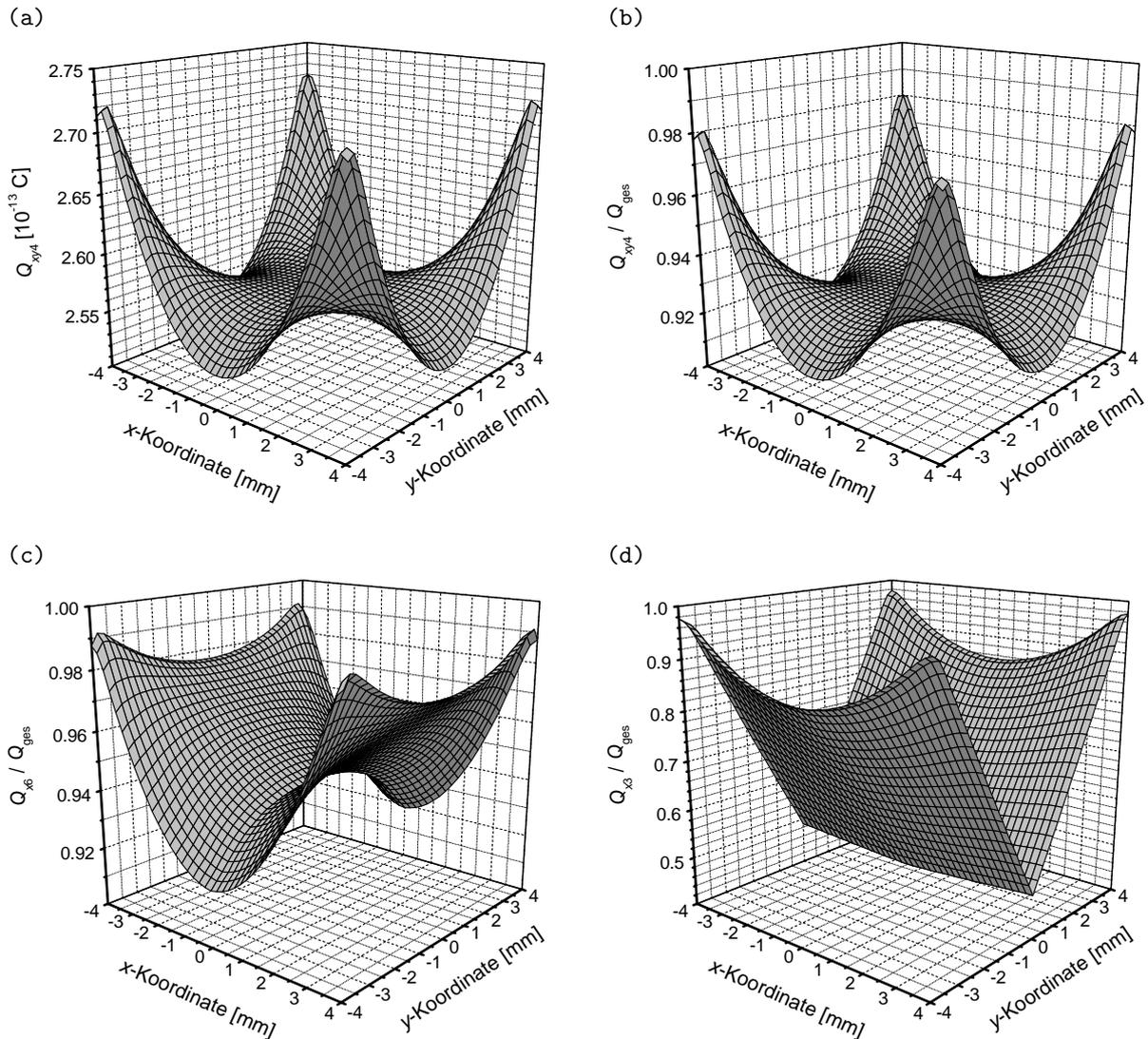


Abb. B.5: (a) Darstellung der aufgesammelten Ladungen $Q_{xy4}(x, y)$ des 4-Knoten Algorithmus'. Verhältnis der vom 4-Knoten Algorithmus (b), vom 6-Knoten Algorithmus (c) und vom 3-Knoten Algorithmus (d) berücksichtigten Ladung zur aufgesammelten Ladungsmenge Q_{ges} aller 25 Knoten des Simulationsmodells. Die verwendeten Simulationsparameter betragen: $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$, $R2 = 2 \text{ k}\Omega/\square$, Integrationszeit $t \rightarrow \infty$ und transversale Diffusion $\sigma_{trans} = 200 \mu\text{m}$.

entnehmen ist, bestimmen die von den Algorithmen aufgesammelten Ladungen direkt proportional das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Die für die Bestimmung der Ladungseinträge $Q_{xy}(x, y, t)$ bzw. $Q_x(x, y, t)$ benötigten Daten werden aus dem 4×4 -Zellenmodell entnommen. Dabei wurde ein Stromsignal mit $Q_{ein} \approx 2.77 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 1.7 \cdot 10^6 \text{ e}^-$ als Stimpuls verwendet. Abb. B.5 zeigt die Felder $Q_{xy}(x, y)$ bzw. $Q_x(x, y)$ für die einzelnen Algorithmen. Die von den 25 Knoten insgesamt gesammelte Ladungsmenge Q_{ges} entspricht nach der Integrationszeit von $t \rightarrow \infty$ der eingepulsten Ladungsmenge Q_{ein} .

Da die vom 4-Knoten Algorithmus benutzten Ausleseknöten eine symmetrische Anordnung bezüglich der Zellmitten zeigen, weist auch das Feld $Q_{xy4}(x, y)$ diese Symmetrie auf. Insgesamt sammelt der 4-Knoten Algorithmus bei einem Widerstandsverhältnis von $R1/R2 = 50$ an jeder Position über 90% der eingepulsten Ladung auf. Direkt an den Knöten geht aufgrund der transversalen Elektronendiffusion im Gas ein kleiner Teil der Ladung verloren, sodass, wie auch bei den anderen linearen Algorithmen, an dieser Position keine vollständige Ladungsabsorption erreicht wird. Da die Funktion $Q_{xy4}(x, y)$ insgesamt

keine sehr starke Positionsabhängigkeit aufweist, ist die Ortsabhängigkeit der Ortsauflösung des 4-Knoten Algorithmus' im Wesentlichen durch den geometrischen Faktor f dominiert [vgl. Gl. (4.11) und Abb. 4.13 (a)].

Wie schon an Gl. (4.2) und (4.3) zu erkennen ist, werden für die Ortsrekonstruktion des 6- und 3-Knoten Algorithmus' in x -Richtung andere Knoten verwendet als in y -Richtung. In Abb. B.5 (c) und (d) sind die entsprechenden Knoten für die Ortsrekonstruktion in x -Richtung verwendet worden. Die entsprechenden $Q_y(x, y, t)$ können durch eine Transponierung der Felder $Q_x(x, y, t)$ erhalten werden. Der 6-Knoten Algorithmus sammelt ähnlich wie der 4-Knoten Algorithmus an allen Positionen über 90 % der eingepulsten Ladung auf. Auch hier wird die Ortsabhängigkeit der Ortsauflösung im Wesentlichen durch den geometrischen Faktor f bestimmt [vgl. Gl. (4.12) und Abb. 4.13 (b)].

Demgegenüber verliert der 3-Knoten Algorithmus in x -Richtung entlang der Zellmitten für $y = 0$ mm bei dem hier betrachteten Widerstandsverhältnis über die Hälfte der eingepulsten Ladungsmenge, da die gegenüberliegenden Knoten bei der Ladungssammlung fehlen. Aus diesem Grunde wird im Gegensatz zum 4- und 6-Knoten Algorithmus die Ortsabhängigkeit der Ortsauflösung beim 3-Knoten Algorithmus mehr durch den SNR-Faktor als durch den geometrischen Faktor f geprägt [vgl. Gl. (4.13) und Abb. 4.13 (c)].

B.6 Darstellung der Kovarianzen

In diesem Abschnitt werden die Kovarianzen $\text{cov}[u(x, y), v(x, y)]$ der linearen Einzelalgorithmen bzw. des 463-Knoten Algorithmus' nach Gl. (4.11)–(4.13) bzw. nach Gl. (4.28) als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) visualisiert. An dieser Stelle erfolgt weniger eine detaillierte qualitative Analyse des Kovarianzverhaltens; vielmehr werden der grobe Verlauf der Kurven und insbesondere das sich ergebende Vorzeichen und damit die Orientierung der unter Rauscheinfluss entstehenden Ellipsen betrachtet. Es wird nochmals explizit betont, dass alle interessierenden Größen prinzipiell sowohl im „wahren“ Ortsraum (x, y) als auch im Raum der vom Algorithmus abgebildeten Positionen (u, v) dargestellt werden können, da eine eindeutige Transformation zwischen den beiden Räumen vorliegt.

B.6.1 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus

Abb. B.6 zeigt die Felder $\text{cov}[u(x, y), v(x, y)]$ berechnet für die Oberflächenwiderstände $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 5 \text{ k}\Omega/\square$ nach einer Ladungsintegrationszeit $t \rightarrow \infty$. Es werden wieder die Koordinatensysteme der einzelnen Algorithmen aus Abb. 4.1 verwendet. Da in Abschnitt 4.1.4.2 die Felder $\text{cov}[u(x, y), v(x, y)]$ als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) gebraucht werden, wird an dieser Stelle diese Abhängigkeit betrachtet.

Entlang des Koordinatensystems des 4-Knoten Algorithmus' (s. Abb. 4.1) wird die Kovarianz null. In diesem Falle werden also nicht gedrehte Rauschellipsen erwartet, da die Knotenströme an diesen Positionen nicht miteinander korreliert sind. Die Hauptachsen der Ellipsen bilden an diesen Stellen mit den Koordinatenachsen einen Winkel von 0° oder 90° . An den Knoten weisen die Hauptachsen der Ellipsen einen Winkel von 45° zu den Koordinatenachsen auf. Der 6-Knoten Algorithmus zeigt ein durchaus ähnliches Verhalten wie der 4-Knoten Algorithmus. Beim 3-Knoten Algorithmus fällt die Korrelation entlang der niederohmigen Stege, welche die Symmetriepunkte dieses Algorithmus' darstellen, weg, während die Korrelation zur Zellmitte hin stetig, in Abhängigkeit des betrachteten Quadranten, positiver bzw. negativer wird.

B.6.2 463-Knoten Algorithmus

Abb. B.6 (d) zeigt das Feld $\text{cov}[u(x, y), v(x, y)]$ für den 463-Knoten Algorithmus mit den entsprechenden Mischungsmatrizen A und B . Ähnlich wie das Ortsauflösungsverhalten, so zeigt auch die Kovarianz des 463-Knoten Algorithmus' ein im Vergleich zu den linearen Einzelalgorithmen deutlich komplizierteres Verhalten. Da an den Knoten ausschließlich der 3-Knoten Algorithmus Verwendung findet, führt dies zu einer verschwindenden Kovarianz an diesen Stellen. Dieser Zusammenhang gilt analog auch für die horizontal und vertikal mittig durch die Zelle verlaufenden Punkte, die ausschließlich durch den 4-Knoten

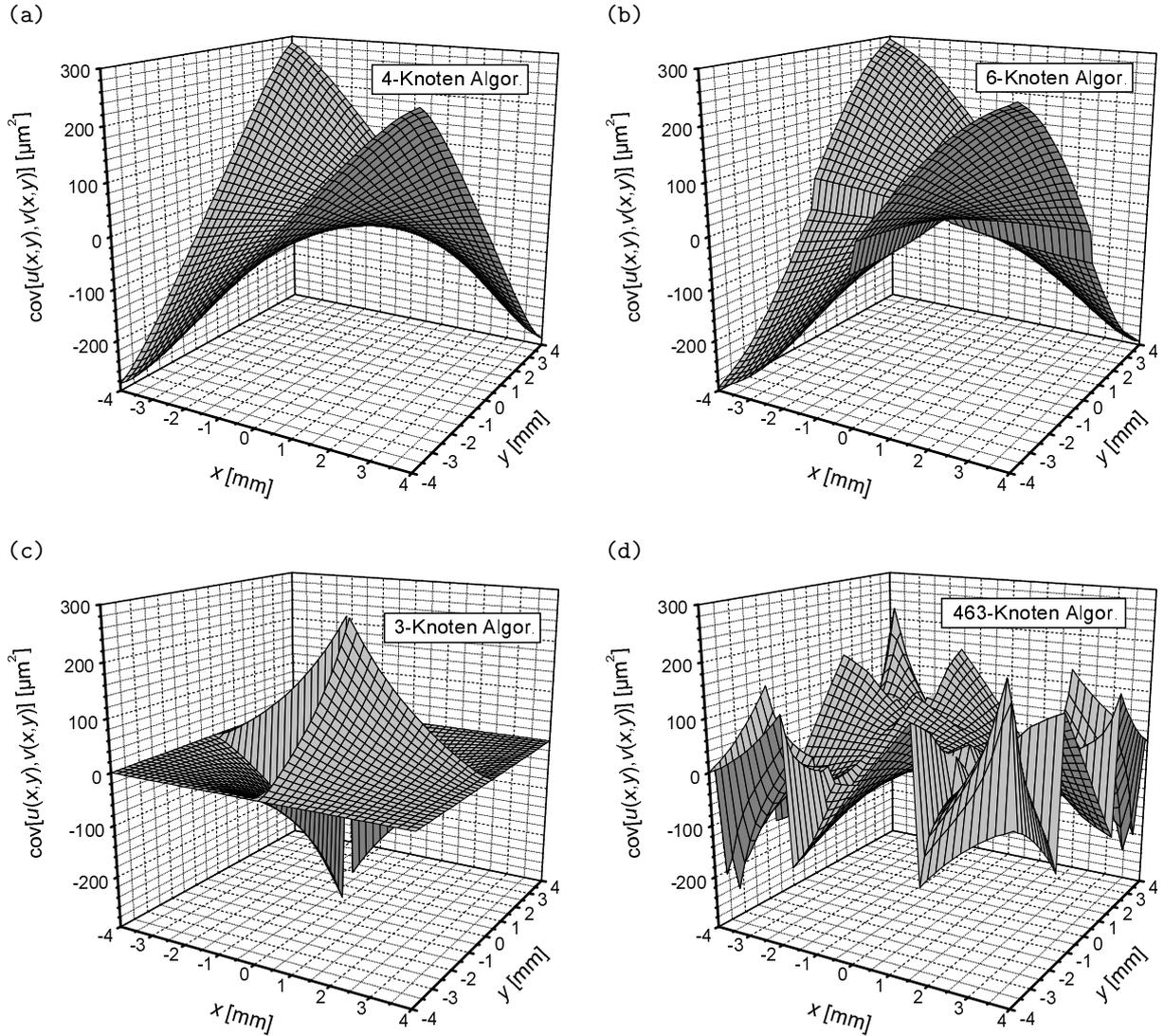


Abb. B.6: Darstellung von $\text{cov}[u(x,y), v(x,y)]$ für den 4-Knoten Algorithmus (a), den 6-Knoten Algorithmus (b), den 3-Knoten Algorithmus (c) und den 463-Knoten Algorithmus (d). Die verwendeten Simulationsparameter betragen: $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$, $R2 = 5 \text{ k}\Omega/\square$, Integrationszeit $t \rightarrow \infty$ und transversale Diffusion $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$.

Algorithmus rekonstruiert werden. Es werden auch an diesen Stellen nicht gedrehte Rauschellipsen erwartet. Aufgrund des Sprungs vom 6- zum 3-Knoten Algorithmus und umgekehrt erfährt die Funktion $\text{cov}[u(x,y), v(x,y)]$ in der Nähe der niederohmigen Stege einen Vorzeichenwechsel (vgl. Matrix B aus der linken Abb. 4.16). Obwohl sich das Kovarianzverhalten des 463-Knoten Algorithmus' auf den ersten Blick als sehr viel „unruhiger“ darstellt, wird erwartet, dass die Rauschellipsen insgesamt weniger gedreht sind, da im Mittel die Positionen u und v weniger stark miteinander korreliert sind als bei den linearen Einzelalgorithmen.

B.7 Zweidimensionale Darstellung verrauschter Ereignisse

Gl. (4.9) gibt die analytische Wahrscheinlichkeitsdichte $E(x,y)$ der korrelierten, verrauschten und von den Algorithmen rekonstruierten Positionen u und v an. Die Standardabweichungen σ_u bzw. σ_v werden für die linearen Einzelalgorithmen bzw. für den 463-Knoten Algorithmus aus Gl. (4.11)–(4.13) bzw. aus Gl. (4.26) und (4.27) entnommen. Der Korrelationskoeffizient ρ wird für den 463-Knoten Algorithmus durch

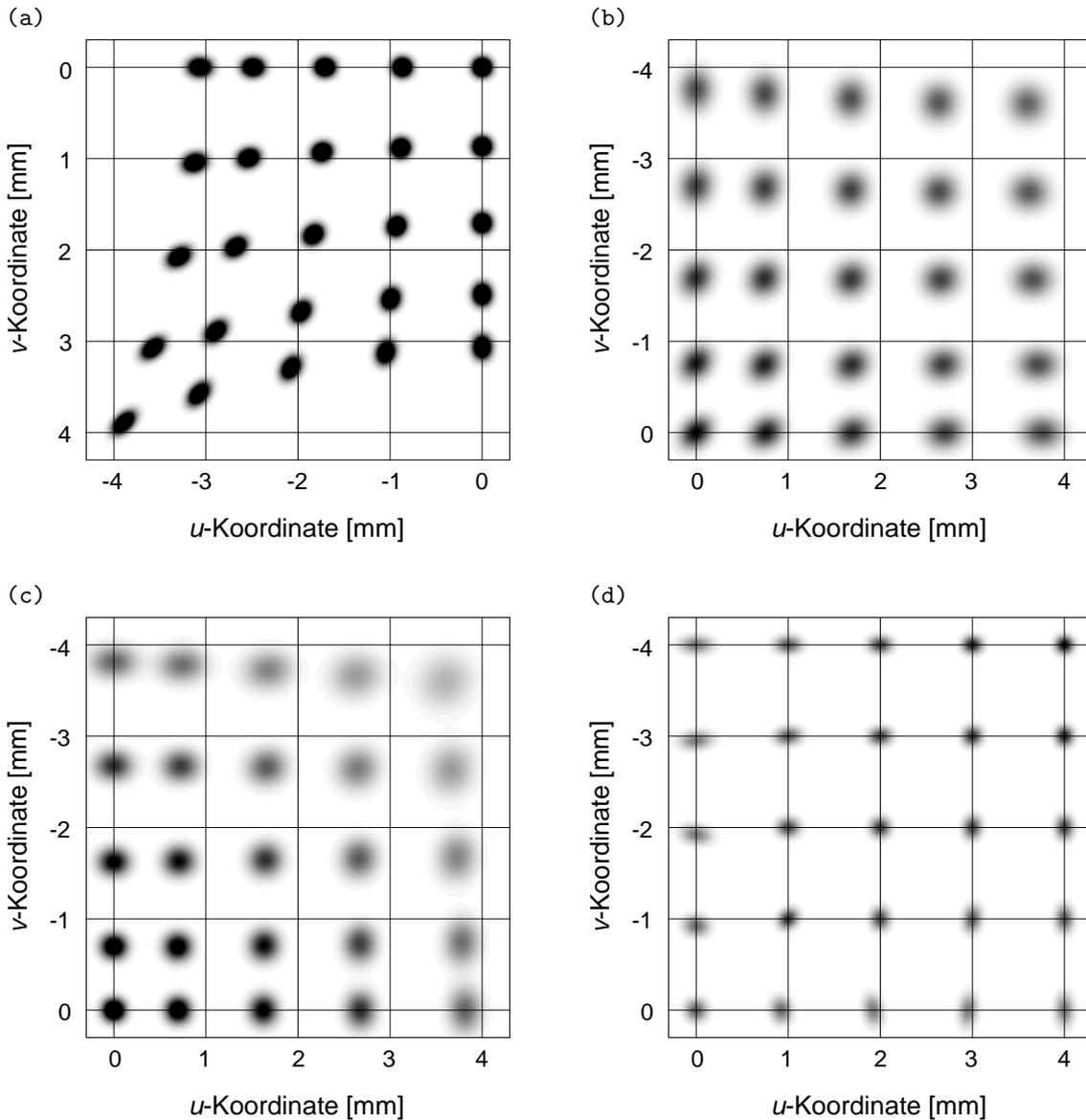


Abb. B.7: Darstellung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $E(x, y)$ des 4-Knoten Algorithmus' (a), des 6-Knoten Algorithmus' (b), des 3-Knoten Algorithmus' (c) und des 463-Knoten Algorithmus' (d) im linken unteren Viertel einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle nach Gl. (4.9). Die verwendeten Simulationsparameter entsprechen denen aus Abb. B.6.

die Beziehung (4.10) unter Ausnutzen von Gl. (4.28) bestimmt. Im linken unteren Viertel einer $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle wurden im gleichmäßigen Abstand von 1 mm in x - und y -Richtung die „Rauschellipsen“ berechnet. Dabei ist zu beachten, dass der 4-Knoten bzw. der 6-, 3- und 463-Knoten Algorithmus unterschiedliche Koordinatensysteme für die Positionen u und v verwenden (vgl. Abb. 4.1). Die Schwerpunkte der Ellipsen liegen bei den rekonstruierten Positionen (u, v) des jeweiligen Algorithmus'.

B.7.1 4-, 6-, und 3-Knoten Algorithmus

Abb. B.7 zeigt die sich ergebenden Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $E(x, y)$ für den 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus, berechnet für die Oberflächenwiderstände $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 5 \text{ k}\Omega/\square$ nach einer Ladungsintegrationszeit $t \rightarrow \infty$. Für die Festlegung des Rauschbeitrages wird die relative Ladungssammlung in x -Richtung $Q_{\text{rel},x}$ als der Quotient zwischen der vom jeweiligen Algorithmus berücksichtigten

Ladungsmenge $Q_x(x, y)$ und der aufgesammelten Ladungsmenge aller 25 Knoten des Simulationsmodells Q_{ges} definiert. Die Betrachtungen für die y -Richtung verlaufen analog. Abb. B.5 zeigt die Felder $Q_{\text{rel},x}$ für den 4-, 6- und 3-Knoten Algorithmus. Der relative Rauschbeitrag in Abb. B.7 wurde mit $\Delta Q/Q_{\text{ges}} = 0.007$ (beliebig) festgesetzt. Ausgehend von einer relativen, vom Algorithmus und Einpulsort abhängigen Ladungssammlung $Q_{\text{rel},x} \approx 0.5\text{--}0.98$ entspricht dies etwa einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen 70 und 140. Um die entstehenden „Rauschellipsen“ der einzelnen Algorithmen direkt miteinander vergleichen zu können, wurde zunächst das Maximum der 25 Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $E_{\text{max}}(x, y)$ für jeden der drei betrachteten linearen Algorithmen bestimmt. Auf den kleinsten Wert der drei $E_{\text{max}}(x, y)$, welcher beim 6-Knoten Algorithmus auftritt, wurde dann normiert. Alle Dichtewerte oberhalb dieses Wertes sind in Abb. B.7 (a)–(c) schwarz gezeichnet.

Grundsätzlich zeigt der 4-Knoten Algorithmus auch in dieser Darstellung – erkennbar an der intensiven Schwarzfärbung – eine bessere Ortsauflösung als die beiden anderen linearen Einzelalgorithmen. Lediglich in der Nähe des Ausleseknosens ist der 3-Knoten Algorithmus bezüglich der Ortsauflösung mit dem 4-Knoten Algorithmus vergleichbar. Dieser Zusammenhang ist ebenfalls gut in Abb. 4.13 (d) zu erkennen. Die deutlich verschlechterte Ortsauflösung des 3-Knoten Algorithmus’ in der Zellmitte rührt von der uneffektiven Ladungssammlung und dem damit verbundenen, schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis an dieser Position her. Wie in Abschnitt B.6.1 genauer erläutert wurde, verschwinden die Kovarianzen für den 4- und den 3-Knoten Algorithmus entlang ihrer Koordinatensystemachsen, so dass an diesen Positionen die Ellipsen nicht gedreht sind. Für den 6-Knoten Algorithmus gilt dies in erster Näherung auch für die Positionen, die senkrecht und waagrecht symmetrisch durch die Zellen verlaufen.

Es gilt aber zu beachten, dass die Ellipsen für den 4-Knoten Algorithmus in Abb. B.7 (a) entlang der Stege nicht ganz korrekt gezeichnet sind. Es kann aufgrund der Rauschbeiträge durchaus vorkommen, dass Ereignisse einer anderen Zelle zugewiesen werden und sich damit die hier illustrierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ändern. Dieselbe Argumentation trifft auch für die Ellipsen des 6- und 3-Knoten Algorithmus’ zu, welche entlang der Zellsymmetrieachsen, die senkrecht und waagrecht mittig durch die Zellen verlaufen, positioniert sind. Da aber an dieser Stelle nicht der Einfluss des Rauschens auf die Belegungsdichte verdeutlicht werden soll (vgl. Abschnitt 4.1.3.3), sondern lediglich die Orientierung der Ellipsen im Raum untersucht wird, kann die hier vorgestellte Vorgehensweise gerechtfertigt werden.

B.7.2 463-Knoten Algorithmus

Abb. B.7 (d) zeigt die sich ergebende Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $E(x, y)$ für den 463-Knoten Algorithmus. Der höchste sich bei dieser Wahrscheinlichkeitsdichte $E(x, y)$ ergebende Eintrag befindet sich in der Zellmitte; dies entspricht der rechten oberen Ellipse in Abb. B.7 (d). Diesem höchsten Wahrscheinlichkeitsdichtebeitrag wird der dunkelste Graustufenwert zugeordnet. Je dunkler und damit auch kompakter die Ellipsen sind, desto besser ist die Ortsauflösung an der entsprechenden Stelle. In der Zellmitte ergibt sich, wie aus Abb. 4.27 entnommen werden kann, bei der ausschließlichen Anwendung des 4-Knoten Algorithmus’ an dieser Stelle, die beste Ortsauflösung. Da die Ortsauflösung beim 463-Knoten Algorithmus eine deutlich kleinere Ortsabhängigkeit aufweist als bei den Einzelalgorithmen, erscheinen die Ellipsen des 463-Knoten Algorithmus’ homogener als die vergleichbaren der Einzelalgorithmen. Wie in Abschnitt B.6.2 beschrieben und begründet wurde, zeigen die Ellipsen an den Knotenpunkten und an den horizontal und vertikal mittig durch die Zelle verlaufenden Punkten keine Korrelation und damit keine Drehung. Der Vorzeichenwechsel in der Kovarianz entlang der niederohmigen Stege beim 463-Knoten Algorithmus [Abb. B.6 (d)] wird durch einen Wechsel in der Orientierung der Ellipsen an diesen Stellen offenkundig.

B.8 Globale nicht lineare Korrektur

In Gl. (4.30) wurde bereits die globale nicht lineare Korrekturfunktion $x(u, v)$ für eine Zellecke bzw. einen angrenzenden, niederohmigen Steg angegeben. Der vollständige, globale nicht lineare Korrekturausdruck

für eine gesamte Auslesezeile in x -Richtung lässt sich als

$$\begin{aligned}
x(u, v) = & c_1 \left\{ u \left(\exp \left[-a_1(u^2 + v^2) \right] + \exp \left[-a_1(u^2 + (1-v)^2) \right] \right) \right. \\
& \left. - (1-u) \left(\exp \left[-a_1((1-u)^2 + v^2) \right] + \exp \left[-a_1((1-u)^2 + (1-v)^2) \right] \right) \right\} + \\
& c_2 \left\{ u \left(\exp \left[-a_2(u^2 + v^2) \right] + \exp \left[-a_2(u^2 + (1-v)^2) \right] \right) \right. \\
& \left. - (1-u) \left(\exp \left[-a_2((1-u)^2 + v^2) \right] + \exp \left[-a_2((1-u)^2 + (1-v)^2) \right] \right) \right\} + \\
& c_3 \left\{ u \exp \left[-a_3 u^2 \right] + (1-u) \exp \left[-a_3 (1-u)^2 \right] \right\} + u
\end{aligned} \tag{B.6}$$

schreiben. Gl. (B.6) kann durch entsprechende Verschiebung der Koordinaten u und v aus dem Ausdruck (4.30) gewonnen werden. Da für alle Zellecken und Zellränder dieselben Parameter benutzt werden, erhält man insgesamt sechs zu optimierende Parameter a_i und c_i ($i \in 1, 2, 3$). Die Korrekturfunktion für die zweite Koordinatenrichtung $y(u, v)$ kann einfach durch die Ersetzung von u durch v und umgekehrt in Gl. (B.6) erhalten werden.

B.9 Lokale nicht lineare Korrektur

Die lokale nicht lineare Korrekturfunktion (4.31) kann für eine gesamte Zelle zu

$$\begin{aligned}
x(u, v) = & u \left\{ c_{11} \exp \left[-a_{11}(u^2 + v^2) \right] + c_{12} \exp \left[-a_{12}(u^2 + (1-v)^2) \right] + c_{21} \exp \left[-a_{21} u^2 \right] + 1 \right\} + \\
& (1-u) \left\{ c_{13} \exp \left[-a_{13}((1-u)^2 + v^2) \right] + c_{14} \exp \left[-a_{14}((1-u)^2 + (1-v)^2) \right] \right. \\
& \left. + c_{22} \exp \left[-a_{22} (1-u)^2 \right] \right\}
\end{aligned} \tag{B.7}$$

erweitert werden. Bei den Parametern a_{ij} und c_{ij} bezeichnet $i = 1$ die zweidimensionale Gaußfunktion für die Zellecken und $i = 2$ die eindimensionale Gaußfunktion für die niederohmigen Stege. Mit dem zweiten Index $j \in \{1, 2, 3, 4\}$ wird die Nummer der Zellecke bzw. die Nummer des Zellrandes gekennzeichnet. Für die Transformation in x -Richtung ergeben sich nach Gl. (B.7) zwölf zu optimierende Parameter. Die entsprechende Korrekturfunktion $y(u, v)$ lässt sich mit vier zusätzlichen Parametern a_{23} , c_{23} und a_{24} , c_{24} für die restlichen zwei Zellrändern als

$$\begin{aligned}
y(u, v) = & v \left\{ c_{11} \exp \left[-a_{11}(v^2 + u^2) \right] + c_{12} \exp \left[-a_{12}(v^2 + (1-u)^2) \right] + c_{23} \exp \left[-a_{23} v^2 \right] + 1 \right\} + \\
& (1-v) \left\{ c_{13} \exp \left[-a_{13}((1-v)^2 + u^2) \right] + c_{14} \exp \left[-a_{14}((1-v)^2 + (1-u)^2) \right] \right. \\
& \left. + c_{24} \exp \left[-a_{24} (1-v)^2 \right] \right\}
\end{aligned} \tag{B.8}$$

schreiben. Zusammen mit Gl. (B.7) ergeben sich für die lokale nicht lineare Koordinatentransformation $x(u, v)$ und $y(u, v)$ 16 zu optimierende Parameter.

B.10 Nicht lineare Algorithmenansätze

Da die in dieser Arbeit untersuchten linearen Einzelalgorithmen aufgrund des endlichen Oberflächenwiderstandsverhältnisses $R1/R2$ nicht uneingeschränkt zur Positionsrekonstruktion verwendet werden können

(Abschnitt 4.1), liegt zunächst der Ansatz von nicht linearen Algorithmen nahe. Unter einem nicht linearen Algorithmus wird in diesem Zusammenhang die Berücksichtigung nicht linearer Ladungsterme zur Positionsrekonstruktion verstanden.

Dabei werden zunächst in den folgenden Abschnitten zwei nicht lineare Algorithmen (der quadratische und der exponentielle Algorithmus) [137] auf ihre Tauglichkeit in Systemen mit endlichen Oberflächenwiderstandsverhältnissen $R1/R2$ untersucht. In einem dritten Abschnitt soll schließlich ein Algorithmus (Lorentz-Algorithmus) vorgestellt werden, der möglicherweise für Strukturen ohne niederohmige Stege geeignet ist.

B.10.1 Quadratischer Algorithmus

Die in einer Zelle nach einem Ereignis entstehende Ladungsverteilung wird in zwei Dimensionen bis zur quadratischen Ordnung durch

$$Q(x, y) = a + bx + cy + (d/2)x^2 + exy + (f/2)y^2 \quad (\text{B.9})$$

approximiert. Dies entspricht, wie später noch genauer erläutert wird, einer Berücksichtigung von Ladungen, die in die benachbarten Knoten der betrachteten Rekonstruktionszelle fließen. Anstatt der Ladungsverteilung $Q(x, y)$ wäre es auch möglich, das sich auf der Auslesestruktur ergebende Potentialfeld $V(x, y)$ anzunähern [s. Abb. A.1 (b)]. Entscheidend ist jedoch, dass sich an der Einpulsposition $(x_{\text{ein}}, y_{\text{ein}})$ ein Maximum in der Ladungs- bzw. Potentialverteilung ergibt. Als notwendige Bedingung für ein Maximum gilt

$$\left. \frac{dQ(x, y)}{dx} \right|_{x_{\text{ein}}} = \left. \frac{dQ(x, y)}{dy} \right|_{y_{\text{ein}}} = 0. \quad (\text{B.10})$$

Mit Gl. (B.9) und (B.10) ergeben sich die zu berechnenden Einpulspositionen $(x_{\text{ein}}, y_{\text{ein}})$ zu

$$x_{\text{ein}} = u = \frac{ec - bf}{df - e^2} \quad \text{und} \quad y_{\text{ein}} = v = \frac{eb - cd}{df - e^2}. \quad (\text{B.11})$$

Die Bestimmung der fünf verbleibenden Koeffizienten b, c, \dots, f erfolgt über die detektierten Ladungen an den entsprechenden Knoten in x - und y -Richtung unter der Nebenbedingung, dass an bestimmten noch genauer zu erläutern den Symmetriepunkten die Ortsrekonstruktion des Algorithmus' exakt sein soll. Abb. B.8 illustriert die beteiligten Knoten, die betrachteten Symmetriepunkte und das zugehörige Koordinatensystem. Für die Ortsrekonstruktion wird in diesem Fall der rechte obere Quadrant (schraffierte Fläche) der vollständig gezeichneten Zelle betrachtet. An den Symmetriepunkten der Auslesestruktur (Kreuze in Abb. B.8) soll der Algorithmus als Nebenbedingung zu einer exakten Ortsrekonstruktion führen. Als Symmetriepunkte wurden die Zellmitten, die Positionen auf den niederohmigen Stegen genau zwischen zwei Ausleseknöten und die Ausleseknöten selbst betrachtet. Für die Ortsrekonstruktion werden neben den vier Knotenladungen der linken unteren Zelle auch noch die Ladungen der Knoten Q_{21} bzw. Q_{12} in x - bzw. y -Richtung benötigt. Da dies zu fünf beteiligten Ladungen in x - bzw. y -Richtung führt, ist es möglich, die in Gl. (B.11) in x_{ein} und y_{ein} auftretenden fünf Koeffizienten als

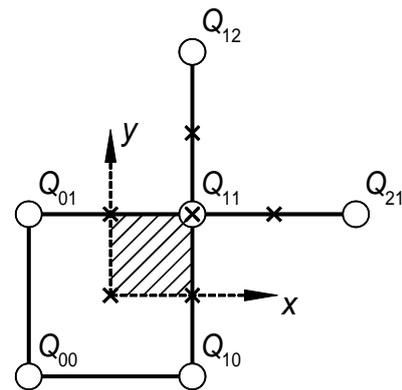


Abb. B.8: Schematische Darstellung eines Ausschnitts der Auslesestruktur. Die an den Knoten aufgesammelten Ladungen sind durch Q_{ij} gekennzeichnet. Die Kreuze stellen die betrachteten Symmetriepunkte dar. Für die unten links vollständig gezeichnete Zelle sei $x, y \in [-1, 1]$.

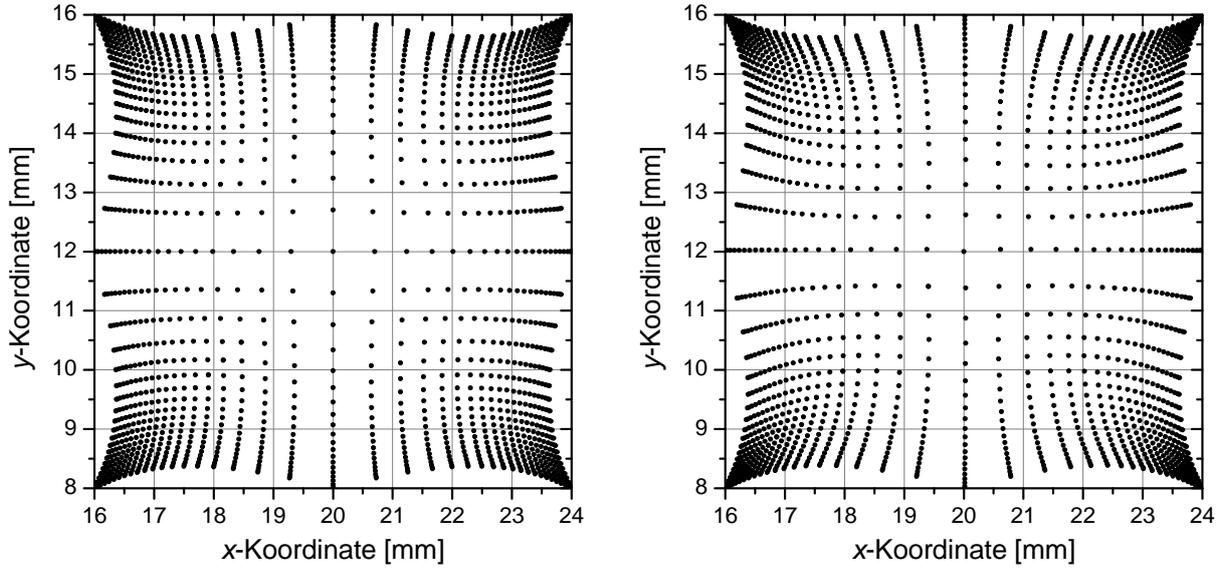


Abb. B.9: Rekonstruierte Positionen (u, v) des nicht linearen quadratischen Algorithmus' [Gl. (B.11) und Gl. (B.12)]. Die hochohmige Zellmitte wurde mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ belegt. Die niederohmigen Stege weisen einen Oberflächenwiderstand von $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ (links) und von $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ (rechts) auf. Die transversale Diffusion der Ladungsträger beträgt jeweils $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$. Die Bilder wurden nach einer ausreichend langen Ladungsintegrationszeit $t \rightarrow \infty$ berechnet.

Funktion der Ladungen zu schreiben, und man erhält:

$$\begin{aligned}
 b &= 0.25 \cdot (Q_{11} - Q_{01} + Q_{10} - Q_{00}) , \\
 c &= 0.25 \cdot (Q_{11} - Q_{10} + Q_{01} - Q_{00}) , \\
 d &= 0.25 \cdot (Q_{21} - 2Q_{11} + Q_{01}) , \\
 e &= 0.25 \cdot (Q_{11} - Q_{01} - Q_{10} + Q_{00}) , \\
 f &= 0.25 \cdot (Q_{12} - 2Q_{11} + Q_{10}) .
 \end{aligned} \tag{B.12}$$

Wie durch Nachrechnen gezeigt werden kann, ist der Algorithmus an den vier betrachteten Symmetriepunkten in der linken unteren Zelle aus Abb. B.8 exakt.

Die Ladungen Q_{ij} aus Gl. (B.12) können jetzt mit Hilfe des 4×4 -Zellenmodells an den entsprechenden Knoten bestimmt werden und anschließend zur Positionsrechnung in Gl. (B.11) eingesetzt werden. In Abb. B.9 ist das Rekonstruktionsverhalten dieses quadratischen Algorithmus' bei einer örtlich homogenen Ladungseinpulsung alle $200 \mu\text{m}$ für zwei verschiedene Widerstandsverhältnisse $R1/R2$ gezeigt. Grundsätzlich erkennt man, dass das Rekonstruktionsverhalten mit diesem quadratischen Algorithmus mit Verzerrungen verbunden ist, welche zu einer erheblichen Überbevölkerung in der Nähe der Ausleseknöten führen. In der Zellmitte dagegen liegen die rekonstruierten Ereignisse weit auseinander, was einer niedrigen Belegungsichte entspricht. Weiterhin ist auffallend, dass für das kleinere der beiden Widerstandsverhältnisse $R1/R2$ (Abb. B.9 rechts), die Ereignisse leicht in Richtung Zellmitte verschoben werden. Dies führt zu einer geringfügig verbesserten Homogenität der Belegungsichte. Trotzdem ist dieser Effekt viel zu klein, um diesen quadratischen Algorithmus für eine spätere Ortsrekonstruktion sinnvoll verwenden zu können. Die gut leitenden niederohmigen Stege, die eine Ladungsdiffusion in andere Zellen stark vermindern und somit die Zellen untereinander abschirmen, führen zu Unstetigkeitsstellen in der Potential- bzw. Ladungsverteilung auf der Auslesestruktur. Offensichtlich kann der polynomiale Ansatz für die Ladungsverteilung aus Gl. (B.9) die durch die niederohmigen Stege induzierte, weitestgehend senkrechte Ladungsprojektion auf die Zellränder nicht ausreichend gut beschreiben. Bei Strukturen mit einem kleineren Widerstandsverhältnis $R1/R2$ ist das Abschirmungsverhalten der niederohmigen Stege weniger betont und der hier besprochene nicht lineare Ansatz führt zu besseren Ergebnissen, insbesondere wenn der quadratische Algorithmus, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, noch leicht modifiziert wird. Die Erweiterung zu höheren, z.B. kubischen Termen in Gl. (B.9) wird nicht zu einer Verbesserung

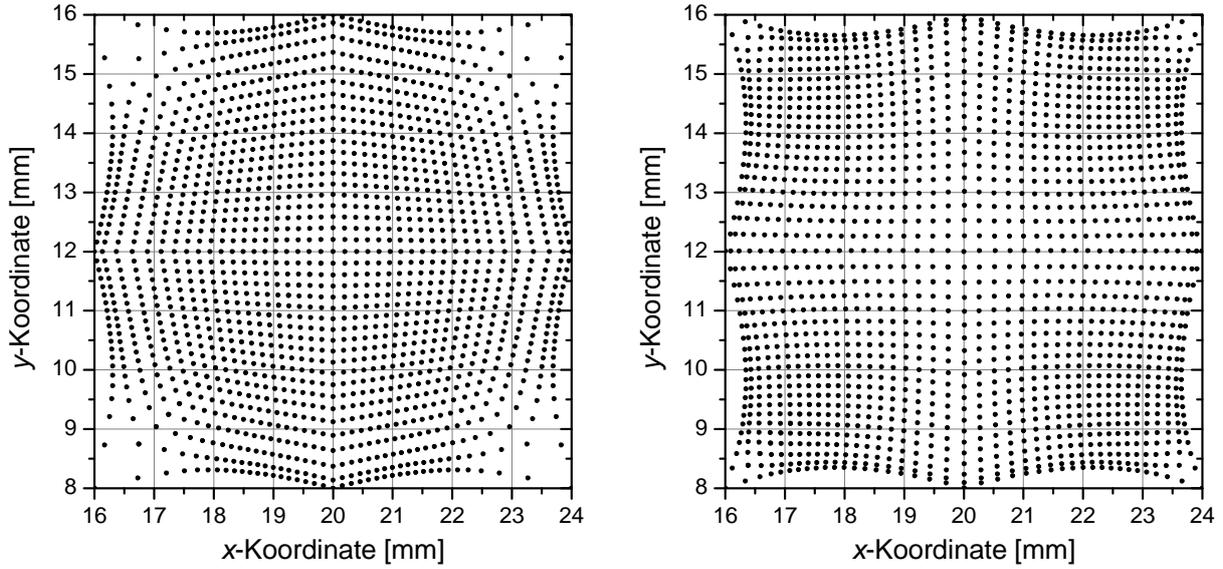


Abb. B.10: Rekonstruierte Positionen (u, v) des exponentiellen Algorithmus' [vgl. Gl. (B.11) und Gl. (B.14)]. Die hochohmige Zellmitte wurde mit $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ belegt. Die niederohmigen Stege weisen einen Oberflächenwiderstand von $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ (links) und von $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ (rechts) auf. Die anderen verwendeten Simulationsparameter entsprechen denen aus Abb. B.9.

in der Bildrekonstruktion führen. In diesem Falle enthalten die Koeffizienten [vgl. Gl. (B.12)] Ladungen Q_{ij} weiter entfernter Knoten, welche aber aufgrund der guten Abschirmung der Zellen untereinander nur sehr kleine und unbedeutende Beiträge zu den Koeffizienten der Terme höherer Ordnung liefern.

B.10.2 Exponentieller Algorithmus

Grundsätzlich sind auch andere Ansätze für die Ladungsverteilung $Q(x, y)$ denkbar. So führt der folgende exponentielle Ansatz für die Ladungsverteilung zu leicht verbesserten Ergebnissen in der Ortsrekonstruktion:

$$Q(x, y) = \exp \left[a + bx + cy + (d/2)x^2 + exy + (f/2)y^2 \right]. \quad (\text{B.13})$$

Die Ladungsverteilung $Q(x, y)$ bzw. die Potentialverteilung $V(x, y)$ entspricht nach Gl. (B.13) einer Art Gauß'scher-Glockenkurve. Dieser Ansatz wurde gewählt, da der Potentialverlauf innerhalb einer Zelle recht gut durch eine zweidimensionale Gaußfunktion approximiert werden kann [Abb. A.1 (b)]. Die Maxima der Funktion (B.13) entsprechen denen aus Gl. (B.11). Die fünf Koeffizienten b, c, \dots, f bestimmen sich zu:

$$\begin{aligned} b &= 0.25 \cdot [\ln(Q_{11}) - \ln(Q_{01}) + \ln(Q_{10}) - \ln(Q_{00})], \\ c &= 0.25 \cdot [\ln(Q_{11}) - \ln(Q_{10}) + \ln(Q_{01}) - \ln(Q_{00})], \\ d &= 0.25 \cdot [\ln(Q_{21}) - 2\ln(Q_{11}) + \ln(Q_{01})], \\ e &= 0.25 \cdot [\ln(Q_{11}) - \ln(Q_{01}) - \ln(Q_{10}) + \ln(Q_{00})], \\ f &= 0.25 \cdot [\ln(Q_{12}) - 2\ln(Q_{11}) + \ln(Q_{10})]. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Analog zur Vorgehensweise beim polynomialen Ansatz erhält man über die durch das 4×4 -Zellenmodell bestimmten Ladungen Q_{ij} mit Gl. (B.11) und (B.14) einen Algorithmus, der wieder an den Symmetriepunkten der Zelle ein exaktes Rekonstruktionsverhalten aufweist (Abb. B.10). Im Gegensatz zum polynomialen Ansatz zeigt der exponentielle Ansatz eine ausgesprochene Unterbevölkerung der Knoten. Insbesondere im Falle kleiner Oberflächenwiderstände der Stege (Abb. B.10 links) ergibt sich eine sehr inhomogene Belegungsichte, die aber bei weniger ausgeprägten Stegen, d.h. bei kleineren Verhältnissen $R1/R2$, deutlich homogener wird als der polynomialen Ansatz (Abb. B.9 rechts). Auch in diesem Falle

erschweren die niederohmigen Stege, die eine Unstetigkeitsstelle in der Oberflächenwiderstandsbelegung darstellen, das Auffinden eines analytischen Ladungsverteilungsansatzes $Q(x, y)$ ganz erheblich.

B.10.3 Lorentz-Algorithmus

Bei allen Auslesestrukturen, welche aus hochohmigen Zellmitten und niederohmigen Randstegen aufgebaut sind, führen die gut leitenden Stege, welche die Ladungsdiffusion in andere Zellen vermindern und damit die Zellen untereinander abschirmen, zu Unstetigkeitsstellen in der Ladungs- bzw. Potentialverteilung $Q(x, y)$ bzw. $V(x, y)$. Diese daraus resultierende Ladungsdiffusion kann offensichtlich weder durch den quadratischen Ansatz (Parabel-Algorithmus, Abschnitt B.10.1) noch durch den exponentiellen Ansatz (Gauß-Algorithmus, Abschnitt B.10.2) befriedigend beschrieben werden. Sogar bei der Anwendung des 463-Knoten Algorithmus' sind die Stege und Knoten in realen Messungen, welche immer mit Rauscheinträgen verbunden sind, nach wie vor noch leicht zu erkennen (z.B. Abb. 4.32). Im Grenzfall kleiner Widerstandsverhältnisse $R1/R2$ ist das Abschirmungsverhalten der niederohmigen Stege weniger stark betont und das Stetigkeitsverhalten der Felder $Q(x, y)$ bzw. $V(x, y)$ verbessert sich und macht damit möglicherweise den Einsatz von nicht linearen Algorithmen denkbar. Dabei erweist sich, wie gezeigt, der Gauß-Algorithmus dem Parabel-Algorithmus als überlegen. In der eindimensionalen Positionsbestimmung in einem Detektorsystem mit einer Streifenauslese stellt sich dieser Sachverhalt ganz ähnlich dar [45]. Vollzieht man den Grenzübergang $R2 \rightarrow R1$, so kann ein weiterer nicht linearer Algorithmus, der sogenannte Lorentz-Algorithmus, welcher im eindimensionalen Fall die besten Ergebnisse liefert [45], angewendet werden. In diesem Abschnitt soll eine nach dem Wegfall der niederohmigen Stege nur noch aus einem Oberflächenwiderstand bestehende Auslesestruktur in Kombination mit dem Lorentz-Algorithmus untersucht werden. Dabei bleiben die Positionen der Ausleseknöten unverändert. Die Diskussion dieser Auslesestruktur bleibt jedoch eher von theoretischem Interesse, da Messungen mit einer solchen Struktur nicht durchgeführt wurden.

Zunächst besteht der Vorteil in einer nur aus einem Oberflächenwiderstand bestehenden Auslesestruktur in der relativ einfachen technischen Realisierbarkeit. Die Ungenauigkeiten der im Siebdruckverfahren hergestellten niederohmigen Stege entfallen. Dadurch ergeben sich bis auf die Ausleseknöten keine Unstetigkeitsstellen in der Oberflächenwiderstandsbelegung und damit auch nicht in der Ladungs- bzw. Potentialverteilung. Des Weiteren kann durch den Wegfall der niederohmigen Stege der Rauschwiderstand je nach gewählter Oberflächenwiderstandsbelegung größer ausfallen und damit die Ortsauflösung positiv beeinflussen. Jedoch fällt bei einer solchen Auslesestruktur der Abschirmungseffekt der Zellen weg und die Ladung wird über eine größere Fläche diffundieren. Als Konsequenz müssen u.U. mehr Knöten für die Positionsrekonstruktion herangezogen werden, was sich wiederum negativ auf das Hochratenverhalten auswirkt, da eine größere Fläche pro Ereignis nicht mehr sensitiv ist. Bis zu einem gewissen Grade könnte diesem Effekt durch eine Verkleinerung der Knötenabstände begegnet werden.

Obwohl nur ein Oberflächenwiderstand vorliegt soll im Folgenden der Einfachheit halber aufgrund der Anordnung der Knöten, die eine Art Zellstruktur bilden, nach wie vor von „Zellen“ die Rede sein. Um die bei dieser Auslesestruktur größere räumliche Ladungsverteilung zu berücksichtigen, wurden insgesamt 8×8 -Zellen, entsprechend dem in Anhang A.1 vorgestellten Diffusionsmodell, simuliert. Abb. B.11 zeigt die später noch benötigte Knöten- und Zellennummerierung. Um den Rechenaufwand überschaubar zu halten, wurde die Zellgröße auf $4 \times 4 \text{ mm}^2$ verkleinert. Bei einem Gitterabstand von $\Delta x = \Delta y = 200 \mu\text{m}$ entspricht dies 21×21 Gitterpunkten pro Zelle. Als Oberflächenwiderstand wurde $R1 = R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ gewählt, welcher einen guten Kompromiss zwischen Ratenverträglichkeit und Rauschwiderstand darstellt. Entsprechend dem Rauschwiderstandsmodell aus Abschnitt B.4 ergibt sich ein Rauschwiderstand von $R = 9.1 \text{ k}\Omega$. Eingepulst wurde ein in der Zeit rechteckförmiger, kurzer Strompuls. Die transversale Diffusion der Ladungsträger wurde zu $\sigma_{\text{trans}} = 200 \mu\text{m}$ festgelegt. Alle im Folgenden gezeigten Bilder sind nach einer ausreichend langen Ladungsintegrationszeit von $t \rightarrow \infty$ erstellt worden. In Abb. B.12 wurde der 4-Knöten Algorithmus zur Positionsrekonstruktion in Zelle 28 benutzt. Wie erwartet zeigt der lineare 4-Knöten Algorithmus aufgrund des streng nicht linearen Verhaltens dieser Auslesestruktur starke Verzerrungen, die eine sinnvolle Anwendung dieses Algorithmus' ausschließen. Die im Vergleich zu Auslesestrukturen mit niederohmigen Stegen stark vergrößerte Ladungsdiffusion wird in Abb. B.13 offensichtlich. Die drei in x -Richtung beteiligten Knöten sind im Falle der Zelle 28 die Knöten 30, 31, 32 bzw. 39, 40 und 41 (s. Abb. B.11). Zu vergleichen ist der linke Graph aus Abb. B.13 mit der Ladungssamm-

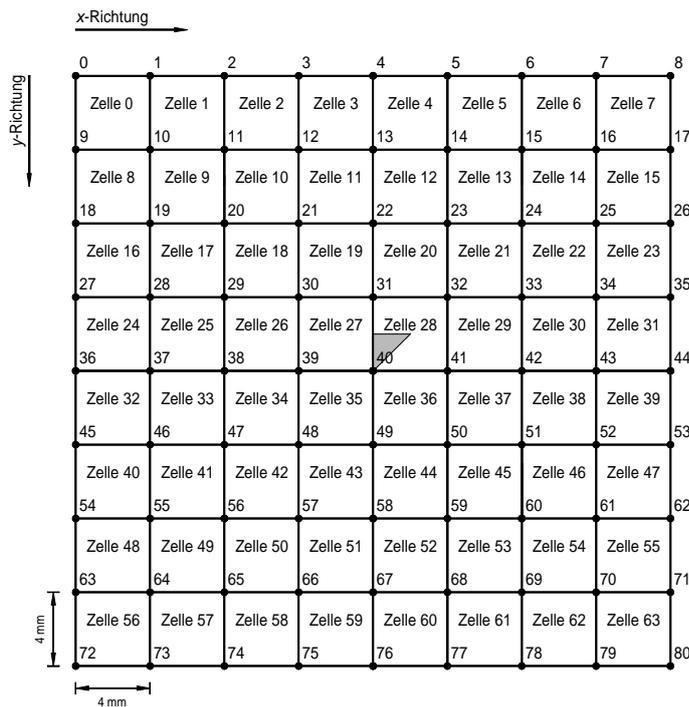


Abb. B.11: Nummerierung der 81 Knoten und 64 Zellen. Die Zellgröße beträgt $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Das grau eingezeichnete Achtel von Zelle 28 zeigt den berechneten Bereich. Durch Ausnutzen von Symmetriebedingungen kann dieser Bereich wiederum auf die ganze Zelle erweitert werden.

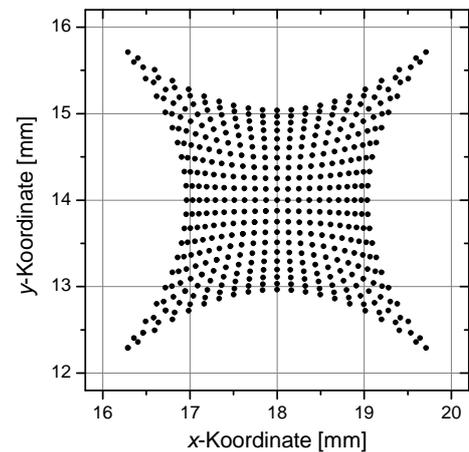


Abb. B.12: Positionsrekonstruktion mit dem 4-Knoten Algorithmus für eine Auslesestruktur mit einem Oberflächenwiderstandsverhältnis von $R1/R2 = 1$.

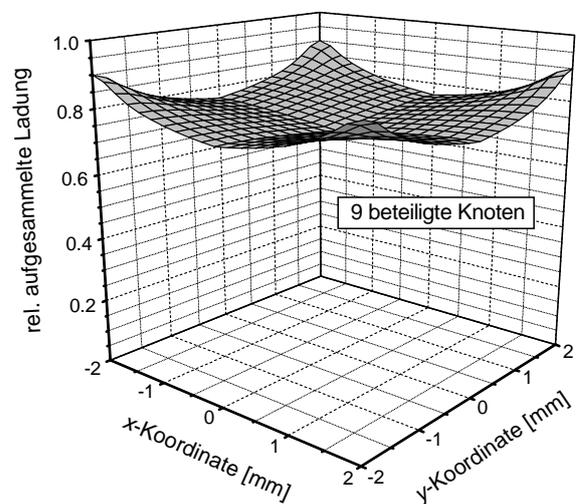
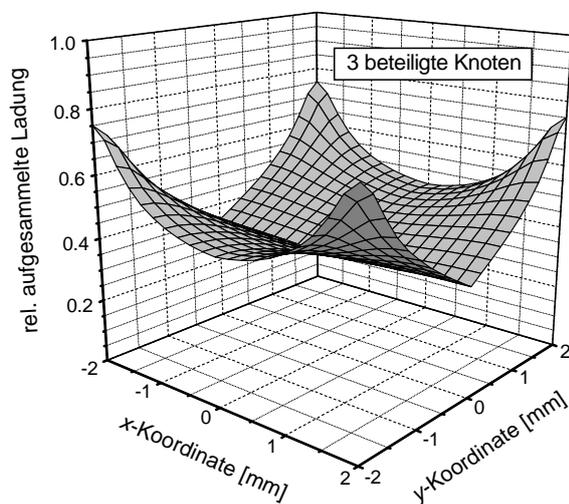


Abb. B.13: Links: Von drei nebeneinanderliegenden Knoten in x -Richtung im Verhältnis zur Ladungssammlung aller 81 Ausleseknöten aufgesammlter Ladungseintrag als Funktion der Einpulsposition (x, y) . Rechts: Von neun Knoten im Verhältnis zur Ladungssammlung aller 81 Ausleseknöten aufgesammlter Ladungseintrag als Funktion der Einpulsposition (x, y) . Die Ausleseknöten der abgebildeten Zelle 28 sitzen in den Eckpunkten der beiden Graphen.

lung des 3-Knoten Algorithmus' aus Abb. B.5 (d). Im rechten Graph aus Abb. B.13 sind der jeweils das Ladungsmaximum tragende Knoten der Zelle 28 und die dazugehörigen acht Nachbarknöten als ladungssammelnde Knöten berücksichtigt worden. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Ladungsverlust ohne die

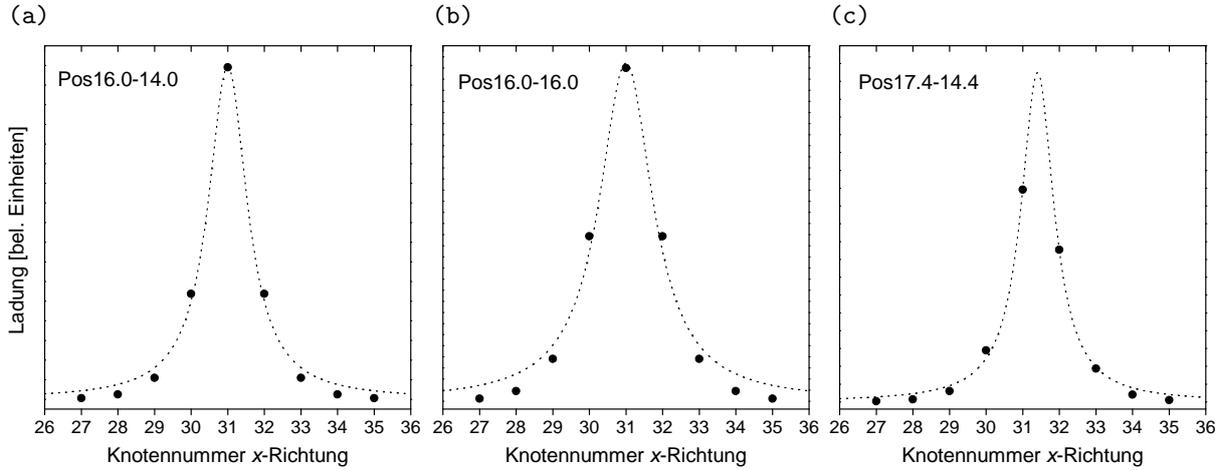


Abb. B.14: In den in x -Richtung verlaufenden Ausleseknöten 27 bis 35 (vgl. Abb. B.11) nach einer Integrationszeit $t \rightarrow \infty$ registrierte Ladungsmenge für unterschiedliche Einpulspositionen: (a) Pos16.0-14.0 (vertikal zwischen Knoten 31 und 40), (b) Pos16.0-16.0 (über Ausleseknöten 40), (c) Pos17.4-14.4 (in der Nähe der Zellmitte von Zelle 28). Die gestrichelt eingezeichneten Kurven entsprechen Lorentzverteilungen nach Gl. (B.15).

abschirmenden und gut leitenden Stege bei der Berücksichtigung von nur drei Knöten recht erheblich ist. Auch in Abb. B.14 ist erkennbar, dass sich die eingepulste Ladung aufgrund der fehlenden niederohmigen Stege auf vergleichsweise viele Knöten verteilt. In allen Kurven wurde zusätzlich eine Lorentzverteilung an die Ladungseinträge Q_n der Knöten angepasst. Die beiden Ladungswerte rechts und links neben dem maximalen Ladungseintrag werden dabei durch die Lorentzfunktion recht gut approximiert. Die Idee besteht jetzt darin mit diesen drei Knöteinträgen und der Lorentzverteilung eine Positionsinterpolation durchzuführen. Die folgende Vorgehensweise entspricht derjenigen aus Ref. [45], übertragen von der eindimensionalen auf die zweidimensionale Positionsrekonstruktion. Die Lorentzverteilung $l(x)$ kann durch

$$l(x) = \frac{n}{1 + \left(\frac{x-s}{a}\right)^2} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \text{Normierung } n \\ \text{Schwerpunkt } s \\ \text{Halbwertsbreite } 2a \end{array} \quad (\text{B.15})$$

dargestellt werden. Dabei sind die Werte für die Normierung n und die Breite a nicht weiter von Interesse, da der Algorithmus nur der Positionsbestimmung dienen soll. Mit der Zellgröße g und der Ladungsverteilung an den Knöten $Q_0 = l(x = -g)$, $Q_1 = l(x = 0)$ und $Q_2 = l(x = +g)$ kann der Schwerpunkt in x -Richtung aus Gl. (B.15) nach Rechnung zu

$$u_{\text{Lor}} = \frac{g}{2} \cdot \frac{Q_0^{-1} - Q_2^{-1}}{N} \quad \text{mit } N = Q_0^{-1} + Q_2^{-1} - 2Q_1^{-1} \quad (\text{B.16})$$

bestimmt werden. Die Definition für die Rekonstruktion in y -Richtung verläuft analog. Dabei wird dasselbe Koordinatensystem wie beim 3-Knöten Algorithmus verwendet (vgl. Abb. 4.1). Der Knöten an der Stelle $x = 0$ trägt den maximalen Ladungseintrag. Im Folgenden wird abkürzend die Schreibweise $u = u_{\text{Lor}}$ verwendet.

B.10.3.1 Rekonstruktionsverhalten $[u(x, y), v(x, y)]$

Abb. B.15 zeigt das Abbildungsverhalten des Lorentz-Algorithmus' innerhalb einer $4 \times 4 \text{ mm}^2$ -Zelle. Dieser Algorithmus zeigt dabei in der Richtung senkrecht zu den Stegen, in der Zellmitte und auf den Knöten keinerlei Verzerrungen. Ein sehr ähnliches Verhalten ergibt sich auch in der entsprechenden eindimensionalen Betrachtung [45]. Abb. B.15 zeigt zusätzlich die entsprechende Belegungsdichte des Lorentz-Algorithmus' als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) . Ähnlich wie in der eindimensionalen Betrachtung, so weist der Lorentz-Algorithmus auch in der zweidimensionalen Untersuchung die kleinste Belegungsdichte in seinem Symmetriepunkten (Ausleseknöten) auf, während das Maximum der Belegungsdichte in der

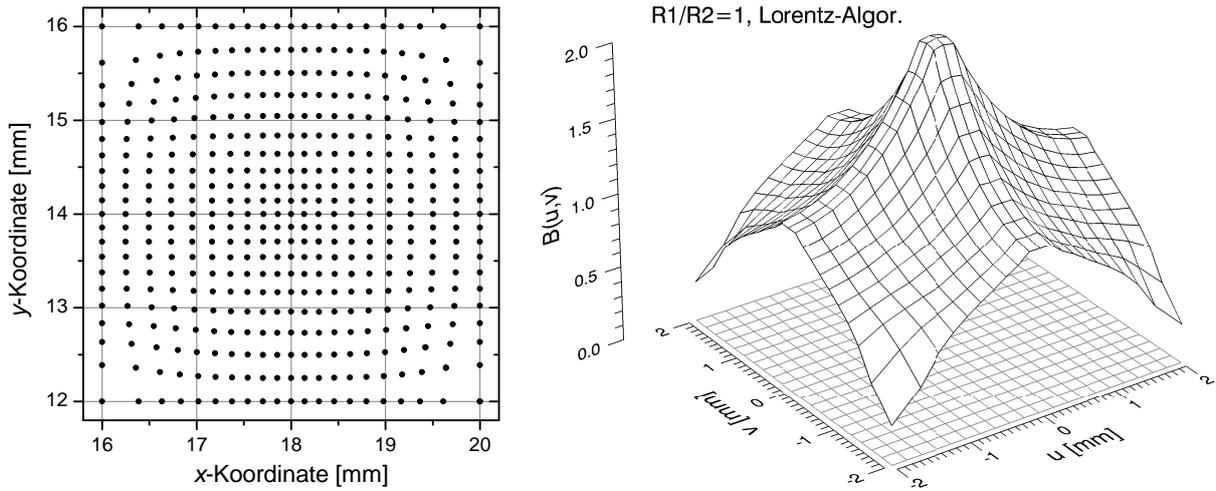


Abb. B.15: Links: Rekonstruierte Positionen (u, v) des Lorentz-Algorithmus' innerhalb einer $4 \times 4 \text{ mm}^2$ -Zelle bei äquidistanter Einpulsung in (x, y) . Rechts: Nach Gl. (4.5) numerisch bestimmte Belegungsdichte $\tilde{B}(u, v)$ mit $B(x, y) = 1$ für den Lorentz-Algorithmus.

Zellmitte erreicht wird. Doch schon an dieser Stelle wird offensichtlich, dass auch der Lorentz-Algorithmus in der Praxis wohl nicht ohne nachträgliche Positionskorrekturen angewendet werden kann, obwohl seine Belegungsdichte homogener erscheint als die der linearen Einzelalgorithmen im Falle ausgeprägter, niederohmiger Stege (vgl. Abb. 4.5).

B.10.3.2 Ortsauflösungsverhalten

Analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 4.1.4 wird die Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten und der „wahren“ Positionen untersucht. Mit Gl. (4.8) und (B.16) lässt sich die Ortsauflösung des Lorentz-Algorithmus' in x -Richtung zu

$$(\sigma_u)^2 = \frac{g^2 (\Delta Q)^2}{N^4} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{Q_0^2} \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) \right)^2 + \left(\frac{1}{Q_1^2} \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_0} \right) \right)^2 + \left(\frac{1}{Q_2^2} \left(\frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_1} \right) \right)^2 \right\} \quad (\text{B.17})$$

bestimmen. Zusammen mit einem Rauschwiderstand von $R = 9.1 \text{ k}\Omega$ bei $R1 = R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ ergibt sich bei Raumtemperatur und einer ausreichend langen Integrationszeit von $t = 100 \text{ ns}$ nach Gl. (4.7) ein Nyquist-Rauschen von etwa $\Delta Q = 2700 e^-$. Um einen direkten Vergleich mit den Betrachtungen bei den linearen Einzelalgorithmen bzw. beim 463-Knoten-Algorithmus zu ermöglichen, wurde auch in dieser Simulation eine äquivalente Ladungsmenge ($Q_{\text{ein}} \approx 2.77 \cdot 10^{-13} \text{ C} \approx 1.7 \cdot 10^6 e^-$) auf die Auslesestruktur eingepulst. Die linke Abb. B.16 zeigt die nach Gl. (B.17) berechnete Ortsauflösung in x -Richtung als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) . Auffällig ist zunächst, dass die Ortsauflösung an den Symmetriepunkten des Lorentz-Algorithmus' (Ausleseknöten) die größten Werte annimmt, während in der Zellmitte ein Minimum erreicht wird. Dieses Verhalten unterscheidet den Lorentz-Algorithmus grundsätzlich von den betrachteten linearen Einzelalgorithmen (vgl. Abb. 4.13), welche alle in ihren jeweiligen Symmetriezentren ein Minimum bezüglich der Ortsauflösung aufweisen. Trotz der mit nur drei berücksichtigten Knoten geringen Ladungssammlung (linke Abb. B.13) ist die Ortsauflösung nicht zuletzt aufgrund der kurzen Integrationszeit von $t = 100 \text{ ns}$ und der verkleinerten Zellgröße von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ durchaus vergleichbar mit der erreichbaren Ortsauflösung bei den linearen Einzelalgorithmen.

Die oben beschriebene Belegungsdichteverteilung und die Ortsauflösung als Funktion der rekonstruierten Positionen (u, v) wird sich beim Lorentz-Algorithmus bei einer Positionskorrektur positiv auf die Ortsauflösung auswirken. Da der Lorentz-Algorithmus an den Ausleseknöten eine kleine Belegungsdichte aufweist, wird sich die Ortsauflösung nach einer Positionskorrektur an diesen Stellen verbessern. In der Zellmitte, wo die Belegungsdichte am höchsten ist, wird sich der kleine Wert für die Ortsauflösung dagegen verschlechtern. Wegen der recht schwachen Kopplung zwischen u und y bzw. v und x wird als

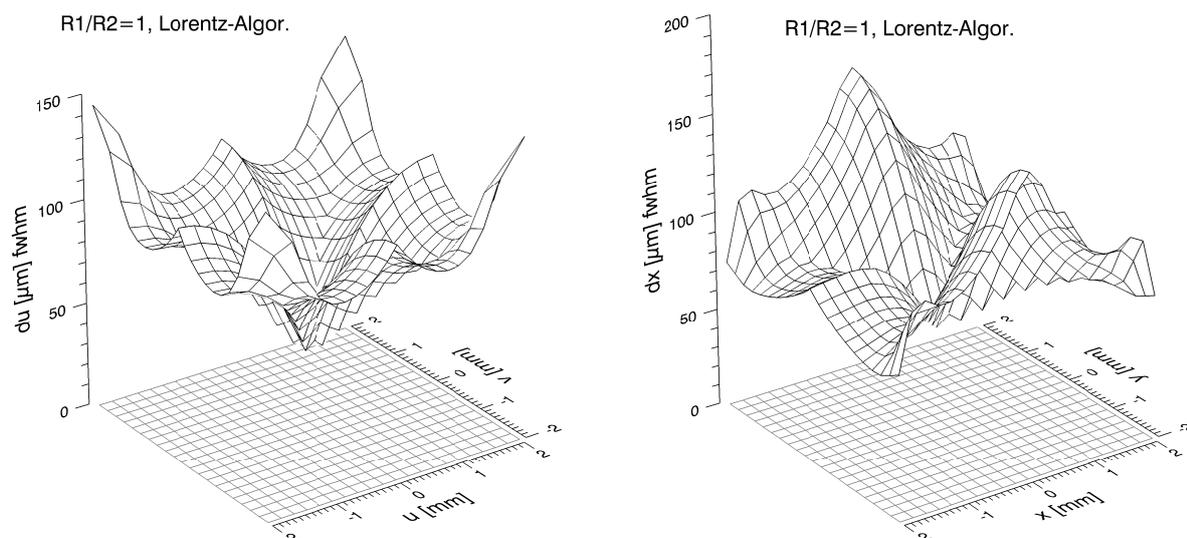


Abb. B.16: Links: Ortsauflösung des Lorentz-Algorithmus' $du = 2.355 \cdot \sigma_u$ (fwhm) in x -Richtung als Funktion der rekonstruierten Orte (u, v) . Rechts: Ortsauflösung des Lorentz-Algorithmus' $dx = 2.355 \cdot \sigma_x$ (fwhm) in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Orte (x, y) . Beide Bilder sind für Oberflächenwiderstände von $R1 = R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ erstellt worden.

Näherung Gl. (4.18) zur Berechnung der Ortsauflösung als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) herangezogen. Die rechte Abb. B.16 zeigt die nach Gl. (4.18) berechnete Ortsauflösung in x -Richtung als Funktion der „wahren“ Positionen (x, y) . Tatsächlich nivelliert sich der Wert für die Ortsauflösung und verschlechtert sich bei einer Positionskorrektur nicht so stark wie bei den linearen Einzelalgorithmen (vgl. Abb. 4.14). Vor diesem Hintergrund ist der Einsatz des Lorentz-Algorithmus' bei Auslesestrukturen ohne niederohmige Stege durchaus vorstellbar.

C. Ergänzungen zu Kapitel 6

C.1 Optimaler Kathodenabstand bei MicroCAT-Detektoren

In diesem Abschnitt erfolgt eine Abschätzung des optimalen Kathodenabstandes für möglichst kurze Signallängen bei MicroCAT-Detektoren. In der zu lösenden Differentialgleichung (A.6) tritt neben der Oberflächenleitfähigkeit $\sigma(x, y)$ die Kapazitätsbelegung c als bestimmender Parameter für die Diffusion auf. Da beim Einsatz von MicroCAT-Detektoren der Abstand zwischen der Auslesestruktur und der MicroCAT-Gasverstärkungsstruktur nur etwa in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$ liegt (s. Abschnitt 3.2.1), erweist sich der Beitrag dieser Mikrostruktur zur Gesamtkapazitätsbelegung im direkten Vergleich zur GEM-Struktur als wesentlich größer. Um eine möglichst geringe Diffusion und damit möglichst kurze Signale an den Ausleseknöten zu registrieren, wäre demnach ein größerer Kathodenabstand d wünschenswert. Jedoch wird das influenzierte MicroCAT-Stromsignal $b(t)$ (vgl. Abschnitt A.1.2) mit zunehmendem Kathodenabstand länger. Die Signallänge τ , die sich durch den dominierenden Ionenanteil (vgl. linke Abb. A.2) abschätzen lässt, weist die näherungsweise Abhängigkeit $\tau \propto (c_1 d + c_2 d^2)$ mit den Parametern c_1 und c_2 auf [63]. Diese beiden gegenläufigen Abhängigkeiten lassen einen optimalen Kathodenabstand für MicroCAT-Strukturen erwarten.

Für die Bestimmung des optimalen Kathodenabstandes wird die Diffusionssimulation herangezogen, da die dynamischen Vorhersagen dieses Modells durch Messungen recht gut verifiziert werden konnten (vgl. Abschnitt 6.1). Die einzupulsenden Stromdichten $I(x, y, t)$ werden für Kathodenabstände d zwischen $50\text{--}300\ \mu\text{m}$, wie in Abschnitt A.1.2 beschrieben, im $50\ \mu\text{m}$ -Raster simuliert. Die sich ergebenden Signallängen reichen von $\tau \approx 100\ \text{ns}$ bei $d = 50\ \mu\text{m}$ bis $\tau \approx 700\ \text{ns}$ bei $d = 300\ \mu\text{m}$. Abhängig vom Kathodenabstand d wird die jeweilige Kapazitätsbelegung c bestimmt. Die Kapazitätsbelegung wurde für ältere Keramik-Auslesestrukturen ohne durchgehende Erdungsfläche berechnet. Obwohl der tatsächliche Wert für c bei den aktuellen Keramik-Strukturen damit wohl etwas größer ausfällt, ist eine tendenzielle, quantitative Abschätzung des optimalen Kathodenabstandes möglich.

Als Einpulspositionen wurden die Zellmitte von Zelle 6 und eine Position in der Nähe von Ausleseknöten 12 (Pos16.8-15.2) ausgewählt [vgl. Abb. A.1 (a)]. Bei der Einpulsung in der Zellmitte verteilen sich die Ladungen symmetrisch auf die umliegenden vier Knöten. Für die Einpulsung in der Nähe von Knöten 12 wird für eine pessimistische Abschätzung der Strom im diagonal gegenüberliegenden Knöten 8 betrachtet. Abb. C.1 zeigt eine grobe Abschätzung der Zeit, welche für die Integration von 90 % der Ladung, die in den jeweilig betrachteten Knöten fließt (s.o.), benötigt wird. Für eine Widerstandsbelegung von $R1 = 100\ \text{k}\Omega/\square$ und $R2 = 1\ \text{k}\Omega/\square$ und eine Zellgröße von $8 \times 8\ \text{mm}^2$ führen Kathodenabstände von $d = 80\text{--}90\ \mu\text{m}$ zu minimalen Signallängen. Abb. C.2 zeigt die entsprechenden Betrachtungen für eine Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 1000\ \text{k}\Omega/\square$ und $R2 = 10\ \text{k}\Omega/\square$. Offensichtlich erhöht sich der optimale Kathodenabstand aufgrund des durch die vergrößerten Widerstände stärker betonten dissipativen Charakters der Auslesestruktur auf $d = 200\text{--}250\ \mu\text{m}$. Man gewinnt bei großen Widerständen (und auch höheren Kapazitätsbelegungen der Auslesestruktur) mehr, wenn die Signale zwar etwas länger werden, jedoch der Kapazitätsbelegungsbeitrag der MicroCAT-Struktur sinkt. Bei der Verwendung von Keramik-Auslesestrukturen mit Erdungsflächen und einer Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 100\ \text{k}\Omega/\square$ und $R2 = 1\ \text{k}\Omega/\square$ wird der optimale Kathodenabstand für möglichst kurze Signallängen etwa im Bereich zwischen $d = 100\text{--}150\ \mu\text{m}$ liegen.

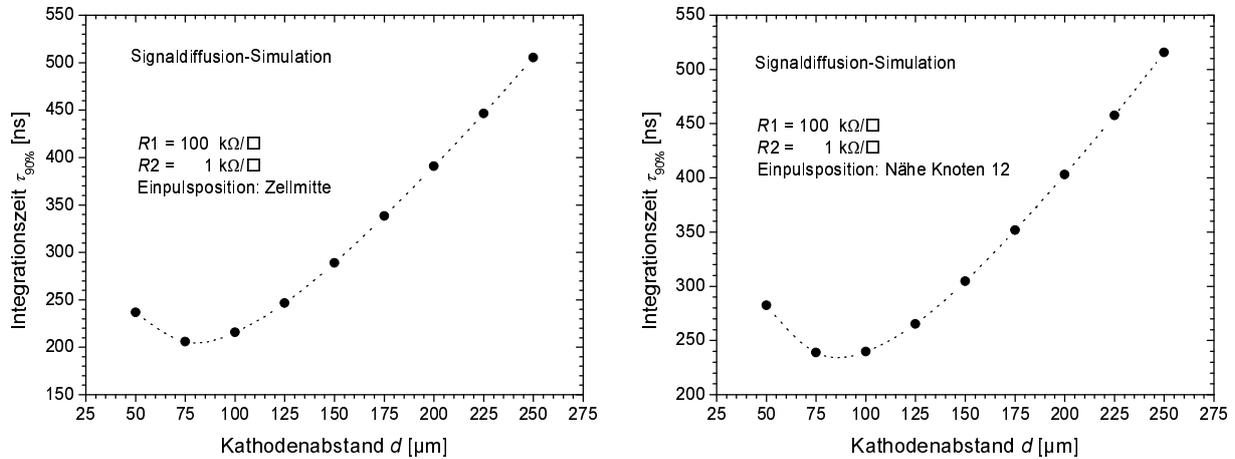


Abb. C.1: Integrationszeit τ , welche für eine 90%ige Ladungsintegration benötigt wird, für eine Keramik-Auslesestruktur mit Zellgrößen von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ und einer Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 100 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 1 \text{ k}\Omega/\square$ für MicroCAT-Signale als Funktion des Kathodenabstandes für Ereignisse in der Zellmitte (links) und für Ereignisse in der Nähe von Knoten 12, deren Ladung in Knoten 8 ausgelesen wird (rechts).

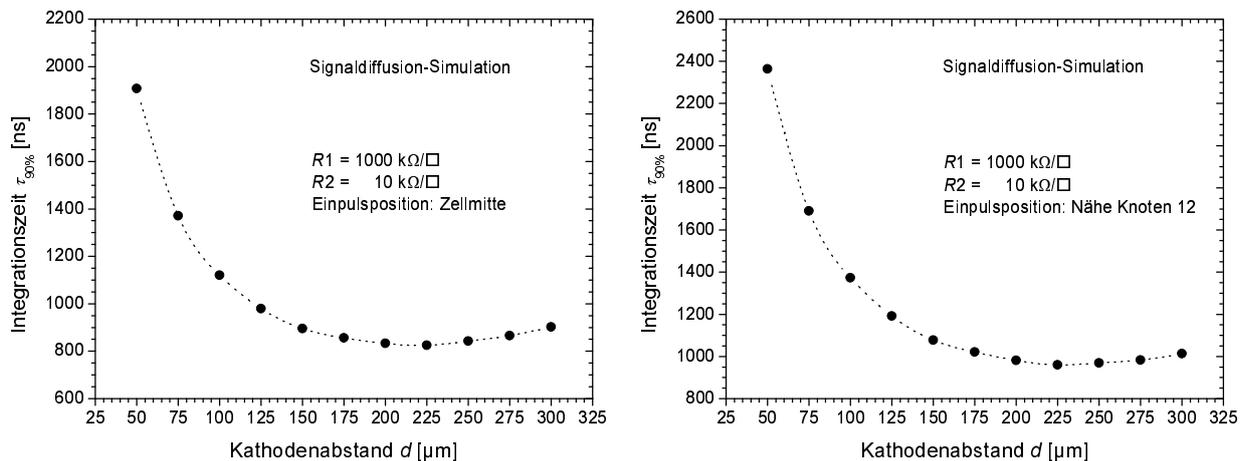


Abb. C.2: Integrationszeit τ , welche für eine 90%ige Ladungsintegration benötigt wird, für eine Keramik-Auslesestruktur mit Zellgrößen von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ und einer Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 1000 \text{ k}\Omega/\square$ und $R2 = 10 \text{ k}\Omega/\square$ für MicroCAT-Signale als Funktion des Kathodenabstandes für Ereignisse in der Zellmitte (links) und für Ereignisse in der Nähe von Knoten 12, deren Ladung in Knoten 8 ausgelesen wird (rechts).

D. Ergänzungen zu Kapitel 8

Die folgenden zwei Abschnitte lehnen sich eng an Ref. [120] an und finden sich auch in Ref. [63] wieder.

D.1 Fette

Fette sind Ester des dreiwertigen Alkohols Glycerol mit drei Fettsäuren. Häufig wird anstatt Glycerol auch der Ausdruck Glycerin (Propantriol) verwendet. Unter Fettsäuren sind hier Carbonsäuren (funktionelle Gruppe: COOH) mit langer Kohlenwasserstoff-Kette (etwa ab 4 C-Atomen) zu verstehen. In Abb. D.1 ist der prinzipielle Aufbau eines Fettmoleküls zu erkennen. Die drei Fettsäuren können sich sowohl in ihrer Kettenlänge als auch in der Zahl ihrer Doppelbindungen unterscheiden, woraus eine große Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten für einzelne Fettmoleküle resultiert. Da die Kohlenstoffatome des Glycerols sowohl in Fetten als auch in Phospholipiden nicht äquivalent sind, gibt man häufig zur Unterscheidung der einzelnen C-Atome in Fetten und Phospholipiden *sn*-Ziffern („stereo-specific numbering“) von eins bis drei an, um so z.B. den Acyl-Rest am jeweiligen C-Atom zu charakterisieren.

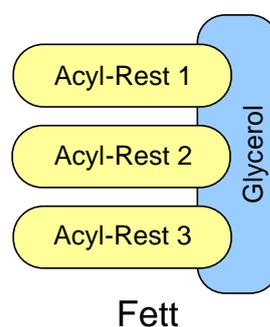


Abb. D.1: Schematischer Aufbau eines Fettes (Triacylglycerol). Die drei Fettsäuren sind alle mit dem Glycerol verestert und als „Acyl-Rest“ gekennzeichnet.

D.2 Phospholipide

Im Gegensatz zu den Fetten, die vorwiegend nur intrazellulär in Fetttröpfchenform vorkommen, bilden die Phospholipide den Hauptbestandteil an biologischen Membranen. Phospholipide bestehen, ähnlich wie die Fette, aus Glycerol und Fettsäure-Resten. Allerdings ist der dritte Fettsäure-Rest (*sn*-C-3) durch einen Phosphorsäure-Rest, der mit der Hydroxy-Gruppe (OH-Gruppe) des Glycerols verestert ist, ersetzt (Abb. D.2). Die Phosphorsäure wiederum kann mit der Hydroxy-Gruppe eines Aminoalkohols verestert sein. Anstelle des Aminoalkohols können auch Veresterungen mit Zuckeralkoholen (*myo*-Inositol) auftreten, welche aber an dieser Stelle nicht weiter betrachtet werden. Handelt es sich bei dem Aminoalkohol um Ethanolamin, so spricht man bei den sich ergebenden Lipiden von *Phosphatidyl-Ethanolaminen* (PE) (auch Cephaline genannt). Die sich unter der Kombination mit Cholin ergebenden *Phosphatidyl-Choline* (PC) sind auch unter dem Namen Lecithine bekannt, welche die häufigsten Phospholipide in Membranen darstellen. Die Phospholipide sind zur Hälfte aufgrund der langen Kohlenstoffketten der Fettsäure-Reste hydrophob (wasserabstoßend) und zur anderen Hälfte aufgrund der Ladungen an der Kopfgruppe polar und somit hydrophil (wasserliebend), aber insgesamt elektrisch neutral, da sie Ion und Gegen-Ion in sich vereinigen. Dieser amphiphile Charakter der Phospholipide ist verantwortlich für deren Selbstorganisation zu Lipiddoppelschichten (Membranen) in Lipid-Wasser-Systemen.

Die in dieser Arbeit auftretenden Phospholipide sind das 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (POPE), das 1-Stearoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (SOPE) und das 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylcholin (POPC). Dabei bezeichnen die ersten beiden Bestandteile des Namens die beiden mit dem Glycerol veresterten Fettsäuren. Der Rest des Namens bildet, wie oben beschrieben, die „Kopfgruppe“ des Lipids. In Tab. D.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der in den drei Lipiden auftretenden Fettsäuren zusammengefasst. Abb. D.3 zeigt beispielhaft die Struktur eines PE's.

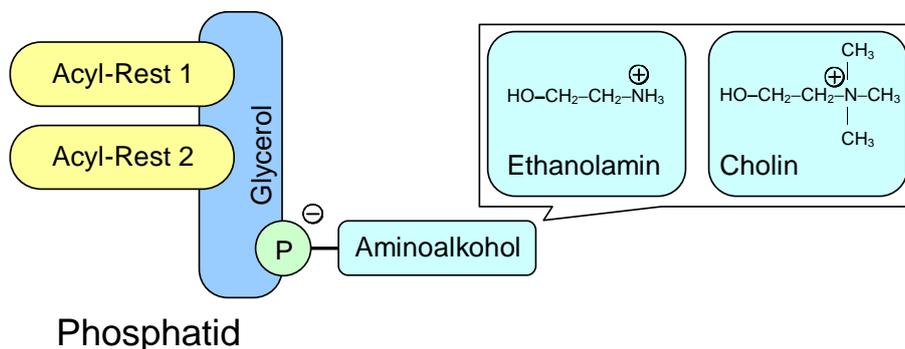


Abb. D.2: Die membranständigen Phospholipide bestehen aus drei Komponenten: ausgehend von einem Glycerol-„Rückgrat“ schließen sich daran auf der einen Seite zwei Fettsäureketten und auf der anderen Seite eine „Kopfgruppe“ an, die aus einer Phosphat-Gruppe und einem Aminoalkohol besteht. Die Phosphat-Gruppe und die Aminoalkohole, wie z.B. Ethanolamin und Cholin, tragen dabei eine negative bzw. positive Ladung.

Trivialname	Struktur	Schmelzpunkt [°C]
Palmitinsäure (16 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{14}\text{COOH}$	62.9
Stearinsäure (18 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{16}\text{COOH}$	69.6
Ölsäure (18 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7\text{COOH}$	13.4

Tab. D.1: Eigenschaften der in den untersuchten Phospholipiden auftretenden Fettsäuren. Zu den gesättigten Fettsäuren gehören die Palmitin- und die Stearinsäure, deren Kohlenwasserstoff-Ketten durchweg gestreckt sind. Die Ölsäure als ein Vertreter der ungesättigten Fettsäuren weist am neunten C-Atom eine Doppelbindung auf, welche an dieser Stelle zu einem Abknicken der Kette führt (vgl. Abb. D.3). Ungesättigte Fettsäuren haben aufgrund dieser schlechteren Packungseigenschaften in der Gel-Phase einen niedrigeren Schmelzpunkt (Hauptübergangstemperatur).

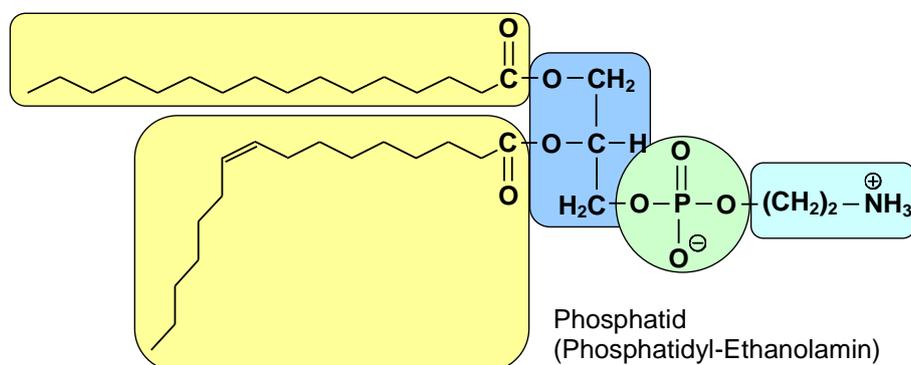


Abb. D.3: Molekulare Struktur eines Phosphatidylethanolamins (PE) mit einem gesättigten und einem ungesättigten Fettsäure-Rest. Die einzelnen Bestandteile des Moleküls sind mit denen aus Abb. D.2 zu vergleichen.

Literaturverzeichnis

- [1] C. F. Powell, Y. Yue, R. Poola, J. Wang. Time-resolved measurements of supersonic fuel sprays using synchrotron X-rays. *J. Synchrotron Rad.* **7** (2000) 356–360.
- [2] A. G. MacPhee, M. W. Tate, C. F. Powell, Y. Yue, M. J. Renzi, A. Ercan, S. Narayanan, E. Fontes, J. Walther, J. Schaller, S. M. Gruner, J. Wang. X-ray Imaging of Shock Waves Generated by High-Pressure Fuel Sprays. *Science* **295** (2002) 1261–1263.
- [3] W. Cai, C. F. Powell, Y. Yue, S. Narayanan, J. Wang, M. W. Tate, M. J. Renzi, A. Ercan, E. Fontes, S. M. Gruner. Quantitative analysis of highly transient fuel sprays by time-resolved x-radiography. *Appl. Phys. Lett.* **83** (8) (2003) 1671–1673.
- [4] D. Clery. Shining a bright light on materials. *Science* **277** (1997) 1213–1253.
- [5] J. M. Squire, J. J. Harford, M. W. K. Chew, J. Barry. Millisecond molecular events in dynamic biological systems recorded using fast area detectors: current achievements and future needs. *Nucl. Instr. and Meth.* **A310** (1991) 349–353.
- [6] K. Wakabayashi, Y. Amemiya, Progress in X-ray synchrotron diffraction studies of muscle contraction, in: S. Ebashi, M. Koch, E. Rubenstein (Eds.), Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 4, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1991, pp. 597–678.
- [7] K. Wakabayashi, N. Yagi. Muscle contraction: challenges for synchrotron radiation. *J. Synchrotron Rad.* **6** (1999) 875–890.
- [8] K. C. Holmes, M. A. Geeves. The structural basis of muscle contraction. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **B355** (2000) 419–431.
- [9] G. Piazzesi, M. Reconditi, M. Linari, L. Lucii, Y. B. Sun, T. Narayanan, P. Boesecke, V. Lombardi, M. Irving. Mechanism of force generation by myosin heads in skeletal muscle. *Nature* **415** (6872) (2002) 659–662.
- [10] G. Rapp, Microsecond and millisecond time-resolved X-ray diffraction experiments on biological samples and its implications on detectors, in: A. Walenta (Ed.), Proceedings of the European Workshop on X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Sources, Aussois, France, September 30 – October 4, 1991, pp. 72–75.
- [11] J. Seddon, R. H. Templer, Lipid polymorphism of lipid-water systems, in: R. Lipowsky, E. Sackmann (Eds.), Handbook of biological physics – Structure and dynamics of membranes, Vol. 1, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1995, pp. 97–160.
- [12] D. Koscieza, Hochzeitaufglöste Beugungsmessungen an Häm-Proteinen mittels Laue-Verfahren, Dissertation, Universität Hamburg (2000).
- [13] B. L. Stoddard. New results using Laue diffraction and time-resolved crystallography. *Curr. Opin. Struct. Biol.* **8** (1998) 612–618.
- [14] K. Moffat. Time-Resolved Crystallography. *Acta Cryst.* **A 54** (1998) 833–841.
- [15] K. Moffat. Time-Resolved Biochemical Crystallography: A Mechanistic Perspective. *Chem. Rev.* **101** (2001) 1569–1581.

- [16] D. Pacella, G. Pizzicaroli, L. Gabellieri, M. Leigheb, R. Bellazzini, A. Brez, G. Gariano, L. Latronico, N. Lumb, G. Spandre, M. M. Massai, S. Reale. Ultrafast soft x-ray two-dimensional plasma imaging system based on gas electron multiplier detector with pixel readout. *Rev. Sci. Instrum.* **72** (2) (2001) 1372–1378.
- [17] ELETTRA Synchrotron Light Laboratory.
URL <http://www.elettra.trieste.it/info/index.html>
- [18] D. W. J. Cruickshank, J. R. Helliwell, L. N. Johnson, K. Moffat, S. D. Phillips, Time-Resolved Macromolecular Crystallography – Proceedings of a Royal Society Discussion Meeting, Oxford University Press and The Royal Society, 1992.
- [19] A. Sarvestani, N. Sauer, C. Strietzel, H. J. Besch, A. Orthen, N. Pavel, A. H. Walenta, R. H. Menk. Microsecond time-resolved 2D X-ray imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A465** (2001) 354–364.
- [20] A. H. Walenta, X-ray detectors for synchrotron radiation, in: A. H. Walenta (Ed.), Proceedings of the European Workshop on X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Sources, Aussois, France, September 30–October 4, 1991, pp. 284–289.
- [21] S. V. Tipnis, V. V. Nagarkar, V. Gaysinskiy, S. R. Miller, I. Shestakova. High-Speed X-ray Imaging Camera for Time-Resolved Diffraction Studies. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (5) (2002) 2415–2419.
- [22] P. Datte, E. Beuville, J.-F. Beche, C. Cork, T. Earnest, J. Millaud, D. Nygren, H. Padmore, B. Turko, N.-H. Xuong. A prototype 8×8 pixel array X-ray detector for protein crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A391** (1997) 471–480.
- [23] P. Datte, A. Birkbeck, E. Beuville, N. Endres, F. Druillolle, L. Luo, J. Millaud, N.-H. Xuong. Status of the digital pixel array detector for protein crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A421** (1999) 576–590.
- [24] G. Rossi, M. Renzi, E. F. Eikenberry, M. W. Tate, D. Bilderback, E. Fontes, R. Wixted, S. Barna, S. M. Gruner. Tests of a prototype pixel array detector for microsecond time-resolved X-ray diffraction. *J. Synchrotron Rad.* **6** (6) (1999) 1096–1105.
- [25] G. Rossi, M. Renzi, E. F. Eikenberry, M. W. Tate, D. Bilderback, E. Fontes, R. Wixted, S. Barna, S. M. Gruner. Development of a pixel array detector for time-resolved X-ray imaging. *Synchrotron Radiation Instrumentation: Eleventh US National Conference, Stanford, CA 13–15 October, 1999* (1999) 311–316.
- [26] M. J. Renzi, M. W. Tate, A. Ercan, S. M. Gruner, E. Fontes, C. F. Powell, A. G. MacPhee, S. Narayanan, J. Wang, Y. Yue, R. Cuenca. Pixel array detectors for time resolved radiography. *Rev. Sci. Instrum.* **73** (3) (2002) 1621–1624.
- [27] A. Gabriel. Position sensitive x-ray detector. *Rev. Sci. Instrum.* **48** (1977) 1303–1305.
- [28] R. Lewis. Multiwire Gas Proportional Counters: Decrepit Antiques or Classic Performers? *J. Synchrotron Rad.* **1** (1) (1994) 43–53.
- [29] R. A. Lewis, W. I. Helsby, A. O. Jones, C. J. Hall, B. Parker, J. Sheldon, P. Clifford, M. Hillen, I. Sumner, N. S. Fore, R. W. M. Jones, K. M. Roberts. The “RAPID” high rate large area X-ray detector system. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 32–41.
- [30] R. A. Lewis, A. Berry, C. J. Hall, W. I. Helsby, B. T. Parker. The RAPID detector system – first user data. *Nucl. Instr. and Meth.* **A454** (2000) 165–172.
- [31] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instr. and Meth.* **A263** (1988) 351–359.
- [32] I. Reichwein, U. Werthenbach, G. Zech. Properties of Groove Chambers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A487** (2002) 308–313.

- [33] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, G. Charpak. MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A376** (1996) 29–35.
- [34] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A386** (1997) 531–534.
- [35] A. Sarvestani, H. J. Besch, M. Junk, W. Meißner, N. Sauer, R. Stiehler, A. H. Walenta, R. H. Menk. Study and application of hole structures as gas gain devices for two dimensional high rate X-ray detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A410** (1998) 238–258.
- [36] Y. Benhammou, J. M. Brom, J. C. Fontaine, D. Huss, F. Jeanneau, A. Lounis, I. Ripp-Baudot, A. Zghiche. Comparative studies of MSGC and MSGC-GEM detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 400–404.
- [37] O. Baruth, S. Keller, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner. Sparks in MSGC and GEM detectors and a robust alternative. *Nucl. Instr. and Meth.* **A454** (2000) 272–275.
- [38] P. Fonte, V. Peskov, B. D. Ramsey. Rate and gain limitations of MSGCs and MGCs combined with GEM and other preamplification structures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 405–409.
- [39] S. Kane, J. May, J. Miyamoto, I. Shipsey, A study of micromegas with preamplification with a single GEM, in: Proceedings for the International conference on advanced technology and particle physics, Villa Olmo, Como, Italy, Oct. 15–19, 2001, submitted to Nucl. Phys. B.
- [40] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, D. Mörmann. Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A438** (1999) 376–408.
- [41] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman. The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A443** (2000) 164–180.
- [42] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman. Further studies of the GEM photomultiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A442** (2000) 68–73.
- [43] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Investigation of the performance of an optimised MicroCAT, a GEM and their combination by simulations and current measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A500** (2003) 163–177.
- [44] R. Bellazzini, L. Baldini, A. Brez, E. Costa, L. Latronico, N. Omodei, P. Soffitta, G. Spandre. A photoelectric polarimeter based on a Micropattern Gas Detector for X-ray astronomy. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 176–184.
- [45] E. K. Neuser, Ein abbildender energieselektiver Vieldrahtproportionalzähler für den harten Röntgenbereich, Dissertation, Universität Siegen (1998).
- [46] A. Berry, W. I. Helsby, B. T. Parker, C. J. Hall, P. A. Buksh, A. Hill, N. Clague, M. Hillon, G. Corbett, P. Clifford, A. Tidbury, R. A. Lewis, B. J. Cernik, P. Barnes, G. E. Derbyshire. The Rapid2 X-ray detection system. *Nucl. Instr. and Meth.* **A513** (2003) 260–263.
- [47] W. I. Helsby, A. Berry, P. A. Buksh, C. J. Hall, R. A. Lewis. The RAPID2 interpolating system. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 138–144.
- [48] G. P. Guedes, A. Breskin, R. Chechik, D. Vartsky, D. Bar, A. F. Barbosa, P. R. B. Marinho. Two-dimensional GEM imaging detector with delay-line readout. *Nucl. Instr. and Meth.* **A513** (2003) 473–483.
- [49] H. Mio, M. Chemloul, P. Laggner, H. Amenitsch, S. Bernstorff, M. Rappolt. Fast PC-based data acquisition system for gas-filled position sensitive detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 384–391.

- [50] A. Bressan, R. De Oliveira, A. Gandi, J.-C. Labbé, L. Ropelewski, F. Sauli, D. Mörmann, T. Müller, H. J. Simonis. Two-dimensional readout of GEM detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A425** (1999) 254–261.
- [51] S. Bachmann, S. Kappler, B. Ketzer, T. Müller, L. Ropelewski, F. Sauli, E. Schulte. High rate X-ray imaging using multi-GEM detectors with a novel readout design. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 104–108.
- [52] J. L. Alberi, V. Radeka, Position sensing by charge division (1976).
- [53] J. P. Cussonneau, M. Labalme, P. Lautridou, L. Luquin, V. Metivier, A. Rahmani, T. Reposeur. 2D localization using resistive strips associated to the Micromegas structure. *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 26–34.
- [54] M. Lampton, C. W. Carlson. Low-distortion resistive anodes for two-dimensional position-sensitive MCP systems. *Rev. Sci. Instrum.* **50** (9) (1979) 1093–1097.
- [55] A. Liu, B. Woo, R. W. Odom. Ultrafast charge division imaging detector. *Rev. Sci. Instrum.* **71** (11) (2000) 4144–4148.
- [56] M. Dixit, J. Dubeau, J.-P. Martin, K. Sachs. Position sensing from charge dispersion in micro-pattern gas detectors with a resistive anode. *Nucl. Instr. and Meth.* **A518** (2004) 721–727.
- [57] A. Sarvestani, Detektoroptimierung für die Proteinkristallographie – Simulationsstudien und Entwicklung eines neuartigen Prototyps, Dissertation, Universität Siegen (1998).
- [58] M. Junk, Untersuchung und Entwicklung einer asynchronen interpolierenden Pixelauslese für Gas-Mikrostreifenzähler, Diplomarbeit, Universität Siegen (1995).
- [59] H. J. Besch, M. Junk, W. Meißner, A. Sarvestani, R. Stiehler, A. H. Walenta. An interpolating 2D pixel readout structure for synchrotron X-ray diffraction in protein crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 244–248.
- [60] A. Sarvestani, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.-J. Besch, R. H. Menk, A. Orthen, N. Pavel, M. Rappolt, N. Sauer, A. H. Walenta. Biological X-ray diffraction measurements with a novel two-dimensional gaseous pixel detector. *J. Synchrotron Rad.* **6** (5) (1999) 985–994.
- [61] A. Orthen, Entwicklung und Test eines großflächigen MCAT-Detektors mit Stützstruktur, Diplomarbeit, Universität Siegen (2000).
- [62] H. Wagner, Einfluß der dissipativen Fläche der Widerstandsschicht auf zweidimensionale Ortsmessung im MicroCAT-Detektor, Diplomarbeit, Universität Siegen (2000).
- [63] A. Orthen, Bildgebende Röntgendetektion mit Gasverstärkung durch Mikrostrukturen für Hochgeschwindigkeitsmessungen, Dissertation, Universität Siegen (2004).
- [64] S. Martoiu, Asynchronous 2D Interpolated Readout Technique for Time-resolved X-ray Measurements, Masterarbeit (in Vorbereitung), Universität Siegen (2004).
- [65] S. Martoiu, A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, K. Nurdan, A. H. Walenta, U. Werthenbach, Intelligent local trigger technique for a multi-cell 2D interpolating resistive readout, einzureichen bei *Nucl. Instr. and Meth. A* (2004).
- [66] C. Grupen, Teilchendetektoren, Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1993.
- [67] J. Sakurai, Modern quantum mechanics, Benjamin/Cummings, Menlo Park, Calif., 1994.
- [68] A. Achiezer, Quantum electrodynamics, Wiley, New York, 1965.
- [69] W. Heitler, The quantum theory of radiation, Clarendon Press, Oxford, 1970.

- [70] XCOM: Photon Cross Sections Database.
URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [71] A. Breskin. New trends in radiation imaging: CsI-based gaseous detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A367** (1995) 326–331.
- [72] R. Kahn, R. Fourme, R. Bosshard, V. Saintagne. An area-detector diffractometer for the collection of high resolution and multiwavelength anomalous diffraction data in macromolecular crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A246** (1986) 596–603.
- [73] E. Hell, Entwicklung einer Hochratendrftkammer für Digitale Subtraktions Angiographie – Reichweitenmessungen von Photoelektronen im Energiebereich von 3 keV bis 30 keV, Dissertation, Universität Siegen (1988).
- [74] CSRRRI – Center for Synchrotron Radiation Research and Instrumentation.
URL <http://www.csrrri.iit.edu/mucal.html>
- [75] SLAC Linear Collider Workshop, SLAC-247 (1982), in: J. Fehlmann, G. Viertel (Eds.), *Compilation of Data for Drift Chamber Operation*, ETH Zürich, 1983.
- [76] Magboltz, CERN Transport of Electrons in Gas Mixtures Computation Programme written by S.F. Biagi, Version 2 (2000).
- [77] H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. Orthen, A. Sarvestani, A. H. Walenta, H. Walliser. On the dynamic two-dimensional charge diffusion of the interpolating readout structure employed in the MicroCAT detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 334–346.
- [78] S. Kalbitzer, W. Melzer. On the charge dividing mechanism in position sensitive detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **56** (1967) 301–304.
- [79] E. Mathieson, K. D. Evans, W. Parkes, P. F. Christie. Signal location by shorted RC line. *Nucl. Instr. and Meth.* **121** (1974) 139–149.
- [80] C. W. Gear. Graphics in a Timesharing Environment. *Proceedings for the Skytop Conference on Computer Applications in High Energy Physics* (1969) 552–564.
- [81] S. Brandt, Datenanalyse, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1999.
- [82] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [83] D. F. Yu, J. A. Fessler. Mean and variance of single photon counting with deadtime. *Phys. Med. Biol.* **45** (2000) 2043–2056.
- [84] J. E. Bateman. The effect of beam time structure on counting detectors in SRS experiments. *J. Synchrotron Rad.* **7** (2000) 307–312.
- [85] G. P. Terrasi, CFK-vorgespannte Tragwerkelemente aus Hochleistungsbeton.
URL http://www.sacac.ch/WasIstNeu/pdf/casehistory_cfk.pdf
- [86] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. H. Walenta. Charge transfer considerations of MicroCAT-based detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 160–177.
- [87] Stork – Stork Screens B. V., Business Unit Rotaform, Boxmeer, Niederlande.
URL <http://www.stork.com>
- [88] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, S. Martoiu, R. H. Menk, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Gas gain and signal length measurements with a triple-GEM at different pressures of Ar-, Kr- and Xe-based gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A512** (2003) 476–487.
- [89] A. Orthen, H. Wagner, S. Martoiu, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H. J. Besch, R. H. Menk, K. Nurdan, M. Rappolt, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Development of a two-dimensional virtual pixel X-ray imaging detector for time-resolved structure research. *J. Synchrotron Rad.* **11** (2004) 177–186.

- [90] S. Beirle, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner. Carbon coated gas electron multipliers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A423** (1999) 297–302.
- [91] P. S. Barbeau, J. I. Collar, J. D. Geissinger, J. Miyamoto, I. Shipsey, R. Yang. A First Mass Production of Gas Electron Multipliers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A515** (2003) 439–445.
- [92] A. Gandi, R. de Oliveira, Werkstatt für Platinenfertigung, CERN.
URL <http://est-div-dem.web.cern.ch/est-div-dem/services/production/>
- [93] Y. Bagaturia, O. Baruth, H. B. Dreis, F. Eisele, I. Gorbunov, S. Gradl, W. Gradl, S. Hausmann, M. Hildebrandt, T. Hott, S. Keller, C. Krauss, B. Lomonosov, M. Negodaev, C. Richter, P. Robmann, B. Schmidt, U. Straumann, P. Truöl, S. Visbeck, T. Walter, C. Werner, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner, M. Ziegler. Studies of aging and HV break down problems during development and operation of MSGC and GEM detectors for the Inner Tracking System of HERA-B. *Nucl. Instr. and Meth.* **A490** (2002) 223–242.
- [94] S. Bachmann, A. Bressan, M. Capeáns, M. Deutel, S. Kappler, B. Ketzer, A. Polouektov, L. Ropelewski, F. Sauli, E. Schulte, L. Shekhtman, A. Sokolov. Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM). *Nucl. Instr. and Meth.* **A479** (2002) 294–308.
- [95] H. Reichl, Hybridintegration. Technologie und Entwurf von Dickschichtschaltungen, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1986.
- [96] Fa. Koenen, Präzisionssiebe.
URL <http://www.koenen.de/d/siebdruck/produkte/index.htm>
- [97] CeramTec, Produktinformation.
- [98] D. Junge, Universität Siegen, persönliche Mitteilung (2002).
- [99] Fa. Andus, Prototypfertigung von Leiterplatten.
URL <http://www.andus.de/>
- [100] Hans J. Michael GmbH, Produktinformation über Asahi Carbon-Widerstandspasten.
- [101] T. Çonka Nurdan, K. Nurdan, A. H. Walenta, H.-J. Besch, C. Fiorini, B. Freisleben, N. A. Pavel. Silicon drift detector readout electronics for a Compton camera. *Nucl. Instr. and Meth.* **A523** (2004) 435–440.
- [102] R. Stiehler, M. Adamek, H. J. Besch, M. Junk, G. Menzel, E. Neuser, W. Meißner, N. Pavel, A. Sarvestani, N. Sauer, S. Volkov, A. H. Walenta. A transient recorder system for applications in high-rate detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 711–714.
- [103] K. Nurdan, T. Çonka Nurdan, H.-J. Besch, B. Freisleben, N. A. Pavel, A. H. Walenta. FPGA-based data acquisition system for a Compton camera. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 122–125.
- [104] K. Nurdan, Influence of Data Acquisition Parameters on Compton Camera Images, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Siegen (2004).
- [105] R. Stiehler, Konzeption, Entwicklung und Aufbau einer FADC-basierten Ausleseelektronik für das MAGIC-Teleskop, Dissertation, Universität Siegen (2001).
- [106] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.* **32** (1928) 110.
- [107] F. Robinson, Noise and fluctuations in electronic devices and circuits, Oxford University Press, 1974.
- [108] IDL 5.3, Research Systems Inc., Boulder, CO, USA.
- [109] Root.
URL <http://root.cern.ch/>

- [110] H. Amenitsch, M. Rappolt, M. Kriechbaum, H. Mio, P. Laggner, S. Bernstorff. First performance assessment of the small-angle X-ray scattering beamline at ELETTRA. *J. Synchrotron Rad.* **5** (3) (1998) 506–508.
- [111] S. Bernstorff, H. Amenitsch, P. Laggner. High-Throughput Asymmetric Double-Crystal Monochromator of the SAXS Beamline at ELETTRA. *J. Synchrotron Rad.* **5** (4) (1998) 1215–1221.
- [112] A. Bigi, N. Roveri, Fibre Diffraction: Collagen, in: S. Ebashi, M. Koch, E. Rubenstein (Eds.), Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 4, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1991, pp. 199–239.
- [113] T. N. Blanton, T. C. Huang, H. Toraya, C. R. Hubbard, S. B. Robie, D. Louër, H. E. Göbel, G. Will, R. Gilles, T. Raftery. JCPDS – International Centre for Diffraction Data round robin study of silver behenate. A possible low-angle X-ray diffraction calibration standard. *Powder Diffraction* **10** (2) (1995) 91–95.
- [114] S. Günther-Kohfahl, E. Buhr, U. Neitzel, Einfaches Verfahren zur Messung der Modulationsübertragungsfunktion digitaler Röntgenbild-Detektoren mit einer schräggestellten Kante.
URL <http://www.fmi.uni-passau.de/gmunden/2046.htm>
- [115] P. Laggner, H. Amenitsch, M. Kriechbaum, G. Pabst, M. Rappolt. Trapping of short-lived intermediates in phospholipid phase transitions: the L_{α^*} -Phase. *Faraday Discuss.* **111** (1998) 31–40.
- [116] M. Rappolt, G. Pabst, G. Rapp, M. Kriechbaum, H. Amenitsch, C. Krenn, S. Bernstorff, P. Laggner. New evidence for gel-liquid crystalline phase coexistence in the ripple phase of phosphatidylcholines. *Eur. Biophys. J.* **29** (2000) 125–133.
- [117] G. Pabst, M. Rappolt, H. Amenitsch, S. Bernstorff, P. Laggner. X-ray kinematography of temperature-jump relaxation probes the elastic properties of fluid bilayers. *Langmuir* **16** (2000) 8994–9001.
- [118] M. Rappolt, A. Hickel, F. Bringezu, K. Lohner. Mechanism of the Lamellar/Inverse Hexagonal Phase Transition Examined by High Resolution X-Ray Diffraction. *Biophys. J.* **84** (5) (2003) 3111–3122.
- [119] J. M. Berg, J. L. Tymoczko, L. Stryer, Biochemie, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2003.
- [120] J. Koolman, K. H. Röhm, Taschenatlas der Biochemie, Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1998.
- [121] S. J. Singer, G. L. Nicholson. The fluid mosaic model of the structure of cell membranes. *Science* **175** (1972) 720–731.
- [122] D. D. Lasic, Liposomes: from physics to applications, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam – North Holland, 1993.
- [123] H. Kleinig, P. Sitte, Zellbiologie, Gustav Fischer, 1992.
- [124] G. Cevc, D. Marsh, Phospholipid bilayers. Physical principles and models, Wiley, New York, 1987.
- [125] V. Luzzati, X-ray diffraction studies of lipid-water systems, in: D. Chapman (Ed.), Biological membranes, Academic Press, New York, 1968, pp. 71–123.
- [126] L. Bergmann, C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik: Vielteilchen-Systeme, Vol. 5, Walter de Gruyter, Berlin, 1992.
- [127] G. Pabst, M. Rappolt, H. Amenitsch, S. Bernstorff, P. Laggner. Non-equilibrium response-kinetics of phospholipid bilayers in the biologically relevant L_{α} -phase: a real-time, real-space movie. *ELETTRA News* **29**.
URL <http://www.elettra.trieste.it/science/elettranews/index.html>

- [128] P. E. Harper, D. A. Mannoek, R. N. A. H. Lewis, R. N. McElhaney, S. Gruner. X-ray diffraction of some phosphatidylethanolamine and inverted lamellar and inverted hexagonal phases. *Biophys. J.* **81** (2001) 2693–2706.
- [129] Origin, Microcal Software, Northampton, MA, USA.
- [130] B. E. Warren, X-ray diffraction, Addison Wesley Publishing Company, Reading, 1969, Dover reprint (1990).
- [131] G. Rapp, R. S. Goody. Light as a trigger for time-resolved structural experiments on muscle, lipids, p21 and bacteriorhodopsin. *J. Appl. Cryst.* **24** (5) (1991) 857–865.
- [132] A. Seelig, J. Seelig. The dynamic structure of fatty acyl chains in a phospholipid bilayer measured by deuterium magnetic resonance. *Biochemistry* **13** (1974) 4839–4845.
- [133] J. Katsaras, K. R. Jeffrey, D. S.-C. Yang, R. M. Epand. Direct evidence for the partial dehydration of the phosphatidylethanolamine bilayers on approaching the hexagonal phase. *Biochemistry* **32** (1993) 10700–10707.
- [134] E. Mathieson. A flux problem related to two dimensional image dissection. *Nucl. Instr. and Meth.* **92** (1971) 441–442.
- [135] G. W. Fraser, E. Mathieson. Signal location by uniform resistive anodes. (A) Square anodes in the dc limit. *Nucl. Instr. and Meth.* **179** (1981) 591–604.
- [136] G. W. Fraser, E. Mathieson. Signal location by uniform resistive anodes. (B) Circular anodes in the dc limit. *Nucl. Instr. and Meth.* **184** (1981) 537–542.
- [137] H. Walliser, Universität Siegen, persönliche Mitteilung (2002).

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. A.H. Walenta für die Themenstellung und für die Ermöglichung dieser Arbeit danken. Herrn Dr. H.J. Besch danke ich für die zahlreichen anregenden Diskussionen, die sehr oft zu Problemlösungen beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. H. Walliser möchte ich ganz besonders für die vielen wichtigen Ratschläge und Anregungen bezüglich der Bildrekonstruktionsmethoden danken. Herrn Prof. Dr. G. Zech bin ich dankbar für seine stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Zu ganz besonderem Dank bin ich Herrn Dr. A. Orthen für das hervorragende Arbeitsklima und die ausgezeichnete Zusammenarbeit über die vergangenen Jahre auch auf privater Ebene verpflichtet. Ein Großteil dieser Arbeit entstand in enger, gemeinsamer Kollaboration. Durch seine hervorragenden Programmierkenntnisse konnte so manches Problem gelöst werden. Unvergessen werden mir auch die zahlreichen Strahlzeiten am Synchrotron ELETTRA in Trieste bleiben, wo in gemeinsamen Messungen wichtige Ergebnisse dieser Arbeit gewonnen wurden. Herrn Dipl.-Phys.-Ing. S. Martoiu bin ich für die Entwicklung und Umsetzung der Digitalelektronik zu großem Dank verpflichtet. Ohne seine hervorragende Arbeit wäre die Umsetzung des lokalen Triggerkonzeptes undenkbar gewesen.

Für die Realisierung des Temperatursprungexperimentes war die Erfahrung und das Wissen von Herrn Dr. M. Rappolt auf dem Gebiet der Lipid- und Membransysteme unabdingbar. Ihm sei auch für die maßgebliche Unterstützung bei der Auswertung und bei der Interpretation der Ergebnisse ausdrücklich gedankt. An dieser Stelle spreche ich meinen Dank den weiteren Mitgliedern des SAXS-Teams, Dr. S. Bernstorff und Dr. H. Amenitsch, für ihre freundliche Aufnahme und großartige Hilfsbereitschaft aus. Weiterhin danke ich Herrn Dr. R.H. Menk für die unermüdliche Unterstützung während der Strahlzeiten in Italien.

Herrn Dr. U. Werthenbach danke ich für die vielen Anregungen und Hilfestellungen, die zum Entstehen des Detektorsystems beigetragen haben. Seine höchst kollegiale und hilfsbereite Art ist in jeder Hinsicht außergewöhnlich. Bei Fragen bezüglich der Vorgängerelektronik wurde oft auf die Hilfe von Herrn Dr.-Ing. R. Stiehler zurückgegriffen. Ihm sei auch herzlich für die morgentlichen Diskussionsrunden gedankt. Frau Dipl.-Phys. T. Çonka-Nurdan und Herrn Dipl.-Ing. K. Nurdan, auf dessen Entwicklung das neue digitale Auslesesystem maßgeblich basiert, danke ich herzlichst für die Unterstützung auf vielseitigen Gebieten. Stellvertretend für alle Mitglieder der Arbeitsgruppe sei Herrn Dr. R. Langer, Herrn Dipl.-Phys. W. Fürnkranz und Frau A. Brombach für die äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre gedankt.

Einen großen Dank möchte ich auch den Mitarbeitern des Hybridlabors, insbesondere Herrn D. Junge, sowie der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn O. Meyer und Herrn R. Neumann, aussprechen, die am Aufbau der Elektronik und des Detektors entscheidend beteiligt waren.

Ganz besonders danken möchte ich meiner Familie und meinen Freunden, die durch ihre Unterstützung besonders in den schwierigen Phasen des Projektes einen erheblichen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Veröffentlichte Publikationen

- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A. Sarvestani, A.H. Walenta, H. Walliser. Recent progress with the MicroCAT gaseous imaging detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 200–204.
- H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A. Orthen, A. Sarvestani, A.H. Walenta, H. Walliser. On the dynamic two-dimensional charge diffusion of the interpolating readout structure employed in the MicroCAT detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 334–346.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta. Charge transfer considerations of MicroCAT-based detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 160–177.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Investigation of the performance of an optimised MicroCAT, a GEM and their combination by simulations and current measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A500** (2003) 163–177.
- H. Wagner, A. Orthen, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. On the improvement of a flexibly applicable gaseous 2D MicroCAT detector for highly time-resolved X-ray imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 145–149.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, S. Martoiu, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Gas gain and signal length measurements with a triple-GEM at different pressures of Ar-, Kr- and Xe-based gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A512** (2003) 476–487.
- A. Orthen, H. Wagner, S. Martoiu, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.J. Besch, R.H. Menk, K. Nurdan, M. Rappolt, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Development of a two-dimensional virtual pixel X-ray imaging detector for time-resolved structure research. *J. Synchrotron Rad.* **11** (2004) 177–186.
- H. Wagner, A. Orthen, H.J. Besch, S. Martoiu, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. On image reconstruction with the two-dimensional interpolating resistive readout structure of the Virtual Pixel detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A523** (2004) 287–301.