

Konzept und Eigenschaften eines Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Tilman K. Rügheimer
aus Fürth

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Oktober 2009

Vorsitzender der	
Promotionskommission:	Professor Dr. Eberhard Bänsch
Erstberichterstatter:	Professor Dr. Gisela Anton
Zweitberichterstatter:	Professor Dr. Christian Stegmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Photodetektion in der Astroteilchenphysik	1
1.2	Neutrinoastronomie mit positionssensitiven Photonendetektoren	3
1.3	Pixeldetektoren: Aus der Teilchen- in die Medizinphysik und zurück . .	4
1.4	Zielsetzung und Umfang der vorliegenden Arbeit	5
2	Photodetektion: Prinzip und Technologien	7
2.1	Grundprinzip	7
2.2	Detektorkonzepte und -technologien	8
2.2.1	Photovervielfacherröhren	8
2.2.2	Siliziumphotonendetektoren	10
2.2.3	Hybride Photonendetektoren	12
3	Das Konzept eines neuartigen Hybriden Photonendetektors	15
3.1	Überblick	15
3.1.1	Aufbau und Funktionsprinzip	15
3.1.2	Abgrenzung von anderen Hybriden Photonendetektoren	16
3.2	Der Timepix-Detektor aus der Medipix-Familie	17
3.2.1	Architektur	17
3.2.2	Elektronik in der Pixelzelle	18
3.2.3	Pulsform und Zeitmessung	19
3.3	Charakterisierung des Detektorkonzepts	21
3.3.1	Ortsauflösung	21
3.3.2	Zeitauflösung	21
3.3.3	Detektionseffizienz und Einzelphotonenauflösung	22
3.3.4	Ratenfestigkeit	22
3.3.5	Detektorauslese und Datenverarbeitung	23
4	Modellierung der Elektronenoptik	25
4.1	Emission und Transport von Photoelektronen	25
4.1.1	Grundlagen der Photoemission	26
4.1.2	Die Photokathode	26
4.1.3	Energieverteilung der Photoelektronen	26
4.1.4	Winkelverteilung der Photoelektronen	27
4.2	Nicht-fokussierende Abbildung	27
4.2.1	Elektrisches Feld	27

4.2.2	Punktbildfunktion	28
4.2.3	Transitzeitdispersion	29
4.3	Fokussierende Abbildung	30
4.3.1	Grundprinzip	30
4.3.2	Numerischer Zugang	31
4.4	Optimierte invertierende Abbildung	31
4.4.1	Geometrie	32
4.4.2	Simulation von Elektronentrajektorien	33
4.4.3	Kreuzungspunkt und Potenzialverlauf	33
4.4.4	Optimierung der Breite der Punktbildfunktion	35
4.4.5	Linearität der Abbildung	36
4.4.6	Transitzeitdispersion	36
4.4.7	Auftreffwinkeldispersion	37
4.5	Invertierende Abbildung mit flachem Eintrittsfenster	38
5	Modellierung der Detektorantwort	39
5.1	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	39
5.1.1	Grundlagen	39
5.1.2	Energieverlust	40
5.2	Theorie der Signalentstehung	41
5.2.1	Grundprinzip	41
5.2.2	Energiedeposition und Erzeugung von Ladungsträgerpaaren	42
5.2.3	Trennung der Ladungsträgerpaare im elektrischen Feld	42
5.3	Photoelektronendetektion mit einem Silizium-Sensor	44
5.3.1	Räumliche Struktur der Energiedeposition	44
5.3.2	Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz	45
5.3.3	Energieantwort auf mehrere Photoelektronen	46
5.3.4	Abhängigkeit von der Primärenergie und vom Einfallswinkel	48
6	Einfluss der pixelierten Detektorstruktur	51
6.1	Problemstellung	51
6.2	Konsequenzen für die Signalentstehung	52
6.2.1	Das elektrische Feld im pixelierten Sensor	52
6.2.2	Diffusion	53
6.2.3	Repulsion	54
6.2.4	Effektiver Diffusionsradius	55
6.3	Energieantwort eines Pixels	56
6.3.1	Verteilung der Ladungsträgerwolke über benachbarte Pixel	56
6.3.2	Implementierung in die Simulation	57
6.3.3	Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz	57
6.4	Multiplizitätsanalyse	58
6.4.1	Methodik	58
6.4.2	Detektionseffizienz	59
6.4.3	Multiplizitäten und detektierbare Quanteneffizienz (DQE)	60
6.5	Ortsauflösung	60
6.5.1	Methodik	61

6.5.2	Effektive Pixelgröße für Einzelpixelcluster	61
6.5.3	Effektive Pixelgröße für Zweipixelcluster	62
6.5.4	Von der effektiven Pixelgröße zur Ortsauflösung	63
6.5.5	Beurteilung	63
6.6	Detektion von Photoelektronen und Röntgenphotonen im Vergleich . .	64
7	Zeitauflösung der Photoelektronendetektion	67
7.1	Motivation	67
7.2	Verwendeter Messaufbau	68
7.2.1	Die Vakuumkammer	68
7.2.2	Einfluss der nichtfokussierenden Elektronenoptik	69
7.2.3	Messelektronik und Datenaufnahme	70
7.2.4	Zeitmessung mit Referenzsignal	71
7.3	Ergebnisse der Photoelektronenmessungen	71
7.3.1	Messung der Ankunftszeit von Photoelektronen	72
7.3.2	Interpretation der Zeitverteilung	73
7.3.3	Einfluss der Detektorschwelle	74
7.3.4	Clusteranalyse	75
7.3.5	Emissionsverhalten der Photokathode	76
7.4	Vergleich mit Testpulsmessungen	79
7.4.1	Messverfahren	79
7.4.2	Detektionszeitpunkt und Pulshöhe	79
7.4.3	Einfluss der Zeitbasis	80
7.4.4	Pixelinhomogenitäten und Reproduzierbarkeit	81
7.5	Ableitung der Zeitauflösung aus Simulationen	83
7.5.1	Methodik	83
7.5.2	Vergleich von Simulation und Messung	84
7.6	Beurteilung	85
8	Parameteroptimierung und Ausblick	87
8.1	Motivation	87
8.2	Geometrieoptimierung mit dem Timepix-Detektor	88
8.2.1	Energieantwortfunktion	88
8.2.2	Zeitauflösung und Detektionseffizienz	88
8.2.3	Beurteilung	92
8.3	Chipdesign	92
8.3.1	Taktfrequenz	92
8.3.2	Anstiegszeit	93
8.3.3	Simultane Bestimmung von Zeitpunkt und Pulshöhe	93
8.3.4	Detektorauslese und Ratenfestigkeit	95
9	Zusammenfassung	97
10	Summary	99

A	Monte-Carlo-Simulationen mit <i>GEANT4</i>	101
A.1	Motivation	101
A.2	Aufbau und Klassenstruktur	102
A.2.1	Die Geometrie: <i>HPDDetectorConstruction</i>	102
A.2.2	Die Anfangsbedingung: <i>HPDPrimaryGeneratorAction</i>	102
A.2.3	Die Teilchen und ihre Wechselwirkung: <i>HPDPhysicsList</i>	102
A.3	Ablauf	103
A.4	Datenauswertung	103
B	Messdatenspeicherung und -auswertung mit <i>ROOT</i>	105
B.1	Motivation	105
B.2	Das <i>TTree</i> -Objekt für Medipix-artige Detektoren	106
B.2.1	Datenstruktur	106
B.2.2	Umwandlung der Daten: <i>MedipixROOTConverter</i>	106
B.2.3	Schneller Datenzugriff	106
B.2.4	Datenzugriff zur Stapelverarbeitung	107
B.3	Ausblick	107
	Literaturverzeichnis	109

Kapitel 1

Einführung

Inhalt

1.1	Photodetektion in der Astroteilchenphysik	1
1.2	Neutrinoastronomie mit positionssensitiven Photonendetektoren	3
1.3	Pixeldetektoren: Aus der Teilchen- in die Medizinphysik und zurück	4
1.4	Zielsetzung und Umfang der vorliegenden Arbeit	5

1.1 Photodetektion in der Astroteilchenphysik

Die von James Clark Maxwell formulierte Theorie elektromagnetischer Wellen und Albert Einsteins Erklärung des Photoeffekts schufen im späten 19. bzw. frühen 20. Jahrhundert die Grundlagen der modernen Physik des Lichts [Maxwell65, Einstein05]. Zunächst verkannt wurde die Bedeutung von Pavel Alekseyevich Čerenkovs Forschungsarbeiten zur Abstrahlung von Photonen durch geladene Teilchen, die sich in Materie mit Geschwindigkeiten oberhalb der jeweiligen Lichtgeschwindigkeit bewegen. Die Veröffentlichung seines 1937 bei der Zeitschrift *Nature* eingereichten Manuskripts mit dem Titel „Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light“ wurde von den Herausgebern abgelehnt. *Physical Review* veröffentlichte das Manuskript und die Bestätigung und genauere Untersuchung des Effekts in den Folgejahren prägte den Begriff „Čerenkov-Strahlung“ [Čerenkov37].

Im Jahr 1958 wurde Čerenkov zusammen mit Il'ja Mikhailovich Frank und Igor Yevgenyevich Tamm der Nobelpreis „für die Entdeckung und Interpretation des Čerenkov-Effekts“ verliehen. Frank und Tamm hatten die theoretische Erklärung für die von Čerenkov bei Luminiszenzexperimenten während seiner Doktorarbeit beobachtete Strahlung geliefert.

Die unschätzbare Bedeutung des Effekts für die Teilchen- und Astroteilchenphysik zeigte sich erst später. In den Siebzigerjahren des 20. Jahrhunderts wurde beispielsweise begonnen, hochenergetische Neutrinos in Unterwasserexperimenten durch Messung der Čerenkov-Strahlung ihrer geladenen Wechselwirkungsprodukte wie beispielsweise Müonen nachzuweisen. Das Baikalsee-Experiment ist das erste Experiment dieser Art. Die Datennahme wurde noch zu Sowjetzeiten mit 36 Photonendetektoren begonnen. Inzwischen umfasst es 196 Photonendetektoren, die in acht vertikalen Linien angeordnet sind

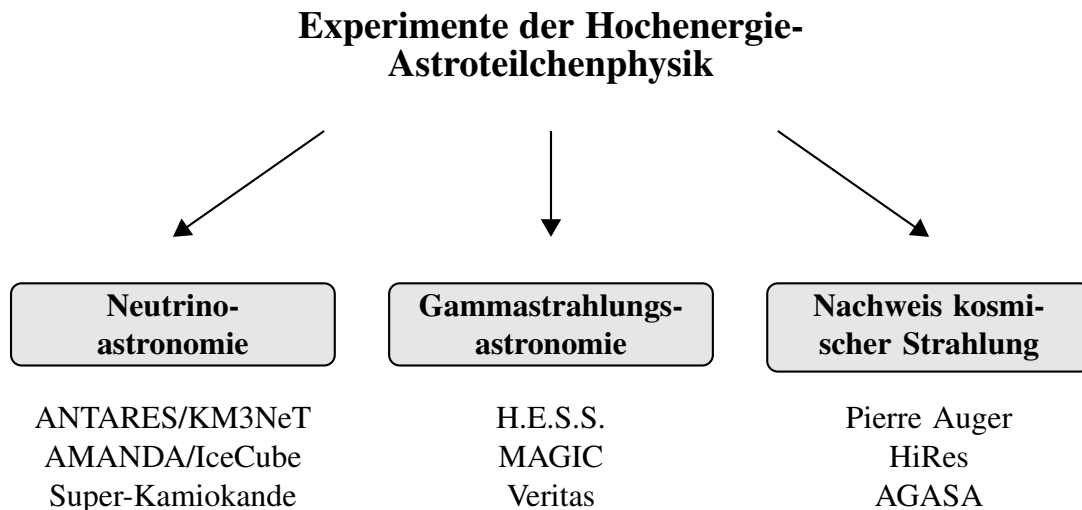


Abbildung 1.1: Nach Art der nachgewiesenen Strahlung untergliederte Experimente der Hochenergie-Astroteilchenphysik, die die Messung von Čerenkov- bzw. Fluoreszenzlicht als Nachweismethode verwenden.

[Belolaptikov97].

In der modernen Neutrinoastronomie sind die Anforderungen an das instrumentierte Volumen inzwischen auf die Kubikkilometerskala angewachsen [Kappes07]. Der IceCube-Detektor [Karle08] als Nachfolger des inzwischen abgeschalteten AMANDA-Experiments am Südpol [Andrés01] ist teilweise fertiggestellt und wird im Endausbau ein Volumen von 1 km^3 abdecken. Der unter dem Namen KM3NeT [Kooijman08, Katz06] geplante Nachfolgedetektor zum Neutrino-Teleskop ANTARES [Hallewell08, Anton05] vor der französischen Mittelmeerküste befindet sich in der Designphase und soll ebenfalls mehr als 1 km^3 Volumen mit ca. 10.000 Photonendetektoren instrumentieren.

Der indirekte Teilchennachweis durch Photodetektion beschränkt sich im Bereich der Astroteilchenphysik nicht lediglich auf Neutrino-Teleskope. In Abb. 1.1 sind unterschieden nach Art der nachzuweisenden Strahlung Experimente aufgelistet, die alle die Messung von Čerenkov- oder Fluoreszenzlicht als Nachweismethode verwenden.

Hochenergetische Gammastrahlung im Energiebereich von 100 GeV bis 100 TeV wird beispielsweise mit den seit 2004 laufenden H.E.S.S.-Teleskopen in Namibia durch Messung der von den Sekundärteilchen in einem Luftschauer emittierten Čerenkov-Strahlung nachgewiesen [Aharonian06]. Das Kamerasystem jedes der vier Teleskope besteht dabei aus 960 Photonendetektoren. Mit dem Experiment wird die von Viktor Franz Hess in seiner Nobelpreisträgerrede 1936 geäußerte Vision Realität, Gammastrahlung durch Detektion atmosphärischer Schauer zu untersuchen [Hess36].

Auch beim Pierre Auger-Teleskop in Argentinien sind in den 1.600 Oberflächendetektoren und 24 Fluoreszenzteleskopen mehr als 10.000 Photonendetektoren verbaut, um Čerenkov- und Fluoreszenzlicht zu detektieren, welches von höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung emittiert wird [Becker07, Abraham04]. Erste Ergebnisse zeigen einen starken Abfall des Flusses bei Energien oberhalb von $4 \times 10^{19} \text{ eV}$, was mit den theoretischen Erwartungen für das Energiespektrum kosmischer Strahlung (GZK-cutoff) übereinstimmt [Abraham08].

1.2 Neutrinoastronomie mit positionssensitiven Photonendetektoren

Im Gamma-Teleskop H.E.S.S. kommen ebenso wie in allen bisher realisierten Neutrino-teleskopen kommerzielle Photovervielfacherröhren (PMTs) als Photonendetektoren zum Einsatz. Im Fall der Neutrino-teleskope sind diese zusammen mit der benötigten Elektronik in einem druckdichten optischen Modul eingekapselt und unter Wasser installiert. Abb. 1.2 zeigt exemplarisch den Aufbau des ANTARES-Detektors.

Jedes optische Modul entspricht damit einem Kanal, das heißt die Ortsauflösung pro Modul entspricht der Photokathodenfläche. Im ANTARES-Detektor beträgt ihr Durchmesser $10''$ pro PMT. Die Information über die Einfallsrichtung des Čerenkov-Photons geht verloren, sodass die Richtung der Müonenspur aus den Ankunftszeiten einer genügend hohen Anzahl von Treffern verschiedener optischer Module rekonstruiert werden muss. Um dabei eine zuverlässige Ereignisrekonstruktion zu erreichen, liegen die Anforderungen an die Zeitauflösung der Detektoren einschließlich der Auslese und Digitalisierung im Bereich von 3 ns [Aguilar05].

Die Wahl der eingesetzten Photonendetektoren beeinflusst maßgeblich die Leistungsfähigkeit des gesamten Detektorsystems und äußert sich beispielsweise in der Winkelgenau-

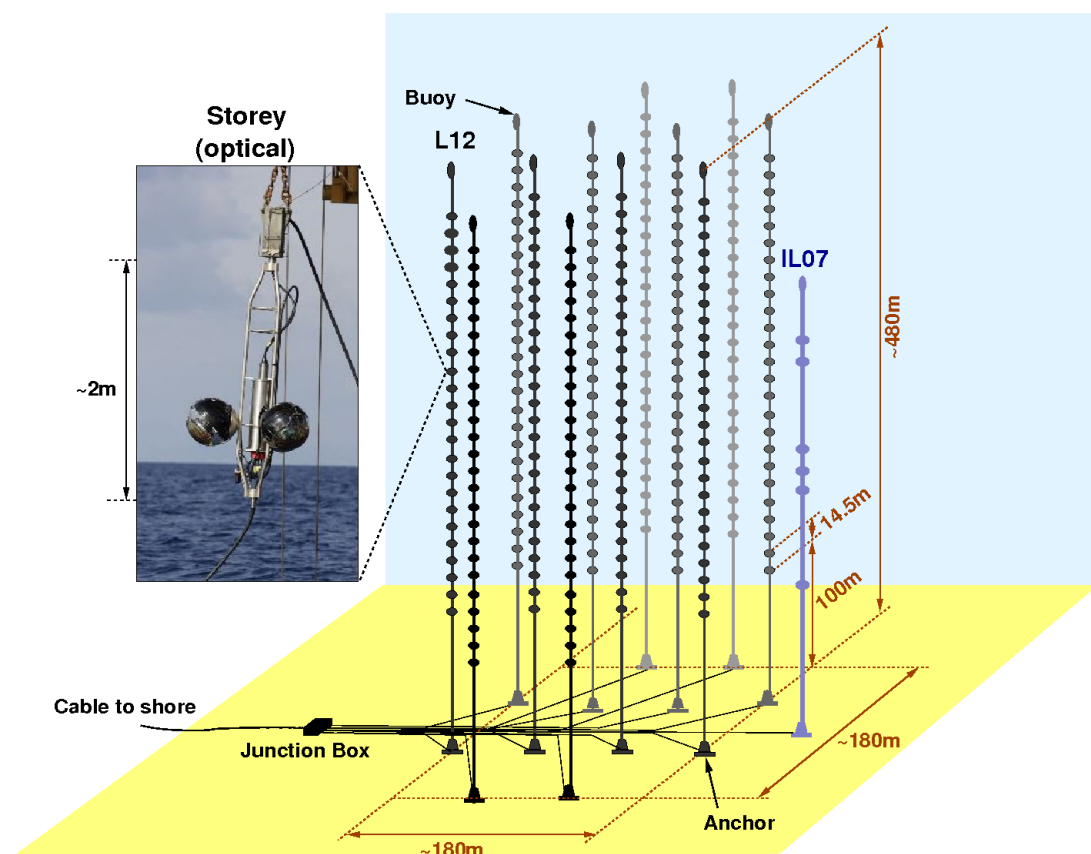


Abbildung 1.2: Aufbau des ANTARES-Detektors am Meeresboden vor der französischen Mittelmeerküste nahe Marseille. Die Fotografie zeigt die drei optischen Module eines Stockwerks, die jeweils einen $10''$ -PMT enthalten.

igkeit der Spurrekonstruktion von Müonen. Aktuelle Studien der NEMO-Kollaboration zeigen, dass die effektive Neutrinonachweisfläche erhöht werden kann, indem richtungssensitive optische Module mit Mehranoden-PMTs verwendet werden. Dies verbessert in besonderem Maß die Spurrekonstruktion für niedrige Müonenenergien [Bersani08]. Die Erhöhung der Richtungssensitivität eines optischen Moduls impliziert die Verwendung eines positionssensitiven Photonendetektors, d.h. die Verfügbarkeit möglichst vieler parallel arbeitender Kanäle pro Modul. Dies ist prinzipiell durch Einbau mehrerer PMTs mit jeweils kleinerer Photokathodenfläche [Löhner09] oder durch Verwendung eines Mehranodenkonzepts möglich. Der letztgenannte Weg gewinnt besonders dann an Attraktivität, wenn die Integration einer hohen Anzahl von Kanälen einschließlich der Datendigitalisierung auf einem Mikrochip stattfindet. An diesem Punkt knüpft die vorliegende Arbeit an, die das Konzept eines Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors behandelt.

1.3 Pixeldetektoren: Aus der Teilchen- in die Medizinphysik und zurück

Historisch gesehen sind Streifendetektoren, d.h. in nur eine Richtung segmentierte Detektoren, der Vorläufer moderner Pixeldetektoren. Sie werden auch heute noch in der Teilchenphysik zur Bestimmung von Spur- und Vertexkoordinaten eingesetzt. Mit der Reduzierung der Strukturgrößen in der Mikroelektronik ist es seit einigen Jahren möglich, die vollständige Ausleseelektronik einer ladungssensitiven Pixelzelle innerhalb einer Kantenlänge von 55 μm und kleiner auf einem Chip zu integrieren.

Mit der Gründung der Medipix-Kollaboration am CERN in den 1990er-Jahren begann der Transfer des im Rahmen von Großexperimenten der Teilchenphysik, insbesondere des Large Hadron Colliders (LHC), erworbenen Wissens im Bereich Detektorphysik auf andere Bereiche der Wissenschaft. Der Erfolg dieses Transfers äußert sich in den in der Folge gegründeten und in der Mitgliederzahl gewachsenen Medipix2- und Medipix3-Kollaborationen. Die Medipix-Detektoren stellen heute eine Familie strahlungssensitiver Detektoren dar, deren neueste verfügbare Entwicklung der Medipix2-MXR-Detektor und der Timepix-Detektor sind. Alle Detektoren setzen sich aus dem eigentlichen Chip und dem durch Lotperlen aufgebrachten Sensor zusammen. Die Trennung von Sensor und Chip ermöglicht den flexiblen Einsatz des Systems durch Wahl eines Sensormaterials mit möglichst hoher Effizienz für die zu detektierende Strahlung.

Bisherige Arbeiten beschäftigten sich überwiegend mit dem Einsatz von Detektoren der Medipix-Familie zum Nachweis von Röntgenstrahlung, α -Teilchen und schweren Ionen sowie in der Elektronenmikroskopie. Im Bereich der Medizinphysik wurden innovative Methoden wie die Materialrekonstruktion und die Phasenkontrastbildgebung mit Detektoren der Medipix-Familie umgesetzt. Mit dem Timepix-Detektor wird erstmals eine schnelle Zeitbasis direkt auf dem Chip implementiert, sodass in jedem Pixel die Zeit eines Ereignisses bestimmt werden kann. Die Zeitauflösung ist auf diese Weise nicht mehr durch das Inverse der Auslesefrequenz limitiert und verbessert sich somit signifikant.

1.4 Zielsetzung und Umfang der vorliegenden Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird das Konzept vorgeschlagen und evaluiert, den Timepix-Detektor als Anode eines Photonendetektors mit intrinsisch hoher Zeitauflösung zu betreiben. Die Integration der Ausleseelektronik in jede Pixelzelle des Detektors einschließlich der Zeitbestimmung mithilfe einer schnellen Zeitbasis ist ein innovativer Ansatz. Neben der präzisen Zeitbestimmung bietet er aufgrund der hohen Pixelanzahl eine sehr hohe Ortsauflösung.

Diese Doktorarbeit steht damit an der Schnittstelle zwischen dem im Rahmen der Medipix-Kollaboration erarbeiteten Wissen über Detektorphysik und -technologie und den Anforderungen aktueller Experimente in der Astroteilchen- und insbesondere Neutrinophysik. Anders als bei Experimenten der Teilchenphysik, bei denen ein Triggersignal die Detektorauslese initiiert, erfordert die Neutrinoastronomie asynchron arbeitende Detektoren. Mit dem vorgelegten Konzept ist dies erstmals möglich. Es besitzt daher das Potenzial, anstelle von klassischen Photovervielfacherröhren oder Siliziumphotodetektoren zukünftig in der Astroteilchenphysik eingesetzt zu werden.

Zielsetzung und Umfang dieser Arbeit lassen sich damit wie folgt unterteilen:

1. **Konzept:** Nach einem Überblick über das Gebiet der Photodetektion und die auf dem Markt verfügbaren Detektoren wird das Konzept des Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors vorgestellt.
2. **Simulationen:** Bei der Modellierung der Detektoreigenschaften liegt der Fokus auf der Identifikation und Quantifizierung der Beiträge zur Zeit- und Ortsauflösung des Photonendetektors. Hierzu werden Simulationen zur Elektronenoptik und zur Antwort des Timepix-Detektors auf Photoelektronen erörtert. Es werden sowohl die Grenzen des Konzepts erarbeitet als auch Ansätze zur Verbesserung aufgezeigt.
3. **Experimente:** Ergebnisse von Messungen der Antwort des Timepix-Detektors auf Photoelektronen werden präsentiert. Die erfolgreiche Detektion von Photoelektronen liefert den Machbarkeitsbeweis des Konzepts. Ferner wird die erreichbare Zeitauflösung bestimmt und im Kontext des Timepix-Detektordesigns diskutiert.

Mit den in dieser Arbeit gezeigten Ergebnissen liegt damit eine umfassende Charakterisierung des neuartigen Detektorkonzepts einschließlich Machbarkeitsbeweis vor, die den Ausgangspunkt für die Entwicklung eines Detektor-Prototyps mit dem Timepix-Detektor darstellt. Aufgrund des erforderlichen technischen Know-Hows beispielsweise für die Photokathodenfertigung und Vakuumverkapselung kann dies nur im Rahmen einer Kooperation mit der Industrie erfolgen. Diese ist im Rahmen eines separaten Dissertationsprojekts in Vorbereitung und verfolgt das Ziel, einen Prototypdetektor zu entwickeln und in einer konkreten Anwendung der Astroteilchenphysik zu evaluieren.

Kapitel 2

Photodetektion: Prinzip und Technologien

Inhalt

2.1	Grundprinzip	7
2.2	Detektorkonzepte und -technologien	8
2.2.1	Photovervielfacherröhren	8
2.2.2	Siliziumphotonendetektoren	10
2.2.3	Hybride Photonendetektoren	12

2.1 Grundprinzip

Der Begriff Photodetektion bezieht sich auf den Nachweis von Licht mit Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich, d.h. $300\text{nm} \lesssim \lambda \lesssim 700\text{nm}$. Im Rahmen des Welle-Teilchen-Dualismus bedeutet dies den Nachweis des Photons als Elementarquantum des Lichts. Photonen besitzen keine elektrische Ladung, weswegen alle elektrischen Messmethoden eine vorherige Umwandlung des Lichtsignals in ein elektrisches Signal erfordern. Diese wird durch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt, wobei im sichtbaren Spektralbereich, d.h. bei Photonenenergien im Bereich weniger Elektronenvolt, nur der Photoeffekt beiträgt.

In der modernen quantenmechanischen Formulierung lässt sich der erstmals 1905 von Albert Einstein nach Beobachtungen von Wilhelm Hallwachs und Heinrich Hertz erklärte Photoeffekt [Einstein05, Hallwachs88, Hertz87] als Anregung eines Elektrons aus einem besetzten Zustand $|i\rangle$ in einen unbesetzten Zustand $|f\rangle$ ausdrücken. Die Energieerhaltung verlangt dabei

$$E_f - E_i = \hbar\omega, \quad (2.1)$$

wobei $\omega = 2\pi c/\lambda$ die Kreisfrequenz des Photons bezeichnet. Das angeregte Elektron muss nicht notwendigerweise aus dem Material freigesetzt werden (äußerer Photoeffekt), sondern kann darin verbleiben (innerer Photoeffekt) und wie im Fall eines Halbleiters durch ein elektrisches Feld räumlich vom Loch getrennt werden.

Durch die optische Anregung entsteht in beiden Fällen ein zur Lichtintensität proportiona-

les Ladungssignal, welches elektrisch gemessen werden kann. Verschiedene Technologien, die auf diesem Detektionsprinzip aufbauen, werden nachfolgend detailliert beleuchtet.

2.2 Detektorkonzepte und -technologien

Unterschiedliche Detektorkonzepte mit von der jeweiligen Umsetzung des Detektionsprinzips abhängigen Stärken und Schwächen sind gegenwärtig auf dem Markt verfügbar. Vor deren Vorstellung und Diskussion lohnt daher ein Blick auf die wichtigsten Charakterisierungsmerkmale für Photonendetektoren. Sie sind in Abb. 2.1 überblicksartig zusammengestellt. In den folgenden Abschnitten wird ausgehend von den genannten Eigenschaften der Stand der Technik im Bereich Photodetektion dargestellt und bewertet. Nach klassischen Photovervielfacherröhren (PMT) werden Siliziumphotodetektoren (APD, SiPM) und abschließend Hybride Photonendetektoren (HPD) vorgestellt. Letztere spannen den Bogen zum in dieser Abhandlung erörterten Konzept eines Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors.

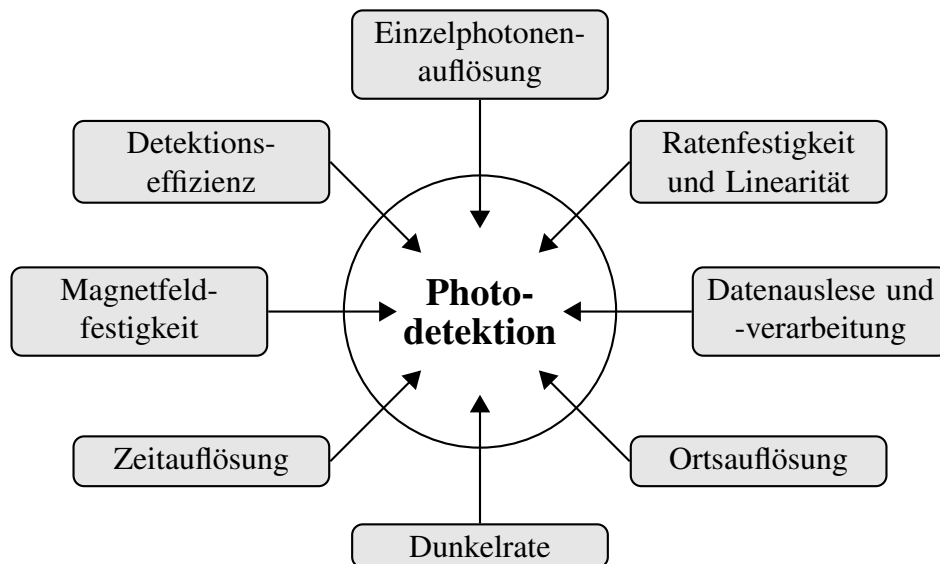


Abbildung 2.1: Charakterisierungsmerkmale von Photonendetektoren.

2.2.1 Photovervielfacherröhren

Der klassische und seit Jahrzehnten mit großem Erfolg eingesetzte Detektortyp ist die Photovervielfacherröhre, in der englischsprachigen Literatur üblicherweise als *photomultiplier tube* (PMT) bezeichnet. Es handelt sich hierbei um eine Vakuumröhre, in der ein durch das einfallende Photon aus der Photokathode ausgelöstes Photoelektron mittels eines Dynodensystems vervielfacht und die derart generierte makroskopische Ladungsmenge an der Anode gemessen wird [Hamamatsu Photonics07].

Abb. 2.2 zeigt schematisch den Aufbau. Ein elektronenoptisches System fokussiert und beschleunigt aus der Photokathode ausgelöste Elektronen auf die erste Dynode des mehrstufigen Dynodensystems. Die unterschiedlichen Transitzeiten für im Zentrum bzw. am

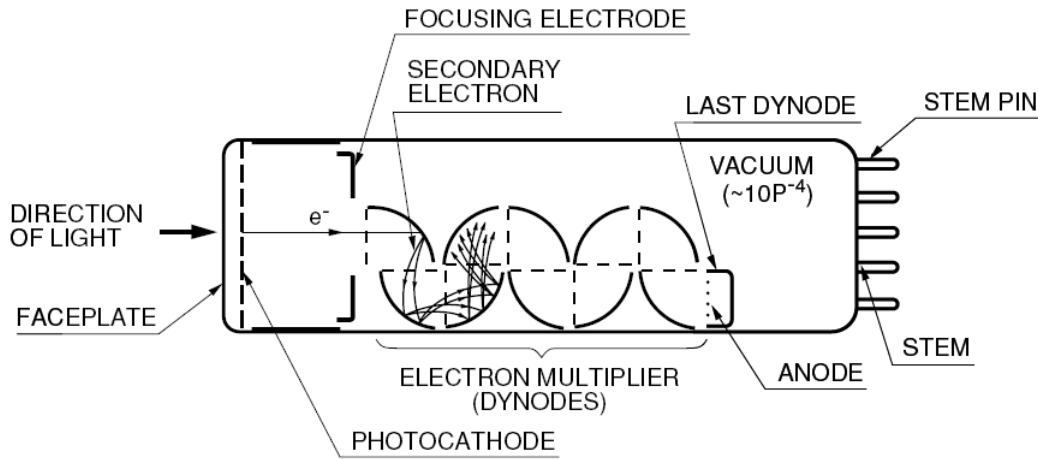


Abbildung 2.2: Aufbau einer Photovervielfacherröhre mit Photokathode, Dynodensystem und Anode in einer Vakuumröhre (aus Ref. [Hamamatsu Photonics07]).

Rand der Photokathode emittierte Photoelektronen verursachen dabei insbesondere bei großen Kathodenflächen den Hauptbeitrag zur Zeitauflösung. Die in den optischen Modulen des ANTARES-Detektors eingesetzten 885 Photovervielfacherröhren des Typs Hamamatsu R7081-20 besitzen beispielsweise bei einem Kathodendurchmesser von 10" im Mittel einen Transitzeitunterschied von 2,79 ns [Aguilar05]. Aufgrund der mit 1" bzw. 1,5" deutlich kleineren Kathodenfläche beträgt die Transitzeitdispersion der im inneren bzw. äußeren Kamerabereich des Luftschauer-Čerenkov-Teleskops MAGIC eingesetzten 396 bzw. 180 PMTs dagegen lediglich 1,2 ns [Ostankov00].

Dient das PMT-Signal als Ereignistrigger mit einer bestimmten Pulshöhe als Schwelle, bedarf es einer möglichst hohen Einzelphotonenauflösung, d.h. klaren Trennung von Ereignissen mit *einem* Photoelektron (1 p.e.) vom Elektronikrauschen (*pedestal*). Hier liegt die größte Schwäche des PMT-Konzepts, wie bei Betrachtung des Pulshöhenspektrums deutlich wird. Das Pulshöhenspektrum stellt die über eine hohe Anzahl von Ereignissen mit einem Vielkanalanalysator gemessene Verteilung der Pulshöhe am Ausgang des PMTs bei statistischer Beleuchtung mit einer festen mittleren Photonenzahl dar. Abb. 2.3 zeigt exemplarisch eine derartige Verteilung. Sie wurde im Rahmen der Detektorkalibration für das H.E.S.S.-Experiment gemessen.

Die hohe Breite des 1 p.e.-Maximums wird durch Fluktuationen des Vervielfachungsfaktors g an den Dynoden und durch die große Anzahl n der Vervielfachungsstufen des Dynodensystems verursacht. Für eine Schwankung dg folgt für die Pulshöhe $U = g^n$ der Zusammenhang

$$\frac{dU}{U} = n \frac{dg}{g} = n \frac{1}{\sqrt{g}}, \quad (2.2)$$

wobei bei der letzten Umformung davon ausgegangen wurde, dass Poisson-verteilte Schwankungen vorliegen [Anton09]. Im Fall von ANTARES erfüllen die eingesetzten PMTs mit einem Wert von 2,8 die für das Signal-Rausch-Verhältnis des 1 p.e.-Maximums (*peak-to-valley ratio*) die verlangte Spezifikation von ≥ 2 sehr gut.

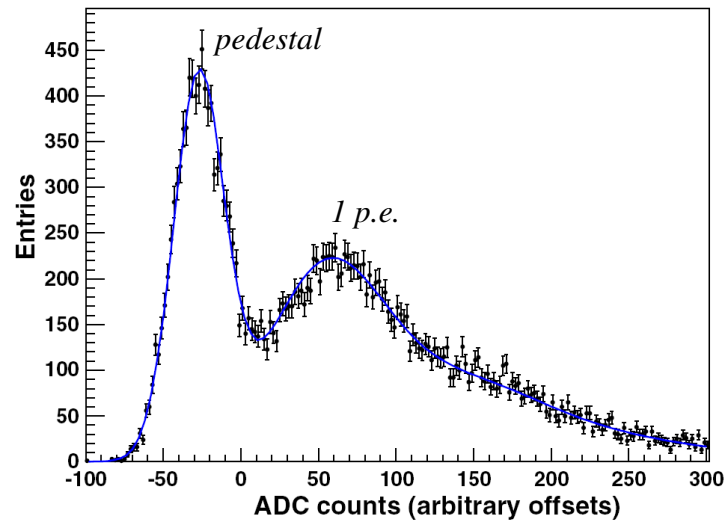


Abbildung 2.3: Pulshöhenspektrum der Einzelphotoelektronantwort für einen im H.E.S.S.-Experiment verwendeten PMT (aus Ref. [Aharonian04]).

2.2.2 Siliziumphotonendetektoren

Photodetektion mit Siliziumdioden hat durch die intensive Untersuchung von im Geiger-Modus arbeitenden Detektoren in den letzten Jahren erheblich an Popularität gewonnen [Renker06]. Das zugrunde liegende Detektionsprinzip ist die räumliche Trennung optisch generierter Ladungsträger in der Verarmungszone eines pn-Übergangs. In Abb. 2.4 ist ein Querschnitt durch den typischen Aufbau gezeigt. Die Absorptionslänge für Photonen in Silizium hängt stark von der Wellenlänge λ ab. Bei Raumtemperatur beträgt sie beispielsweise $2\text{ }\mu\text{m}$ für $\lambda = 600\text{ nm}$ und $0,1\text{ }\mu\text{m}$ für $\lambda = 400\text{ nm}$ [Sze85]. Aus diesem Grund wird die p-dotierte Schicht üblicherweise nur wenige μm dick ausgeführt [Danilov09].

In der Bandstruktur entspricht die Photoabsorption dem Übergang eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband, wobei in ersterem ein Loch zurückbleibt. Quanteneffizienzen von mehr als 80% können erzielt werden. Aufgrund der intrinsischen Bandverbiegung des pn-Übergangs wandern Löcher und Elektronen in entgegengesetzte Richtungen. Durch eine Vorspannung in Sperrrichtung wird eine effiziente Trennung bewirkt.

Bei gewöhnlichen Photodioden findet keine Verstärkung des Signals statt, sodass sie für die Detektion einzelner Photonen nicht geeignet sind. Durchlaufen photogenerierte Ladungsträger auf dem Weg zu den Elektroden eine Region hoher elektrischer Feldstärke der Größenordnung 10^5 V/cm , kann die durch Stoßionisation verursachte lawinenartige Erzeugung zusätzlicher Ladungsträgerpaare zu einer Signalverstärkung um einen typischen Faktor 100 führen. Derartige Detektoren sind als Lawinenphotodioden (APD) erhältlich, besitzen aber für die Detektion einzelner Photonen weiterhin einen zu geringen Verstärkungsfaktor.

Wird die anliegende Sperrspannung über die Durchbruchspannung hinaus erhöht, spricht man vom Betrieb der Diode im Geiger-Modus. In diesem Fall arbeitet der Detektor wie ein Zählrohr, d.h. ein Photon löst eine anhaltende Lawinenentladung aus, die nur durch Verwendung eines in Serie geschalteten Widerstands (passives *quenching*) oder spezieller Elektronik (aktives *quenching*) beendet werden kann. Die Diode ist damit zwar sensitiv

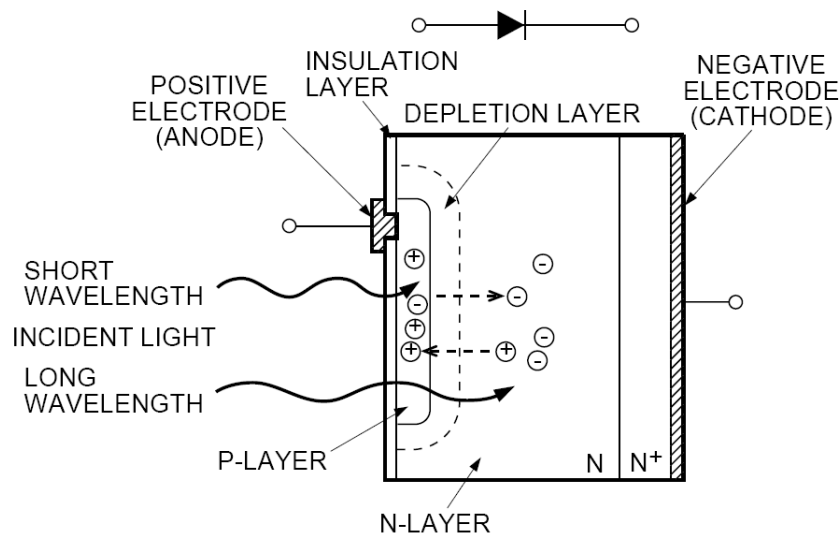


Abbildung 2.4: Querschnitt durch eine Photodiode mit pn-Übergang, Verarmungszone und Absorption von Licht (aus Ref. [Hamamatsu Photonics05]).

auf einzelne Photonen, allerdings ist die Pulshöhe nicht mehr proportional zur Photonenanzahl. Ferner ist der Detektor während der Lawinentladung nicht sensitiv auf weitere Photonen. Typische Totzeiten liegen im Bereich von 25-250 ns [Dolgoshein06].

Den Durchbruch für diese Technologie brachte die Integration einer hohen Zahl ($N = 10^2 - 10^4$) parallel arbeitender, elektrisch verbundener Pixel auf einem gemeinsamen Substrat. Derartige Detektoren sind unter dem Namen Siliziumphotonendetektor (SiPM) bekannt. Jedes Pixel stellt dabei eine Diode dar, die im Geiger-Modus betrieben wird und einen Widerstand zum Abbruch der Lawinentladung besitzt. Die elektrische Verbindung der Pixel untereinander bewirkt, dass die Pulshöhe bei statistischer Beleuchtung proportional zur Photonenzahl N_γ ist, solange $N_\gamma \ll N$ gilt [Renker06].

SiPMs wurden aufgrund ihrer Kompaktheit, günstigen Herstellung und Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern umfassend charakterisiert und im Kontext vielfältiger Anwendungen evaluiert [Dolgoshein06], darunter auch für den Einsatz in der Detektion von Čerenkov-Photonen [Biland08, Korpar08a]. Sie zeigen im Pulshöhenspektrum ein sehr gutes Trennvermögen der Maxima für unterschiedliche Anzahlen von Photonen und können Zeitaufösungen bis ca. 150 ps erreichen [Korpar08b].

Zugleich besitzen sie Schwächen, die direkt mit dem Betrieb im Geiger-Modus korreliert sind: Die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Betriebstemperatur und der genauen Vorspannung oberhalb der Durchbruchspannung verlangt hohe Anforderungen an deren Stabilität, insbesondere bei hohen Verstärkungsfaktoren [Dolgoshein06]. Auch die durch thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren verursachte Dunkelrate zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit. Aufgrund der Emission von Photonen in Lawinentladungen [Mirzoyan09] können bei fehlender optischer Abschirmung Nachbapixel ansprechen (*cross-talk*) [Buzhan09]. Ferner werden auch bei hoher Materialreinheit Ladungsträger während der Lawinentladung von Störstellen temporär eingefangen, was zu verzögert eintreffenden Nachpulsen führt [Du08].

2.2.3 Hybride Photonendetektoren

Während bei Siliziumphotonendetektoren die Absorption des Photons und die Verstärkung des Signals im selben Material stattfinden, nutzen Hybride Photonendetektoren (HPD) die Beschleunigung eines aus einer Photokathode emittierten Photoelektrons mit Hochspannungen im Bereich von 5-30 kV als Verstärkungsmechanismus. Anders als bei einer konventionellen Photovervielfacherröhre ist der Verstärkungsprozess damit einstufig und leidet nicht unter Schwankungen des Verstärkungsfaktors an den Dynoden. Die sehr gute Einzelphotonenauflösung durch scharfe Maxima im Pulshöhenspektrum zeichnet das HPD-Konzept aus.

Für den Nachweis des beschleunigten Photoelektrons werden verschiedene Ansätze verfolgt. Der im Rahmen des Lake Baikal-Experiments entwickelte QUASAR-370-Detektor besitzt eine nahezu sphärische Geometrie und eine daraus resultierenden hohen Raumwinkelabdeckung von $\approx 3\pi$. Wie in Abb. 2.5 gezeigt deponieren an einem beliebigen Ort der Photokathode ausgelöste Photoelektronen nach Durchlaufen einer Potenzialdifferenz von 25 kV ihre Energie in einem im Zentrum der Kugel befindlichen Szintillatorkristall. Das derart verstärkte Signal von einigen 100 Szintillationsphotonen wird mit einer Photovervielfacherröhre („UGON“) nachgewiesen [Bagduev99].

Das klassische und in nachfolgenden Kapiteln dieser Arbeit diskutierte HPD-Konzept nutzt dagegen Silizium als Konversionsmaterial. Die Energie eines Photoelektrons wird durch Erzeugung und Trennung von Elektron-Loch-Paaren im Halbleiter direkt in ein elektrisch messbares Signal umgewandelt. Während das Grundkonzept mit einer Siliziumdiode als Anode bereits in den 1960er-Jahren vorgeschlagen wurde [Chevalier67], haben Entwicklung und Untersuchung von Silizium-basierten HPDs erst in den 1990er-Jahren im Zuge der Entwicklung von Detektoren für Experimente am LHC an Dynamik gewonnen. Insbesondere der Übergang zu einer pixelierten Anode mit hoher Ortsauflö-

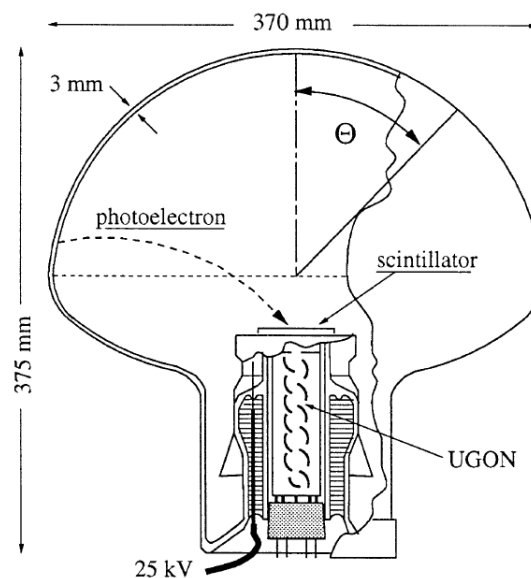


Abbildung 2.5: Querschnitt durch die QUASAR-370-Röhre mit Szintillatorkristall im Zentrum (aus Ref. [Bagduev99]).

sung durch Verwendung eines Halbleiterdetektors mit integrierter Ausleseelektronik und Pixelgrößen im Bereich von 50-500 μm hat dem HPD-Konzept trotz des vergleichsweise aufwändigen Herstellungsprozesses zum Durchbruch verholfen [Gys95]. Durch die Integration der gesamten Ausleseelektronik in jede einzelne Pixelzelle der Anode ist keine separate Ausleseelektronik mehr erforderlich. Die Detektoreigenschaften werden zugleich maßgeblich durch das konkrete Design der Pixelzelle beeinflusst.

Den eindrucksvollen Beweis für die Leistungsfähigkeit des HPD-Konzepts liefern die RICH-Detektoren des LHCb-Experiments, die zur Teilchenidentifikation im Rahmen der Messung der CP-Asymmetrie des Zerfalls $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ am CERN entwickelt wurden [lhc00a]. Für die beiden Detektoren wurden 559 HPDs erfolgreich gefertigt, getestet und verbaut [Eisenhardt08]. Der für die Auslese verwendete Chip LHCBPPIX1 besitzt 8192 Pixel der Größe $62,5 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$, die binär arbeiten und für eine mit der *bunch-crossing rate* von 40 MHz kompatible Zeitauflösung von 25 ns ausgelegt sind [Kanaya05].

Ausgehend von diesen Detektoren wird das HPD-Konzept im folgenden Kapitel detailliert beleuchtet und der in dieser Arbeit diskutierte neuartige Hybride Photonendetektor auf Basis des Timepix-Detektors erörtert.

Kapitel 3

Das Konzept eines neuartigen Hybriden Photonendetektors

Inhalt

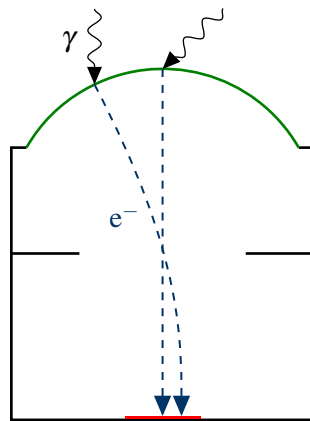
3.1	Überblick	15
3.1.1	Aufbau und Funktionsprinzip	15
3.1.2	Abgrenzung von anderen Hybriden Photonendetektoren . . .	16
3.2	Der Timepix-Detektor aus der Medipix-Familie	17
3.2.1	Architektur	17
3.2.2	Elektronik in der Pixelzelle	18
3.2.3	Pulsform und Zeitmessung	19
3.3	Charakterisierung des Detektorkonzepts	21
3.3.1	Ortsauflösung	21
3.3.2	Zeitauflösung	21
3.3.3	Detektionseffizienz und Einzelphotonenauflösung	22
3.3.4	Ratenfestigkeit	22
3.3.5	Detektorauslese und Datenverarbeitung	23

3.1 Überblick

Das in dieser Arbeit diskutierte Konzept eines Hybriden Photonendetektors (HPD) auf Basis des Timepix-Detektors wird in diesem Kapitel eingeführt. Neben der Beschreibung des Aufbaus einschließlich der Abgrenzung gegenüber anderen HPDs steht die Vorstellung des Timepix-Detektors als Herzstück des Konzepts im Mittelpunkt. Insbesondere wird der Zusammenhang zwischen Eigenschaften des Timepix-Detektors und den Eigenschaften des Hybriden Photonendetektors als Ganzes erläutert.

3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Der in Abb. 3.1 schematisch gezeigte Aufbau des HPDs auf Basis des Timepix-Detektors lässt sich in drei Teile zerlegen. Die Absorption des Photoelektrons findet wie bei einer Photovervielfacherröhre in einer dünnen Photokathode statt, die auf der Innenseite des Eintrittsfensters aufgedampft ist (grün). Ausgelöste Photoelektronen (blau) werden in ei-



Photokathode: Absorption von Photonen und Emission von Photoelektronen

Elektrostatisches Feld: Beschleunigung und Transport von Photoelektronen im Vakuum

Siliziumsensor: Energiedeposition

Timepix-Detektor: Signaldetektion und -auslese

Abbildung 3.1: Aufbau und Funktionsprinzip des Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors.

nem elektrostatischen Feld in Richtung des am Boden des Aufbaus befindlichen Timepix-Detektors mit Silizium-Sensor (rot) beschleunigt. Durch Verwendung einer geeigneten Feldkonfiguration kann die gesamte Photokathode mit einem Durchmesser von 72 mm auf den $14\text{ mm} \times 14\text{ mm}$ großen Sensor verkleinert abgebildet und zugleich die durch die Anfangsimpulsverteilung der emittierten Photoelektronen bedingte Punktbildfunktion gering gehalten werden. Der Aufbau besitzt damit eine Elektronenoptik, die jedem Punkt der Photokathode ein Pixel der Anode zuordnet und damit aufgrund der großen Pixelanzahl eine intrinsisch hohe Ortsauflösung besitzt.

Nach der Deposition der kinetischen Energie der Photoelektronen im Silizium-Sensor werden die erzeugten Elektron-Loch-Paare räumlich getrennt und durch die ladungssensitive Pixelelektronik zeitaufgelöst detektiert. Jedem Ereignis wird neben den Pixelkoordinaten ein Zeitpunkt zugeordnet. Aufgrund des Vergleichs des analogen Signals mit einer Schwelle oberhalb des Untergrundrauschens der Pixelzelle wird per Definition frei von elektronischem Rauschen gemessen.

3.1.2 Abgrenzung von anderen Hybriden Photonendetektoren

Wie in Abschnitt 2.2.3 gezeigt existieren bereits Umsetzungen des HPD-Grundkonzepts in konkrete Detektoren. Die Vorteile einer pixelierten Anode wurden mit der Entwicklung der LHCb-RICH-Detektoren demonstriert [lhc00a]. Jedes der 8192 Pixel des LHCbPIX1-Chips arbeitet binär, d.h. pro Auslesezyklus und Pixel kann lediglich *ein* Ereignis detektiert werden. Die Zeitauflösung ist damit durch die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Auslesezyklen beschränkt.

Eine derartige Auslesearchitektur eignet sich gut für Experimente, bei denen wie im Fall von LHCb die Auslese durch ein externes Triggersignal ausgelöst wird. Die Zeitinformation muss dann nicht aus dem Signal des Photonendetektors extrahiert werden. In der Astroteilchenphysik eingesetzte Čerenkov-Teleskope müssen jedoch ohne Vorliegen eines externen Triggers einzelne Photonen mit einer Zeitauflösung im Nanosekundenbereich detektieren können (vgl. Abschnitt 1.2). Ausleseraten von der Größenordnung 1 GHz sind für in Frage kommende pixelierte Detektoren nicht realisierbar. Daher ist eine intelligente

Pixelelektronik erforderlich, die die genaue Bestimmung des Ereigniszeitpunkts zwischen zwei Auslesezyklen erlaubt und die Zeitauflösung damit von der Ausleserate entkoppelt. Diese Herausforderung kann durch Verwendung eines Detektors mit in die Pixelelektronik integrierter schneller Zeitbasis gelöst werden, was erstmals mit dem Timepix-Detektor möglich wird. Vor den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde ein derartiges Detektorkonzept für den Nachweis einzelner Photonen noch nicht betrachtet. Es stellt mithin eine konzeptionelle Innovation dar [Anton07].

Die wissenschaftliche Einbettung in den Kontext der Neutrinoastronomie verlangt ein genaues Verständnis der erzielbaren Zeitauflösung und die über eine qualitative Betrachtung der Detektorantwort hinausgehende Charakterisierung. Die zu diesem Zweck durchgeführten Monte Carlo-Simulationen und ihre Validierung durch Messungen sind ein grundlegend neuer Ansatz in der Evaluation eines Photonendetektors.

3.2 Der Timepix-Detektor aus der Medipix-Familie

Innerhalb der Medipix-Familie besitzt der Timepix-Detektor erstmals die Fähigkeit, Ereignissen unter Verwendung der eingebauten schnellen Zeitbasis mit 100 MHz Taktfrequenz eine Zeitmarke zuzuordnen.

Den Beginn der Entwicklung von Medipix-Detektoren stellt der von der Medipix1-Kollaboration im Jahr 1998 finalisierte Medipix1-Detektor bzw. PCC (*Photon Counting pixel detector readout Chip*) dar. In das Design dieses Detektors floss das Know-How der RD19-Kollaboration am CERN zur Entwicklung von Spurdetektoren für Experimente der Teilchenphysik ein [Campbell98]. Es folgten der Medipix2-Detektor im Jahr 2002 [Llopart02] sowie der Medipix2 MXR-Detektor und der Timepix-Detektor im Jahr 2006 [Llopart07a, Llopart07b], die jeweils aus einer Matrix von 256×256 quadratischen Pixeln der Kantenlänge $55 \mu\text{m}$ bestehen.

3.2.1 Architektur

Bei Detektoren der Medipix-Familie handelt es sich um zählende Detektoren, die einzelne Photonen, Elektronen oder Quanten anderer, mit dem Sensor wechselwirkender Strahlungsarten nachweisen können. Sie sind nach dem in Abb. 3.2 gezeigten *flip-chip*-Verfahren aufgebaut, d.h. Sensormaterial und die üblicherweise als ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*) bezeichnete Ausleseelektronik sind unabhängig voneinander hergestellte und über Lotperlen pixelweise elektrisch kontaktierte Komponenten.

Signalentstehung und -verarbeitung sind damit räumlich getrennt, was eine hohe Flexibilität des Konzepts ermöglicht. Insbesondere können verschiedene Sensormaterialien eingesetzt werden, um für die jeweilige Strahlungsart wie beispielsweise Elektronen oder Photonen im relevanten Energiebereich eine möglichst hohe Detektionseffizienz zu erzielen. Anders als im Fall des HPDs mit Silizium als Sensormaterial wird beispielsweise für die medizinische Bildgebung, Nuklearmedizin sowie für die Röntgen- und Gammastrahlungsastrophysik Cadmiumtellurid (CdTe) bevorzugt, da es aufgrund seiner höheren Kernladungszahl von $Z = 48/52$ bei Energien oberhalb von 30 keV ein deutlich höheres Absorptionsvermögen besitzt [Fischer01].

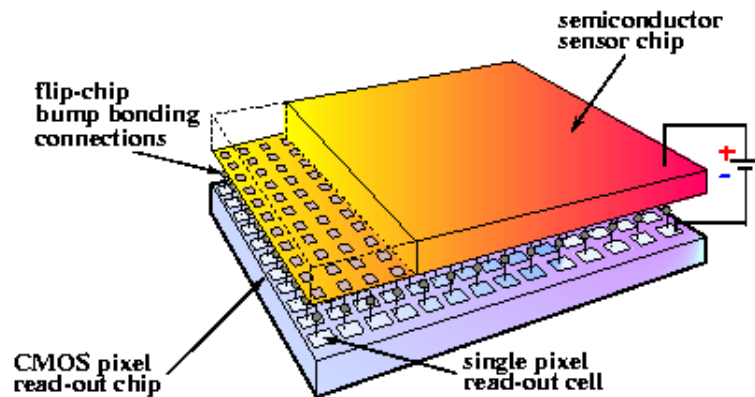


Abbildung 3.2: Schematischer Detektoraufbau mit durch Lotperlen elektrisch kontaktiertem Sensormaterial und Ausleseelektronik (aus Ref. [The Medipix Collaboration]).

3.2.2 Elektronik in der Pixelzelle

Herzstück des zählenden Detektors ist die Elektronik in der Pixelzelle, die sich aus dem Analog- und dem Digitalteil zusammensetzt. In Abb. 3.3 ist die Pixelzelle des Timepix-Detektors gezeigt. Wurde Energie im Sensor deponiert, driften die entstandenen Ladungsträger im elektrischen Feld in Richtung der durch die Lotperlen mit den Kontaktflächen (*input pads*) der einzelnen Pixelzellen verbundenen Pixelelektroden und influenzieren darin ein Signal (vgl. dazu Abschnitt 5.2 und 6.2). Dieses wird durch einen ladungssensitiven Vorverstärker (*CSA*) verstärkt und einem Diskriminator zugeführt, der den Vergleich gegen eine einstellbare globale Spannungsschwelle (*THR*) durchführt. Je nach Wahl der Polarität können sowohl Elektronen als auch Löcher nachgewiesen werden. Zur Charakterisierung der Pixelelektronik kann ferner eine Probeladung einstellbarer Höhe am Eingang

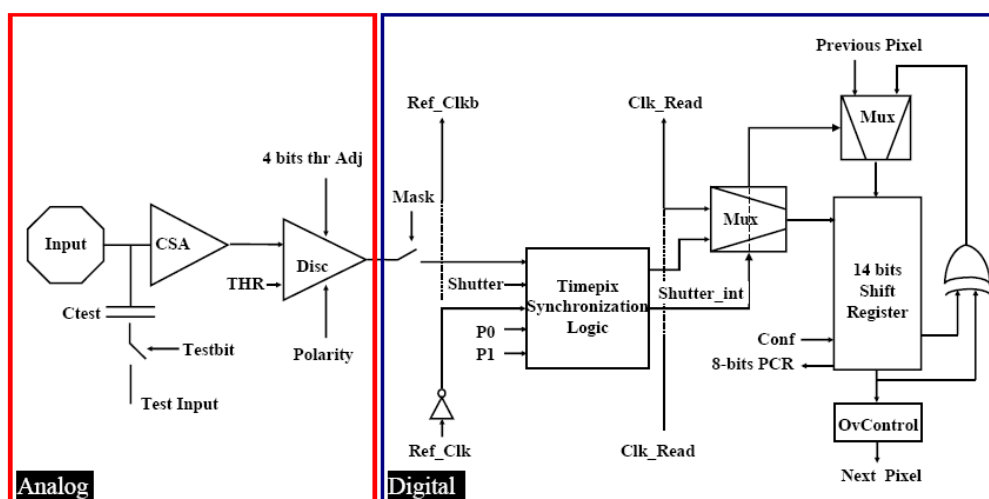


Abbildung 3.3: Aufbau der Pixelzelle des Timepix-Detektors mit Analog- und Digitalteil (aus Ref. [Llopart07a]).

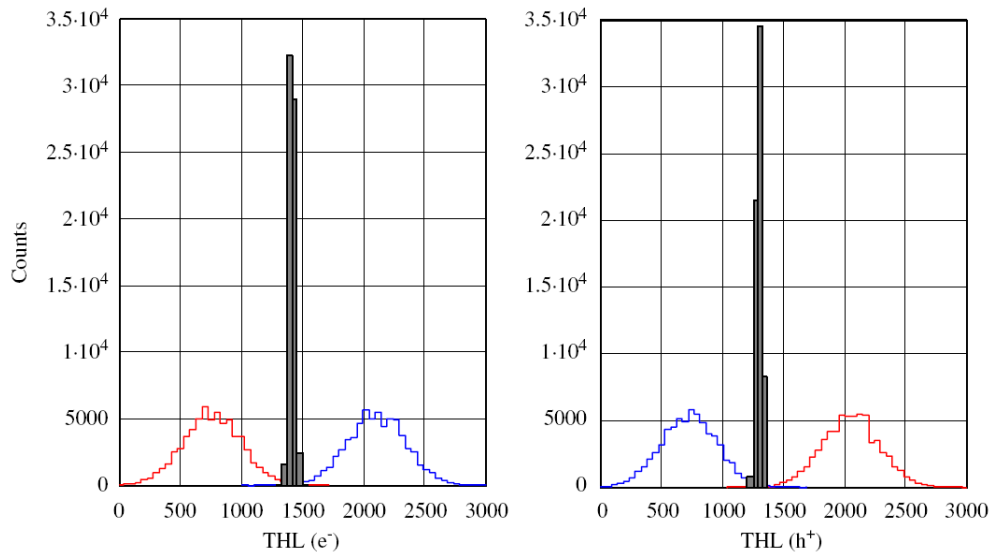


Abbildung 3.4: Spannungsschwelle des Rauschens für eine Polarität, die dem Sammeln von Elektronen (links) bzw. Löchern (rechts) entspricht. Die farbigen Histogramme entsprechen globalen Bitkonfigurationen von 0000 bzw. 1111 für alle Pixel, während das gefüllte Histogramm das Ergebnis der pixelweisen Anpassung darstellt (aus Ref. [Llopart07b]).

des Vorverstärkers bereitgestellt werden, indem ein Spannungspuls an eine Testkapazität (C_{test}) angelegt wird.

Der Ausgleich räumlicher Inhomogenitäten unter den Pixeln wird durch eine pixelweise Schwellenanpassung durchgeführt, für die vier der acht Bit des Pixelkonfigurationsregisters (PCR) zur Verfügung stehen [Llopart07b]. Für die Bitkonfigurationen 0000 und 1111 der Schwellenanpassung wird zunächst ermittelt, bei welcher globalen Schwelle jedes Pixel zu zählen beginnt. Durch Vergleich der Verteilungen wird daraus die mittlere Schwelle bestimmt und für jedes Pixel die Schwellenanpassung so interpoliert, dass dessen Spannungsschwelle möglichst nahe am Mittelwert liegt („Maske am Rauschen“). In Abb. 3.4 ist das Ergebnis des Anpassungsprozesses für den Timepix-Detektor gezeigt. Die verbleibende Variation der Schwelle wird mit 35 e^- angegeben, was bei einem Siliziumsensor ca. 100 eV entspricht. Details zur Erstellung der Maske sind in Kapitel 2.3.2 von Ref. [Guni07] zu finden.

3.2.3 Pulsform und Zeitmessung

Zur Erklärung des Detektorverhaltens in späteren Kapiteln ist das genaue Verständnis des Zusammenhangs zwischen der Form des Spannungspulses nach dem Vorverstärker und der Bestimmung des Zeitpunkts eines Ereignisses von zentraler Bedeutung. Die steigende Flanke des Spannungspulses besitzt eine von der Pulshöhe unabhängige Anstiegszeit von $\approx 100\text{ ns}$ [Llopart07a]. Bei typischen Werten des Entladestroms dauert die folgende Entladung zwischen 1 und $5\text{ }\mu\text{s}$. Die näherungsweise dreieckige Pulsform ist in Abb. 3.5 (oben) dargestellt. Sie wurde durch Messungen mit elektronisch generierten Testpulsen bestätigt [Gebert07].

Mit dem Timepix-Detektor wurde erstmals ein Medipix-artiger Detektor entwickelt, in

dessen Elektronik eine schnelle Zeitbasis integriert ist. Diese ist für Taktfrequenzen bis ca. 100 MHz ausgelegt und steht während einer Aufnahme in jedem Pixel zur Verfügung. Bei der Weitergabe der Zeitbasis zwischen den Pixeln einer Pixelspalte findet zwischen zwei Zeilen eine Inversion und Verzögerung des Signals um 195 ps statt. In jeweils benachbarten Pixeln innerhalb einer Pixelzeile ist die Zeitbasis gegenphasig getaktet. Durch diesen Verteilungsmechanismus wird eine konstante Leistungsaufnahme durch die Pixelmatrix sichergestellt [Llopert07a].

Weiterhin besitzt jedes Pixel einen 14 bit tiefen Zähler, der bei Beginn einer Aufnahme auf Null gesetzt wird und einen maximalen Zählerstand von 11810 aufnehmen kann. Überschreitet der Ausgangspuls des ladungssensitiven Vorverstärkers die Spannungsschwelle und ist das Pixel nicht ausmaskiert, wird das Ereignis an den Digitalteil der Pixelzelle weitergegeben und dort prozessiert.

Das Verhalten des Zählers wird durch die Wahl der Betriebsart in der Synchronisationseinheit (*Timepix Synchronization Logic*) bestimmt:

- Im Zählbetrieb (*counting mode*) führt jedes Ereignis mit Pulshöhe über der Diskriminatorschwelle zur Inkrementierung des Zählers um eins. Am Ende der Aufnahme entspricht der Zählerstand der Anzahl der Ereignisse, sofern deren Rate ausreichend gering ist, um die zeitliche Überlappung mehrerer Ereignisse auszuschließen.

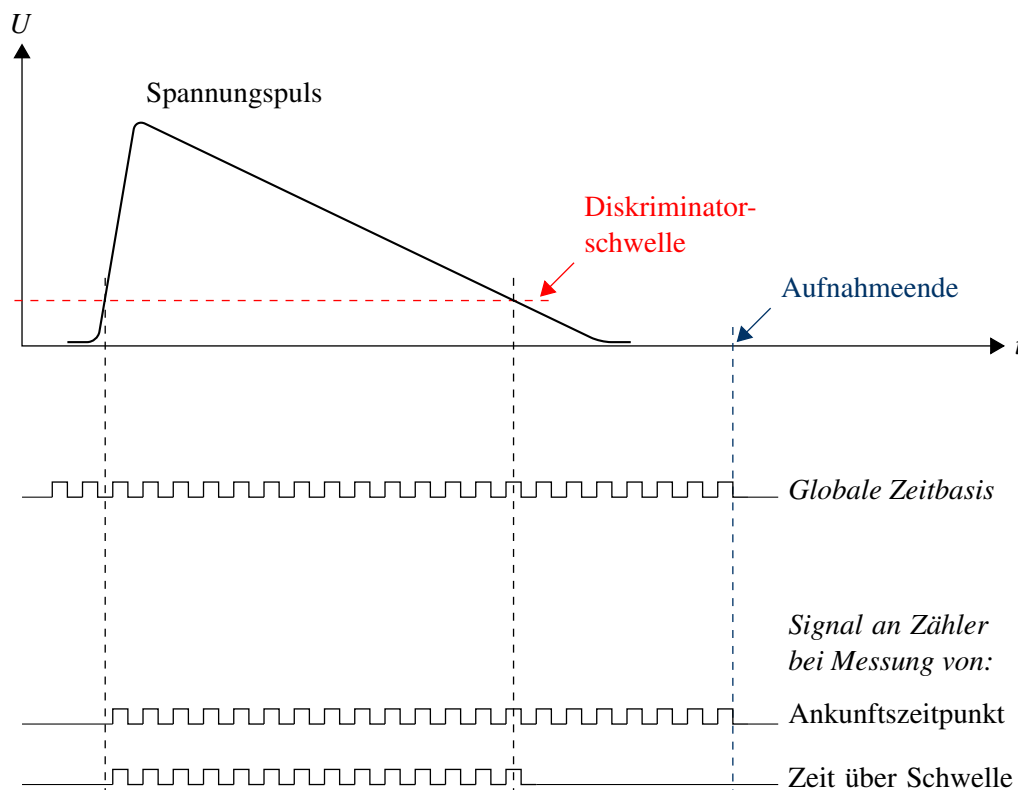


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Spannungspulses am Ausgang des Vorverstärkers (oben) und in den jeweiligen Messmodi von der globalen Zeitbasis an den Zähler des Pixels weitergeleitetes Signal (unten).

- Bei der Messung des Ankunftszeitpunktes (*arrival-time mode*) registriert der Zähler die Anzahl der Taktzyklen vom Moment des Überschreitens der Diskriminatorschwelle durch den Spannungspuls bis zum Ende der Aufnahme. Auf diese Weise wird die Ankunftszeit relativ zum Ende der Aufnahme bestimmt und die Zeitauflösung von der Ausleserate entkoppelt.
- Bei der Messung der Zeit über der Schwelle (*time-over-threshold mode*) wird durch den Zähler die Anzahl der Taktzyklen und damit die Zeitdauer registriert, während der der Spannungspuls die Diskriminatorschwelle überschreitet. Dies liefert eine Information über die Pulshöhe.

Das für die letzten beiden Betriebsmodi beschriebene Verhalten des Zählers ist in Abb. 3.5 (unten) veranschaulicht und stellt die Grundlage für den Einsatz des Timepix-Detektors in einem Hybriden Photonendetektor mit hoher Zeitauflösung dar.

3.3 Charakterisierung des Detektorkonzepts

Ausgehend von den in Abb. 2.1 gezeigten Eigenschaften von Photonendetektoren wird das vorgestellte Detektorkonzept in diesem Abschnitt und den nachfolgenden Kapiteln charakterisiert. Von den Rechnungen zur Elektronenoptik abgesehen liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit auf dem Beitrag des Timepix-Detektors zu den Eigenschaften des HPDs insgesamt.

3.3.1 Ortsauflösung

Bei PMTs mit *einer* Anode ist die Ortsauflösung durch die Kathodenfläche festgelegt. Dies gilt auch für Multipixel-SiPMs mit der aktiven Halbleiterfläche anstelle der Kathodenfläche, da die Pixelierung lediglich der Erhöhung der Ratenfestigkeit dient und alle Pixel zu einem Signalausgang verschaltet sind. Der in dieser Arbeit vorgestellte Hybride Photonendetektor bietet eine intrinsisch hohe Ortsauflösung, da ein positionssensitiver Detektor mit parallel arbeitenden Kanälen als Anode verwendet wird. Die Pixelierung der Anode bewirkt eine Diskretisierung der Ortsinformation. Dabei kommen Diffusion und Repulsion der im Sensor getrennten Ladungsträger eine zentrale Bedeutung zu, wie in Kapitel 6 erläutert wird.

Weiterhin besitzt die Punktbildfunktion des elektronenoptischen Systems eine endliche Breite, da vom selben Punkt auf der Photokathode mit verschiedenen Impulsen emittierte Photoelektronen an unterschiedlichen Orten auf dem Sensor auftreffen. In Kapitel 4 wird dieser Beitrag quantifiziert. Bei Verwendung einer fokussierenden und invertierenden Geometrie kann er auf die Größenordnung des Beitrags durch die Pixelgröße reduziert werden.

3.3.2 Zeitauflösung

Die relevanten Beiträge zur Zeitauflösung des Hybriden Photonendetektors resultieren aus dem Transport der Photoelektronen durch das elektrische Feld (Transitzeitdispersion) und aus dem Detektionsprozess an der Anode. Da die integrierte Zeitbasis die Zeitauflösung von der Aufnahmezeitrate entkoppelt, ist eine detaillierte Untersuchung erforderlich.

Die Annahme, dass die Zeitauflösung lediglich durch das Inverse der Taktfrequenz bestimmt wird, stellt sich als unzulässig heraus. Stattdessen kommt der aus der Energieantwortfunktion eines Pixels resultierenden Antwort in der Zeitdomäne eine Schlüsselbedeutung zu, wobei die Pulsform im Analogteil der Pixelelektronik das Bindeglied zwischen Energiedeposition und Zeitantwort herstellt. Methodik und Ergebnisse werden ausführlich in Kapitel 7 und 8 diskutiert. Der Beitrag durch das elektronenoptische System wird in Kapitel 4 erläutert und ist gegenüber dem Beitrag durch den Timepix-Detektor vernachlässigbar.

3.3.3 Detektionseffizienz und Einzelphotonenauflösung

Die Detektionseffizienz des Hybriden Photonendetektors geht als Produkt aus der Quanteneffizienz QE der Photokathode und der Detektionseffizienz ε des Timepix-Detektors für Photoelektronen hervor. Die Verwendung einer S20 Multialkali-Photokathode (Na-K-Cs-Sb) ermöglicht beispielsweise eine Sensitivität über einen hohen Wellenlängenbereich vom Ultraviolett bis zum Infrarot mit einer maximalen Quanteneffizienz von $\approx 20\%$ bei einer Wellenlänge von $\approx 300\text{nm}$ [Electron Tubes07]. Mit neuartigen Photokathoden kann die Quanteneffizienz auf Werte zwischen 30% und 40% gesteigert werden [Hsu09]. Hinsichtlich der Detektionseffizienz des Timepix-Detektors spielt die Wahl der Energieschwelle eine zentrale Bedeutung. Neben der Effizienz beeinflusst sie ferner die mittlere Multiplizität des Ereignisses, d.h. die Anzahl der im Mittel ansprechenden Pixel bei Einstrahlung eines Photoelektrons. In Abschnitt 6.4 wird der Zusammenhang quantitativ erläutert.

3.3.4 Ratenfestigkeit

Da bei im Geigerbetrieb arbeitenden SiPMs erst nach Ende der Lawinenentladung das nächste Photon detektiert werden kann, werden derartige Photodetektoren zur Erhöhung der Ratenfestigkeit mit vielen parallel arbeitenden Pixeln ausgeführt [Hamamatsu Photonics09]. Für den Timepix-Detektor als Anode eines Hybriden Photonendetektors besteht ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Pixelanzahl und Ratenfestigkeit, da nur ein Zähler pro Pixel zur Verfügung steht und damit vom Ansprechen eines Pixels bis zum Ende der laufenden Aufnahme kein weiteres Photoelektron registriert werden kann. Dies führt zu einer Begrenzung des dynamischen Umfangs, sodass die Anzahl N der während einer Aufnahme im Mittel detektierten Ereignisse bei Beleuchtung mit N_γ Photonen

$$N = N_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{N_\gamma \cdot QE \cdot \varepsilon}{N_0} \right) \right] \quad (3.1)$$

beträgt. In Gl. 3.1 gehen neben der Quanteneffizienz QE der Photokathode die Detektionseffizienz ε und die Pixelanzahl N_0 des Timepix-Detektors ein. Eine von einer verschiedenen Multiplizität eines Ereignisses wird vorerst nicht berücksichtigt. Abb. 3.6 zeigt die Abweichung der detektierten von der tatsächlichen Ereigniszahl, wobei zur Entkopplung von QE und ε die Variable $\tilde{N}_\gamma = N_\gamma \cdot QE \cdot \varepsilon$ anstelle von N_γ verwendet wird. Sie kann als Anzahl detektierbarer Ereignisse ohne Begrenzung durch den endlichen dynamischen Umfang interpretiert werden. Die Anzahl detektierter Photonen weicht insbesondere bei

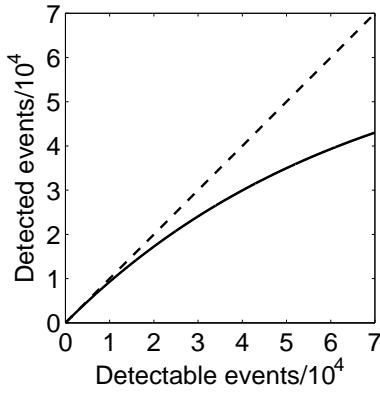


Abbildung 3.6: Abweichung der Anzahl detektierter Ereignisse N von der Anzahl detektierbarer Ereignisse \tilde{N}_γ nach Gl. 3.1.

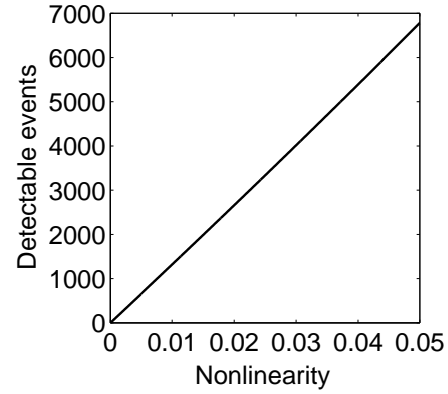


Abbildung 3.7: Anzahl detektierbarer Ereignisse \tilde{N}_γ als Funktion der erlaubten Nichtlinearität.

hohem Fluss von der tatsächlichen Anzahl ab und besitzt die Pixelanzahl N_0 des Detektors als Sättigungswert.

Mit dieser Herleitung ist die Ratenfestigkeit als maximale Photonenzahl zu interpretieren, die mit einer vorgegebenen erlaubten Linearitätsabweichung $(N - \tilde{N}_\gamma) / \tilde{N}_\gamma$ bestimmt werden kann. Abb. 3.7 zeigt die derart definierte Ratenfestigkeit als Funktion der Nichtlinearität. Bei Inkaufnahme einer Nichtlinearität von 1% folgt $\tilde{N}_\gamma = 1320$, was bei Verwendung von $QE = 0,2$ und $\varepsilon = 0,8$ für die Quanteneffizienz der Photokathode bzw. die Detektionseffizienz des Timepix-Detektors eine Ratenfestigkeit von $N_\gamma = 8250$ pro Aufnahme liefert.

3.3.5 Detektorauslese und Datenverarbeitung

Die Auslesezeit t_{readout} der jeweils 14 bit tiefen Zähler aller Pixel in 256 Zeilen und 256 Spalten berechnet sich bei einer Taktfrequenz $f = 100\text{MHz}$ und serieller Auslese zu

$$t_{\text{readout}} = 256 \cdot 256 \cdot 14 \cdot \frac{1}{100\text{MHz}} \approx 9,2\text{ms}. \quad (3.2)$$

Zusammen mit dem MUROS-Interface [Bello03] und einem leistungsfähigen PC werden einschließlich des Schreibens der Daten ca. 40 ms benötigt, was einer Aufnahmezeit von 25 Hz entspricht. Unter Verwendung der in Abschnitt 3.3.4 abgeleiteten Ratenfestigkeit pro Aufnahme bei 1% Nichtlinearität entspricht dies einer Ratenfestigkeit von ca. 200 kHz. Mit dem gegenwärtig verfügbaren Chipboard ist nur serielle Auslese möglich, der Chip selbst besitzt die Fähigkeit zur parallelen Auslese über einen 32 bit breiten Bus. Zusammen mit einer geeigneten Ausleseelektronik kann dadurch die Ratenfestigkeit erhöht werden.

Bei der Zeitmessung mit dem Timepix-Detektor hat der maximale Zählerstand von 11810 die Bedeutung einer maximalen Aufnahmedauer $t_{\text{acq,max}} = 11810 \cdot f^{-1} = 0,12\text{ms}$. Da während der Auslese keine weiteren Photonen detektiert werden können, entspricht die Auslesezeit t_{readout} der Totzeit des Detektors im Dauerbetrieb. Die Diskrepanz zwischen maximaler Aufnahmedauer und Auslesezeit beschränkt die Ratenfestigkeit des Hybriden

Photonendetektors bei Verwendung des gegenwärtigen Timepix-Detektors. Die totzeitfreie Detektion, Parallelisierung der Auslese und Beschränkung des Datenstromes auf angesprochene Pixel (*zero-suppression*) werden daher in einer zukünftigen Detektorgeneration von zentraler Bedeutung sein. Nicht berührt davon ist die Evaluation des Konzepts in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit.

Kapitel 4

Modellierung der Elektronenoptik

Inhalt

4.1	Emission und Transport von Photoelektronen	25
4.1.1	Grundlagen der Photoemission	26
4.1.2	Die Photokathode	26
4.1.3	Energieverteilung der Photoelektronen	26
4.1.4	Winkelverteilung der Photoelektronen	27
4.2	Nicht-fokussierende Abbildung	27
4.2.1	Elektrisches Feld	27
4.2.2	Punktbildfunktion	28
4.2.3	Transitzeitdispersion	29
4.3	Fokussierende Abbildung	30
4.3.1	Grundprinzip	30
4.3.2	Numerischer Zugang	31
4.4	Optimierte invertierende Abbildung	31
4.4.1	Geometrie	32
4.4.2	Simulation von Elektronentrajektorien	33
4.4.3	Kreuzungspunkt und Potenzialverlauf	33
4.4.4	Optimierung der Breite der Punktbildfunktion	35
4.4.5	Linearität der Abbildung	36
4.4.6	Transitzeitdispersion	36
4.4.7	Auftreffwinkeldispersion	37
4.5	Invertierende Abbildung mit flachem Eintrittsfenster	38

4.1 Emission und Transport von Photoelektronen

In einem Hybriden Photonendetektor (HPD) wird ein aus der Photokathode emittiertes Photoelektron zunächst in einem elektrostatischen Feld im Vakuum transportiert und dabei beschleunigt. Der Beschleunigungsprozess findet in *einem* Schritt statt und die im keV-Bereich liegende kinetische Energie des Photoelektrons nach Durchlaufen des Feldes ist die Ursache des bei Deposition in einem Sensormaterial entstehenden, elektronisch messbaren Signals (vgl. Abschnitt 5).

In diesem Kapitel wird die Abbildungsqualität der Elektronenoptik erörtert, insbesondere wird die Punktbildfunktion für fokussierende und nicht-fokussierende Geometrien

verglichen. Zur Einführung werden der Photoemissionsprozess im allgemeinen und die verwendeten Simulationsparameter erläutert.

4.1.1 Grundlagen der Photoemission

In Erweiterung des in Abschnitt 2.1 beschriebenen Photoeffekts wird mit dem Begriff Photoemission derjenige Prozess bezeichnet, bei dem ein Photon absorbiert und ein Elektron aus einem Festkörper ausgelöst wird. Nur wenn es dem Elektron gelingt, zur Oberfläche des Festkörpers zu gelangen und diese zu durchtreten, trägt es als Photoelektron zum Photostrom bei. Neben der Anwendung des Photoeffekts zum Photonennachweis stellt die Photoemissionsspektroskopie, d.h. die Messung von Photoelektronen mit abhängig vom konkreten experimentellen Aufbau hoher Energie-, Winkel-, Orts- und/oder Zeitauflösung, einen wichtigen und gut verstandenen Bereich der Grundlagenforschung dar und erlaubt Zugang zu elektronischen Eigenschaften von Festkörpern im Volumen und an Oberflächen [Ley79, Rügheimer06].

4.1.2 Die Photokathode

Die genaue Zusammensetzung und Dicke der in kommerziellen Photovervielfachern verwendeten Photokathoden werden von den Herstellern üblicherweise experimentell optimiert und nicht veröffentlicht. Gängige Photokathoden enthalten neben Antimon verschiedene Alkalimetalle und sind im sichtbaren Wellenlängenbereich sensitiv. Die Dicken liegt im Bereich von 10 bis 100 nm. Die maximale Quanteneffizienz, d.h. die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Photoelektrons bei Beleuchtung mit einem Photon, beträgt bis zu 30 % [Flyckt02].

4.1.3 Energieverteilung der Photoelektronen

Für jedes Photokathodenmaterial existiert ein Schwellwert der Wellenlänge λ bzw. der Photonenenergie $h\nu$, oberhalb dessen Photoemission einsetzen kann. Bei metallischen Kathoden ist er durch die Austrittsarbeit $\Phi = E_{\text{vac}} - E_F$ definiert. Ist $h\nu = \Phi$, können Elektronen von der Fermi-Energie E_F gerade noch über das Vakuumniveau E_{vac} angeregt werden (vgl. linkes Bild in Abb. 4.1). Bei halbleitenden Kathoden liegt die Fermi-Energie

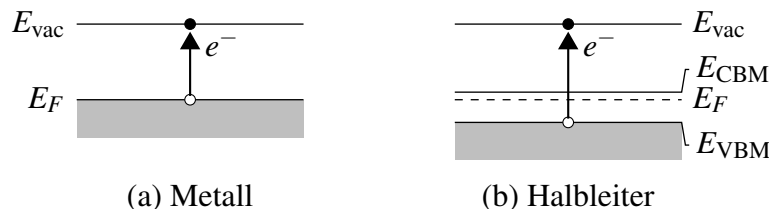


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Photoemission von Metallen (a) bzw. Halbleitern (b) für ein Elektron, welches gerade noch über das Vakuumniveau angeregt werden kann. Im zweiten Fall stehen VBM bzw. CBM für das Valenzbandmaximum bzw. das Leitungsbandminimum.

in der Bandlücke, sodass die Zustandsdichte von Dotier- oder Störstellenniveaus abgehoben dort verschwindet. Photoemission setzt daher erst ein, wenn die Photonenenergie die Ionisierungsenergie $\zeta = E_{\text{vac}} - E_{\text{VBM}}$ überschreitet (vgl. rechtes Bild in Abb. 4.1).

Für die häufig verwendete S20-Photokathode (SbNa_2KCs) beträgt die Grenzwellenlänge 850 nm, was einem Schwellwert der Photonenenergie von 1,45 eV entspricht [Flyckt02]. Das Photoelektron würde dann mit verschwindender kinetischer Energie erzeugt. Für Photonen mit $\lambda = 350\text{ nm}$ (blaues Ende des sichtbaren Bereichs) beträgt die typische Anfangsenergie $\approx 2\text{ eV}$. In den folgenden Rechnungen zur Punktbildfunktion werden mithin Anfangsenergien des Photoelektrons bis 2 eV verwendet.

4.1.4 Winkelverteilung der Photoelektronen

Im Falle technischer Photokathoden ist die Winkelverteilung der Emissionsrichtung zunächst nicht bekannt. In den folgenden Rechnungen zur Punktbildfunktion wird als normierte Verteilungsfunktion

$$f(\theta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \cdot \cos(\theta) \quad (4.1)$$

angenommen, wobei $0 \leq \theta < \pi/2$ den gegen die Oberflächennormalen gemessenen Polarwinkel (nur Vorwärtsrichtung) und $0 \leq \varphi < 2\pi$ den Azimutwinkel bezeichnet. Die Verteilung besitzt azimutale Symmetrie.

Physikalisch kann die Verteilung bei Berücksichtigung der endlichen freien Weglänge l von Elektronen im Material interpretiert werden [Henzler94]. Für Elektronen, die die Oberfläche unter einem Winkel θ gegen die Normale verlassen, ist die senkrecht zur Oberfläche gesehene Ausdringtiefe $l_{\perp} = l \cdot \cos(\theta)$. Ist die Erzeugungswahrscheinlichkeit in der dünnen Schicht näherungsweise unabhängig von der Tiefe, ergibt sich damit die Verteilung aus Gl. 4.1.

4.2 Nicht-fokussierende Abbildung

Der geometrisch einfachste Ansatz zur Abbildung von Photoelektronen auf den Sensor ist die nicht-fokussierende Abbildung, in der englischsprachigen Literatur häufig als *proximity-focusing electron optics* zu finden. Photoelektronen werden hierbei in einem nahezu homogenen elektrischen Feld hoher Feldstärke zwischen Photokathode und Sensor beschleunigt. Ein auf diesem Prinzip beruhender Photonendetektor wird derzeit unter Verwendung des Medipix2-Detektors entwickelt [Raighne09].

4.2.1 Elektrisches Feld

Die Geometrie des nicht-fokussierenden Ansatzes entspricht einem Plattenkondensator mit Plattenabstand d (vgl. Abb. 4.2). Die Feldstärke beträgt bei Vernachlässigung von Randeffekten $|\mathbf{E}| = U/d$, was bei typischen Beschleunigungsspannungen von $U = 5 - 10\text{ kV}$ und einem Abstand von $d = 2,59\text{ mm}$ elektrischen Feldstärken im Bereich von $2 - 4 \cdot 10^6\text{ V/m}$ entspricht [Raighne09].

Die nicht-fokussierende Abbildung liefert ein 1:1-Bild der Photokathode auf dem Sensor. Aus diesem Grund führt die in Abschnitt 4.1.4 beschriebene Winkelverteilung zu einer

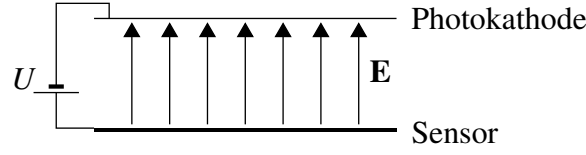


Abbildung 4.2: Plattenkondensatorgeometrie der nicht-fokussierenden Abbildung.

endlichen Breite der Punktbildfunktion auf der Sensoroberfläche, deren Ausdehnung nur durch hohe Feldstärken reduziert werden kann.

4.2.2 Punktbildfunktion

Für optische Systeme wie z.B. Linsen ist die Punktbildfunktion definiert als das Bild einer Punktquelle. Beugung und Abbildungsfehler führen zu einer Verbreiterung in der Bildebene [Hecht02]. Analog wird die endliche Breite der Punktbildfunktion eines elektronenoptischen Systems durch die Emittanz, d.h. das Phasenraumvolumen der Quelle, verursacht. Auf die Photokathode übertragen bedeutet dies die Winkelverteilung der emittierten Photoelektronen. Aus dieser kann für eine gegebene Feldkonfiguration die Breite der Punktbildfunktion als Anfangswertproblem analytisch hergeleitet werden.

Für eine Anfangsenergie der Photoelektronen E_i und Beschleunigungsspannung U sei die dimensionslose Variable

$$\alpha = \frac{E_i}{eU} \quad (4.2)$$

definiert. Diese beschreibt das Verhältnis aus Anfangsenergie E_i und der Energiezunahme nach Durchlaufen der Potenzialdifferenz U . Wird ein Photoelektron unter dem Winkel θ relativ zur Oberflächennormalen emittiert, ist die radiale Ablenkung im Feld als

$$r(\theta, \varphi) = 2\alpha d \sin \theta \cos \theta \left(\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha \cos^2 \theta}} - 1 \right) \approx 2\sqrt{\alpha} d \sin \theta \quad (4.3)$$

gegeben. Die Näherung ist gültig für $\alpha \cos^2 \theta \ll 1$, was für typische Werte für α von der Größenordnung 10^{-4} quasi dem gesamten Winkelbereich $0 \leq \theta \leq \pi/2$ entspricht. Es liegt azimutale Symmetrie bzgl. φ vor.

Die radiale Breite der Punktbildfunktion σ_r entspricht der Standardabweichung von r zur Winkelverteilung $f(\theta, \varphi)$ aus Gl. 4.1 und ergibt sich durch Bestimmung des zweiten Moments. Mit dem Ansatz

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \underbrace{\frac{1}{\pi} \cos \theta}_{f(\theta, \varphi)} \underbrace{(2\sqrt{\alpha} d \sin \theta)^2}_{r(\theta, \varphi)^2} \sin \theta d\theta d\varphi = 2\alpha d^2 \quad (4.4)$$

folgt für die radiale Breite der Punktbildfunktion

$$\sigma_r = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{2\alpha} d. \quad (4.5)$$

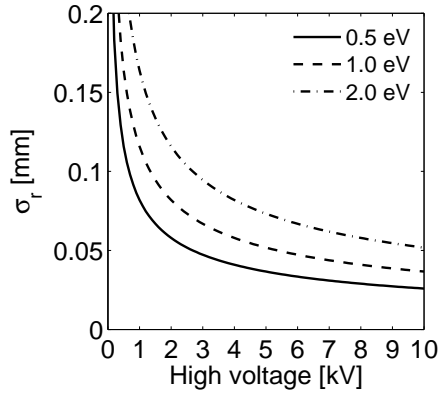


Abbildung 4.3: Radiale Breite der Punktbildfunktion als Funktion der Hochspannung für Anfangsenergien des Photoelektrons von 0,5, 1 und 2 eV.

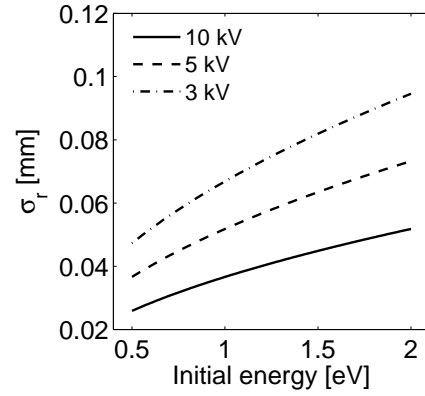


Abbildung 4.4: Breite der Punktbildfunktion als Funktion der Anfangsenergie des Photoelektrons für Hochspannungen von 3, 5 und 10 kV.

In Abb. 4.3 und 4.4 sind Ergebnisse für das in Ref. [Raighne09] vorgeschlagene Design als Funktion der Hochspannung bzw. der Anfangsenergie des Photoelektrons gezeigt. Die Breite der Punktbildfunktion ist noch bei $U = 10\text{ kV}$ von der Größenordnung der Pixelkantenlänge des Medipix- bzw. Timepix-Detektors und nimmt lediglich mit $1/\sqrt{U}$ ab. Ein geringer Abstand zwischen Photokathode und Sensoroberfläche und daraus resultierende sehr hohe elektrische Feldstärken sind unerlässlich.

4.2.3 Transitzeitdispersion

Aufgrund der Emittanz der Quelle besitzt neben der Punktbildfunktion auch die Verteilung der Transitzeiten eine endliche Breite. Die Transitzeit ist die Zeit, die ein Photoelektron von der Photokathode zur Sensoroberfläche benötigt. Mit dem Ansatz aus Abschnitt 4.2.2 kann die Transitzeit t_{tr} zu

$$t_{\text{tr}}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2m_e d^2}{eU}} \left(\sqrt{1 + \alpha \cos^2 \theta} - \sqrt{\alpha} \cos \theta \right) \approx \sqrt{\frac{2m_e d^2}{eU}} (1 - \sqrt{\alpha} \cos \theta) \quad (4.6)$$

angegeben werden, wobei bei der Näherung für $\alpha \cos^2 \theta \ll 1$ nur die führende Ordnung von α berücksichtigt wurde. Es liegt azimutale Symmetrie bzgl. φ vor. Zusammen mit der Winkelverteilung aus Gl. 4.1 können daraus die mittlere Transitzeit zu

$$\langle t_{\text{tr}} \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \underbrace{\frac{1}{\pi} \cos \theta}_{f(\theta, \varphi)} \underbrace{\sqrt{\frac{2m_e d^2}{eU}} (1 - \sqrt{\alpha} \cos \theta)}_{t_{\text{tr}}(\theta, \varphi)} \sin \theta d\theta d\varphi = \sqrt{\frac{2m_e d^2}{eU}} \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\alpha} \right) \quad (4.7)$$

und ihre Standardabweichung zu

$$\sigma_t = \sqrt{\langle t_{\text{tr}}^2 \rangle - \langle t_{\text{tr}} \rangle^2} = \sqrt{\frac{m_e d^2 \alpha}{9eU}} = \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \frac{1}{3 - 2\alpha} \cdot \langle t_{\text{tr}} \rangle \quad (4.8)$$

bestimmt werden. Für die in Ref. [Raighne09] für den Medipix beschriebene Geometrie erhält man bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und einer Anfangsenergie der Photoelektronen von 1 eV eine mittlere Transitzeit von $(86,7 \pm 0,2)$ ps. Anders als bei der Ortsauflösung spielt damit die Anfangswinkelverteilung der Photoelektronen für die Transitzeit keine Rolle.

4.3 Fokussierende Abbildung

Eine Reduzierung der Breite der Punktbildfunktion kann durch Verwendung einer fokussierenden Elektronenoptik erreicht werden. Insbesondere ist dann auch eine verkleinernde Abbildung möglich, d.h. die Photokathodenfläche kann größer als die Sensorfläche sein.

4.3.1 Grundprinzip

In der geometrischen Optik ist die Brechung an Grenzflächen unterschiedlicher optischer Dichte ursächlich für die Richtungsänderung eines Lichtstrahles. In paraxialer Näherung werden von einem Punkt divergent ausgehende Lichtstrahlen durch eine Sammellinse auf einen Bildpunkt abgebildet [Hecht02].

Während die Lichtbrechung als *diskreter* Prozess an Grenzflächen stattfindet, führt ein statisches elektrisches Feld \mathbf{E} in einer Elektronenlinse zu einer *kontinuierlichen* Änderung der Geschwindigkeit \mathbf{v} eines Photoelektrons gemäß

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -q_e \mathbf{E} = q_e \nabla \Phi. \quad (4.9)$$

In der in Abschnitt 4.2 gezeigten nicht-fokussierenden Geometrie ist das elektrische Feld homogen, insbesondere ist seine Richtung unabhängig vom Ort. Durch eine weitere Elektrode kann es so modifiziert werden, dass Photoelektronen fokussiert werden. Hierzu genügt im einfachsten Fall eine Ringelektrode zwischen Photokathode und Sensor, wie in Abb. 4.5 schematisch gezeigt (vgl. Ref. [Dahl73, Hawkes89a, Hawkes89b] für eine ausführlichere Betrachtung).

Formal erhält man eine geschlossene Lösung des Problems mit Hilfe der Poisson-Gleichung mit gemischten Randbedingungen, da sowohl Dirichlet'sche (Potenziale der Photokathode, Ringelektrode und Sensoroberfläche) als auch Neumann'sche Randbedingungen (Stetigkeit des elektrischen Feldes in der Öffnung der Ringelektrode) zu berücksichtigen sind [Jackson99].

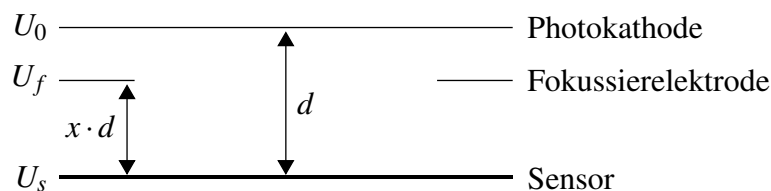


Abbildung 4.5: Modifizierte Geometrie mit Ringelektrode zwischen Photokathode und Sensor.

4.3.2 Numerischer Zugang

Qualitativ kann die Feldveränderung durch die Ringelektrode anhand ihres Potentials $\Phi_f = eU_f$ und ihres Abstands $x \cdot d$ von der Sensoroberfläche verstanden werden. An diesem Ort betrüge das Potenzial Φ_x in einem idealen Plattenkondensator

$$\Phi_x = eU_x = eU_s + x \cdot (eU_0 - eU_s). \quad (4.10)$$

Durch die Ringelektrode stellt sich folgende Abweichung ein: Für $U_f > U_x$ erhöht sich die Feldstärke zwischen Sensor und Elektrode, die Feldstärke zwischen Photokathode und Elektrode verkleinert sich dagegen. Die für die Elektronenoptik erwünschte Feldveränderung tritt nahe der Öffnung der Ringelektrode auf.

In Abb. 4.6 sind Äquipotenziallinien und Trajektorien von Photoelektronen der Anfangsenergie 1 eV beispielhaft gezeigt. Sie wurden mit der Finite-Elemente-Software *COMSOL Multiphysics* (früher als *FEMLAB* bekannt) für senkrecht emittierte Elektronen berechnet. Die senkrecht zu den Äquipotenziallinien wirkende Beschleunigung der Photoelektronen bewirkt deren Ablenkung zum Zentrum, d.h. Fokussierung. Die Feldstärke erhöht sich nahe der Sensoroberfläche und nimmt nahe der Photokathode ab, wie in Abb. 4.7 gezeigt ist.

Die Fokussierung allein genügt jedoch noch nicht, um neben einer Verkleinerung auch eine Reduzierung der Breite der Punktbildfunktion zu erreichen. Im folgenden Abschnitt wird daher ein Design mit einem vor der Sensoroberfläche liegenden Kreuzungspunkt der Elektronentrajektorien vorgestellt, bei dem auf dem Sensor ein verkleinertes und invertiertes Bild entsteht und die Breite der Punktbildfunktion deutlich reduziert ist.

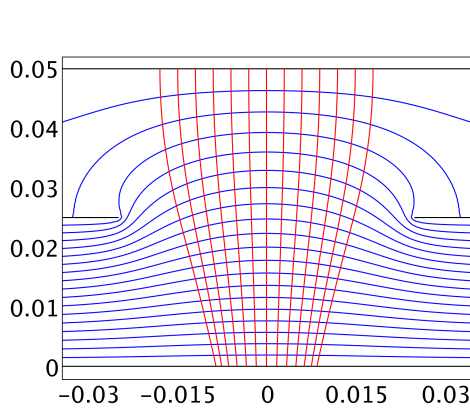


Abbildung 4.6: Äquipotenziallinien (blau, $\Delta\Phi = 0,5 \text{ keV}$) und Photoelektronentrajektorien (rot) für $U_s = 0$, $U_f = -9 \text{ kV}$, $U_0 = -10 \text{ kV}$, $d = 5 \text{ cm}$, $x = 0,5$.

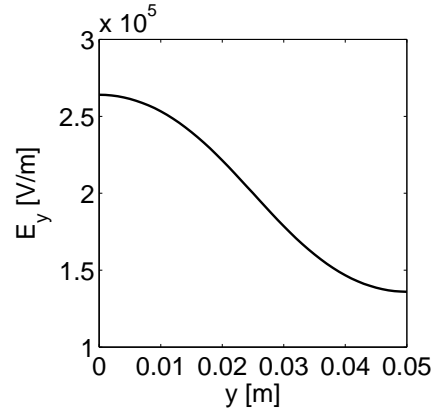


Abbildung 4.7: Elektrische Feldstärke $E_y(x = 0, y)$ längs der Zentralachse für die Geometrie aus Abb. 4.6 (y entspricht dem Abstand von der Sensoroberfläche).

4.4 Optimierte invertierende Abbildung

In diesem Abschnitt wird die Optimierung einer invertierenden Elektronenoptik im Hinblick auf die erreichbare Orts- und Zeitauflösung vorgestellt. Hierbei wird von der

in den RICH-Detektoren des LHCb-Experiments verwendeten Geometrie ausgegangen [Alemi00, lhc00b]. Die Entwicklung eines HPD-Prototyps unter Verwendung des Timepix-Detektors und dieser Röhrengometrie wird zusammen mit der Herstellerfirma durchgeführt.

4.4.1 Geometrie

In Abb. 4.8 ist eine technische Zeichnung der rotationssymmetrischen Geometrie gezeigt. Die Rotationsachse wird im folgenden als optische Achse des Systems bezeichnet. Die Photokathode (Potenzial U_0) befindet sich auf einem gekrümmten Eintrittsfenster mit Krümmungsradius 55 mm, der Abstand von der Mitte der Kathode zum Sensor beträgt 110 mm. Das System besitzt zwei elektronenoptische Elemente, an denen Spannungen angelegt werden können. Das erste Element (Potenzial U_1) erstreckt sich über 40 mm von unterhalb des Eintrittsfensters bis zur Verjüngung der Röhre, während das zweite Element (Potenzial U_2) als flache Ringelektrode mit Öffnungsradius 37 mm ausgeführt ist.

Anschaulich dient die erste Elektrode zur radialen Beschleunigung der an verschiedenen Positionen auf der Photokathode austretenden Photoelektronen in Richtung eines Kreuzungspunktes oberhalb des Sensors. Nach Durchlaufen dieses Kreuzungspunktes wird dann ein verkleinertes und invertiertes Bild der Photokathode auf dem Sensor erzeugt. In der englischsprachigen Literatur werden derartige Geometrien deshalb häufig als *cross-focusing electron optics* beschrieben. Durch geeignete Wahl der Spannungen können hierbei die Breite der Punktbildfunktion und der Transitzeitunterschied minimiert werden.

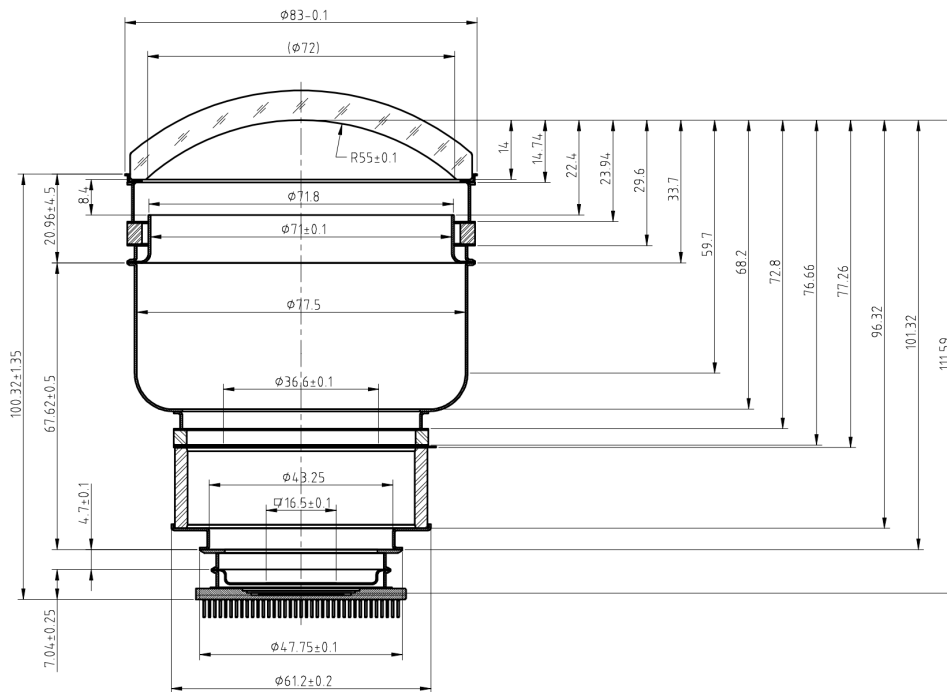


Abbildung 4.8: Technische Zeichnung der invertierenden Elektronenoptik, die auch in den RICH-Detektoren des LHCb-Experiments verwendet wird (Quelle: PHOTONIS-DEP/Rhoden).

4.4.2 Simulation von Elektronentrajektorien

Für die Simulation von Elektronentrajektorien zur Bestimmung und Optimierung der Abbildungseigenschaften wird das Softwarepaket SIMION 3D verwendet [Dahl00]. Es ist ausgelegt für die Modellierung der Optik geladener Teilchen wie beispielsweise Ionen und Elektronen und wird u.a. beim Design und der Evaluation von Elektronenanalysatoren eingesetzt [Zouros07].

In Abb. 4.9 ist das Ablaufschema der zur Optimierung der Elektronenoptik durchgeführten Rechnungen gezeigt. Zunächst wird die Poisson-Gleichung unter Verwendung der Finite-Differenzen-Methode numerisch gelöst und daraus der Verlauf des elektrostatischen Potentials Φ bestimmt. Die rotationssymmetrische Geometrie wird mit einem zweidimensionalen quadratischen Punktgitter von zwei Gitterpunkten pro Millimeter modelliert. Im Anschluss werden Elektronen zu gegebenen Anfangsbedingungen, d.h. Orten und Impulsen, nach dem Runge-Kutta-Algorithmus durch das elektrische Feld propagiert. Da strenge Rotationssymmetrie nur für $r = 0$ gilt, werden zu jedem Emissionspunkt zwei Ebenen definiert:

- Die **Meridionalebene** enthält die optische Achse und den Emissionspunkt.
- Die **Sagittalebene** enthält den Emissionspunkt, die Senkrechte auf der Photokathode im Emissionspunkt und steht senkrecht auf der Meridionalebene.

Die Definition ist analog zur geometrischen Optik und vereinfacht die Nomenklatur in den folgenden Kapitelabschnitten. Mit den errechneten Ankunftszeiten und Auftrefforten auf dem Sensor können unter Berücksichtigung der relativ zur Normalen im Emissionspunkt angenommenen Winkelverteilung Aussagen über die Breite der Punktbildfunktion, die Transitzeitverteilung und die Linearität der Abbildung getroffen werden.

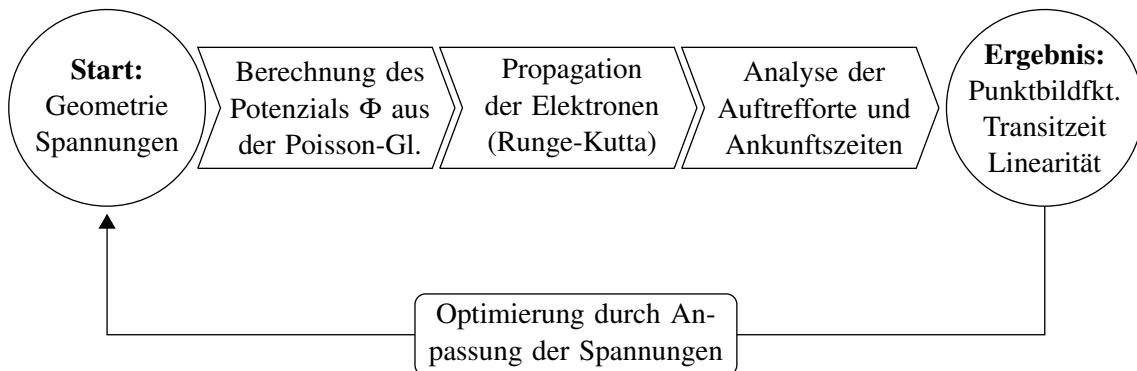


Abbildung 4.9: Ablaufschema der Rechnungen zur Optimierung der Elektronenoptik.

4.4.3 Kreuzungspunkt und Potenzialverlauf

Bei geeigneter Wahl der Spannungen ist der Potenzialverlauf dergestalt, dass ein wohldefinierter Kreuzungspunkt für Elektronentrajektorien existiert. In Abb. 4.10 sind Äquipotenziallinien und exemplarische Elektronentrajektorien zur Emission in der Meridionalebene unter einem Emissionswinkel 0° gezeigt. Die Krümmung der Äquipotenziallinien

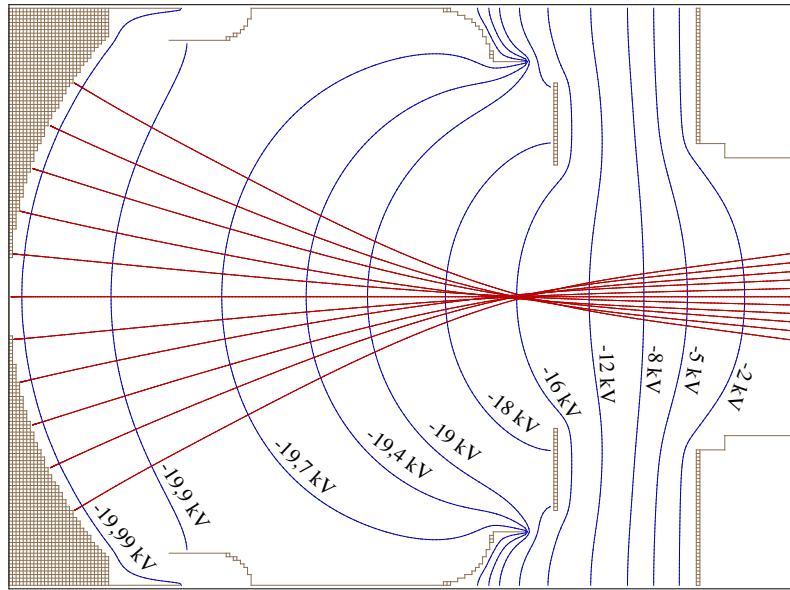


Abbildung 4.10: Äquipotenziallinien (blau) und Elektronentrajektorien (rot) für optimierte Spannungen bei Anfangsenergie 1 eV.

nimmt unterhalb des Kreuzungspunktes zunächst ab und kehrt sich dann um. Dies sorgt dafür, dass auf dem Sensor ein Bild endlicher Ausdehnung entsteht und die Elektronen unter einem spitzen Winkel gegen die Sensornormale auftreffen (vgl. Abschnitt 4.4.7). In Abb. 4.11 bzw. 4.12 sind der Verlauf des elektrischen Feldes entlang der optischen Achse bzw. die Driftzeit als Funktion des Ortes auf der optischen Achse gezeigt. Um einen Kreuzungspunkt oberhalb des Sensors zu erhalten, liegt das Potenzial an der zweiten Elektrode auf einem Wert nahe dem Potenzial der Photokathode. Die Feldstärke direkt vor der Photokathode ist aus diesem Grund vergleichsweise gering und kann zu $|\mathbf{E}| = 5,35 \text{ kV/m}$ berechnet werden. Dies kann von Vorteil sein, um Feldemission durch hohe Feldstärken vor der Kathode zu vermeiden [Flyckt02]. Allerdings führt es dazu, dass das Elektron

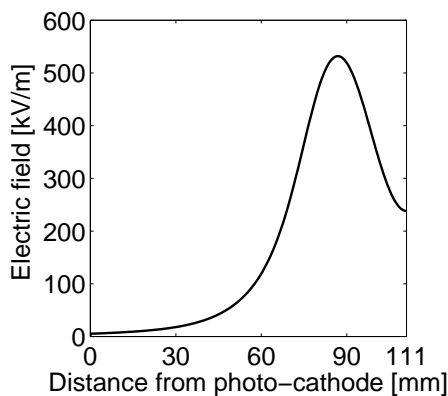


Abbildung 4.11: Elektrische Feldstärke längs der optischen Achse (optimierte Spannungen).

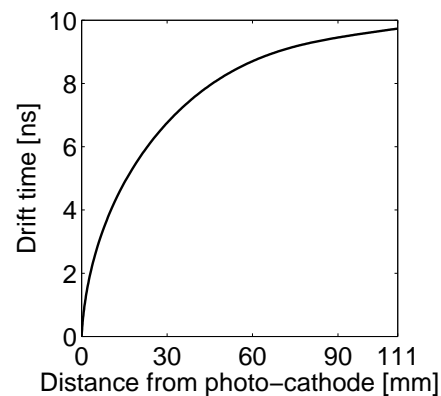


Abbildung 4.12: Driftzeit längs der optischen Achse (optimierte Spannungen).

nach Austritt aus der Photokathode nur langsam kinetische Energie gewinnt und daher eine nicht vernachlässigbare Abhängigkeit seiner Trajektorie von seinem Anfangsimpuls, insbesondere dem Emissionswinkel θ , besteht. Die daraus resultierende endliche Breite der Punktbildfunktion wird nachfolgend durch Optimierung der Spannungen minimiert.

4.4.4 Optimierung der Breite der Punktbildfunktion

Die Spannungen an den Elektroden sind Ergebnis eines Optimierungsprozesses, der die radiale Breite $\langle\sigma_r\rangle$ der Punktbildfunktion gemittelt für über die gesamte Photokathode verteilte Emissionspunkte minimiert. Die relevante Abhängigkeit ist die von U_2 . In Abb. 4.13 ist $\langle\sigma_r\rangle$ als Funktion von U_2 gezeigt. Beim Kurvenminimum bei -18,1 kV ist $\langle\sigma_r\rangle$ für 2,0 eV Anfangsenergie optimal und für kleinere Anfangsenergien nahe dem Optimum. Die Abhängigkeit von der Anfangsenergie ist in Abb. 4.14 gezeigt.

Die Werte von $\langle\sigma_r\rangle$ sind dabei kleiner als die Pixelgröße des Timepix-Detektors von 55 μm , was eine wichtige Aussage für die Bestimmung der Ortsauflösung liefert. Die Rechnungen zeigen, dass die linearen Breiten in der Meridional- bzw. der Saggitalebene gleich sind, d.h. $\langle\sigma_{\text{mer}}\rangle \approx \langle\sigma_{\text{sag}}\rangle \approx \langle\sigma_r\rangle/\sqrt{2}$. In Tab. 4.1 sind die optimierten Spannungswerte im Überblick zusammengefasst.

Elektrode	Potenzial
Photokathode	$U_0 = -20\text{ kV}$
Erste Elektrode	$U_1 = -19,99\text{ kV}$
Zweite Elektrode	$U_2 = -18,1\text{ kV}$

Tabelle 4.1: Übersicht der Potenziale nach der Optimierung.

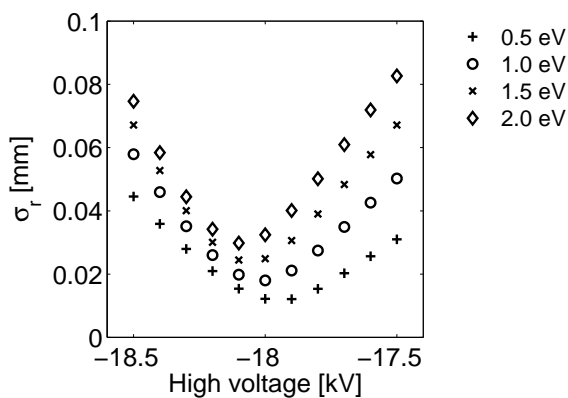


Abbildung 4.13: Mittlere Breite der Punktbildfunktion $\langle\sigma_r\rangle$ als Funktion der Hochspannung U_2 für verschiedene Anfangsenergien.

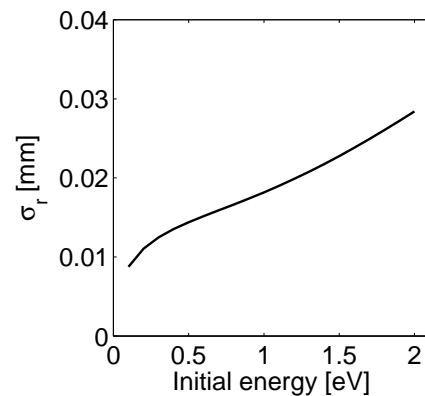


Abbildung 4.14: Mittlere Breite der Punktbildfunktion $\langle\sigma_r\rangle$ als Funktion der Anfangsenergie des Photoelektrons.

4.4.5 Linearität der Abbildung

Die Abbildungsfunktion, die jedem Punkt \mathbf{r} der Photokathode einen Bildpunkt \mathbf{r}' auf dem Sensor zuordnet, ist wegen der Rotationssymmetrie der Geometrie nur von der Radialkoordinate r abhängig. Sie wird für diskrete Werte von r als Erwartungswert von r' zur Anfangswinkelverteilung $f(\theta, \varphi)$ bestimmt, d.h.

$$\langle r' \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \underbrace{\frac{1}{\pi} \cos \theta}_{f(\theta, \varphi)} r'(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (4.11)$$

$$\approx \frac{1}{\pi} \sum_i \sum_j r'(\theta_i, \varphi_j) \sin \theta_i \cos \theta_i \Delta\theta \Delta\varphi \quad (4.12)$$

bestimmt. In den Rechnungen werden eine Schrittweite von $\Delta r = 1 \text{ mm}$, sowie für die Winkelverteilung $\Delta\theta = \Delta\varphi = 5^\circ$ verwendet. In Abb. 4.15 ist das Ergebnis für Elektronen der Anfangsenergie 1 eV gezeigt. Zur Bestimmung der Linearität wird die Parabel

$$r' = c_1 \cdot r + c_2 \cdot r^2 \quad (4.13)$$

mit dem Ergebnis $c_1 = 0,19$ und $c_2 = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ an die Punkte angepasst. Der Verkleinerungsfaktor des optischen Systems beträgt folglich 5,2. Da die aktive Fläche des Timepix-Detektors mit $14 \times 14 \text{ mm}^2$ eine um 2 mm kürzere Kantenlänge als die des LHC1-Chips besitzt [lhc00b], ist der maximal nutzbare Radius des Kathodenfensters bei Verwendung dieses Designs 35 mm. Die Erhöhung der Hochspannung U_2 erhöht zwar den Verkleinerungsfaktor leicht, nach Abschnitt 4.4.4 geht dies allerdings mit einer deutlichen Verschlechterung der Breite der Punktbildfunktion einher.

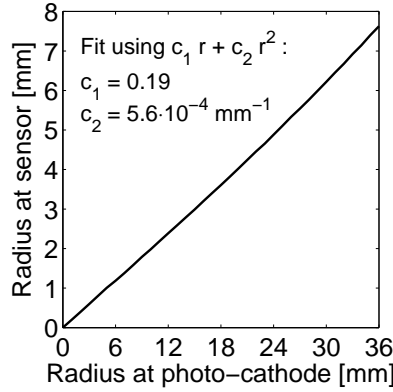


Abbildung 4.15: Abbildungsfunktion mit Verkleinerungsfaktor 5,2 und exzellenter Linearität.

4.4.6 Transitzeitdispersion

Ein wichtiger Einflussfaktor für die Zeitauflösung ist die Transitzeitdispersion der Photoelektronen. In einem idealen elektronenoptischen System wäre die Transitzeit konstant und würde sich in Form einer Signalverspätung äußern. Im Fall des Hybriden Photonen-detektors sind zwei Effekte zu berücksichtigen:

1. Die Transitzeit t_{tr} ist eine Funktion der Radialkoordinate r , d.h. achsenfern emittierte Photoelektronen treffen zu einer anderen Zeit am Sensor auf als achsennah emittierte. Ursache hierfür sind die unterschiedliche Länge der Trajektorien im elektrischen Feld und die Feldverteilung selbst.
2. Für eine gegebene Radialkoordinate r führt die Verteilung des Emissionswinkels θ an der Photokathode zu einer Zeitdispersion, d.h. es sind die mittlere Transitzeit $\langle t_{\text{tr}} \rangle$ und ihre Standardabweichung Δt_{tr} anzugeben.

In Abb. 4.16 sind Ergebnisse gezeigt. Für $r = 0$ beträgt die Transitzeit 9,8 ns. Sie nimmt bis zum Rand der Photokathode auf 8,5 ns ab. Die errechnete Standardabweichung ist kleiner als 0,15 ns. Da jeder Punkt auf dem Sensor einem wohldefinierten Punkt auf der Photokathode entspricht, kann die Laufzeitdifferenz entsprechend korrigiert werden. In Kapitel 7 wird gezeigt werden, dass die verbleibende Unsicherheit Δt_{tr} gegenüber Effekten der Pixelelektronik vernachlässigbar ist.

4.4.7 Auftreffwinkeldispersion

Für die Bestimmung der Energiedeposition im Sensor (vgl. Kapitel 5) ist die Kenntnis des Einfallswinkels $\tilde{\theta}$ gegen die Normale erforderlich. Die in Abschnitt 4.4.6 erläuterten Gründe für die Entstehung einer Transitzeitdispersion führen analog zu einer Auftreffwinkeldispersion: Der Auftreffwinkel hängt von der Radialkoordinate r ab und muss aufgrund der Verteilung des Emissionswinkels θ an der Photokathode als Mittelwert $\langle \tilde{\theta} \rangle$ und Standardabweichung $\Delta \tilde{\theta}$ angegeben werden.

In Abb. 4.17 ist der mittlere Auftreffwinkel als Funktion der Radialkoordinate für Photoelektronen der Anfangsenergie 1 eV gezeigt. Während der Beitrag von $\Delta \tilde{\theta}$ von der Größenordnung 1° und damit vernachlässigbar ist, zeigen die Rechnungen eine Zunahme des mittleren Auftreffwinkels $\langle \tilde{\theta} \rangle$ auf 10° am Rand der Photokathode. In Abschnitt 5.3.4 wird begründet werden, dass diese schwache Winkelabhängigkeit für die Energieantwortfunktion des Timepix-Detektors vernachlässigbar ist.

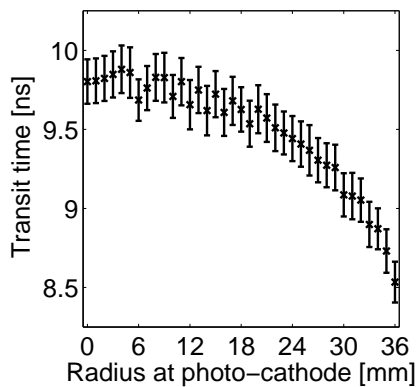


Abbildung 4.16: Mittlere Transitzeit $\langle t_{\text{tr}} \rangle$ und Standardabweichung Δt_{tr} für Photoelektronen der Anfangsenergie 1 eV.

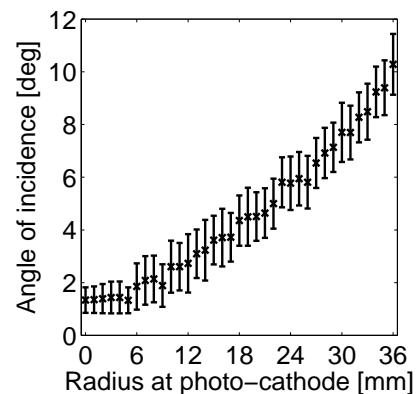


Abbildung 4.17: Mittlerer Auftreffwinkel $\langle \tilde{\theta} \rangle$ und Standardabweichung $\Delta \tilde{\theta}$ für Photoelektronen der Anfangsenergie 1 eV.

4.5 Invertierende Abbildung mit flachem Eintrittsfenster

Die geringe Breite der Punktbildfunktion der in Abschnitt 4.4 gezeigten Geometrie wird durch die Krümmung des Eintrittsfensters und der Photokathode begünstigt. Für bestimmte Anwendungen kann ein flaches Eintrittsfenster vorteilhaft sein. Der einfachste Ansatz hierfür ist der Austausch des Eintrittsfensters bei Beibehaltung der restlichen Geometrie. Dies führt allerdings zu einer Verbreiterung der Punktbildfunktion um bis zu eine Größenordnung.

In Abb. 4.18 ist die radiale Breite σ_r der Punktbildfunktion für ein flaches Eintrittsfenster als Funktion des Abstandes r von der optischen Achse gezeigt. Für eine gewählte Hochspannung U_2 existiert ein Abstand r_0 , für den die Punktbildfunktion auf die Größenordnung der Pixelgröße absinkt. Für andere Abstände dagegen steigt ihre Breite deutlich an. Der Wert von r_0 hängt von der Elektrodenspannung ab. Der Effekt ist vergleichbar mit der sphärischen Abberation in der geometrischen Optik, d.h. der Abhängigkeit des Fokus vom Abstand von der optischen Achse. Bei einer Elektrodenspannung von 18,1 kV ist $r_0 = 22$ mm. Für $r < r_0$ liegt der Fokus weiter entfernt von der Photokathode, d.h. hinter der planen Sensoroberfläche. Für $r > r_0$ liegt er entsprechend näher an der Photokathode, d.h. vor der Sensorfläche. Die Fokalebene ist somit gekrümmt und in der Ebene des Sensors ist die Punktbildfunktion ortsabhängig.

Aus Abb. 4.19 geht hervor, dass die Linearität der Abbildung noch immer sehr hoch ist. Der Verkleinerungsfaktor ist mit 6,2 etwas höher als beim gekrümmten Eintrittsfenster. Werden an die Breite der Punktbildfunktion keine zu hohen Anforderungen gestellt, kann folglich ein ebenes Eintrittsfenster verwendet werden. Allerdings lässt sich eine vergleichbare und vor allem ortsunabhängige Breite der Punktbildfunktion deutlich einfacher in einer nicht-fokussierenden Geometrie erzielen, wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde.

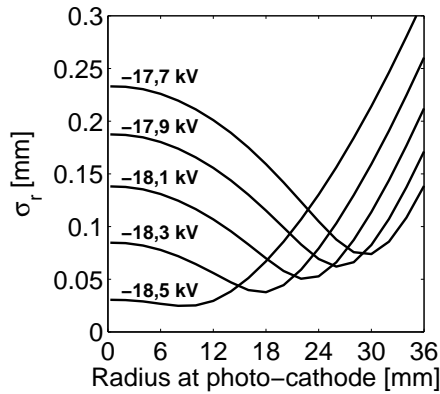


Abbildung 4.18: Radiale Breite der Punktbildfunktion σ_r als Funktion des Abstandes r von der optischen Achse für verschiedene Hochspannungen.

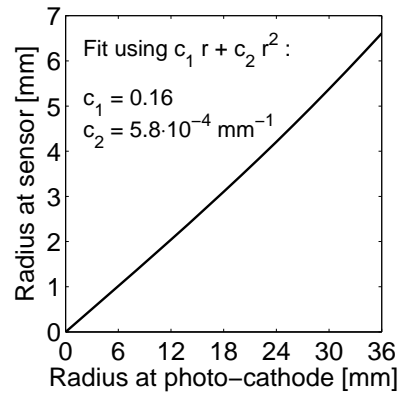


Abbildung 4.19: Abbildungsfunktion bei flachem Eintrittsfenster mit Verkleinerungsfaktor 6,2 und weiterhin exzellenter Linearität.

Kapitel 5

Modellierung der Detektorantwort

Inhalt

5.1	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	39
5.1.1	Grundlagen	39
5.1.2	Energieverlust	40
5.2	Theorie der Signalentstehung	41
5.2.1	Grundprinzip	41
5.2.2	Energiedeposition und Erzeugung von Ladungsträgerpaaren .	42
5.2.3	Trennung der Ladungsträgerpaare im elektrischen Feld	42
5.3	Photoelektronendetektion mit einem Silizium-Sensor	44
5.3.1	Räumliche Struktur der Energiedeposition	44
5.3.2	Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz	45
5.3.3	Energieantwort auf mehrere Photoelektronen	46
5.3.4	Abhängigkeit von der Primärenergie und vom Einfallswinkel .	48

5.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Die Photoelektronendetektion mit einem Silizium-Sensor wird in diesem Kapitel unter Verwendung von Monte Carlo-Methoden quantitativ untersucht, um den eigentlichen Detektionsprozess zu verstehen. Hierbei wird die Pixelierung zunächst fortgelassen. Ihr Einfluss auf die Detektorantwort wird ausführlich in Kapitel 6 behandelt.

Sämtliche gezeigten Monte Carlo-Simulationen wurden mit dem Software-Werkzeug *GEANT4* durchgeführt. Ihre genaue Implementierung wird in Abschnitt A des Anhangs beschrieben.

5.1.1 Grundlagen

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie lässt sich mikroskopisch als die Wechselwirkung mit Atomkern und Elektronenhülle beschreiben. Derartige Prozesse finden während der Propagation des Elektrons durch den Sensor permanent statt, wodurch Energie kontinuierlich im Material deponiert wird und sich die Propagationsrichtung ändert. Sie lassen sich in Stoßprozesse und Bremsstrahlung unterteilen. Bremsstrahlung bezeichnet die Emission von Photonen durch eine beschleunigte Ladung, beispielsweise ein Elek-

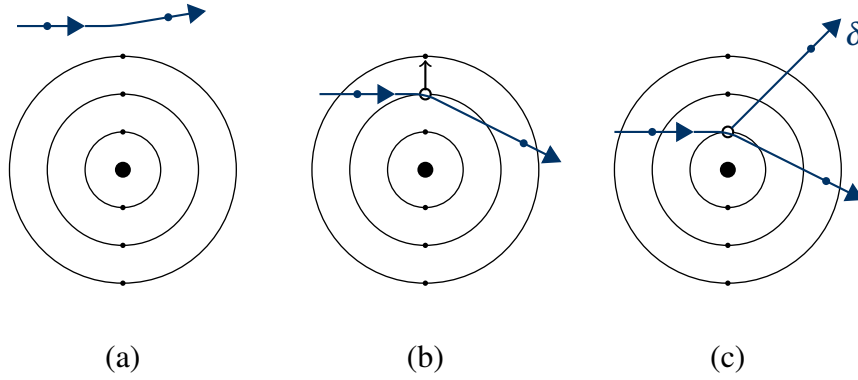


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung von Stoßwechselwirkungsprozessen eines Elektrons mit Elektronen der Atomhülle: (a) Elastische Streuung, (b) Anregung einer äußeren Schale und (c) Ionisation mit δ -Elektron (nach [Krieger04]).

tron im Coulomb-Feld des Atomkerns. Abb. 5.1 zeigt die relevanten Stoßprozesse. Bei elastischer Streuung unter großem Stoßparameter sind Energieverlust und Richtungsänderung des propagierenden Teilchens klein (a). Mit abnehmendem Stoßparameter kann ein Hüllenelektron in ein höheres Niveau angeregt (b) oder eine Schale ionisiert werden (c). Im letzten Fall spricht man von der Emission eines δ -Elektrons, auf das ein wesentlicher Teil der Energie des Primärelektrons übertragen werden kann [Krieger04, Jackson99].

5.1.2 Energieverlust

Der aufgrund von Stößen bzw. Bremsstrahlung stattfindende Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx wird als Stoßbremsvermögen S_{col} bzw. Strahlungsbremsvermögen S_{rad} bezeichnet. Das gesamte Bremsvermögen S_{tot} ist die Summe beider Beiträge, d.h.

$$S_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}}. \quad (5.1)$$

Stoß- und Strahlungsbremsvermögen können unter Verwendung der Quantenelektrodynamik berechnet werden und sind in der Literatur tabelliert [icr84, Seltzer85]. Die Werte von S_{col} bzw. S_{rad} sind stark energieabhängig, wie Abb. 5.2 für Silizium zeigt. Während S_{rad} bei Energien oberhalb von 1 MeV näherungsweise linear mit der Energie zunimmt, wächst S_{col} nur sehr langsam mit der Energie [Amsler08]. Für die durch $S_{\text{col}} = S_{\text{rad}}$ definierte kritische Energie E_C gilt nach Ref. [Berger64]

$$E_C = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2}. \quad (5.2)$$

Für Silizium mit Kernladungszahl $Z = 14$ ergibt sich $E_C \approx 53 \text{ MeV}$. Für kleinere Energien ist $S_{\text{col}} \gg S_{\text{rad}}$, sodass die Energiedeposition im für diese Arbeit relevanten Energiebereich bis 20 keV nahezu ausschließlich durch Stöße bestimmt wird.

Der geringe Beitrag der Strahlungsverluste wird durch die Simulationen bestätigt. Abb. 5.3 zeigt das simulierte Energiespektrum dN/dE_γ von Bremsstrahlungsfotonen in Silizium bei einer Elektronenenergie von 20 keV. Aufgrund der Erzeugungsschwelle

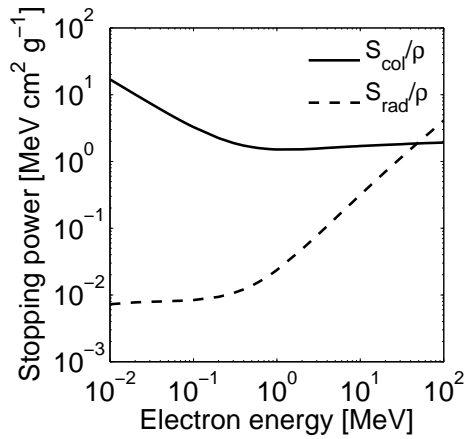


Abbildung 5.2: Auf die Massendichte ρ normiertes Stoßbremsvermögen S_{col}/ρ und Strahlungsbremsvermögen S_{rad}/ρ für Elektronen in Silizium [Berger05].

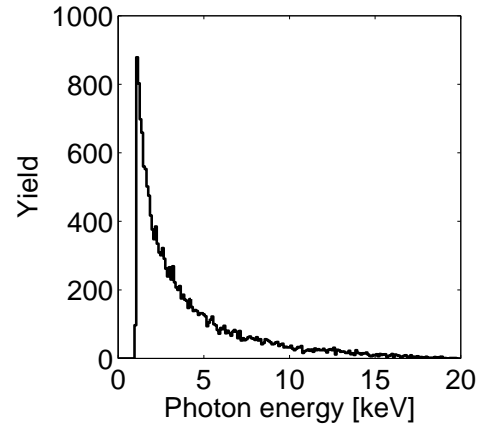


Abbildung 5.3: Simuliertes Energiespektrum dN/dE_γ der Bremsstrahlungsphotonen für eine Elektronenenergie $E_0 = 20$ keV (Binbreite 0,1 keV, Simulation mit 10^7 Elektronen).

in *GEANT4* (vgl. Abschnitt A.3) endet die Kurve bei 990 eV. Die Wahrscheinlichkeit, ein Bremsstrahlungsphoton im Energiebereich $5\text{ keV} \leq E_\gamma \leq 20\text{ keV}$ zu erhalten, beträgt $24 \cdot 10^{-6}$.

5.2 Theorie der Signalentstehung

Der mit dem Timepix-Detektor über Lötperlen verbundene Sensor ist aus einem Silizium-Wafer hergestellt (vgl. Abschnitt 3.2 für mehr Details zum Aufbau des Detektors). Es handelt sich damit um kristallines Material von hoher Reinheit und definierter Orientierung. Während für die Behandlung der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie in Abschnitt 5.1 die Betrachtung *eines* Atoms genügt, ist die Gitterperiodizität essenziell für das Verständnis der Signalentstehung.

5.2.1 Grundprinzip

Im Silizium-Sensor entsteht durch Deposition der kinetischen Energie des einfallenden Photoelektrons eine Ladungsträgerwolke aus Elektron-Loch-Paaren. Mikroskopisch ist dieser Prozess als Anregung von Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband zu verstehen und entspricht dem Prinzip einer Ionisationskammer. Durch Trennung der Ladungsträgerpaare in einem äußeren elektrischen Feld und Messung des Stromes durch die Elektroden an der Rückseite des Sensors kann die Ladung der Wolke und damit die Energiedeposition bestimmt werden. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Lebensdauer der angeregten Ladungsträger und ihre Mobilität ausreichend hoch sind, sodass die Ladungsträger die Elektroden erreichen können.

5.2.2 Energiedeposition und Erzeugung von Ladungsträgerpaaren

Die Bandlücke von Silizium beträgt bei Raumtemperatur $E_{\text{gap}} = 1,12 \text{ eV}$. Sie ergibt sich aus der Bandstruktur als Energiedifferenz zwischen dem Valenzbandmaximum (VBM) am Γ -Punkt und dem Leitungsbandminimum (CBM) bei $\mathbf{k} \approx 0,8\overline{\Gamma X}$, d.h. in kristallographischer $[100]$ -Richtung. Man spricht von einer indirekten Bandlücke, da Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum im reziproken Raum nicht beim selben Wert des Kristallimpulses \mathbf{k} liegen [Sze81].

Bei einer Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband muss neben der Energie- auch die Impulserhaltung erfüllt werden. Dies geschieht durch Anregung von Phononen, d.h. Gitterschwingungen. Die Erzeugung eines Ladungsträgerpaares erfordert aus diesem Grund eine mittlere Anregungsenergie E_i , die größer als die bloße Bandlücke E_{gap} ist.

Für den Zusammenhang zwischen E_i und E_{gap} wurde für verschiedene Element- und Verbindungshalbleiter die Beziehung

$$E_i \approx 2,8 \cdot E_{\text{gap}} + 0,6 \text{ eV} \quad (5.3)$$

und speziell für Silizium der Wert $E_i = 3,6 \text{ eV}$ angegeben [Owens04]. Bei einer Energiedeposition E beträgt die mittlere Anzahl erzeugter Ladungsträgerpaare N damit

$$N = \frac{E}{E_i}. \quad (5.4)$$

Aufgrund der Anregung von Phononen ist die Standardabweichung σ_N der Anzahl erzeugter Ladungsträgerpaare N geringer als für ein gewöhnliches Zählexperiment. Dies wird durch den Fano-Faktor $F < 1$ ausgedrückt, mit dem sich die Standardabweichung zu

$$\sigma_N = \sqrt{FN} \quad (5.5)$$

ergibt [Fano47]. Aus Kombination der Gln. 5.4 und 5.5 folgt für die intrinsische Energieauflösung

$$\sigma_E = E_i \cdot \sigma_N = \sqrt{FEE_i}, \quad (5.6)$$

was mit $E = 20 \text{ keV}$ und dem Literaturwert des Fano-Faktor für Silizium von $F = 0,1$ eine Energieauflösung $\sigma_E \approx 85 \text{ eV}$, d.h. $\sigma_E/E \approx 4 \cdot 10^{-3}$ liefert [Spieler05]. Wie sich in folgenden Abschnitten zeigen wird, ist die Energieauflösung der Photoelektronendetektion im relevanten Energiebereich nicht durch das Fano-Rauschen begrenzt.

5.2.3 Trennung der Ladungsträgerpaare im elektrischen Feld

Zur räumlichen Trennung der erzeugten Ladungsträgerpaare liegt eine Spannung über dem Sensor an. Die Fremdatomdotierung des für Sensoren verwendeten Materials ist zwar mit typischerweise 10^{12} cm^{-3} vergleichsweise gering, dennoch würden ionisierte Dotieratome bei Raumtemperatur zu einem erheblichen Gleichstrom durch den Sensor führen. Aus diesem Grund wird der Sensor als in Sperrrichtung betriebener pn-Übergang ausgeführt.

In Abb. 5.4 ist schematisch ein Querschnitt durch die Geometrie des auf dem Timepix-Detektor eingesetzten Sensors gezeigt. Der pn-Übergang wird zwischen den p^+ -

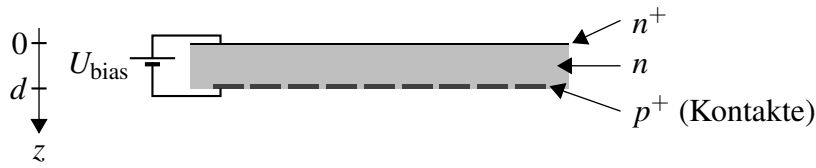


Abbildung 5.4: Aufbau des Sensors, der als pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben wird.

Kontakten auf der dem ASIC zugewandten Seite und dem n -dotierten Volumen realisiert. Besitzt die von außen angelegte Spannung U_{bias} die gezeigte Polarität, wird der pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben und Löcher driften zu den Kontakten [Llopart07a]. Da sich die Dotierungen N_D bzw. N_A des Sensorvolumens bzw. der Kontakte um typischerweise zwei Größenordnungen unterscheiden, kann die Ausdehnung der Verarmungszone in den p^+ -Bereich vernachlässigt werden. Ihre Breite ist von der angelegten Sperrspannung U_{bias} abhängig und kann nach Ref. [Spieler05] zu

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{\text{rel}}(U_{\text{bias}} + U_i)}{eN_D}} \quad (5.7)$$

berechnet werden. U_i bezeichnet die intrinsische Bandverbiegung des pn-Übergangs, die bei Raumtemperatur typischerweise einige Hundert mV beträgt und daher in der Rechnung vernachlässigt werden kann. Die Breite der Verarmungszone wird somit quasi vollständig durch die von außen angelegte Spannung bestimmt. Als Verarmungsspannung U_d wird diejenige Spannung definiert, bei der die Breite der Verarmungszone w der Dicke der Sensorschicht d entspricht. Sie berechnet sich nach Ref. [Spieler05] zu

$$U_d = \frac{eN_D d^2}{2\epsilon_0\epsilon_{\text{rel}}} \quad (5.8)$$

und ist bei der Wahl der Vorspannung U_{bias} zu berücksichtigen. Abhängig von U_{bias} können drei Situationen unterschieden werden:

- Für $U_{\text{bias}} < U_d$ ist nur ein Teil des Sensors verarmt, insbesondere ist eine Schicht der Dicke $d - w$ auf der dem ASIC abgewandten Seite des Sensors feldfrei (vgl. Abb. 5.5a). Dort entstehende Ladungsträgerpaare werden nicht räumlich getrennt und tragen deshalb nicht zum messbaren Signal bei.
- Für $U_{\text{bias}} = U_d$ (vgl. Abb. 5.5b) ist der Sensor gerade vollständig verarmt und alle Ladungsträgerpaare tragen unabhängig von ihrem Entstehungsort zum Signal bei.
- Für $U_{\text{bias}} > U_d$ (vgl. Abb. 5.5c) verschiebt sich die Kurve zu höheren Feldstärkebeiträgen. Dies entspricht einem gewöhnlichen Plattenkondensator mit Dielektrikum, da oberhalb der Verarmungsspannung keine mobilen Ladungsträger mehr vorliegen.

Hiermit ist klar, dass die Sensitivität des Sensors von der Vorspannung U_{bias} abhängt. Dies trifft insbesondere dann zu, wenn das Energiedepositionsprofil eine starke Tiefenabhängigkeit aufweist. Im folgenden Abschnitt wird dies quantitativ für Photoelektronen untersucht.

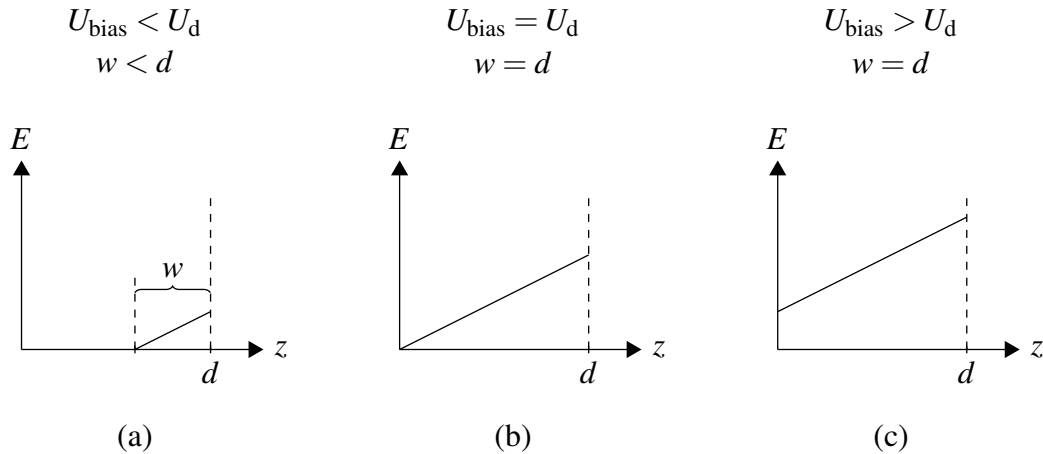


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der z -Komponente des elektrischen Feldes E_z für verschiedene Vorspannungen U_{bias} (vgl. Abb. 5.4 für die Definition der z -Richtung). Die Verarmungszone erstreckt sich für $U_{\text{bias}} \geq U_d$ über den gesamten Sensor. Der Einfluss der endlichen Elektrodengröße auf das elektrische Feld nahe der Kontakte ist nicht berücksichtigt.

5.3 Photoelektronendetektion mit einem Silizium-Sensor

Die räumliche Struktur der Energiedeposition und das Energieantwortspektrum ohne Einfluss der Pixelierung lassen sich durch Simulation eines kontinuierlichen Silizium-Sensors bestimmen. Anschaulich beschreibt diese Modellierung einen Detektor, in dem alle Photoelektronen durch die Elektronenoptik auf eine einzelne Silizium-Diode, d.h. in anderen Worten einen Ein-Kanal-Detektor, fokussiert werden. Derartige hybride Photonen-detektoren wurden vor der Entwicklung leistungsfähiger Pixeldetektoren konzipiert [D'Ambrosio94].

5.3.1 Räumliche Struktur der Energiedeposition

In das Material eindringende Photoelektronen beschreiben einen Pfad, dessen Richtung zunächst nur gering von der Einfallsrichtung abweicht. Mit abnehmender Energie wächst das Bremsvermögen (vgl. Abb. 5.2) und die Streuwinkel werden größer, d.h. die erzeugte Ladungswolke verbreitert sich lateral. Das Verständnis der räumlichen Struktur der Energiedeposition ist essenziell für die Beschreibung des Einflusses der Pixelierung, der in Kapitel 6 erörtert wird.

In der Simulation wird die räumliche Struktur aus den diskreten Stützstellen der gerechneten Elektronenpfade abgeleitet. Eindringtiefe und Energiedeposition im Sensor sind im linken Teil von Abb. 5.6 farbcodiert für Photoelektronen der Energie $E_0 = 20\text{keV}$ und senkrechtem Einfall, d.h. $\theta = 0^\circ$, gezeigt. Man beachte die logarithmische Farbskala. Die Einträge in der obersten Zeile der zweidimensionalen Darstellung entsprechen vollständiger Deposition der Primärenergie im Sensor. Ihre Wahrscheinlichkeit beträgt 86 %. Ein Schnitt durch diese Zeile ist rechts oben in Abb. 5.6 dargestellt und zeigt die Verteilung der maximalen Eindringtiefe der gerechneten Pfade. Ihr Mittelwert kann als mittlere Eindringtiefe eines Photoelektrons bei vollständiger Energiedeposition im Sensor inter-

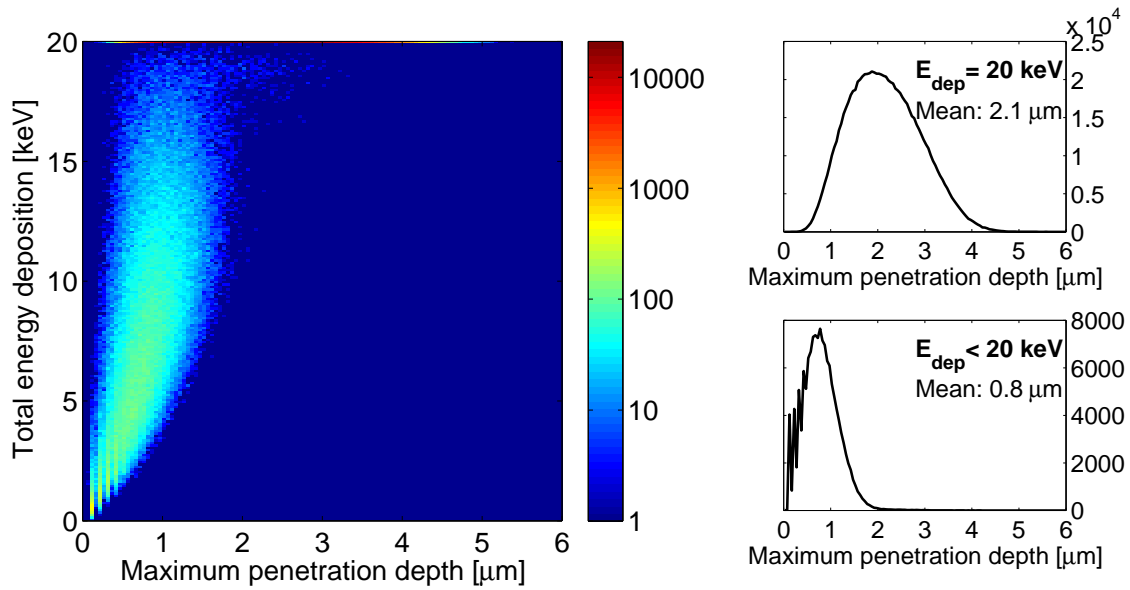


Abbildung 5.6: Eindringtiefe und Energiedeposition für Photoelektronen der Primärenergie $E_0 = 20 \text{ keV}$ (Binbreite 0,05 μm bzw. 0,1 keV, 10^6 Primärelektronen, log. Farbskala). Die Verteilungen im rechten Teil beschreiben die maximale Eindringtiefe nicht-rückgestreuter (oben) bzw. rückgestreuter (unten) Photoelektronen.

pretiert werden und beträgt 2,1 μm. Bei einer für die Timepix-Standardkonfiguration üblichen Sensordicke von 300 μm bedeutet dies, dass die Transmissionswahrscheinlichkeit für Photoelektronen der Primärenergie $E_0 = 20 \text{ keV}$ verschwindet und die Energiedeposition in einem sehr dünnen Teil des Sensors stattfindet. Diese Erkenntnis ist zentral für die Optimierung des Sensors, wie in Abschnitt 8.2 behandelt werden wird.

Alle übrigen Einträge der zweidimensionalen Darstellung entsprechen einer nur teilweisen Deposition der Primärenergie im Sensor, die durch die Rückstreuung einfallender Photoelektronen verursacht wird (zur Rolle von Fluoreszenzen siehe Abschnitt 5.3.2). Ihre Wahrscheinlichkeit beträgt 14 %. Ältere experimentelle Daten geben ca. 17 % an [Darlington75]. Die mittlere Eindringtiefe rückgestreuter Photoelektronen beträgt 0,8 μm, wie aus der Verteilung rechts unten in Abb. 5.6 entnommen werden kann. Die Kurvenstruktur für Eindringtiefen $\lesssim 500 \text{ nm}$ ist Konsequenz der diskreten Schrittweite des Elektronentransportalgorithmus.

5.3.2 Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz

Aufgrund der Energieerhaltung gilt für die im Sensor deponierte Energie $E \leq E_0$. Das Ungleichheitszeichen berücksichtigt Elektronenrückstreuung und in geringem Umfang Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsphotonen, die den Sensor verlassen. Die auf eins normierte Verteilungsfunktion $R_{E_0}^{(1)}(E)$ wird als Energieantwortfunktion für *ein* Photoelektron bezeichnet und kann als Wahrscheinlichkeitsdichte dafür interpretiert werden, bei einer Primärenergie E_0 eine Energiedeposition im Intervall $[E; E + dE]$ zu erhalten. Abb. 5.7 zeigt die simulierte Energieantwortfunktion für $E_0 = 20 \text{ keV}$ und $\theta = 0^\circ$ und entspricht der zeilenweisen Projektion der Farbdarstellung von Abb. 5.6 auf die Energieachse, d.h.

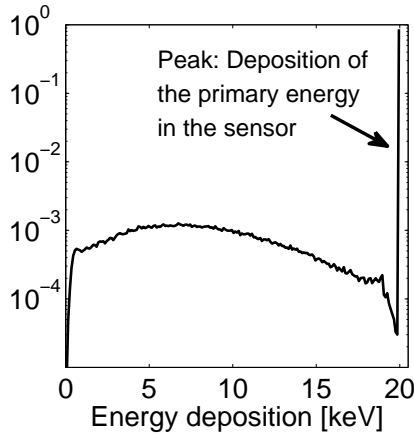


Abbildung 5.7: Energieantwortfunktion für ein Elektron mit $E_0 = 20\text{ keV}$ und $\theta = 0^\circ$ (Binbreite 0,1 keV, 10^6 Primärelektronen, Totschicht 0 nm, log. Skala).

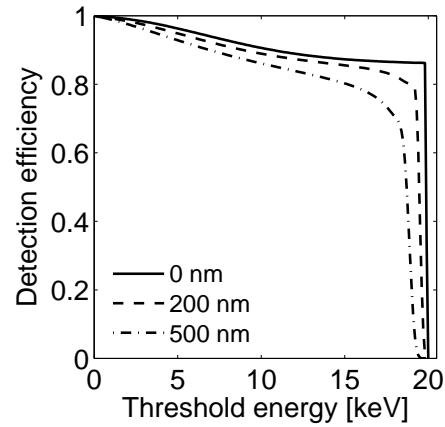


Abbildung 5.8: Aus der Energieantwortfunktion für verschiedene Totschichtdicken abgeleitete Detektionseffizienz ε in Abhängigkeit von der Detektorschwelle.

auf die Ordinate. Man beachte die logarithmische Darstellung. Das Maximum bei der Primärenergie entspricht den Elektronen, die ihre Energie vollständig im Sensor deponieren. Ein zählender Detektor wie der Timepix-Detektor vergleicht die deponierte Energie E mit einer einstellbaren Energieschwelle E_{THL} und inkrementiert den Zähler bzw. bestimmt die Zeitmarke für das Ereignis nur dann, wenn $E > E_{\text{THL}}$ ist. Als Detektionseffizienz ε wird die Wahrscheinlichkeit für die Detektion eines Photoelektrons der Primärenergie E_0 definiert. Da die Energieantwortfunktion für $E < E_0$ nicht verschwindet, hängt die Detektionseffizienz von der Wahl der Energieschwelle E_{THL} ab und ergibt sich durch Integration der Energieantwortfunktion:

$$\varepsilon(E_{\text{THL}}) = \int_{E_{\text{THL}}}^{E_0} R_{E_0}^{(1)}(E') dE'. \quad (5.9)$$

Abb. 5.8 zeigt $\varepsilon(E_{\text{THL}})$ für verschiedene Totschichtdicken. In der Totschicht deponierte Ladungsträgerpaare tragen nicht zum messbaren Signal bei. Dadurch nimmt die mittlere Energiedeposition im Sensor ab, gleichzeitig verbreitert sich das Maximum bei der Primärenergie. Die Dicke wird für den Timepix-Detektor den Herstellerangaben entsprechend mit 200 nm angesetzt, was einen mittleren Energieverlust von 700 eV in der Totschicht bedeutet. Der relativ flache Verlauf der Detektionseffizienz über einen weiten Energiebereich ist Konsequenz des Maximums der Energieantwortfunktion bei der Primärenergie E_0 . Bei Totschichtdicken von 200 nm ist die Detektionseffizienz für Schwellen $E_{\text{THL}} \lesssim 18\text{ keV}$ höher als 80 %.

5.3.3 Energieantwort auf mehrere Photoelektronen

Klassische Photomultiplier erlauben nach Abschnitt 2.2.1 aufgrund von Fluktuationen des Vervielfachungsfaktors insbesondere an den Dynoden üblicherweise keine klare Identi-

fizierung von Ereignissen mit mehr als einem Photon. Das HPD-Konzept stellt in diesem Kontext eine erhebliche Verbesserung dar, da die Signalverstärkung in einem Schritt, nämlich der Beschleunigung des Photoelektrons im elektrischen Feld zwischen Photokathode und Sensor, erzielt wird.

Aus der Energieantwortfunktion für *ein* Photoelektron $R_{E_0}^{(1)}(E)$ lässt sich das hohe Auflösungsvermögen für Mehr-Photonen-Ereignisse begründen. Die Energieantwortfunktion für *zwei* Photoelektronen $R_{E_0}^{(2)}(E)$ ergibt sich durch Faltung der Energieantwortfunktion für *ein* Photoelektron $R_{E_0}^{(1)}(E)$ mit sich selbst, d.h.

$$R_{E_0}^{(2)}(E) = R_{E_0}^{(1)} \otimes R_{E_0}^{(1)} = \int R_{E_0}^{(1)}(E') R_{E_0}^{(1)}(E - E') dE'. \quad (5.10)$$

Anschaulich drückt die Faltung aus, dass der Energiedepositionsprozess jedes einzelnen Photoelektrons unabhängig abläuft und der Energieantwortfunktion $R_{E_0}^{(1)}(E)$ gehorcht. Allgemein ergibt sich die Energieantwort $R_{E_0}^{(n)}(E)$ auf $n \geq 2$ Photoelektronen rekursiv durch die Faltung

$$R_{E_0}^{(n)}(E) = R_{E_0}^{(n-1)} \otimes R_{E_0}^{(1)}. \quad (5.11)$$

In älteren Arbeiten wurde ein heuristischer Ansatz für die Energieantwortfunktion gewählt, indem für die Rückstreurrate ein experimentell bestimmter Wert eingesetzt wurde [D'Ambrosio00]. Mit den in Abschnitt 5.3.2 bestimmten Energieantwortfunktionen kann die Betrachtung unabhängig vom Experiment durchgeführt werden.

In Abb. 5.9 sind die nach den Gln. 5.10 und 5.11 bestimmten Energieantwortfunktionen für 1, 2 und 3 Photoelektronen bei einer Totschichtdicke von 200 nm gezeigt. Die Maxima für die vollständige Energiedeposition durch n Photoelektronen sind auch für $n > 1$ klar ausgeprägt. Ihre Energiebreite σ_n wächst aufgrund der Faltung lediglich mit der Wurzel, d.h. $\sigma_n \approx \sqrt{n}\sigma_1$. Für die gerechnete Totschicht von 200 nm ist $\sigma_1 \approx 0,22$ keV, woraus die

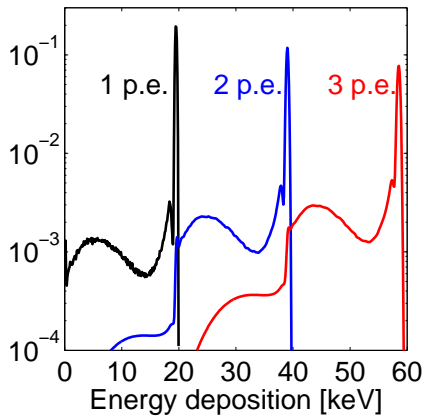


Abbildung 5.9: Durch rekursive Faltung bestimmte Energieantwortfunktionen für 1, 2 und 3 Photoelektronen mit $E_0 = 20$ keV, $\theta = 0^\circ$ und Totschicht 200 nm (Binbreite 0,1 keV, log. Skala).

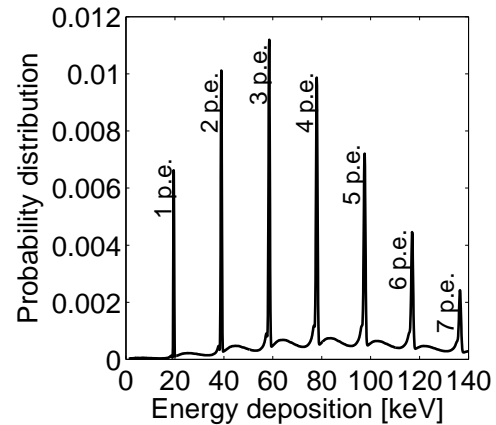


Abbildung 5.10: Simuliertes Pulshöhenspektrum für Photoelektronen, die einer Poissonverteilung mit $\nu = 5$ gehorchen (Totschicht 200 nm).

hohe Energieauflösung ersichtlich wird.

Das im Experiment bei statistischer Beleuchtung mit wenigen Photoelektronen pro Datenaufnahme messbare Pulshöhenspektrum folgt unmittelbar aus den Antwortfunktionen. Geht man von einer Poissonverteilung

$$f(m, \nu) = \frac{\nu^m \exp(-\nu)}{m!} \quad (5.12)$$

mit dem Erwartungswert ν für die Anzahl der Photoelektronen m in einer Messung aus, errechnet sich das Pulshöhenspektrum zu

$$\sum_{m=1}^{\infty} R_{E_0}^{(m)}(E) \cdot f(m, \nu). \quad (5.13)$$

In Abb. 5.10 ist das Ergebnis für $\nu = 5$ gezeigt. Man beachte die klare Trennung der Maxima, die der vollständigen Energiedeposition durch 1, 2, usw. Photoelektronen entsprechen. Die Plateaus zwischen den Maxima sind durch die Rückstreuung verursacht und reduzieren das Signal-Rausch-Verhältnis. Für einen realen Detektor ist das Pulshöhenspektrum noch mit Elektronikrauschen der Größenordnung $\sigma_{el} \lesssim 1$ keV der Ausleselektronik zu falten, was die Maxima leicht verbreitert und das Signal-Rausch-Verhältnis reduziert.

5.3.4 Abhängigkeit von der Primärenergie und vom Einfallswinkel

In Abb. 5.11 ist die Energieantwortfunktion $R_{E_0}^{(1)}(E)$ für verschiedene Primärenergien $8 \text{ keV} \leq E_0 \leq 20 \text{ keV}$ gezeigt. Ihr Verlauf zeigt abgesehen von der Reskalierung längs der Energieachse eine geringe Abhängigkeit von der Primärenergie. Die Rückstreurrate ist über den Energiebereich nahezu konstant. Der Verlauf der mittleren Eindringtiefe ist in

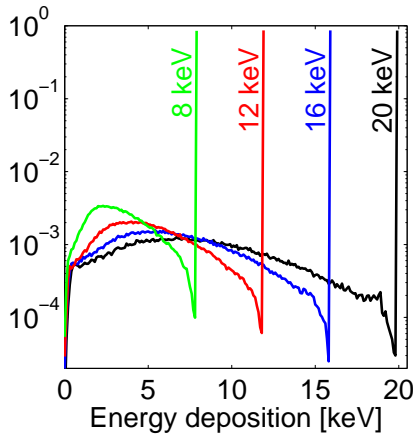


Abbildung 5.11: Abhängigkeit der Energieantwortfunktion von der Primärenergie zwischen 8 und 20 keV bei Einfallswinkel 0° gegen die Normale (Binbreite 0,1 keV, Statistik 10^6 , log. Skala).

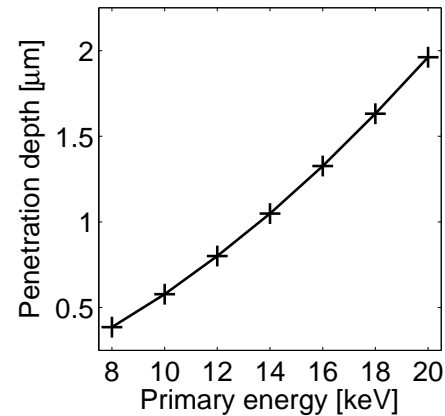


Abbildung 5.12: Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Primärenergie zwischen 8 und 20 keV bei Einfallswinkel 0° gegen die Normale.

Abb. 5.12 gezeigt.

Hinsichtlich des Einfallswinkels gegen die Normale wurde in Abschnitt 4.4.7 gezeigt, dass der relevante Wertebereich bei Verwendung der optimierten, invertierenden Geometrie Einfallswinkel bis 10° umfasst. Aus $\cos(10^\circ) \approx 0,985$ folgt, dass nur sehr geringe Abweichungen bei der Eindringtiefe zu erwarten sind. Analog dazu skaliert die effektive Totschichtdicke mit dem Faktor $1/\cos(10^\circ) \approx 1,015$, was vernachlässigt werden kann. In den folgenden Betrachtungen wird daher stets mit senkrecht auftreffenden Photoelektronen gerechnet.

Kapitel 6

Einfluss der pixelierten Detektorstruktur

Inhalt

6.1	Problemstellung	51
6.2	Konsequenzen für die Signalentstehung	52
6.2.1	Das elektrische Feld im pixelierten Sensor	52
6.2.2	Diffusion	53
6.2.3	Repulsion	54
6.2.4	Effektiver Diffusionsradius	55
6.3	Energieantwort eines Pixels	56
6.3.1	Verteilung der Ladungsträgerwolke über benachbarte Pixel	56
6.3.2	Implementierung in die Simulation	57
6.3.3	Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz	57
6.4	Multiplizitätsanalyse	58
6.4.1	Methodik	58
6.4.2	Detektionseffizienz	59
6.4.3	Multiplizitäten und detektierbare Quanteneffizienz (DQE)	60
6.5	Ortsauflösung	60
6.5.1	Methodik	61
6.5.2	Effektive Pixelgröße für Einzelpixelcluster	61
6.5.3	Effektive Pixelgröße für Zweipixelcluster	62
6.5.4	Von der effektiven Pixelgröße zur Ortsauflösung	63
6.5.5	Beurteilung	63
6.6	Detektion von Photoelektronen und Röntgenphotonen im Vergleich	64

6.1 Problemstellung

Der Übergang von einem homogenen, ausgedehnten Sensor zu einer pixelierten Detektorstruktur impliziert einerseits eine hohe Anzahl parallel arbeitender und von Fertigungstoleranzen abgesehen identischer Kanäle, andererseits eine Diskretisierung des kontinuierlichen Sensors. Zwar hat die Pixelierung auf die eigentliche Energiedeposition im Sensor keinen Einfluss, da sie lediglich auf dessen Unterseite in Form der Pixelelektroden existiert.

tiert. Durch die Diskretisierung ergeben sich allerdings Effekte wie die Ladungsverteilung über mehrere benachbarte Pixel, die die Detektorantwort stark beeinflussen.

6.2 Konsequenzen für die Signalentstehung

In Abschnitt 5.2 wurde die Signalentstehung im Sensor erläutert. Ohne Pixelierung ist die laterale Struktur des Signals nicht von Bedeutung, denn der Detektor arbeitet räumlich integrierend. Insbesondere ist die Energieantwortfunktion abgesehen vom Detektorrand unabhängig vom Auftreffort eines Photoelektrons.

Bei einem pixelierten Detektor trifft dies nicht mehr zu und die Energieantwort eines Pixels hängt vom Auftreffort des Photoelektrons relativ zu den Pixelkanten ab. Ursache dieses Effekts sind Diffusion und gegenseitige Repulsion der durch den Sensor driftenden Ladungsträger.

6.2.1 Das elektrische Feld im pixelierten Sensor

Der schematisch in Abb. 5.4 gezeigte Verlauf des elektrischen Feldes im Sensor berücksichtigt nicht die Elektrodengröße, die kleiner als die Pixelgröße ist. Der mit dem Timepix-Detektor verwendete Sensor besitzt quadratische Elektroden der Kantenlänge $24,7 \mu\text{m}$, wodurch sich bei einem Pixelraster von $55 \mu\text{m}$ Abweichungen des Feldverlaufs nahe der Elektroden ergeben.

In Abb. 6.1 sind äquidistante Konturlinien des elektrostatischen Potentials sowie Feldlinien des elektrischen Feldes gezeichnet. Sie wurden mit dem Softwarepaket COMSOL unter Verwendung von Finite-Elemente-Methoden für die Timepix-Sensorgeometrie berechnet [Kreiser06]. Weit entfernt von den Elektroden entspricht das Feld dem eines Plattenkondensators. Nahe der Elektroden sind die Äquipotenziallinien um die Elektroden gebogen und die auf ihnen senkrecht stehenden Feldlinien werden zusammengeschnürt.

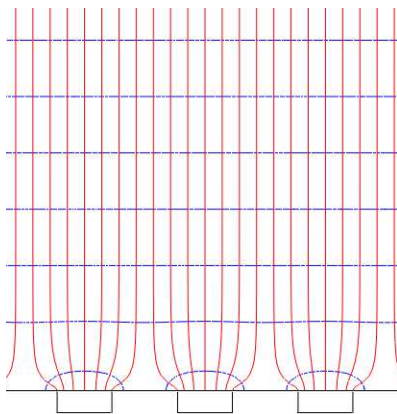


Abbildung 6.1: Äquipotenziallinien (blau) und elektrische Feldlinien (rot) nahe der Pixelelektroden, Rechnung von Björn Kreiser [Kreiser06].

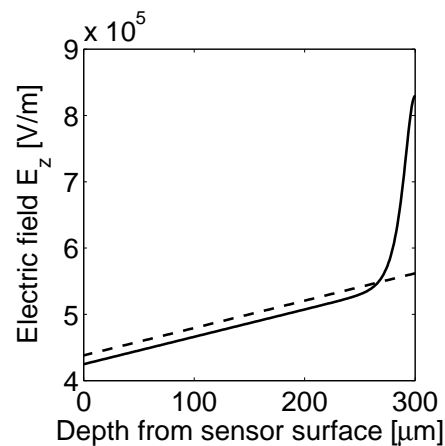


Abbildung 6.2: Elektrische Feldstärke E_z im Sensor mit (durchgezogen) bzw. ohne (gestrichelt) Berücksichtigung der endlichen Elektrodengröße, Rechnung von Björn Kreiser.

Der Einfluss der Pixelierung äußert sich durch eine Überhöhung der elektrischen Feldstärke nahe der Elektroden. Dies ist in Abb. 6.2 gezeigt, in der die Feldstärke oberhalb der Mitte der Pixelelektrode als Funktion des Abstands von dieser aufgetragen ist.

Die genaue Kenntnis des Feldverlaufs ist für die Bestimmung der Driftzeit erforderlich. Unter Verwendung der von der Feldstärke \mathbf{E} gemäß $\mathbf{v} = \mu(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}$ abhängigen Driftgeschwindigkeit kann sie zu

$$t_{\text{Drift}}(z_0) = \int_{s(z_0)}^{s(d)} \frac{ds}{|\mathbf{v}|} = \int_{s(z_0)}^{s(d)} \frac{ds}{\mu(\mathbf{E}) \cdot |\mathbf{E}|} \quad (6.1)$$

bestimmt werden. Die Integrationsvariable s beschreibt den Driftweg vom Erzeugungsort bis zur Elektrode. Durch die Abhängigkeit der Mobilität μ von der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} wird die Existenz einer Sättigungsgeschwindigkeit für hohe Feldstärken (in Silizium relevant für $|\mathbf{E}| \gtrsim 10^5 \text{ V/m}$) berücksichtigt [Sze81].

In Abschnitt 2.3.1 von Ref. [Korn07a] ist die Driftzeit als Funktion des Driftweges angegeben. Aufgrund der in Abschnitt 5.3.1 gezeigten Tatsache, dass die kinetische Energie von 20 keV-Photoelektronen vollständig innerhalb der obersten $\lesssim 5 \mu\text{m}$ des Sensors deponiert wird, kann die Driftstrecke gleich der Sensordicke gesetzt und für Löcher eine Driftzeit von 22 ns angegeben werden.

Die endliche Driftzeit führt einerseits zu einer globalen Verspätung des Signals an den Pixelelektroden, andererseits verändert sich während des Driftprozesses auch die räumliche Struktur der Ladungsträgerwolke.

6.2.2 Diffusion

Im an mobilen Ladungsträgern verarmten Sensor stellen die durch Energiedeposition eines Photoelektrons entstandenen Ladungsträgerwolken aus Elektronen bzw. Löchern jeweils einen Konzentrationsgradienten dar. Dieser wird durch Diffusion abgebaut, die Ladungsträgerverteilungen dehnen sich dabei räumlich aus. Der Prozess wird durch die allgemeine Diffusionsgleichung (2. Fick'sches Gesetz) beschrieben [Vogel99]. Für eine Ladungsträgerdichte $q(\mathbf{r}, t)$ lautet diese

$$\Delta q(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial q(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (6.2)$$

und besitzt in drei Dimensionen die Fundamentallösung

$$q(\mathbf{r}, t) = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{mit} \quad \sigma = \sigma(t) = \sqrt{2Dt}. \quad (6.3)$$

Aus Gl. 6.3 folgt, dass für eine Delta-Anregung die Gauß'sche Breite nach der Zeit t den Wert $\sigma(t) = \sqrt{2Dt}$ annimmt. Die Diffusionskonstante D ist vom Material abhängig und für den Halbleiter gemäß der Einstein-Beziehung

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (6.4)$$

an die Mobilität gekoppelt. Im Halbleiter besitzen Elektronen bzw. Löcher unterschiedliche Mobilitäten μ_e bzw. μ_h und daher auch verschiedene Diffusionskonstanten D_e bzw.

D_h . In Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes werden diese ersetzt durch die ambipolare Diffusionskonstante

$$D_a = \frac{2D_e D_h}{D_e + D_h}. \quad (6.5)$$

Die Diffusion beider Ladungsträgertypen findet dann mit derselben Diffusionskonstanten D_a statt, sodass die bei $t = 0$ insgesamt neutrale Ladungswolke auch für endliche Zeiten neutral bleibt. Dies ist die Konsequenz der Coulomb-Anziehung zwischen positiven und negativen Ladungsträgern.

Die Situation ändert sich bei Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes. Das in Abschnitt 5.2.3 beschriebene Feld im Sensor des Detektors sorgt für eine schnelle räumliche Trennung von Elektronen und Löchern. Wird über dem 300 μm dicken Sensor eine Spannung von 150 V angelegt, liegt die mittlere Feldstärke bei $5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ (vgl. Abb. 6.2). Aus dem Coulomb-Gesetz folgt, dass schon in einem Abstand von $d = 10 \mu\text{m}$ das elektrische Feld der zu einer Energiedeposition von 20 keV gehörenden Ladungsträgerwolke aus N Ladungsträgern lediglich den Betrag $|E| = Ne / (4\pi\epsilon\epsilon_0 d^2) \approx 7 \cdot 10^3 \text{ V/m}$ besitzt.

Daraus folgt, dass der Einfluss der Ladungsträgerwolke entgegengesetzten Vorzeichens nach der Trennung durch das äußere elektrische Feld vernachlässigbar ist. Die diffusive Verbreiterung der in Richtung der Pixelelektroden driftenden Ladungsträgerwolke, beim verwendeten Timepix-Detektor mit Silizium-Sensor also der Löcherwolke, wird allein durch die Diffusionskonstante D_h dieser Ladungsträger bestimmt.

6.2.3 Repulsion

Die im vorhergehenden Abschnitt begründete Verbreiterung der Ladungswolke durch Diffusion ist ein Prozess, der nur durch den Gradienten der Teilchendichte getrieben wird. Dabei bleibt die elektrische Ladung der Elektronen bzw. Löcher unberücksichtigt. In Ref. [Gatti87] wird beschrieben, wie die Coulomb-Repulsion innerhalb der in Richtung der Pixelelektroden driftenden Ladungsträgerwolke zu einer stärkeren als rein diffusiven Verbreiterung führt. Der Effekt ist für hohe Ladungsträgerdichten relevant und wurde für die Detektion von Röntgenstrahlung mit dem Medipix-Detektor nachgewiesen [Korn07a]. Zur Berücksichtigung der Geometrie der Energiedeposition im Sensor wurden dabei ein zylindrisches und ein sphärisches Modell verwendet. Die zylindrische Modellierung wird für den Teil der Elektronenspur nach Eintritt in das Sensormaterial angewendet, in dem das Bremsvermögen vergleichsweise gering ist. Die sphärische Modellierung beschreibt das Ende der Spur. Der Übergang zwischen den Modellen wurde durch Vergleich der jeweils zu erwartenden Repulsionsradien gewählt.

In dieser Arbeit wird aufgrund der geringeren Primärenergie $E_0 \leq 20 \text{ keV}$ ausschließlich das sphärische Modell verwendet. Dies ist kompatibel mit dem in Ref. [Korn07a] zugrunde gelegten Wechselkriterium. Ausgehend von einer radialen Ladungsträgerdichte $q(r) = Ne\delta(r - r_0)$, d.h. N Ladungsträgern in einem Punkt, beträgt der Repulsionsradius r_{rep} dann

$$r_{\text{rep}} = \sqrt[3]{\frac{3\mu}{4\pi\epsilon\epsilon_0} e N t_{\text{Drift}}} \quad (6.6)$$

und beschreibt eine Kugel homogener Ladungsdichte, die nach der Zeit t_{Drift} aus der ursprünglich lokalisierten Ladungsdichte entstanden ist. Die 1D-Standardabweichung

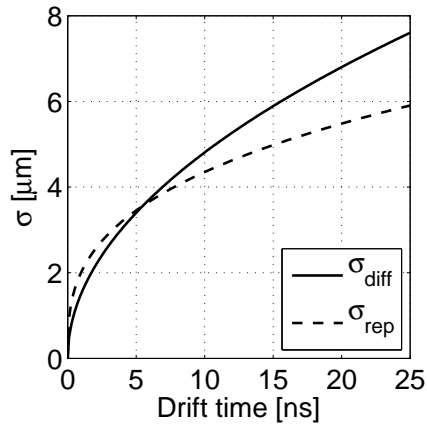


Abbildung 6.3: Diffusions- und Repulsionsradien (jeweils σ) einer Löcherwolke in Silizium als Funktion der Driftzeit für eine Energiedeposition von 20 keV.

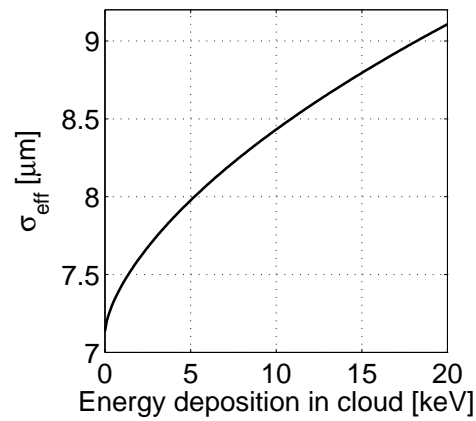


Abbildung 6.4: Abhängigkeit des effektiven Diffusionsradius einer Löcherwolke in Silizium als Funktion der Energiedeposition für eine Driftzeit von 22 ns.

$\sigma_{\text{rep}} = r_{\text{rep}}/\sqrt{5}$ dieser Kugel wird in Abb. 6.3 mit der Breite der diffusiven Verbreiterung aus Abschnitt 6.2.2 verglichen. Aufgrund der Driftzeitabhängigkeit der Repulsion $\propto t_{\text{Drift}}^{1/3}$ verglichen mit der der diffusiven Verbreiterung $\propto t_{\text{Drift}}^{1/2}$ (vgl. Gl. 6.3) nimmt der relative Einfluss des Effekts bei höheren Driftzeiten ab. Bei $t_{\text{Drift}} = 6\text{ ns}$ tragen Diffusion und Repulsion in gleichem Umfang bei. Dies entspricht einem Entstehungsort $110\text{ }\mu\text{m}$ oberhalb der Pixelelektrode. Für längere Driftzeiten wie im Fall der Photoelektronendetektion dominiert die diffusive Verbreiterung.

6.2.4 Effektiver Diffusionsradius

Da laut Abschnitt 5.3.1 die Energiedeposition von Photoelektronen der Energie 20 keV innerhalb der ersten μm nach Eindringen in den Sensor stattfindet, kann die Driftzeit konstant mit 22 ns angesetzt und ein effektiver Diffusionsradius σ_{eff} angegeben werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass Diffusion (vgl. Abschnitt 6.2.2) und Repulsion (vgl. Abschnitt 6.2.3) unabhängig voneinander zur Verbreiterung der Ladungswolke beitragen, sodass

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = \sigma_{\text{diff}}^2 + \sigma_{\text{rep}}^2 \quad (6.7)$$

gilt. Aufgrund der Abhängigkeit des Repulsionsradius von der Größe der Ladungswolke verbleibt bei fester Driftzeit eine schwache Abhängigkeit des effektiven Diffusionsradius von der Energiedeposition in der Ladungswolke. Dies ist in Abb. 6.4 für eine Löcherwolke in Silizium und eine Driftzeit von 22 ns gezeigt. Angewendet auf den Timepix-Detektor mit einem $300\text{ }\mu\text{m}$ dicken Silizium-Sensor bedeutet dies, dass bei vollständiger Deposition der Energie eines 20 keV-Photoelektrons der effektive Diffusionsradius $9,1\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, d.h. verglichen mit rein Fick'scher Diffusion um einen Faktor 1,28 höher liegt.

6.3 Energieantwort eines Pixels

Die in Abschnitt 5.3.2 abgeleitete Energieantwortfunktion bezieht sich auf einen *unpixelierten* Detektor. Der effektive Diffusionsradius ist zwar laut Abschnitt 6.2.4 kleiner als die Pixelgröße von $55\ \mu\text{m}$, allerdings auf vergleichbarer Größenordnung. Folglich ist eine signifikante Modifikation der Energieantwortfunktion bei Berücksichtigung der Pixelierung zu erwarten.

6.3.1 Verteilung der Ladungsträgerwolke über benachbarte Pixel

Die räumliche Ausdehnung der Ladungsträgerwolke in der Ebene der Pixelelektroden hat zur Folge, dass ihr Ladungsinhalt abhängig von der Position ihres Schwerpunkts relativ zu den Pixelkanten über mehrere benachbarte Pixel verteilt werden kann. Der Effekt wird in der englischsprachigen Literatur üblicherweise als *charge-sharing* bezeichnet und ist in Abb. 6.5 schematisch am Beispiel von drei Ereignissen mit unterschiedlichen Positionen relativ zu den Pixelkanten gezeigt. Bei einem Auftreffort des Photoelektrons nahe einer Ecke kann die Ladung über bis zu vier Pixel verteilt werden. Die Energieschwelle des Detektors bestimmt dann die Multiplizität des Ereignisses [Durst07].

Diffusion und Repulsion sind nach Abschnitt 6.2 die Hauptursachen der räumlichen Ausdehnung der Ladungsträgerwolke. Ferner tragen Fluoreszenz- und Bremsstrahlungspotonen bei. Die mittlere Reichweite eines Photons im Sensor ist als Funktion der Photonenenergie in Abb. 6.6 gezeigt. Der Absorptionsprozess wird in diesem Energiebereich quasi vollständig durch den Photoeffekt bestimmt, Compton-Streuung ist vernachlässigbar. Damit ergeben sich folgende Konsequenzen:

- **Fluoreszenzphotonen** der Silizium- K_α -Fluoreszenz mit der Energie $E_\gamma = 1,74\text{ keV}$ besitzen eine Absorptionslänge von $\approx 12\ \mu\text{m}$. Diese ist vergleichbar mit dem effektiven Diffusionsradius aus Abschnitt 6.2.4.

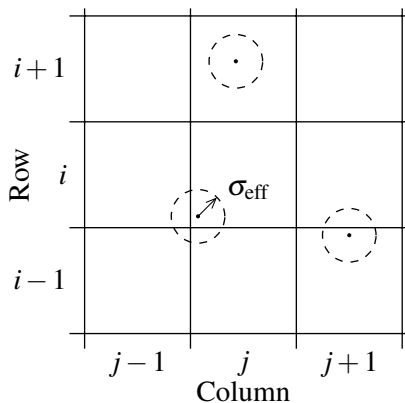


Abbildung 6.5: Ladungsverteilung über benachbarte Pixel für Ereignisse an verschiedenen Positionen relativ zu den Pixelkanten.

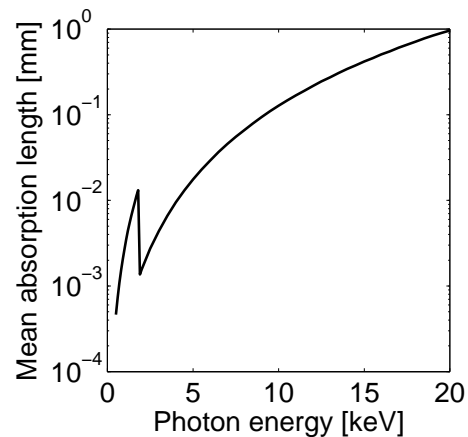


Abbildung 6.6: Mittlere Absorptionslänge von Photonen in Silizium mit K-Kante bei $1,84\text{ keV}$ (log. Skala).

- **Bremsstrahlungsphotonen** höherer Energien können aufgrund ihrer größeren Absorptionslängen zu Ladungsdepositionen in größeren Abständen vom Auftreffort des Photoelektrons führen, sind aber aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts im betrachteten Energiebereich nach Abschnitt 5.1.2 vernachlässigbar.

Daraus folgt, dass für Photoelektronen einer typischen Energie von 20 keV die räumliche Ausdehnung der Ladungsträgerwolke in der Ebene der Pixelelektroden zu einer Verteilung auf die angrenzenden Nachbarpixel, nicht aber auf weiter entfernte Pixel führt. Die Situation unterscheidet sich damit vom Fall der Röntgenstrahlung bei typischen Energien von 50-150 keV, wo der höhere Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung und die auf der Skala der Detektorgröße liegenden Absorptionslängen der gestreuten Photonen die Ortsauflösung limitieren [Durst08].

6.3.2 Implementierung in die Simulation

Zur Bestimmung der Energieantwort einschließlich der Ladungsverteilung über benachbarte Pixel wird die Simulation aus Abschnitt 5.3 erweitert und die Pixelierung des Detektors eingeführt. Dabei müssen nicht alle 256×256 Pixel simuliert, sondern lediglich die an ein Pixel bzw. Pixelcluster angrenzenden Nachbarpixel berücksichtigt werden. Dieser Ansatz ist legitim, da gemäß Abschnitt 6.3.1 sowohl die Radien von Diffusion und Repulsion als auch die Reichweite von Fluoreszenzphotonen von der Größenordnung $\approx 10 \mu\text{m}$ und damit kleiner als die Pixelgröße sind. In der Simulation in *GEANT4* werden diese wie auch δ -Elektronen explizit propagiert, sofern ihre Anfangsenergie die Produktionsschwelle übersteigt (vgl. Abschnitt A.3 des Anhangs).

6.3.3 Energieantwortfunktion und Detektionseffizienz

Für die Bestimmung der Energieantwortfunktion *eines* Pixels wird ein 3×3 -Pixelcluster beleuchtet und die Energiedeposition im zentralen Pixel abgefragt. Hinsichtlich des Auftrefforts des Photoelektrons können zwei Fälle unterschieden werden:

1. Der Auftreffort fällt geometrisch in den Bereich des betrachteten Pixels.
2. Der Auftreffort befindet sich an einer beliebigen Stelle des Pixelclusters.

Die sich ergebende Energieantwortfunktion für eine Primärenergie von 20 keV ist in Abb. 6.7 gezeigt. Die Position des Maximums, das vollständiger Energiedeposition im Pixel entspricht, liegt aufgrund der Verluste in der Totschicht unterhalb der Primärenergie. Durch die Verteilung der deponierten Energie über benachbarte Pixel ist seine Schärfe verglichen mit der Energieantwortfunktion aus Abschnitt 5.3.2 deutlich reduziert. Die entsprechenden Ereignisse sind im Plateau bei kleineren Energiedepositionen zu finden. Der Anstieg bei sehr kleinen Energiedepositionen ist fast ausschließlich auf Beiträge aus den Nachbarpixeln zurückzuführen.

Die beiden Kurven fallen oberhalb einer Energiedeposition von $\approx 10 \text{ keV}$ zusammen. Insbesondere können damit größere Energiedepositionen auf einen Auftreffort des Photoelektrons innerhalb der Pixelgrenzen zurückgeführt werden. Dies wird bei der Bestimmung der Ortsauflösung in Abschnitt 6.5 ausgenutzt werden.

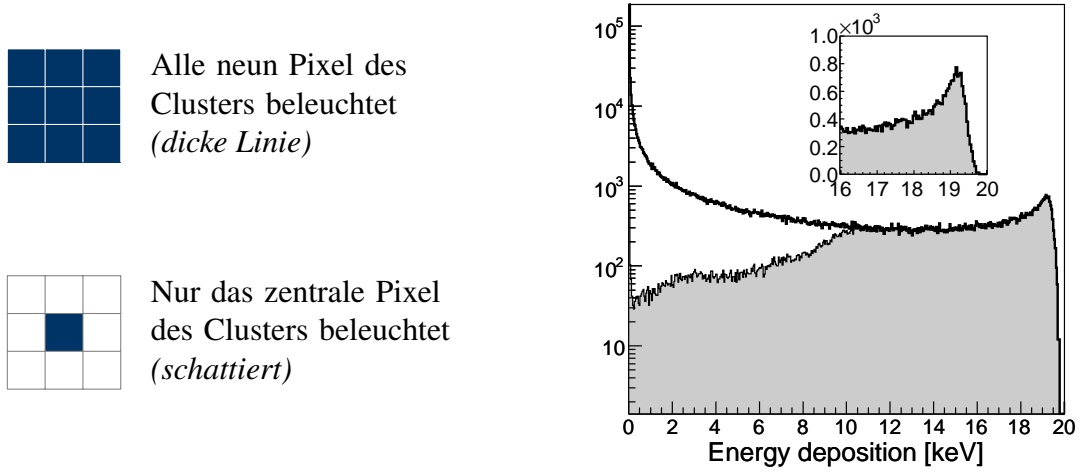


Abbildung 6.7: Energieantwortfunktion des zentralen Pixels eines 3×3 -Clusters für eine Primärenergie von 20 keV bei homogener Beleuchtung des Clusters und einer Totschichtdicke von 200 nm (Binbreite 0,036 keV, Statistik 10^5 /Pixel, log. Skala). Der Beitrag von Photoelektronen, deren Auftreffort im zentralen Pixel liegt, ist grau schattiert gezeichnet. Das kleine Bild zeigt auf linearer Skala einen Ausschnitt für Energien nahe der Primärenergie.

6.4 Multiplizitätsanalyse

Aufgrund der Ladungsverteilung über benachbarte Pixel kann bei einem Ereignis die Energieschwelle in mehreren Pixeln überschritten werden. Aus den Simulationen können Aussagen über die Detektionseffizienz, die mittlere Multiplizität und die detektierbare Quanteneffizienz hergeleitet werden [Durst08, Michel06].

6.4.1 Methodik

Die Anzahl m der auf ein Photoelektron ansprechenden Pixel wird als Multiplizität dieses Ereignisses bezeichnet und hängt von der Energieschwelle ab. Mit den Ausführungen aus Abschnitt 6.3.1 ist eine maximale Multiplizität von vier zu erwarten. Sie wird bei einem Auftreffort des Photoelektrons in der Nähe der Ecke eines Pixels erreicht.

Die Anzahl von Ereignissen mit der Multiplizität m werde mit N_m bezeichnet. Dann errechnen sich für N_{in} Ereignisse die Detektionseffizienz ε gemäß

$$\varepsilon = \left(\sum_{m=1}^{\infty} N_m \right) / N_{\text{in}}, \quad (6.8)$$

die mittlere Multiplizität $\langle m \rangle$ als erstes Moment gemäß

$$\langle m \rangle = \left(\sum_{m=1}^{\infty} m \cdot N_m \right) / \left(\sum_{m=1}^{\infty} N_m \right) \quad (6.9)$$

und die mittlere quadratische Multiplizität $\langle m^2 \rangle$ als zweites Moment gemäß

$$\langle m^2 \rangle = \left(\sum_{m=1}^{\infty} m^2 \cdot N_m \right) / \left(\sum_{m=1}^{\infty} N_m \right). \quad (6.10)$$

Die von der Raumfrequenz abhängige detektierbare Quanteneffizienz eines zählenden Detektors, in der englischsprachigen Literatur üblicherweise als *detective quantum efficiency* (DQE) bezeichnet, stellt den Zusammenhang zwischen dem Signal-Rausch-Verhältnis des Zählergebnisses SNR_{out} und dem Signal-Rausch-Verhältnis des einfallenden Photoelektronenfeldes SNR_{in} dar. Sie kann unter Verwendung der Gln. 6.8, 6.9 und 6.10 für Raumfrequenz Null durch

$$\text{DQE}(0) = \frac{\text{SNR}_{\text{out}}^2(0)}{\text{SNR}_{\text{in}}^2(0)} = \frac{\langle m \rangle^2}{\langle m^2 \rangle} \varepsilon \quad (6.11)$$

ausgedrückt werden. Die Auswertung der DQE bei Raumfrequenz Null entspricht der homogenen Beleuchtung eines Pixels mit Photoelektronen und gibt an, wie das Signal-Rausch-Verhältnis des Zählergebnisses durch Detektoreigenschaften wie beispielsweise Mehrfachzählungen beeinflusst wird.

6.4.2 Detektionseffizienz

In Abschnitt 5.3.2 war aus der Energieantwortfunktion die Detektionseffizienz ε als Funktion der Energieschwelle E_{THL} des Detektors für einen *unpixelierten* Detektor hergeleitet worden. Die Detektionseffizienz des *pixelierten* Detektors weicht von dieser aufgrund der Ladungsverteilung über benachbarte Pixel insbesondere bei höheren Schwellen ab. In Abb. 6.8 ist die aus der Multiplizitätenanalyse von 10^6 Ereignissen bestimmte Detektionseffizienz ε gezeigt. Zu ihrer Bestimmung wurde in 10^6 Ereignissen ein Pixel homogen ausgeleuchtet und für jedes Ereignis die Anzahl der Pixel bestimmt, in denen die Energieschwelle überschritten wird. Werte von $\varepsilon > 0,8$ können erreicht werden, wenn die Energieschwelle des Detektors nicht höher als die halbe Primärenergie E_0 gewählt wird. Die Beiträge zur Effizienz, die aus Ereignissen mit einem (ε_1), zwei (ε_2) bzw. drei (ε_3) an-

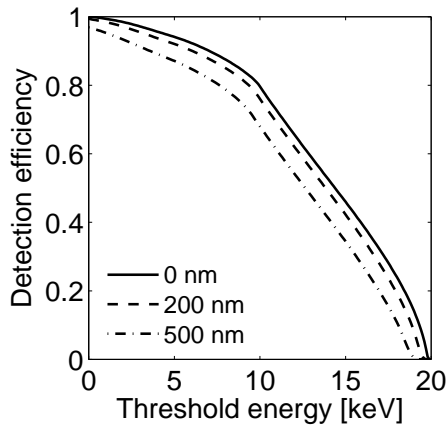


Abbildung 6.8: Detektionseffizienz ε eines Photoelektrons als Funktion der Energieschwelle des Detektors für verschiedenen Totschichtdicken (Primärenergie 20 keV, Einfallswinkel 0°).

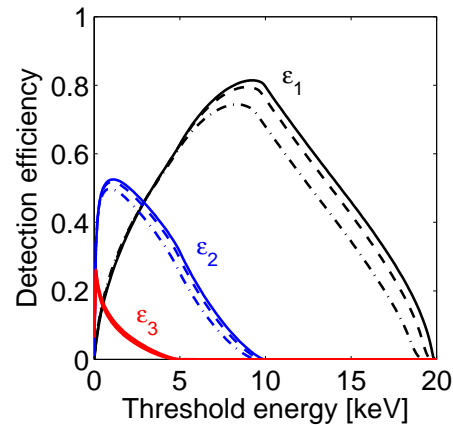


Abbildung 6.9: Beiträge zur Detektionseffizienz von Ereignissen mit einem (ε_1 , schwarz), zwei (ε_2 , blau) bzw. drei (ε_3 , rot) entsprechenden Pixeln für die drei Totschichtdicken wie in Abb. 6.8.

sprechenden Pixeln resultieren, sind in Abb. 6.9 gezeigt. Das Maximum von ε_1 liegt bei einer Energie knapp unterhalb der halben Primärenergie. Diese Energie entspricht der idealen Detektorschwelle bei Beschränkung auf Einzelpixeltreffer. Lässt man diese Beschränkung fort, nimmt die Detektionseffizienz schwach zu und es wächst zugleich die mittlere Multiplizität. Aus dem Verlauf von ε_2 und ε_3 folgt dabei, dass für mit dem Timepix-Detektor realisierbare Energieschwellen oberhalb des Rauschens, d.h. $E_{\text{THL}} > 4 \text{ keV}$ nur ε_2 einen relevanten Beitrag liefert.

6.4.3 Multiplizitäten und detektierbare Quanteneffizienz (DQE)

Wird die Detektorschwelle höher als die halbe Primärenergie gewählt, kann die Multiplizität eines detektierten Photoelektrons aus offensichtlichen Gründen nur den Wert eins annehmen. Dies ist im in Abb. 6.10 gezeigten Verlauf der mittleren Multiplizität $\langle m \rangle$ und der mittleren quadratischen Multiplizität $\langle m^2 \rangle$ als Funktion der Energieschwelle des Detektors erkennbar. Als Konsequenz daraus folgt $\text{DQE}(0) = \varepsilon$ für $E_{\text{THL}} > E_0/2$. Für kleinere Energieschwellen nehmen $\langle m \rangle$ und $\langle m^2 \rangle$ zu und es bildet sich das in Abb. 6.11 erkennbare Plateau im Verlauf der DQE. Bei einer Energieschwelle $E_{\text{THL}} = 4 \text{ keV}$ nahe dem Rauschen des Timepix-Detektors ist $\langle m \rangle \approx 1,4$.

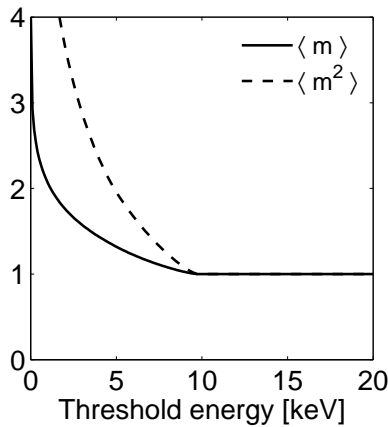


Abbildung 6.10: Mittlere Multiplizität $\langle m \rangle$ und mittlere quadratische Multiplizität $\langle m^2 \rangle$ für 20 keV-Photoelektronen und 200 nm Totschichtdicke.

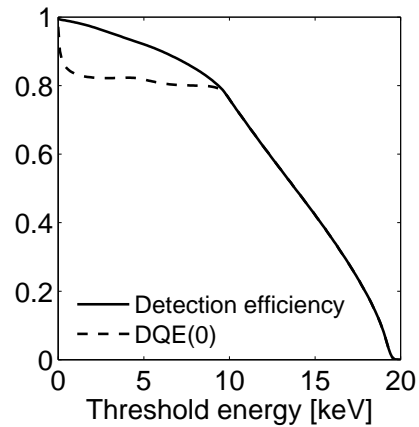


Abbildung 6.11: Detektionseffizienz ε und detektierbare Quanteneffizienz $\text{DQE}(0)$ für 20 keV-Photoelektronen und 200 nm Totschicht.

6.5 Ortsauflösung

Ohne Berücksichtigung der Detektorschwelle und der physikalischen Prozesse im Sensor wäre bei einem Detektor mit quadratischen Pixeln der Größe a für den Auftreffort eines Photoelektrons eine Gleichverteilung der vollen Breite a anzunehmen. Als Erwartungswert für den Ort des Ereignisses ergäbe sich daraus die Pixelmitte. Weiterhin würde sich

die Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$ als Standardabweichung

$$\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{a} \int_0^a \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 dx} = \frac{a}{\sqrt{12}} = \sigma_y \quad (6.12)$$

berechnen. In diese Annahme geht die Unabhängigkeit des Ansprechens der Pixel untereinander ein, welche bei kleiner Pixelgröße nicht mehr gerechtfertigt ist. Aufgrund der diffusiv-repulsiven Ladungsverteilung besteht dann ein kausaler Zusammenhang zwischen dem Ansprechen mehrerer benachbarter Pixel.

6.5.1 Methodik

Die in Abschnitt 6.4 abgeleitete Abhängigkeit der Multiplizität eines Ereignisses von der Energieschwelle hat zur Folge, dass bei der Bestimmung der Ortsauflösung Einzelpixel-treffer und größere Cluster separat zu betrachten sind. Da bei physikalisch realistischen Energieschwellen oberhalb des Rauschens nur Einzel- und Zweipixelcluster einen nicht-vernachlässigbaren Beitrag liefern, ist die Beschränkung der Auswertung auf diese beiden Fälle legitim.

Die Ladungsverteilung über benachbarte Pixel hat die Abhängigkeit der Energiedeposition von der Position des Auftrefforts relativ zu den Pixelkanten zur Konsequenz. Dieser geometrische Effekt bedeutet, dass die Detektionseffizienz ε und ihre Beiträge ε_1 bzw. ε_2 durch Einzel- bzw. Zweipixelcluster vom Auftreffort (x,y) abhängen. Umgekehrt kann für jeden Clustertyp die effektive Pixelgröße angegeben werden, d.h. die Fläche, innerhalb derer ein auftreffendes Photoelektron als Einzel- bzw. Zweipixelcluster detektiert wird.

6.5.2 Effektive Pixelgröße für Einzelpixelcluster

Zur Ableitung der effektiven Pixelgröße für Einzelpixelcluster sind im oberen Teil von Abb. 6.12 für verschiedene Energieschwellen Farbdarstellungen von $\varepsilon_1(x,y)$ gezeigt. Aufgrund der vierzähligen Symmetrie der quadratischen Pixelmatrix sind die Verteilungen symmetrisch bzgl. der Spiegelung an der horizontalen bzw. vertikalen Achse durch die Pixelmitte und bzgl. der beiden Pixeldiagonalen. Ihre Breite ist jeweils als effektive Pixelgröße zu interpretieren und besonders gut in den im unteren Teil von Abb. 6.12 gezeigten horizontalen Schnitten auf halber Höhe des Pixels, d.h. bei $y = 0,0275$ mm, ablesbar. Für niedrige Energieschwellen ist sie klein, da bei einem Auftreffort nahe einer Pixelkante bereits eine geringe Energiedeposition in einem Nachbarpixel genügt, um ein Zweipixelcluster zu erzeugen. Bei Erhöhung der Energieschwelle bis knapp unterhalb der Primärenergie nimmt die effektive Pixelgröße zu. Erhöht man die Energieschwelle weiter, sinkt die effektive Pixelgröße wieder, da bei einem Auftreffort nahe einer Pixelkante die Energiedeposition im betrachteten Pixel selbst nicht mehr ausreicht, um die Detektorschwelle zu überschreiten.

Die Abhängigkeit der effektiven Pixelgröße von der Detektorschwelle ist damit völlig analog zum Verlauf des in Abb. 6.9 als Funktion der Detektorschwelle gezeigten Beitrags ε_1 von Einzelpixelclustern zur Detektionseffizienz. Da bei einer Messung der wahre Auftreffort des Photoelektrons unbekannt ist, sind die räumlichen Verteilungen $\varepsilon_1(x,y)$ über die Fläche eines Pixels zu integrieren. Das für jede Energieschwelle zu bestimmende

Integral

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{a^2} \int_0^a \int_0^a \varepsilon_1(x, y) dy dx \quad (6.13)$$

reproduziert wie zu erwarten die in Abschnitt 6.4.2 für einen homogen ausgeleuchteten Pixel erhaltenen Ergebnisse.

Die Verteilungen können weiterhin mit den Ergebnissen zur Detektionseffizienz eines nicht pixelierten Detektors aus Abschnitt 5.3.2 verglichen werden. Der in Abb. 5.8 gezeigte Verlauf tritt in Abb. 6.12 als Abhängigkeit der in der Pixelmitte ausgewerteten Detektionseffizienz von der Energieschwelle zu Tage und äußert sich im Farbton in den Farbdarstellungen und in der unterschiedlichen Höhe des Plateaus in den Schnitten auf halber Höhe des Pixels.

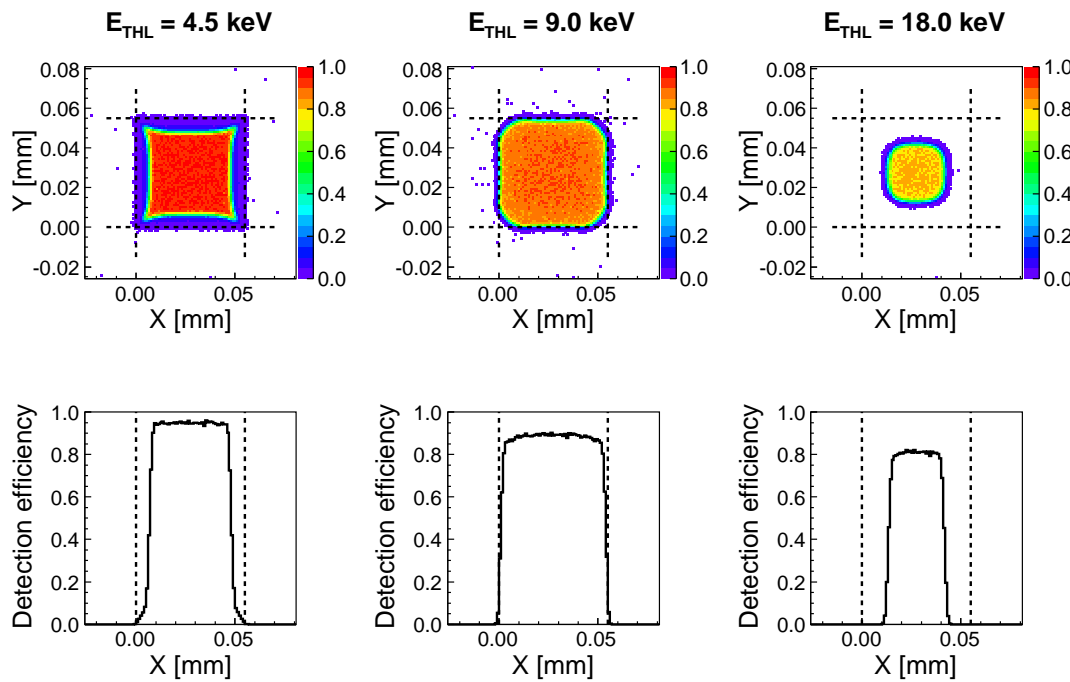


Abbildung 6.12: Beitrag von Einzelpixelclustern ε_1 zur Detektionseffizienz als Funktion des Auftrefforts für verschiedene Energieschwellen bei einer Totschichtdicke von 200 nm (oben) und horizontale Schnitte durch die Farbdarstellungen auf halber Höhe des Pixels (unten). Die gestrichelten Linien markieren die geometrischen Pixelkanten.

6.5.3 Effektive Pixelgröße für Zweipixelcluster

In analoger Weise kann die effektive Pixelgröße für Zweipixelcluster bestimmt werden. Dabei müssen nur Energieschwellen bis zur halben Primärenergie berücksichtigt werden. In Abb. 6.13 sind Ergebnisse für verschiedene Energieschwellen gezeigt. Die Verteilungen besitzen dieselben Symmetrieeigenschaften wie für Einzelpixelcluster. Bei niedrigen Energieschwellen finden sich die in der effektiven Pixelgröße für Einzelpixelcluster fehlenden Beiträge nahe der Pixelkanten in den Verteilungen für Zweipixelcluster wieder

und nehmen geometrisch Zigarrenform an. Bezogen auf das gestrichelt markierte Pixel sind vier Arten von Zweipixelclustern gezeigt, nämlich horizontale mit dem linken bzw. rechten und vertikale mit dem unteren bzw. oberen Pixelnachbarn. Bei Erhöhung der Energieschwelle nehmen die Breite der vier Zigarren und die Detektionseffizienz für Zweipixelcluster ab.

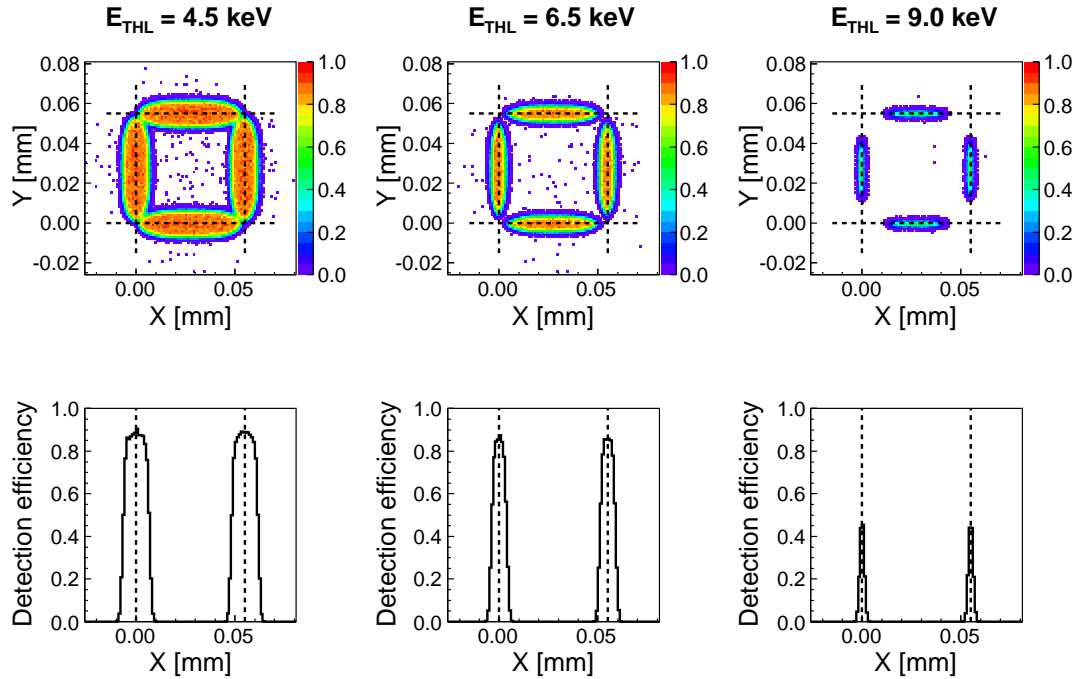


Abbildung 6.13: Beitrag von Zweipixelclustern ε_2 zur Detektionseffizienz als Funktion des Auftrefforts für verschiedene Energieschwellen bei einer Totschichtdicke von 200 nm (oben) und horizontale Schnitte durch die Farbdarstellungen auf halber Höhe des Pixels (unten). Die gestrichelten Linien markieren die geometrischen Pixelkanten.

6.5.4 Von der effektiven Pixelgröße zur Ortsauflösung

Aus den Betrachtungen zur effektiven Pixelgröße kann die Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$ für Einzel- bzw. Zweipixelcluster durch Bestimmung der Standardabweichungen der zweidimensionalen Verteilungen $\varepsilon_1(x,y)$ bzw. $\varepsilon_2(x,y)$ abgeleitet werden.

Im Fall von Einzelpixelclustern ist $\sigma_{x,y}$ stets kleiner als der ohne Berücksichtigung der Detektorschwelle und der physikalischen Prozesse im Sensor bestimmte Wert von $a/\sqrt{12} \approx 0,016$ mm. Dies ist in Abb. 6.14 erkennbar. Der Verlauf als Funktion der Detektorschwelle weist aufgrund der in Abschnitt 6.5.2 erläuterten Gründe starke Ähnlichkeiten mit Abb. 6.12 auf.

6.5.5 Beurteilung

Aus den Simulationen kann hinsichtlich der Ortsauflösung unter Berücksichtigung verschiedener Analysealgorithmen für Pixelcluster eine Abhängigkeit von der Energie-

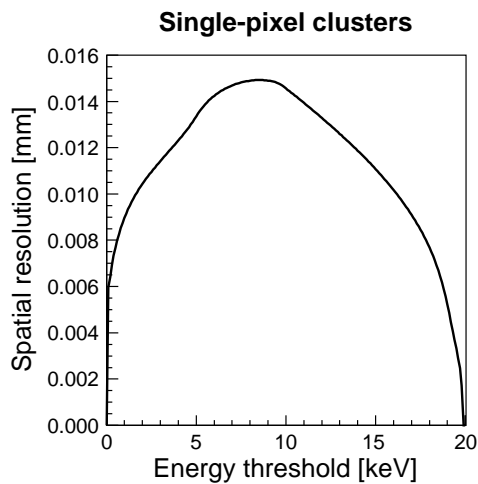


Abbildung 6.14: Ortsauflösung für Einzelpixelcluster als Funktion der Detektorschwelle (Primärenergie 20 keV).

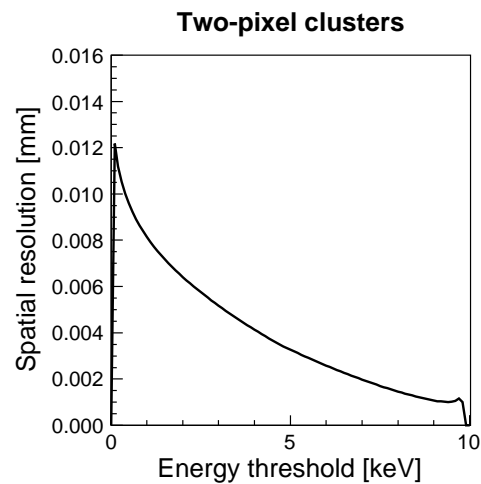


Abbildung 6.15: Ortsauflösung für Zweipixelcluster als Funktion der Detektorschwelle (Primärenergie 20 keV).

schwelle hergeleitet werden. Die Bestimmung des Schwerpunkts in Zweipixelclustern und die mit steigender Energieschwelle abnehmende effektive Pixelgröße erlauben eine bessere als aufgrund der Pixelgröße erwartete Ortsauflösung.

6.6 Detektion von Photoelektronen und Röntgenphotonen im Vergleich

In bisherigen Monte Carlo-Simulationen wurde die Antwort des Timepix-Detektors und anderer Detektoren der Medipix-Familie überwiegend hinsichtlich der Detektion von Röntgenstrahlung evaluiert (vgl. beispielsweise [Michel09, Korn07b, Durst07]). Nach der detaillierten Untersuchung der Wechselwirkung von Photoelektronen mit einem homogen bzw. pixelierten Silizium-Sensor in den Kapiteln 5 bzw. 6 werden die Ergebnisse in diesem Abschnitt qualitativ mit der Detektion von Röntgenphotonen (typ. Energie 50-150 keV) verglichen.

- **Erster Interaktionsprozess** im Sensor: Die Wechselwirkung von Röntgenphotonen wird abhängig vom Material in unterschiedlichem Maß durch Photoeffekt und Compton-Streuung bestimmt. Photoelektronen deponieren ihre Energie dagegen durch ionisierende Prozesse, d.h. Wechselwirkung mit Hüllenelektronen.
- **Erster Interaktionsort** und Eindringtiefe: Bei einem Siliziumsensor von 300 μm Dicke ist der erste Interaktionsort wegen der vergleichsweise hohen Absorptionslänge über die gesamte Sensordicke verteilt und legt zusammen mit der räumlichen Ausdehnung des Elektronenpfades die Eindringtiefe fest. Photoelektronen wechselwirken unmittelbar nach Eindringen in das Material und besitzen im betrachteten Energiebereich eine Eindringtiefe von wenigen Mikrometern.

- Beeinflussung der **Ortsauflösung**: In beiden Fällen bestimmt die diffusiv-repulsiv bedingte Ladungsträgerverteilung über benachbarte Pixel maßgeblich die Ortsauflösung. Durch die verglichen mit Elektronen hohe Absorptionslänge tragen im Fall der Röntgenphotonen Compton-Streuung und die Erzeugung von Fluoreszenzphotonen bei, sodass auch weiter entfernte Pixel als die direkten Nachbarn ansprechen können.

Die Ergebnisse können nun zusammen mit den Betrachtungen zur Elektronenoptik aus Kapitel 4 verwendet werden, um Zeit- und Ortsauflösung eines Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors zu bestimmen und mit dem Experiment zu vergleichen.

Kapitel 7

Zeitauflösung der Photoelektronendetektion

Inhalt

7.1	Motivation	67
7.2	Verwendeter Messaufbau	68
7.2.1	Die Vakuumkammer	68
7.2.2	Einfluss der nichtfokussierenden Elektronenoptik	69
7.2.3	Messelektronik und Datenaufnahme	70
7.2.4	Zeitmessung mit Referenzsignal	71
7.3	Ergebnisse der Photoelektronenmessungen	71
7.3.1	Messung der Ankunftszeit von Photoelektronen	72
7.3.2	Interpretation der Zeitverteilung	73
7.3.3	Einfluss der Detektorschwelle	74
7.3.4	Clusteranalyse	75
7.3.5	Emissionsverhalten der Photokathode	76
7.4	Vergleich mit Testpulsmessungen	79
7.4.1	Messverfahren	79
7.4.2	Detektionszeitpunkt und Pulshöhe	79
7.4.3	Einfluss der Zeitbasis	80
7.4.4	Pixelinhomogenitäten und Reproduzierbarkeit	81
7.5	Ableitung der Zeitauflösung aus Simulationen	83
7.5.1	Methodik	83
7.5.2	Vergleich von Simulation und Messung	84
7.6	Beurteilung	85

7.1 Motivation

Mit dem Timepix-Detektor ist es erstmals möglich, die Bestimmung des Zeitpunkts eines Ereignisses von der Aufnahmerate des Detektors zu entkoppeln. Wie in Abschnitt 3.2.3 diskutiert geschieht dies durch Verwendung einer 100 MHz-Zeitbasis, deren Taktzyklen zwischen dem Auftreffen eines Photoelektrons und dem Auslesebeginn der jeweiligen Aufnahme gezählt und das Ergebnis im 14 bit tiefen Zähler eines Pixels gespeichert werden. Die Zählerstände entsprechen damit den Ankunftszeiten von Photoelektronen.

Die ohne genauere Analyse für den Timepix-Detektor zu erwartende intrinsische Limitierung der Zeitauflösung ist durch das Inverse der Taktfrequenz f bestimmt. Durch die Digitalisierung besitzt die aus dem Zählerstand bestimmte Zeit t eine Standardabweichung σ_t , die sich aus einer Gleichverteilung der vollen Breite $T_{\text{clock}} = 1/f$ zu

$$\sigma_t = \sqrt{\langle t^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{T_{\text{clock}}} \int_{-T_{\text{clock}}/2}^{T_{\text{clock}}/2} t^2 dt} = \frac{T_{\text{clock}}}{\sqrt{12}} \quad (7.1)$$

errechnet. Für eine Taktfrequenz $f = 100\text{MHz}$ folgt die Zeitauflösung $\sigma_t \approx 3\text{ns}$.

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurden erstmals Photoelektronen im keV-Energiebereich zeitaufgelöst mit dem Timepix-Detektor nachgewiesen. Frühere Arbeiten behandelten die Evaluation von Detektoren der Medipix-Familie mit radioaktiven Quellen, Fluoreszenz- und Röntgenstrahlung [Michel09, Tichy08, Korn07b], Neutronen und Alpha-Strahlung [Vallerga08] sowie Elektronen im Bereich der Elektronenmikroskopie [McMullan07] und zur nichtzeitaufgelösten Detektion von Photoelektronen in einer nichtfokussierenden Geometrie [Raighne09].

Die nachfolgend erläuterten Experimente wurden im Labor von Jacques Séguinot und Christian Joram am CERN durchgeführt und erlauben Zugang zur tatsächlich erreichbaren Zeitauflösung der Photoelektronendetektion mit dem Timepix-Detektor und ihren Ursachen. Durch Verknüpfung von Messungen elektronisch generierter Testpulse mit den Simulationen aus Kapitel 6 werden die Befunde bestätigt und damit das Ansprechverhalten des Timepix-Detektors in der Zeitdomäne vollständig erklärt.

7.2 Verwendeter Messaufbau

In einer mit einer Turbomolekularpumpe gepumpten Vakuumapparatur werden Photoelektronen in einem elektrischen Feld auf den Timepix-Detektor beschleunigt und nachgewiesen. Die Flexibilität der Apparatur erlaubt den Einbau des zu untersuchenden Detektors durch Tausch eines Vakuumflansches, auf dem dieser montiert und mittels elektrischer Durchführungen an die Ausleseelektronik und die Spannungsversorgungen angeschlossen ist. Andere Experimente mit diesem Aufbau sind beispielsweise in Ref. [Braem09, Dulinski05] beschrieben.

7.2.1 Die Vakuumkammer

In Abb. 7.1 ist der Aufbau schematisch gezeigt. Der Timepix-Detektor ist einschließlich des Chipboards kopfüber im Deckel der Apparatur montiert und bis auf die aktive Sensorfläche durch eine geerdete Blende abgedeckt. Photoelektronen aus einer Cäsiumiodid-Photokathode (CsI) werden längs eines Weges von 41 mm bis zur Sensoroberfläche im elektrischen Feld beschleunigt. Die CsI-Photokathode ist dazu an Keramik-Säulen isoliert vom Rest der Apparatur gehalten und kann mit einer Hochspannung bis 30 kV versorgt werden.

Zur Auslösung von Photoelektronen wird die Photokathode mit Photonen der typischen Wellenlänge 220 nm beleuchtet. Diese werden aus einer spontan emittierenden Hochspannungs-Gasentladungslampe unter Verwendung eines Umlenkspiegels auf die Photokathode abgebildet. Die kleinste Breite des ausgeleuchteten Flecks beträgt 1,8 mm

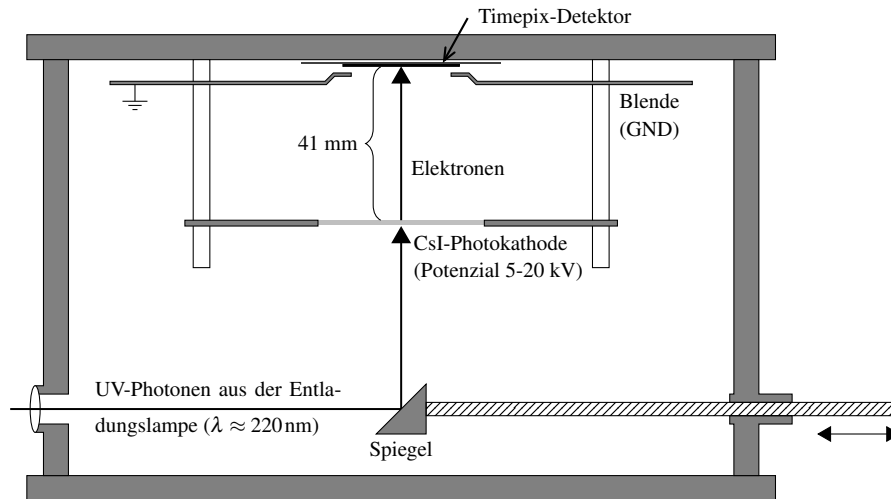


Abbildung 7.1: Vakuumaufbau des Versuchsstandes mit auf dem Deckel kopfüber montierten Timepix-Detektor (Abbildung nicht maßstäblich, Details siehe Text).

(FWHM), die typische Rate der Lampenentladungen ist 5 Hz. Der Umlenkspiegel ist verfahrbar, um verschiedene Positionen auf der Photokathode ausleuchten zu können. Anders als im Fall von in kommerziellen Photodetektoren verwendeten Photokathodenmaterialien ist CsI gegenüber Luft in begrenztem Maß inert, was die unkomplizierte Öffnung der Kammer zum Einbau des Detektors ermöglicht. Allerdings muss in Kauf genommen werden, dass das Sensitivitätsmaximum einer CsI-Photokathode mit ca. 10 % Quanteneffizienz bei 140 nm Wellenlänge vergleichsweise gering ist und im Ultraviolett liegt [Electron Tubes07]. Üblicherweise zum Test von Photonendetektoren eingesetzte gepulste LEDs oder Laserdioden können daher nicht zur Anregung verwendet werden.

7.2.2 Einfluss der nichtfokussierenden Elektronenoptik

Der Versuchsaufbau entspricht hinsichtlich der Elektronenoptik im wesentlichen der in Abschnitt 4.2 erläuterten nichtfokussierenden Optik. Aufgrund des Abstandes von 41 mm zwischen Photokathode und Sensor sind für die radiale Breite der Punktbildfunktion erheblich größere Werte zu erwarten als im in Ref. [Raighne09] erläuterten Design.

Die vollständige Geometrie wurde mit der Software *SIMION3D* simuliert. In Abb. 7.2 sind Äquipotenziallinien gezeigt. Aufgrund der endlichen Größe des Aufbaus und der geringfügig oberhalb der auf +150 V liegenden Sensoroberfläche befindlichen geerdeten Blende ergibt sich eine geringfügige Abweichung des Potenzialverlaufs vom idealen Plattenkondensator. Die Abbildung wirkt leicht defokussierend mit einem Vergrößerungsfaktor von 1,06 (vgl. Abb. 7.3). Die radiale Breite der Punktbildfunktion in Abhängigkeit von der Hochspannung ist für verschiedene Anfangsenergien des Photoelektrons in Abb. 7.4 gezeigt. Unter Verwendung einer durch Aufdampfung eines Aluminiumgitters strukturierten Photokathode konnte die Breite der Linienverwaschungsfunktion im Experiment zu $\approx 300 \mu\text{m}$ bestimmt werden, was in guter Übereinstimmung mit der Rechnung steht. Die Transitzeit für Photoelektronen beträgt bei 20 kV Hochspannung 0,93 ns, die Transitzeitdispersion ist mit wenigen Pikosekunden vernachlässigbar.

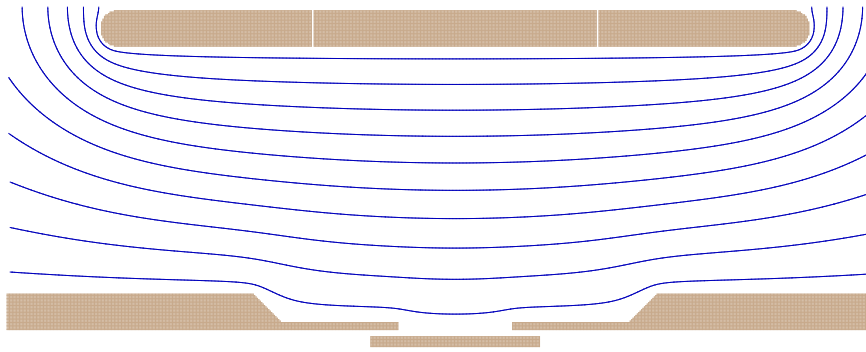


Abbildung 7.2: Schnitt durch den verwendeten Aufbau mit der Photokathode (oben, -20kV) sowie der geerdeten Blende mit Loch oberhalb des Sensors ($+150\text{V}$). Gezeichnet sind ferner Äquipotenziallinien von -19kV bis -1kV (Schrittweite 2kV).

7.2.3 Messelektronik und Datenaufnahme

Für die Messung wird der Timepix-Detektor zusammen mit dem in der Medipix-Kollaboration entwickelten *MUROS*-Interface [Bello03] bei einer Frequenz $f = 91\text{ MHz}$ betrieben. Auf diese Art und Weise ist eine Ausleserate von bis zu 25 Hz möglich, wobei die Limitierung durch die serielle Auslese und die Geschwindigkeit des Pufferungs- und Schreibprozesses der Daten bedingt ist (vgl. Abschnitt 3.3.5). Die Datenaufnahme am PC erfolgt unter Verwendung des in der Kollaboration entwickelten Softwarepakets *Pixelman* [Holy06]. Um die anfallenden Datenmengen effizient verarbeiten zu können, wurden unter Verwendung des Softwarepakets *ROOT* [Brun97] ein Datenkonverter und Auswerteroutinen entwickelt, wie in Abschnitt B des Anhangs genauer beschrieben wird.

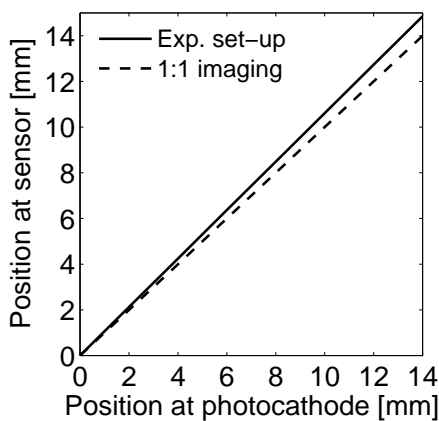


Abbildung 7.3: Linearität der elektronenoptischen Abbildung des verwendeten Aufbaus bei Hochspannung 20 kV und 1 eV Anfangsenergie des Photoelektrons.

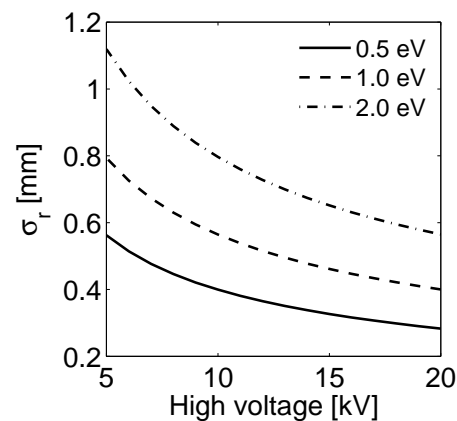


Abbildung 7.4: Radiale Breite der Punktfunktion als Funktion der Hochspannung für Anfangsenergien des Photoelektrons von 0.5 , 1 und 2 eV .

7.2.4 Zeitmessung mit Referenzsignal

Der Beginn einer Aufnahme und die Auslese der Zählerstände nach deren Ende werden gegenwärtig vollständig von der Software gesteuert. Das verfügbare *MUROS*-Interface erlaubt jedoch die Einspeisung eines externen Referenzsignals zum vorzeitigen Schließen des Pixel-Shutters. Auf diese Weise sind die Zählerstände in den Pixeln relativ zu der extern eingespeisten Zeitmarke zu verstehen.

In den Messungen wird im Moment der Lampenentladung ein Signalpuls an einen elektronischen Zeitverzögerungsgenerator geschickt. Dieser leitet den Puls nach einer einstellbaren, festen Zeitverzögerung t_{delay} im Mikrosekundenbereich an das *MUROS*-Interface weiter, um den Pixel-Shutter zu schließen. Auf diese Weise können aus der Zeitmessung relativ zum Aufnahmeende die von einem Photon aus der Lampe ausgelösten Photoelektronen von spontan emittierten separiert und insbesondere die Zeitauflösung des Systems bestimmt werden. In Abb. 7.5 ist der Ablauf der Messungen schematisch zusammengefasst.

Wird ein Pixel von einem Photoelektron getroffen, das durch ein Photon aus der Photokathode emittiert wurde, ist mit dieser Messmethode ein Zählerstand von $f \cdot t_{\text{delay}}$ zu erwarten. Eine Abweichung dieses Wertes ergibt sich für das zu messende Signal durch die endliche Laufzeit des Photons bis zur Photokathode, der endlichen Transitzeit des Photoelektrons, der Driftzeit der Ladungswolke durch den Sensor und der Ansprechverzögerung der Pixelelektronik. Auf Seiten des Referenzsignals tragen Signallaufzeiten und Verzögerungen in der Elektronik bei. Dies führt einerseits zu einer zeitlichen Verschiebung (Offset), andererseits zu einer endlichen Breite der Verteilung der Zählerstände. Letztere gibt Aufschluss über die Zeitauflösung, mit der Photoelektronen detektiert werden.

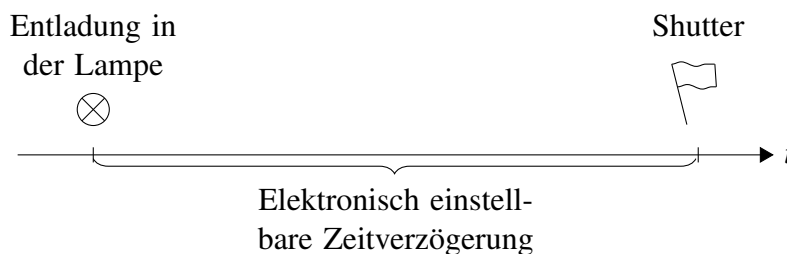


Abbildung 7.5: Prinzip der zeitaufgelösten Detektion von Photoelektronen mit dem Timepix-Detektor und einer externen Zeitreferenz als Bezugspunkt.

7.3 Ergebnisse der Photoelektronenmessungen

Die Messungen mit dem Timepix-Detektor zeigen, dass bei fester Energieschwelle die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe, in der englischsprachigen Literatur als *time-walk* bezeichnet, zu einer Abnahme der Zeitauflösung führt. Insbesondere kommt Energiedepositionen knapp oberhalb der Energieschwelle eine zentrale Bedeutung zu. Durch Wahl einer niedrigen Energieschwelle nahe dem Detektorrauschen und Beschränkung auf Einzelpixelcluster wird die Zeitauflösung signifikant verbessert, allerdings sinkt dann die Detektionseffizienz.

7.3.1 Messung der Ankunftszeit von Photoelektronen

Für Hochspannungen U zwischen 6 kV und 20 kV sind in Abb. 7.6 gemessene Zeitverteilungen von Photoelektronen gezeigt. Sie wurden bei einer Detektorschwelle aufgenommen, die unter Verwendung einer Kalibrierung mit Röntgenfluoreszenzen und radioaktiven Quellen einer Energie von $E_{\text{THL}} = 4,5 \text{ keV}$ entspricht und können als Antwortfunktionen des Timepix-Detektors mit Silizium-Sensor auf Photoelektronen der Energie eU verstanden werden.

Die durchgezogenen Kurven stellen Histogramme über alle Pixel des Detektors und 50.000 Aufnahmen dar. In den schraffierten Kurven sind nur Einzelpixelcluster berücksichtigt, d.h. keiner der acht Nachbarpixel eines getriggerten Pixels darf während einer Aufnahme angesprochen haben. Die Zeitachse entsteht durch Multiplikation der Pixelzählerstände mit dem Inversen der Taktfrequenz des Detektors von $f \approx 92 \text{ MHz}$ und ist relativ zum Ende der Aufnahme zu verstehen (vgl. Abschnitt 7.2.4 zur Zeitreferenz).

Die Maxima der Kurven im Bereich -3000 ns entsprechen „echten“ Photoelektronen, d.h. Elektronen, die durch Photonen von der Lampe aus der Photokathode ausgelöst wurden. Die Position der Maxima auf der Zeitachse ergibt sich aus der eingestellten Referenzzeitverzögerung von $2,98 \mu\text{s}$ zwischen Lampensignal und Ende der Aufnahme, die unter Verwendung eines Zeitverzögerungsgenerators erzeugt wurde. Der Untergrund außerhalb des Maximums ist als Dunkelrate durch Spontanemission aus der Photokathode zu interpretieren und zeigt in den Messungen eine starke Abhängigkeit von der Hochspannung.

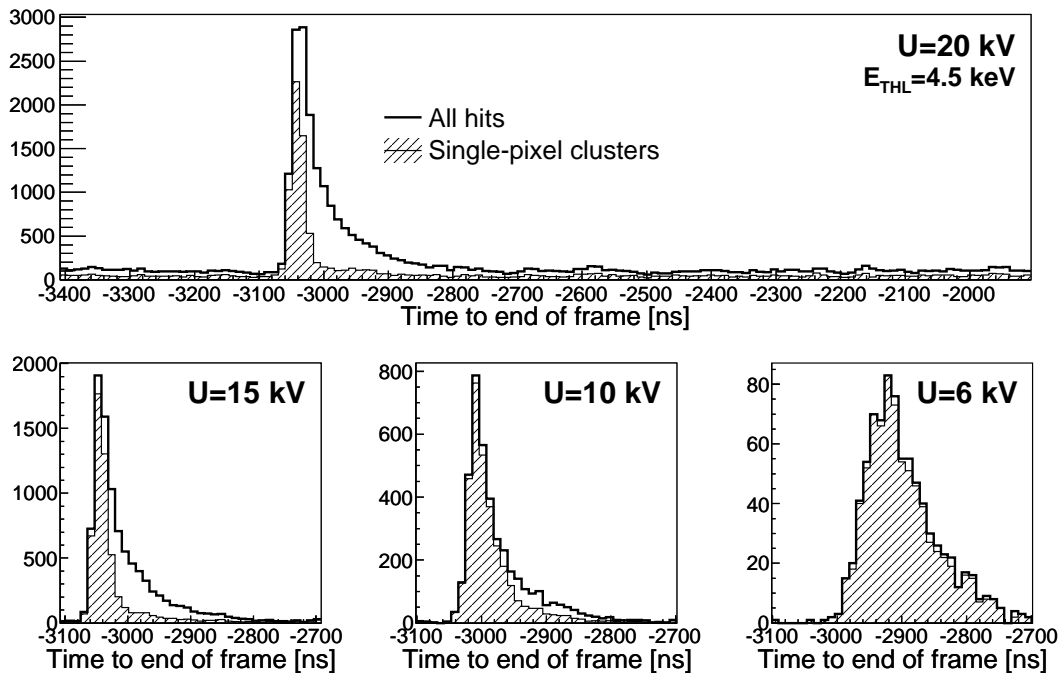


Abbildung 7.6: Gemessene Zeitverteilungen von Photoelektronen für verschiedene Hochspannungen. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils Histogramme über alle Ereignisse dar, wohingegen die schraffiert gefüllten Histogramme nur Einzelpixelcluster enthalten (je 50.000 Aufnahmen, Detektorschwelle 4,5 keV, Referenzzeitverzögerung $2,98 \mu\text{s}$).

Das Verhalten der Photokathode bei Variation der Hochspannung wird in Abschnitt 7.3.5 genauer untersucht.

7.3.2 Interpretation der Zeitverteilung

Aus den in Abb. 7.6 gezeigten Zeitverteilungen von Photoelektronen ergeben sich die folgenden qualitativen Erkenntnisse bezüglich Form und Lage des Maximums, welches den von der Lampe ausgelösten Photoelektronen entspricht:

- Die Zeitverteilungen sind asymmetrisch in Richtung späterer Zeiten verbreitert. Mit abnehmender Hochspannung verschiebt sich die Position des Maximums zu späteren Zeiten und die Zeitverteilung wird insgesamt breiter.
- Der Vergleich der durchgezogenen mit den schattierten Kurven zeigt für Photoelektronenenergien oberhalb des Zweifachen der Detektorschwelle (d.h. $eU > 2E_{\text{THL}}$), dass die Zeitverteilung der Einzelpixelcluster deutlich schmäler als die aller Ereignisse ist. Der Unterschied verschwindet bei niedriger Photoelektronenenergie, da die Energiedeposition eines Photoelektrons dann nicht mehr ausreicht, um in mehreren benachbarten Pixeln die Detektorschwelle zu überschreiten.

Aus diesen Befunden ist ersichtlich, dass die Verteilung der deponierten Energie über benachbarte Pixel (*charge-sharing*) in Kombination mit der Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe (*time-walk*) die Zeitauflösung der Photoelektronendetektion maßgeblich beeinflusst. Der erstgenannte Effekt überträgt sich in die Zeitdomäne, da die Ereigniszeit durch Vergleich des Ausgangspulses des Ladungsvorverstärkers mit einer zur Energieschwelle proportionalen Spannung bestimmt wird (vgl. Abschnitt 3.2.3). In der Pixelelektronik des Timepix-Detektors ist die Anstiegszeit des Vorverstärkers unabhängig von der zur deponierten Energie proportionalen Pulshöhe und beträgt ca. 100 ns [Llopert07a]. Der Vergleich der steigenden Flanke des Pulses mit der konstanten Energieschwelle führt als Konsequenz zur in Abb. 7.7 schematisch dargestellten Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe und damit von der Energiedeposition im Pixel.

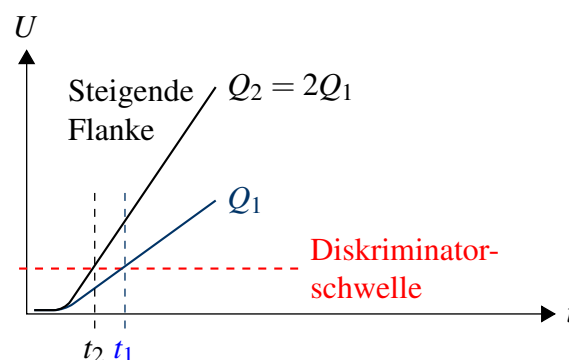


Abbildung 7.7: Schematische Darstellung der Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe bei Verwendung einer festen Detektorschwelle. Der zu einer größeren Ladung Q_2 gehörende Puls überschreitet die Energieschwelle früher als der zu Q_1 gehörende.

Mit diesem Effekt lässt sich für abnehmende Hochspannung die Verschiebung der Zeitverteilungen hin zu späteren Zeiten erklären. Nicht begründbar ist jedoch die gleichzeitige Zunahme der Gesamtbreite der Zeitverteilungen (vgl. den Datensatz für $U = 6\text{ kV}$ in Abb. 7.6).

7.3.3 Einfluss der Detektorschwelle

Ist die Breite der Zeitverteilung lediglich durch die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe bestimmt, sollte eine Anhebung der Detektorschwelle zu einer insgesamt schmälere Zeitverteilung führen, da bei höherer Schwelle nur ein kleinerer Energiebereich aus dem Energieantwortspektrum beiträgt. Für einen realen Detektor ist diese These jedoch nur eingeschränkt gültig. Die Zeitverteilung erfährt stattdessen unabhängig von der genauen Wahl der Schwelle stets eine Verbreiterung durch Pulse, die die Schwelle nur geringfügig überschreiten.

Ursache dieser Verbreiterung ist die Pulsform, insbesondere der Übergang von der steigenden zur fallenden Flanke. Der für die Bestimmung der Ereigniszeit durch Vergleich mit einer festen Energieschwelle ideale Pulsverlauf $U(t)$ besitzt ein scharfes Maximum, d.h. eine Spitze, sodass Schwankungen der Pulshöhe oder der Detektorschwelle nur zu geringen Abweichungen der Ereigniszeit führen [Spieler05]. Dies ist in Teil (a) von Abb. 7.8 veranschaulicht. In der Pixelelektronik des Timepix-Detektors schließt sich an die steigende Flanke des vom Ladungsvorverstärker kommenden Spannungspulses ein Abfall auf der Zeitskala von ca. $3\text{ }\mu\text{s}$ an, sodass der Pulsverlauf am Maximum wie in Teil (b) in Abb. 7.8 gezeigt eine endliche Breite mit nahezu flachem Verlauf besitzt. Ändern sich Pulshöhe oder Detektorschwelle um ΔU , führt dies näherungsweise zu einer Änderung der Ereigniszeit

$$\Delta t \approx \frac{\Delta U}{dU/dt}, \quad (7.2)$$

was bei flachem Verlauf des Pulses am Maximum, d.h. $dU/dt \approx 0$, eine signifikante Abweichung der gemessenen Ereigniszeit zur Folge hat. Als Ursachen kommen dabei zeitliche und räumliche Schwankungen des Verstärkungsfaktors des Ladungsvorverstärkers und der Detektorschwelle in Betracht, die im Experiment nicht voneinander getrennt werden können.

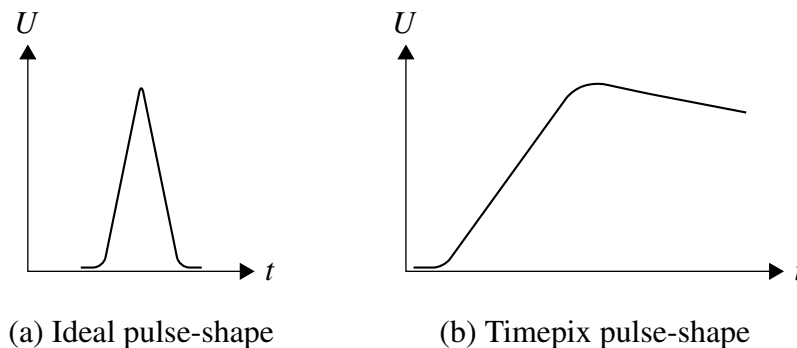


Abbildung 7.8: Schematische Darstellung der idealen (a) und im Fall des Timepix-Detektors vorliegenden Pulsform (b) am Ausgang des Ladungsvorverstärkers.

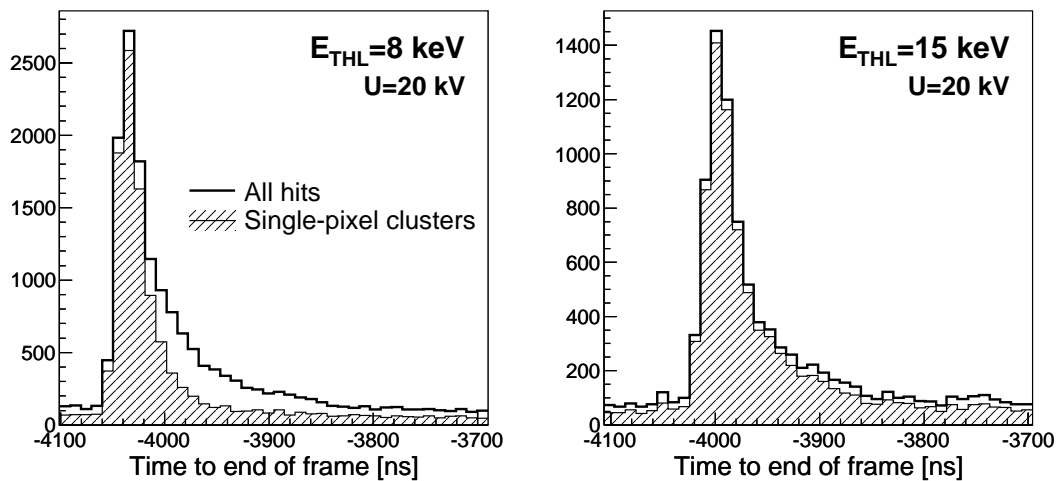


Abbildung 7.9: Gemessene Zeitverteilungen von Photoelektronen für verschiedene Energieschwellen. Die durchgezogenen Linien sind Histogramme über alle Ereignisse, wohingegen die schraffiert gefüllten Histogramme nur Einzelpixelcluster enthalten (je 100.000 Aufnahmen, Hochspannung 20 kV, Referenzzeitverzögerung 4,04 μ s).

Der beschriebene Effekt ist in Zeitverteilungen zu verschiedenen Detektorschwellen erkennbar. In Abb. 7.9 sind Ergebnisse der Messungen bei einer Hochspannung von 20 kV und Energieschwellen von 8 keV bzw. 15 keV dargestellt. Die Breite der Zeitverteilung aller Ereignisse (durchgezogene Kurven) nimmt bei höherer Schwelle nicht ab. Die Breite der Zeitverteilung für Einzelpixelcluster (schraffiert gefüllte Histogramme) nimmt zu und fällt bei Energieschwelle 15 keV mit der aller Ereignisse zusammen. Für beide Energieschwellen besitzt die Zeitverteilung für Einzelpixelcluster eine deutlich größere Breite als im in Abb. 7.6 gezeigten Fall für Energieschwelle 4,5 keV. Aus den Messungen folgt damit, dass die Erhöhung der Energieschwelle weder bei Auswertung aller Ereignisse noch bei der Beschränkung auf Einzelpixelcluster zu einer Verbesserung der Zeitauflösung führt. Stattdessen nimmt die Detektionseffizienz ab, was mit den Ausführungen in Abschnitt 6.4.2 kompatibel ist.

7.3.4 Clusteranalyse

In den in Abb. 7.6 gezeigten Zeitverteilungen für Einzelpixelcluster sind nur Ereignisse berücksichtigt, in denen keiner der acht Nachbapixel einen von Null verschiedenen Zählerstand besitzt. Dadurch werden fälschlicherweise auch solche Ereignisse aussortiert, die während derselben Aufnahme *zufällig* einen Nachbapixel treffen. Anders als in einem Detektor ohne Zeitinformation kann dies beim Timepix-Detektor vermieden werden, indem die Zählerstände benachbarter Pixel verglichen und zufällige Treffer von durch Ladungsverteilung verursachten durch Einführung eines Zeitlimits separiert werden.

Zur Abschätzung des Zeitlimits ist die Anstiegszeit des Ladungspulses vom Vorverstärker in Höhe von 100 ns ein plausibler Ausgangswert, da sie die charakteristische Größenordnung der Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe beschreibt. Die Analyse der Zeitdifferenzen Δt in Zweipixelclustern bestätigt diese Abschätzung.

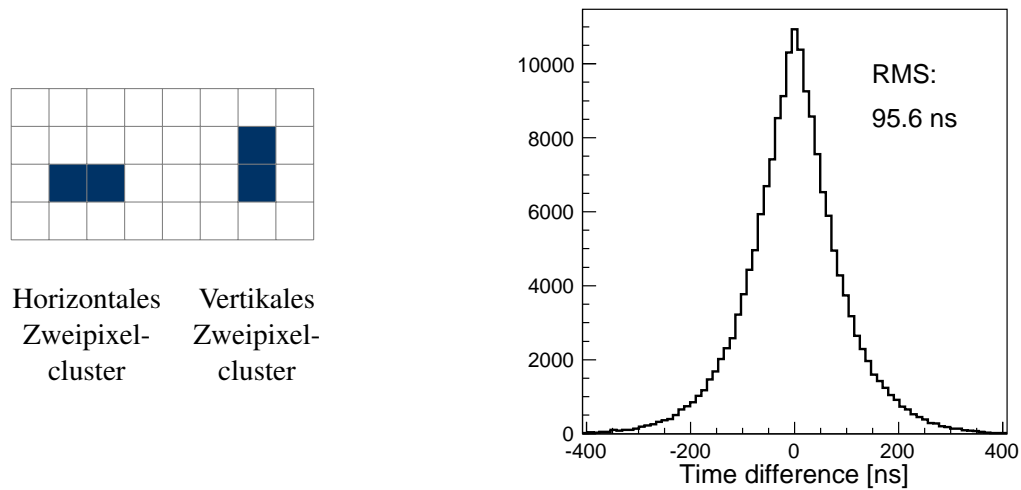


Abbildung 7.10: Verteilung der gemessenen Zeitdifferenzen in Zweipixelclustern (rechts) aus 50,000 Aufnahmen bei Hochspannung 20 kV und Detektorschwelle 4,5 keV. Gemäß Definition (links) darf keines der zehn Nachbarpixel einen endlichen Zählerstand aufweisen.

Im rechten Teil von Abb. 7.10 sind die aus der Messung bei 20 kV Hochspannung und 4,5 keV Detektorschwelle bestimmten Zeitdifferenzen für die im linken Teil schematisch gezeigten Clusterarten aufgetragen. Die Symmetrie der Verteilung folgt aus der Tatsache, dass Photoelektronen relativ zu den Pixelkanten zufällig ankommen und damit in einem Cluster kein Pixel ausgezeichnet ist. Ihre RMS-Breite in Höhe von 95,6 ns liegt zwar auf der erwarteten Größenordnung, ist allerdings zu hoch, um die Verteilung ausschließlich durch die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe zu erklären. Analog zum in Abschnitt 7.3.3 hergeleiteten Verhalten bei Erhöhung der Detektorschwelle sind die Beiträge bei betragsmäßig großen Zeitdifferenzen auf Ereignisse zurückzuführen, bei denen die Energiedeposition in einem Pixel des Clusters nahe an der Energieschwelle liegt und daher geringe Fluktuationen den Detektionszeitpunkt signifikant verfälschen. Die Separation eines zufälligen Ereignisses in einem Nachbarpixel von einem durch Ladungsverteilung erzeugten kann folglich durch Einführung eines Zeitlimits $\Delta t_{\min} \gtrsim 100$ ns realisiert werden. In Abb. 7.11 sind die Zeitverteilungen von Photoelektronen bei 20 kV Hochspannung und 4,5 keV Detektorschwelle für verschiedene Werte von Δt_{\min} dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Breite der Verteilung durch Erhöhung des Zeitlimits zunächst abnimmt und für $\Delta t_{\min} \geq 12T_{\text{clock}}$ sättigt. Eine weitere Erhöhung des Zeitlimits bewirkt lediglich eine Abnahme der Effizienz, da zufällige Treffer eines Nachbarpixels fälschlicherweise aussortiert werden.

7.3.5 Emissionsverhalten der Photokathode

Der Vergleich der Skalierung der in Abb. 7.6 dargestellten Zeitverteilungen zeigt die deutliche Abnahme der Anzahl detektierter Photoelektronen mit abnehmender Hochspannung. Die verschiedenen Messungen wurden jedoch von der Hochspannung abgesehen unter denselben experimentellen Bedingungen durchgeführt, insbesondere mit demselben Lichtfluss der Lampe und denselben Detektorparametern.

Durch eine Analyse der Anzahl getriggelter Pixel pro Aufnahme kann der Effekt auf die

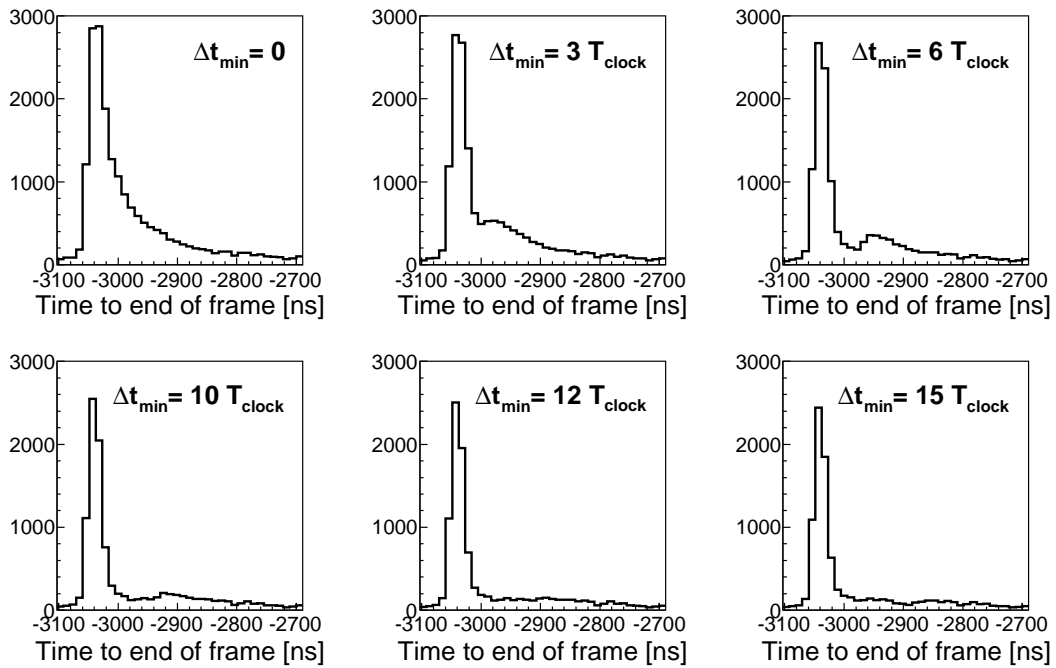


Abbildung 7.11: Zeitverteilungen von Photoelektronen wie in Abb. 7.6, allerdings für verschiedene Zeitlimits Δt_{\min} bei der Analyse von Einzelpixelclustern.

Effizienz der Photokathode zurückgeführt werden. In Abb. 7.12 sind für drei verschiedene Hochspannungen Verteilungen der Anzahl der Einzelpixelcluster pro Aufnahme gezeigt, die auf Photonen aus einer Entladung in der Lampe zurückgeführt werden können. Hierzu wurde aus den Messdaten jeweils die Anzahl der Einzelpixelcluster pro Aufnahme bestimmt, deren Zählerstände und damit Ereigniszeiten im Bereich des jeweiligen Maximums der schraffiert gefüllten Histogramme von Abb. 7.6 liegen. Nach Abzug des für Zählerstände außerhalb des jeweiligen Maximums bestimmten Untergrundes durch Spontanemission aus der Photokathode verbleiben nur Ereignisse, die kausal mit einer Entladung in der Lampe zusammenhängen.

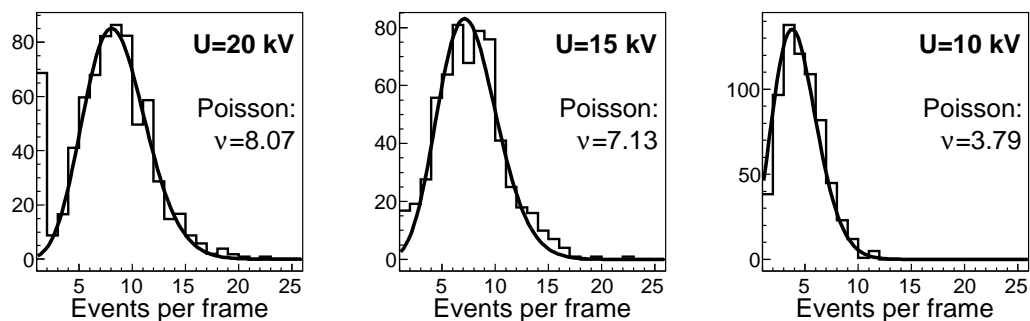


Abbildung 7.12: Häufigkeitsverteilungen für Einzelpixelcluster im Zeitfenster des Lampensignals in den in Abb. 7.6 gezeigten Daten nach Abzug des Photokathodenuntergrundes.

Aus der Anpassung von Poisson-Verteilungen an die Werte ergibt sich die mittlere Anzahl ν der Photoelektronen pro Aufnahme, die bei einer Entladung in der Lampe durch den Timepix-Detektor als Einzelpixelcluster detektiert werden. Sie nimmt im Widerspruch zu Erwartungen aus Simulationen mit abnehmender Hochspannung ab. Aus den Kurven in Abb. 6.9 würde folgen, dass die Detektionseffizienz für Einzelpixelcluster ε_1 für Detektorschwellen E_{THL} bis knapp unterhalb der halben Primärenergie E_0 monoton mit E_{THL} zunehmen müsste. Hält man umgekehrt die Schwelle konstant und reduziert die Primärenergie, müsste derselbe Effekt auftreten, solange $E_0 \gtrsim 2E_{\text{THL}}$ bleibt. Dies folgt aus Abb. 7.13, in der der Beitrag ε_1 von Einzelpixelclustern zur Detektionseffizienz für verschiedene Primärenergien gezeigt ist. Die Detektorschwelle von 4,5 keV ist gestrichelt markiert. Gemäß der Rechnung sollte die Anzahl der detektierten Einzelpixelcluster im Widerspruch zu den experimentellen Daten bei 10 kV Hochspannung verglichen mit 20 kV um einen Faktor 1,44 höher sein.

Die Auflösung des Widerspruchs liegt im Emissionsverhalten der Photokathode verborgen. Da der Photonenfluss der Entladungslampe in den Experimenten nicht variiert wurde, ist das gemessene Verhalten als Zunahme der Anzahl der von der Photokathode pro ein- gestrahltem Photon emittierten Photoelektronen, d.h. als Zunahme der Quanteneffizienz mit der Hochspannung zu interpretieren. Dies ist in der Literatur als Schottky-Effekt bekannt und kann im Bändermodell als Abnahme der Austrittsarbeit Φ der Photokathode bei Anwesenheit eines starken elektrischen Feldes vor dieser interpretiert werden [Ibach95].

Da in der Auswertung der Messdaten größere Cluster nicht berücksichtigt werden, stellen die Werte von ν insbesondere für Hochspannungen $U \gg 2E_{\text{THL}}/e$ nur eine Untergrenze für die wahre Anzahl der pro Entladung emittierten Photoelektronen dar. Für den hier gezeigten Vergleich der Messungen bei verschiedenen Hochspannungen ist jedoch die Beschränkung auf Einzelpixelcluster erforderlich, da die Detektionseffizienz von Zweipixelclustern bei Hochspannungen $U \approx 2E_{\text{THL}}/e$ auf Null absinkt (vgl. Abschnitt 6.4.2).

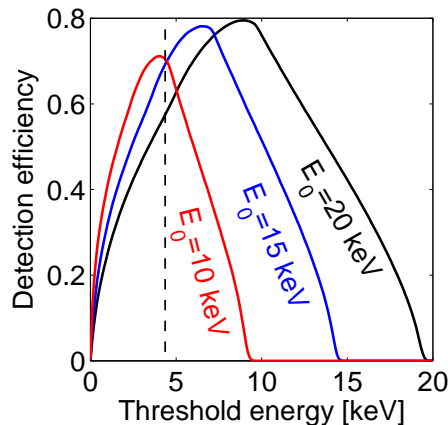


Abbildung 7.13: Beitrag der Einzelpixelcluster zur Detektionseffizienz für Photoelektronen verschiedener Primärenergie E_0 als Funktion der Detektorschwelle (Totschicht 200 nm).

7.4 Vergleich mit Testpulsmessungen

Bei Messungen mit Photoelektronen wird in einem Pixel unvermeidbarerweise ein Energiespektrum deponiert, sodass die Ursachen der Breite der Zeitverteilung nur indirekt durch die Beschränkung auf Einzelpixelcluster und durch die Variation von Detektorschwelle und Hochspannung identifiziert werden können. Einen direkten Zugang zu den Eigenschaften der Pixelelektronik des Timepix-Detektors bieten elektronisch generierte Testpulse, die durch Anlegen eines Spannungspulses einstellbarer Höhe über der vor dem Ladungsvorverstärker parallel zum Sensoreingang liegenden Testkapazität erzeugt werden (vgl. Abschnitt 3.2.2). Da Kapazitäten hochgenau gefertigt werden können, kann von der Vergleichbarkeit der Testpulse und damit der Messergebnisse für verschiedene Pixel ausgegangen werden.

7.4.1 Messverfahren

In einer Aufnahme wird pro Zeile und Spalte nur in jedem 16. Pixel das Testbit gesetzt, d.h. die Testkapazität durch den Spannungspuls geladen. Auf diese Weise wird das Übersprechen des Pulses auf Nachbapixel vermieden. Nach 256 aufeinanderfolgenden Aufnahmen mit Verschiebung des Rasters auf alle möglichen Positionen in der 16×16 -Einheitszelle sind alle Pixel getestet. Abb. 7.14 veranschaulicht die Messmethode. Der Testpuls selbst wird zu einem festen Zeitpunkt innerhalb der laufenden Aufnahme ausgelöst. Nach Ref. [Llopart07a] besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Ladung des Pulses und der über der Testkapazität angelegten Spannung, wobei die Spannung $U_{TP} = 0,4\text{V}$ der Ladung $Q_{TP} = 18,75\text{ke}^-$, d.h. für Silizium einer Energiedeposition von $67,5\text{keV}$ entspricht. Weitere Details zum Messverfahren sind in den Kapiteln 1.4 und 1.6 von Ref. [Gebert07] angegeben.

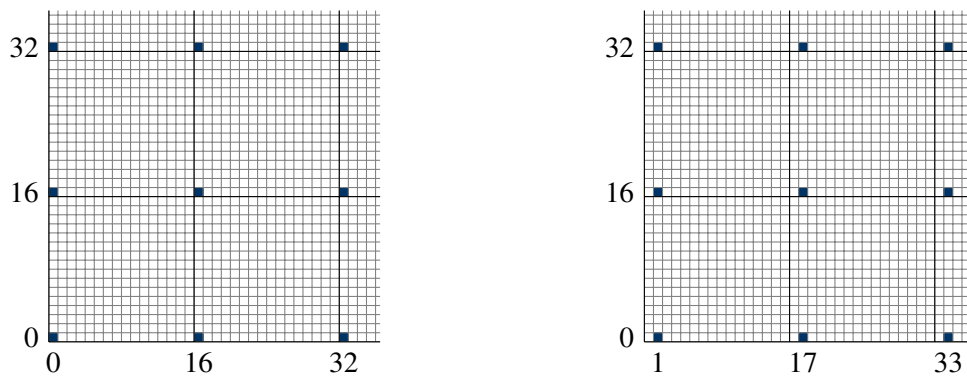


Abbildung 7.14: Schematische Darstellung zweier Aufnahmen einer Testpulsmessung im jeweils 16. Pixel jeder Zeile und Spalte: Nach 256 Aufnahmen ist die 16×16 -Einheitszelle vollständig abgerastert.

7.4.2 Detektionszeitpunkt und Pulshöhe

Die in Abschnitt 7.3.2 aus den Messungen mit Photoelektronen abgeleitete Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe wird durch Testpulsmessungen bestätigt.

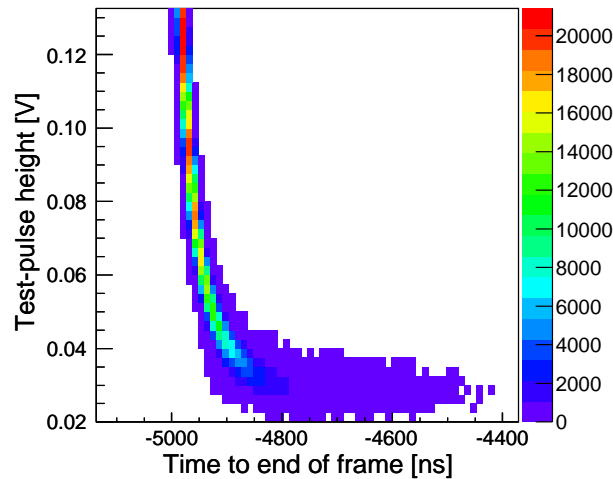


Abbildung 7.15: Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Testpulshöhe für eine Zeile des Detektors und 100 Aufnahmen (THL=390, THLcoarse=7).

In Abb. 7.15 ist für die Pixel einer Detektorzeile und 100 Aufnahmen der Detektionszeitpunkt gegen die Pulshöhe als Farbdarstellung aufgetragen. Die genaue Wahl der Pixelzeile ist beliebig, die Beschränkung auf eine Zeile ist aber notwendig, da der Detektionszeitpunkt einen systematischen Gang vom der Ausleseelektronik nahen Ende einer Pixelspalte hin zum der Ausleseelektronik fernen Ende zeigt. Dieser Gang wird als Gang der Detektorschwelle innerhalb der Pixelspalte interpretiert und durch Beschränkung auf eine Zeile eliminiert.

Die Messungen zeigen, dass niedrige Testpulse nahe der Detektorschwelle im Mittel später als hohe Testpulse detektiert werden und eine breitere Zeitverteilung haben. Bei hohen Testpulsen ist die Ausdehnung der Zeitverteilung im wesentlichen auf zwei benachbarte Bins konzentriert. Sowohl die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe als auch die deutliche Verbreiterung bei niedrigen Pulshöhen entsprechen den Befunden aus Messungen mit Photoelektronen.

7.4.3 Einfluss der Zeitbasis

Zu einer gegebenen Testpulshöhe ist die Zeitverteilung als horizontaler Schnitt durch das Histogramm in Abb. 7.15 gegeben. In Abb. 7.16 sind derartige Schnitte für verschiedene Testpulshöhen gezeigt, wobei die Beiträge zur Zeitverteilung von Pixeln in einer ungeradzahigen bzw. geradzahigen Spalte durch die unterschiedliche Füllung unterschieden werden. Aufgrund der in benachbarten Pixeln einer Zeile antiphasig laufenden Zeitbasis (vgl. Abschnitt 5.2.4 in Ref. [Llopart07a]) ist die zeitliche Korrelation zwischen Ereignis und Beginn des Zählens mit der nächsten fallenden Flanke der Zeitbasis über bis zu zwei Zeitbins verschmiert. Für die Zeitverteilung ist daher theoretisch eine Dreiecksverteilung mit Standardabweichung $\sqrt{2}\sigma_t \approx 4,5\text{ ns}$ zu erwarten, die aus der Faltung zweier Rechteckverteilungen gleicher Breite σ_t resultiert. Die Erwartung wird von den Zeitverteilungen zu 0,13 V und 0,105 V mit einer Standardabweichung von $\approx 5\text{ ns}$ gut erfüllt. Die verbleibende Diskrepanz resultiert aus der Tatsache, dass die einzelnen Histogramme für

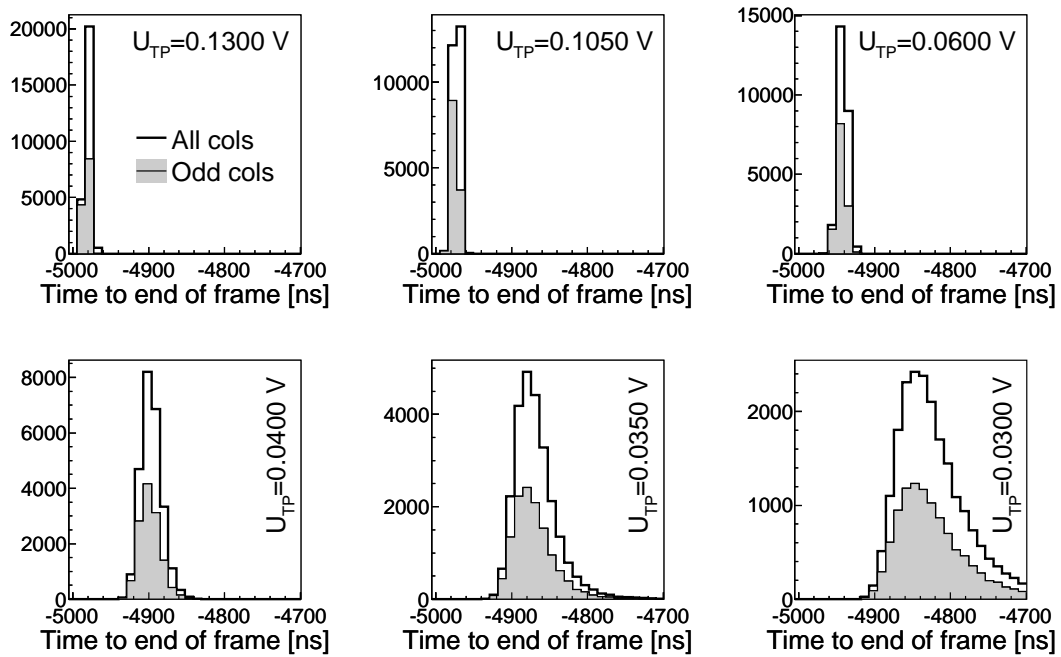


Abbildung 7.16: Aus Abb. 7.15 durch horizontale Schnitte erhaltene Zeitverteilungen für verschiedene Testpulshöhen. Der jeweilige Beitrag von Pixeln in ungeradzahigen Spalten ist schattiert gezeichnet.

Pixel in einer ungeradzahigen bzw. geradzahigen Spalte nicht auf ein Bin konzentriert sind, weshalb eine systematische Korrektur der antiphasig laufenden Zeitbasis nur eine moderate Verbesserung der Zeitauflösung bewirken würde.

Die hohe Breite der Zeitverteilungen zu Testpulshöhen $\lesssim 0,04$ V kann allerdings nicht auf die Verteilung der Zeitbasis zurückgeführt werden, da die beiden Beiträge für Pixel in einer ungeradzahigen bzw. geradzahigen Spalte gleich breit in die Gesamtverteilung eingehen. Zugang zur tatsächlichen Ursache der Breite zeigt die pixelweise Analyse der Messergebnisse.

7.4.4 Pixelinhomogenitäten und Reproduzierbarkeit

In der Farbdarstellung von Abb. 7.15 wurde über alle Pixel einer Zeile und 100 Aufnahmen integriert. Aufschluss über die Ursache der Breite der Zeitverteilungen in Abb. 7.16 gibt die pixelweise Auswertung, die die Separation systematischer Effekte zwischen Pixeln einer Zeile und statistischer Effekte zwischen verschiedenen Messungen gestattet. Konkret sind die Messdaten dergestalt auszuwerten, dass Mittelwert und Standardabweichung des Detektionszeitpunkts aus jeweils 100 Aufnahmen für alle Testpulshöhen pixelweise bestimmt werden.

In Abb. 7.17 ist dies für verschiedene Testpulshöhen gezeigt. Die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe ist aus dem Offset zwischen den Kurven ersichtlich. Jeder Datenpunkt repräsentiert den Mittelwert aus 100 Messungen, wobei vorausgesetzt wurde, dass das Pixel angesprochen haben muss. Der Fehlerbalken stellt die zugehörige

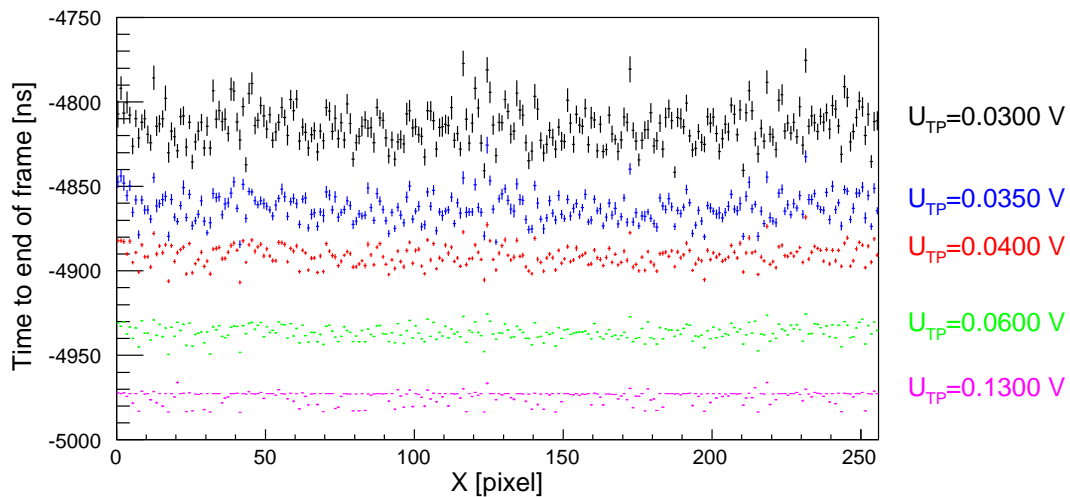


Abbildung 7.17: Mittlere detektierte Zeit und Standardabweichung aus 100 Messungen für die Pixel einer Zeile und verschiedene Testpulshöhen.

Standardabweichung dar. Damit erklärt sich die Breite der Zeitverteilung wie folgt:

- Die Reproduzierbarkeit des Detektionszeitpunkts nimmt für Pulshöhen nahe der Detektorschwelle ab, d.h. die in einem Pixel bestimmte Ereigniszeit schwankt über mehrere Messungen von Aufnahme zu Aufnahme. Dies wird durch die Zunahme der Standardabweichung für niedrige Testpulshöhen deutlich und ist in Abb. 7.18 für ausgewählte niedrige Testpulshöhen jeweils als Histogramm über alle Pixel gezeigt. Bei Testpulshöhen $U_{TP} \geq 0,06$ V liegt die Standardabweichung dagegen unter 0,5 ns und ist damit vernachlässigbar.
- Insbesondere bei niedrigen Testpulshöhen wird eine Schwankung des Mittelwerts zwischen den Pixeln einer Zeile beobachtet. Ihre Ursache ist als Inhomogenität der Energieschwelle zwischen den Pixeln zu interpretieren, obwohl eine wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben am Rauschen erstellte Maske zum Schwellenabgleich verwendet wurde.

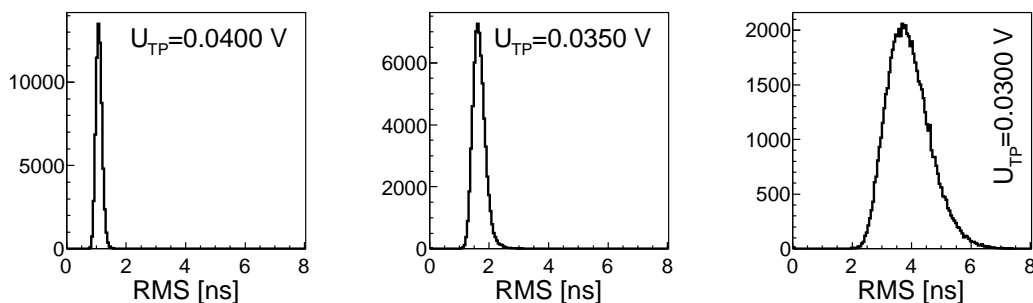


Abbildung 7.18: Verteilungen der Standardabweichungen aller Pixel des Detektors über 100 Messungen für verschiedene Testpulshöhen.

Der Einfluss räumlicher Inhomogenitäten ist besonders deutlich zu erkennen, wenn man die Beiträge einzelner Pixel zur Farbdarstellung der Abb. 7.15 untersucht. In Abb. 7.19 sind hierzu Mittelwert und Standardabweichung von zwei der 256 Pixel in der betrachteten Zeile gezeigt. Durch Wahl zweier gerader Spaltenindizes wird der Einfluss der in Abschnitt 7.4.3 diskutierten Verteilung der Zeitbasis eliminiert. Es ist eine systematische Verschiebung der beiden Kurven gegeneinander zu erkennen, welche bei hohen Testpulshöhen ca. 10 ns beträgt und für Pulse nahe der Energieschwelle bis auf ca. 50 ns zunimmt. Damit bestätigen die Messungen mit Testpulsen die Schlussfolgerungen aus Abschnitt 7.3.3, wonach die Breite der Zeitverteilung durch solche Pulse verursacht wird, die die Energieschwelle nur geringfügig überschreiten. Zeitliche und räumliche Schwankungen des Verstärkungsfaktors und der Energieschwelle bewirken eine hohe Abweichung des Detektionszeitpunkts. Als stark von der Pulshöhe abhängiger Effekt ist zugleich keine systematische Korrektur möglich.

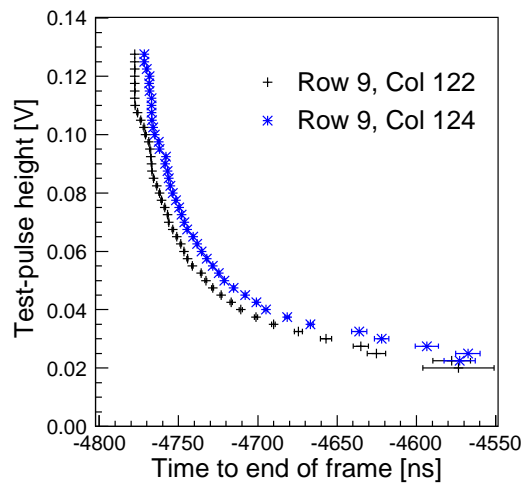


Abbildung 7.19: Mittelwert und Standardabweichung des Detektionszeitpunkts als Funktion der Testpulshöhe für zwei Pixel einer Zeile.

7.5 Ableitung der Zeitauflösung aus Simulationen

Die in dieser Arbeit diskutierten Simulationen der Detektorantwort beschränkten sich bisher auf die Energiedomäne. In diesem Abschnitt wird ausgeführt, wie sich davon ausgehend Aussagen über die Zeitdomäne herleiten lassen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Zeitspektren für Photoelektronen.

7.5.1 Methodik

Aufgrund der Proportionalität von Testpulshöhe und Energiedeposition lässt sich die Zeitverteilung für Testpulse einer bestimmten Höhe als Zeitverteilung für eine bestimmte Energiedeposition E interpretieren. Die zur Energiedeposition E gehörende Detektorantwort in der Zeitdomäne werde mit $f_E(t)$ bezeichnet. Für ein nicht monoenergetisches

Energieantwortspektrum $R(E)$ berechnet sich dann die Zeitverteilung $f(t)$ leicht durch Gewichtung der einzelnen Zeitverteilungen als das Integral

$$f(t) = \int_0^{E_0} R_{E_0}(E) f_E(t) dE. \quad (7.3)$$

In Abb. 7.20 ist die nach der in Abschnitt 6.3.3 erläuterten Vorgehensweise bestimmte Energieantwortsfunktion $R_{E_0}(E)$ des zentralen Pixels einer homogen beleuchteten 3×3 -Pixelregion gezeigt. Die schattierte Kurve repräsentiert den Beitrag von Einzelpixelclustern bei einer Energieschwelle von 4,5 keV in allen neun Pixeln. Nach Umrechnung der Energieantwortsfunktion in die Zeitdomäne unter Verwendung der Gl. 7.3 ergibt sich die in Abb. 7.21 gezeigte Zeitverteilung.

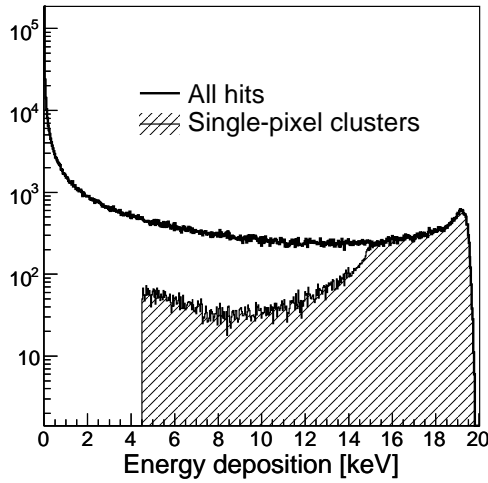


Abbildung 7.20: Energieantwortsfunktion des zentralen Pixels eines 3×3 -Clusters und Beitrag von Einzelpixelclustern (Details siehe Bildunterschrift der Abb. 6.7).

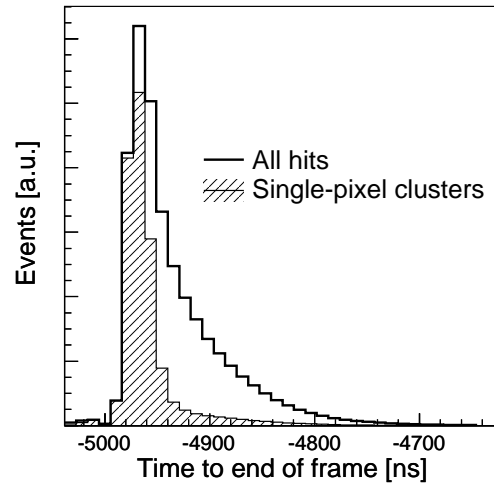


Abbildung 7.21: Simulierte Zeitverteilung für Photoelektronen nach Addition der mit der Energieantwortsfunktion aus Abb. 7.20 gewichteten Zeitverteilungen für Testpulse.

7.5.2 Vergleich von Simulation und Messung

Die in Abb. 7.21 gezeigten Zeitverteilungen zeigen qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen für Photoelektronen aus Abschnitt 7.3. Zum quantitativen Vergleich wird an beide Verteilungen eine phänomenologisch motivierte Funktion angepasst, die aus einem durch eine Stufe mit Gauß'scher Breite σ_{rise} beschriebenen Anstieg und einem exponentiellen Abfall mit Zeitkonstante τ_{decay} zusammengesetzt ist. Im Fall der Photoelektronenmessdaten wird weiterhin ein konstanter Untergrund berücksichtigt.

In Abb. 7.22 sind die Ergebnisse der Anpassung gezeigt und die Modellparameter angegeben. Mit einer Anstiegszeit σ_{rise} von 5,9 bzw. 5,6 ns und einer Zeitkonstanten τ_{decay} von 45,2 ns bzw. 47,1 ns ergibt sich zwischen der Photoelektronen- bzw. gewichteten Testpuls-messung eine sehr gute Übereinstimmung. Die physikalische Bedeutung der beiden Parameter verdient eine genauere Interpretation:

- Die funktionale Form des Abfalls nach dem Maximum ist a priori nicht festgelegt, insbesondere liegt kein physikalischer Zerfallsprozess zugrunde. Die Modellfunktion ist durch die Messungen phänomenologisch motiviert und hat die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe sowie räumliche und zeitliche Schwankungen des Verstärkungsfaktors und der Energieschwelle als Ursache.
- Die Anstiegszeit σ_{rise} kann als intrinsische Zeitauflösung des Timepix-Detektors verstanden werden, wenn von vollständiger Energiedeposition in einem Pixel und einer die Detektorschwelle deutlich überschreitenden Pulshöhe ausgegangen wird. Diese Interpretation wird bestätigt durch die Übereinstimmung des gefundenen Werts mit der in Abschnitt 7.4.3 angegebenen Breite der Zeitverteilungen für große Testpulshöhen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die Gewichtung der Testpulsmessungen mit der simulierten Energieantwortfunktion ein legitimes Verfahren zur Erklärung der Zeitverteilungen für Photoelektronen ist und quantitativ gültige Aussagen über die Zeitauflösung erlaubt.

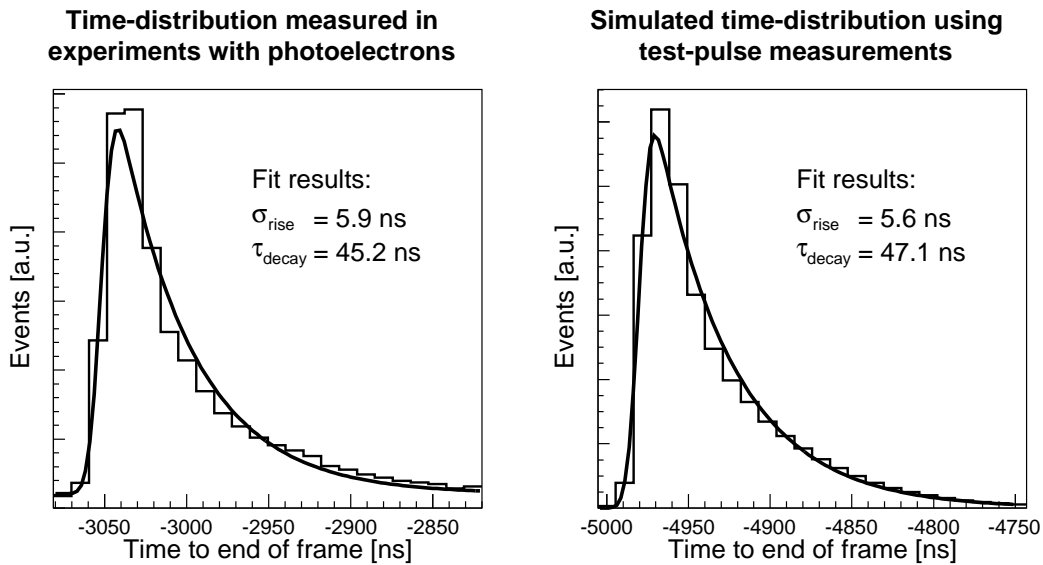


Abbildung 7.22: Anpassung einer Modellfunktion an die für Photoelektronen gemessene (links) bzw. durch Gewichtung von Zeitverteilungen für Testpulse mit der Energieantwortfunktion bestimmte Zeitverteilung (rechts).

7.6 Beurteilung

Die in diesem Kapitel erläuterten Messungen stellen einen Meilenstein auf dem Weg zu einem Hybriden Photonendetektor auf Basis des Timepix-Detektors dar. Durch die in Abschnitt 7.3 diskutierten Experimente wurde der Nachweis erbracht, dass der Timepix-Detektor mit einem Silizium-Sensor als pixelierte Anode eines Photonendetektors eingesetzt werden kann. Gleichzeitig wurde aus den Experimenten die für einen Photonendetektor relevante Kenngröße Zeitauflösung bestimmt. Die sich limitierend auf die

Zeitauflösung auswirkenden Einflussfaktoren wurden durch Kombination der Simulationen der Energieantwortfunktion mit Messungen unter Verwendung elektronisch generierter Testpulse eindeutig identifiziert. Während im Fall eines klassischen Photovervielfachers (PMT) insbesondere bei großen Photokathodenflächen der Transitzeitunterschied zwischen achsennahen und achsenfernen Punkten der Photokathode den größten Beitrag liefert, können die die Zeitauflösung eines Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors begrenzenden Faktoren im wesentlichen in zwei Rubriken subsumiert werden:

- **Geometrie:** Die Verteilung der deponierten Energie über mehrere benachbarte Pixel führt aufgrund der Kombination kleiner Pixel der Kantenlänge $55\text{ }\mu\text{m}$ mit einem vergleichsweise dicken Sensor ($300\text{ }\mu\text{m}$) zu einer Energieantwortfunktion, die durch Beiträge bei Energiedepositionen deutlich unterhalb der Primärenergie dominiert wird. Da ein zählender Detektor stets den Vergleich der Energiedeposition in einem Pixel mit einer einstellbaren Energieschwelle als Selektionskriterium für die Ereignisdetektion verwendet, besitzt dieser geometrische Effekt einen starken Einfluss auf die Messung.
- **Elektronik:** In der Pixelzelle des Timepix-Detektors wird die Ereigniszeit durch Vergleich eines Spannungspulses variabler Höhe aber konstanter Anstiegszeit mit einer festen Energieschwelle bestimmt. Bei endlicher Anstiegszeit ist daher eine Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe und damit Energiedeposition zu erwarten. Zu diesem systematischen Effekt kommen zeitliche und räumliche Schwankungen hinzu, welche sich insbesondere dann kritisch auf die Zeitauflösung auswirken, wenn die Pulshöhe die Detektorschwelle nur knapp überschreitet. Der übliche pixelweise Schwellenabgleich mit einer am Rauschen erstellten Maske zeigt sich als nicht ausreichend für die Erzielung einer hohen Zeitauflösung.

Zusammenfassend wurde mit den Ergebnissen dieses Kapitels gezeigt, wie geometrische Effekte im Sensor in Kombination mit dem Verhalten der Pixelelektronik die Zeitauflösung der Photoelektronendetektion mit dem Timepix-Detektor bestimmen. Da das Verhalten der Elektronik nur durch ein neues Chipdesign verändert werden kann, richtet sich im verbleibenden Teil dieser Arbeit das Augenmerk auf die Modifikation der Geometrie zur Optimierung der Zeitauflösung.

Kapitel 8

Parameteroptimierung und Ausblick

Inhalt

8.1	Motivation	87
8.2	Geometrieoptimierung mit dem Timepix-Detektor	88
	8.2.1 Energieantwortfunktion	88
	8.2.2 Zeitauflösung und Detektionseffizienz	88
	8.2.3 Beurteilung	92
8.3	Chipdesign	92
	8.3.1 Taktfrequenz	92
	8.3.2 Anstiegszeit	93
	8.3.3 Simultane Bestimmung von Zeitpunkt und Pulshöhe	93
	8.3.4 Detektorauslese und Ratenfestigkeit	95

8.1 Motivation

Der erfolgreiche Nachweis von Photoelektronen in einem Testaufbau und die Erklärung der erreichten Zeitauflösung durch Verknüpfung von Simulation und Experiment im letzten Kapitel haben gezeigt, dass ein Hybrider Photonendetektor auf Basis des Timepix-Detektors ein Erfolg versprechendes Detektorkonzept für die Teilchenphysik und andere Anwendungen darstellt. Im Vergleich mit anderen Detektorkonzepten (vgl. Abschnitt 2.2) ist dabei allerdings eine Verbesserung der Zeitauflösung erforderlich, um in den niedrigen einstelligen Nanosekundenbereich vorzustoßen.

Mit dem gegebenen Chipdesign des Timepix-Detektors kann sich eine Optimierung nur auf die geometrischen Parameter Sensordicke und Pixelgröße beschränken. Die hierüber gefundenen Erkenntnisse besitzen aufgrund der Trennung von Sensor und Chip Gültigkeit unabhängig vom konkreten Design der Elektronik und treffen daher auch auf ein überarbeitetes Chipdesign zu, welches als Timepix2-Detektor geplant ist. Verbesserungen in dieser Neuentwicklung betreffen insbesondere eine höhere Taktfrequenz, eine kürzere Pulsanstiegszeit im Analogteil, die gleichzeitige Detektion von Zeit und Pulshöhe sowie neuartige Auslesekonzepte zur Erhöhung der Ratenfestigkeit.

8.2 Geometrieoptimierung mit dem Timepix-Detektor

Der Einfluss der diffusiv-repulsiven Verteilung der Ladungsträgerwolke über benachbarte Pixel ist geometrischer Natur und tritt wie in Abschnitt 6.5 gezeigt insbesondere an den Pixelgrenzen zu Tage. Der einfachste Ansatz zu seiner Reduzierung und damit zur Verbesserung der Zeitauflösung ist mithin die Verwendung eines dünneren Sensors zur Reduzierung der Driftzeit und/oder die Erhöhung der Pixelgröße. Ersteres stellt insofern eine technische Herausforderung dar, als Herstellungsprozesse für Silizium-Wafer bei typischen Dicken von 100 μm an ihre Grenzen stoßen. Die Erhöhung der Pixelgröße impliziert bei Verwendung des Timepix-Detektors den Einsatz eines Sensors, der auf der dem Chip zugewandten Seite größere Elektroden von beispielsweise 110 μm Kantenlänge besitzt, die pro Zeile bzw. Spalte nur mit jedem zweiten Pixel kontaktiert sind.

8.2.1 Energieantwortfunktion

Der Einfluss der Geometrie wird in Abb. 8.1 für Pixel der Kantenlängen 55 μm , 110 μm und 220 μm (von links nach rechts) sowie für Sensordicken von 300 μm , 200 μm , 100 μm und 50 μm (von oben nach unten) verdeutlicht. Entsprechend Ref. [Korn07a] wurden für die verschiedenen Dicken Driftzeiten von 22 ns, 12 ns, 5 ns bzw. 2,5 ns angenommen. Analog zu Abb. 7.20 sind jeweils die Energieantwortfunktion des zentralen Pixels einer homogen beleuchteten 3×3 -Pixelregion ohne Clusteranalyse (dicke schwarze Linie) bzw. bei Beschränkung auf Einzelpixelcluster und einer Detektorschwelle von 4,5 keV (schraffiert gefüllt) gezeigt. Weiterhin ist zum Vergleich die in Abschnitt 5.3.2 diskutierte Energieantwortfunktion eines homogenen Sensors, d.h. ohne Einfluss der Pixelierung, eingetragen (blaue Linie).

Die Höhe des Maximums knapp unterhalb der Primärenergie nimmt in den schwarz gezeichneten Kurven mit wachsender Pixelgröße und mit sinkender Sensordicke zu. Sie ist nach oben durch die blau gezeichnete Kurve limitiert, die die in Abwesenheit der Pixelierung gültige Energieantwortfunktion darstellt und durch die Rückstreuung eines Photoelektrons von der Sensoroberfläche bestimmt wird. Die Höhe des Plateaus für Energiedepositionen zwischen ca. 5 und 15 keV, dessen Anteil oberhalb der blau gezeichneten Kurve Konsequenz der Verteilung der Ladungswolke über mehrere benachbarte Pixel ist, nimmt zugleich ab. Allerdings werden selbst beim Übergang von der Kombination 55 μm Pixelgröße und 300 μm Sensordicke zu 220 μm Pixelgröße und 100 μm Sensordicke derartige Ereignisse nur um ungefähr eine halbe Größenordnung unterdrückt, sodass weiterhin ein limitierender Einfluss auf die Zeitauflösung zu erwarten ist.

8.2.2 Zeitauflösung und Detektionseffizienz

In Abb. 8.2 sind die sich für Photoelektronen der Primärenergie 20 keV ergebenden Zeitverteilungen gezeigt. Sie wurden aus den Energieantwortfunktionen der Abb. 8.1 wie in Abschnitt 7.5.1 erläutert durch gewichtete Superposition der Zeitverteilungen für Testpulse verschiedener Höhen bestimmt. Die Breite der Verteilungen nimmt erwartungsgemäß mit wachsender Pixelgröße und sinkender Sensordicke ab, insbesondere in den fett gezeichneten Histogrammen, die aus allen Ereignissen ohne Clusteranalyse bestimmt wurden. Die angegebenen Werte σ_{SPC} ergeben sich aus der Anpassung von Gauß-Funktionen

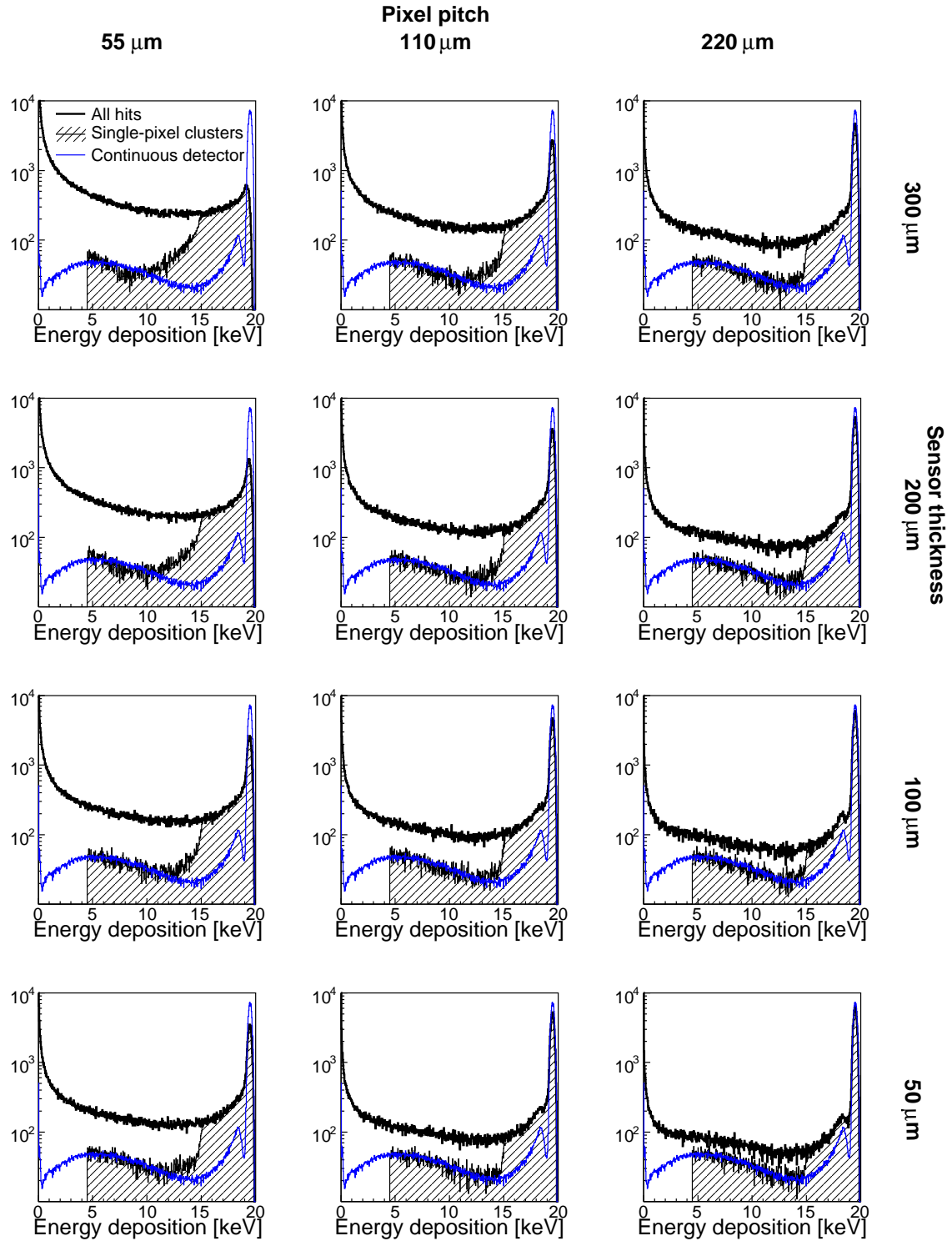


Abbildung 8.1: Energieantwortfunktion des zentralen Pixels einer homogen beleuchteten 3×3 -Pixelregion in Abhängigkeit von Sensordicke (von oben nach unten) und Pixelgröße (von links nach rechts). In die Histogramme für alle Ereignisse (dicke schwarze Linie) bzw. für Einzelpixelcluster bei einer Detektorschwelle von 4,5 keV (schraffiert gefüllt) ist ferner die Energieantwort eines homogenen Sensors eingezeichnet (blaue Linie). Die Ergebnisse beruhen auf Simulationen mit 10^5 Photoelektronen pro Pixel bzw. im Fall des homogenen Sensors 10^6 Photoelektronen insgesamt und Reskalierung mit Faktor 0,1 (Binbreite 0,036 keV, Totschichtdicke 200 nm, log. Skala).

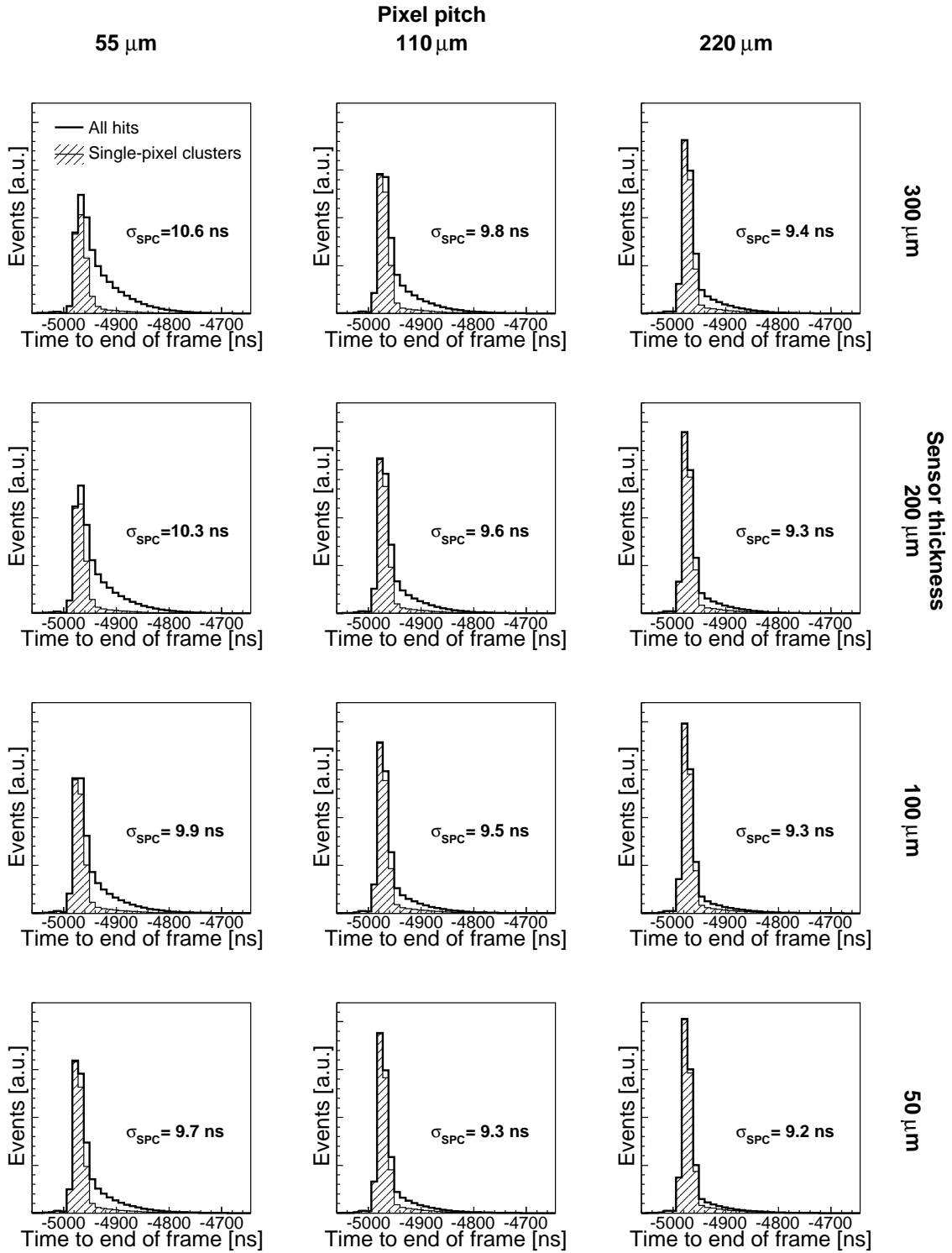


Abbildung 8.2: Simulierte Zeitverteilungen für Photoelektronen der Primärenergie 20 keV in Abhängigkeit von Sensordicke (von oben nach unten) und Pixelgröße (von links nach rechts). Zur Berechnung werden mit der jeweiligen Energieantwortfunktion aus Abb. 8.1 gewichtete Zeitverteilungen für Testpulse zugrunde gelegt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist für alle Verteilungen dieselbe Achsenskalierung verwendet.

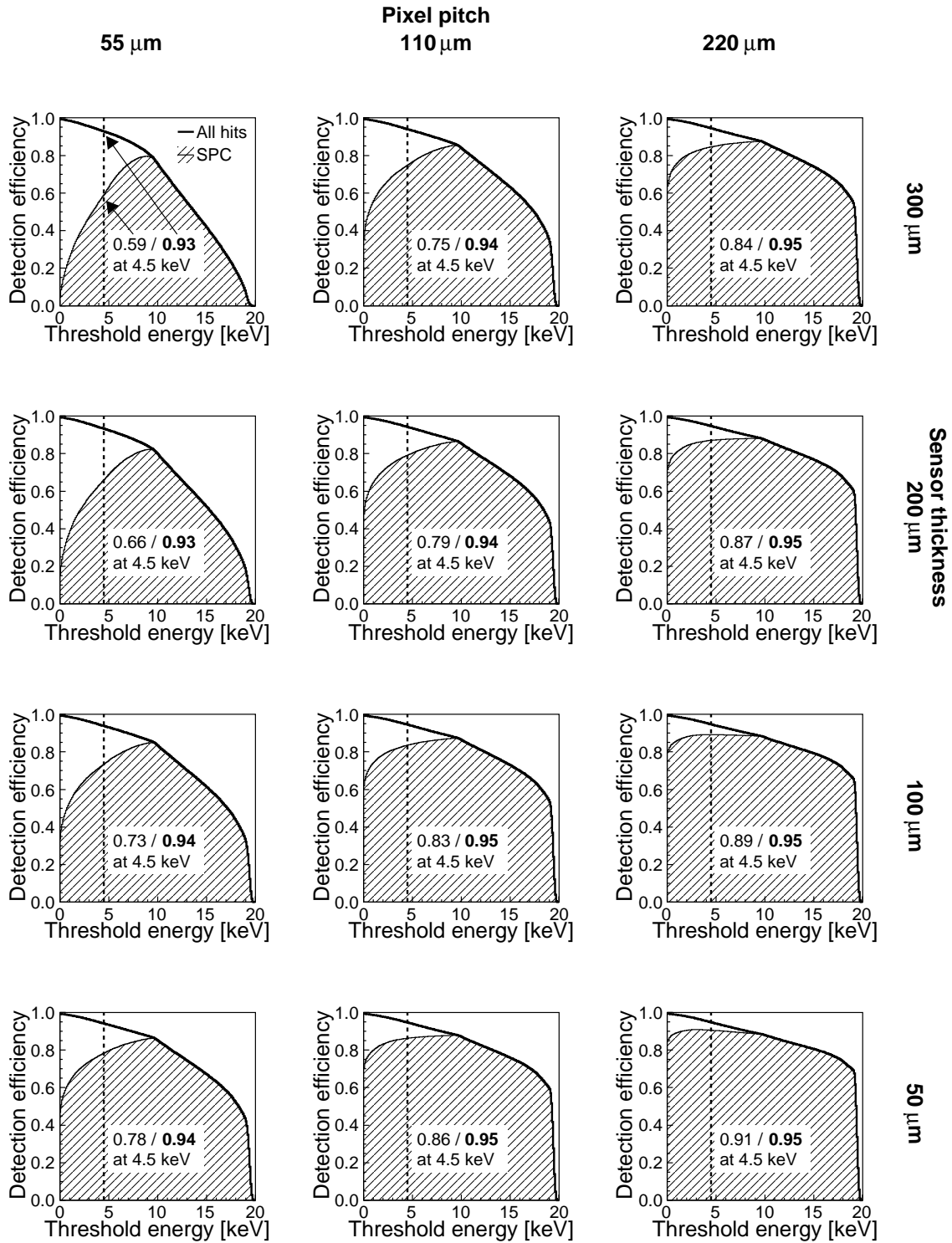


Abbildung 8.3: Detektionseffizienz für Photoelektronen der Primärenergie 20 keV in Abhängigkeit von Sensordicke (von oben nach unten) und Pixelgröße (von links nach rechts). Angegeben sind ferner die Detektionseffizienzen ϵ (ohne Clusteranalyse) und ϵ_1 (nur Einzelpixelcluster) bei Verwendung einer Energieschwelle von 4,5 keV, d.h. knapp oberhalb des Rauschens (gestrichelte Linie). Die Ergebnisse beruhen auf Simulationen mit 10^5 Photoelektronen pro Pixel (Totschichtdicke 200 nm).

an die schraffiert gefüllten Histogramme und sind als Zeitauflösung bei Beschränkung auf Einzelpixelcluster zu verstehen.

Auch bei Optimierung der geometrischen Einflussfaktoren stagniert die Zeitauflösung bei 9 ns. Reduzierung der Sensordicke und Erhöhung der Pixelgröße bewirken allerdings eine Zunahme der Detektionseffizienz, wie am Verlauf der Kurven in Abb. 8.3 erkennbar ist. Insbesondere die Detektionseffizienz bei Beschränkung auf Einzelpixelcluster profitiert deutlich beim Übergang zur Pixelgröße 110 μm . Bei einer Sensordicke von 300 μm steigt sie von 0,59 auf 0,75 an, bei Sensordicke von 100 μm wird ein Wert von 0,83 erzielt. Die Detektionseffizienz ohne Clusteranalyse wächst nur schwach, da sie bereits nahe am durch die Rückstreuung eines Photoelektrons bestimmten Maximalwert von 0,95 liegt. Dieser wurde in Abschnitt 5.3.2 für einen homogenen Sensor hergeleitet.

8.2.3 Beurteilung

Ein Hybrider Photonendetektor auf Basis des Timepix-Detektors erreicht auch bei Verwendung eines dünneren Sensors und größerer Pixel nicht den in Abschnitt 1.2 für ein Neutrino-Teleskop angegebenen Zielwert für die Zeitauflösung von 2 ns. Zum gefundenen Limit in Höhe von $\sigma_{\text{SPC}} = 9 \text{ ns}$ trägt die Zeitbasis des Detektors nach Abschnitt 7.4.3 mit 5 ns bei. Wegen der quadratischen Addition der einzelnen Beiträge verbleibt somit ein Anteil von 7,5 ns, der auf die endliche Anstiegszeit des Spannungspulses am Vorverstärkerausgang und damit auf die Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe zurückzuführen ist. Anstiegszeit und Taktfrequenz des Chips sind folglich die in einem überarbeiteten Chipdesign zu verbessernden Stellgrößen.

Unabhängig von der konkreten Ausführung der Pixelelektronik wird eine Pixelgröße von 110 μm in Kombination mit einem 100 μm dicken Sensor für die Photoelektronendetektion vorgeschlagen. Diese Pixelgröße gewährleistet eine Ortsauflösung besser als $110/\sqrt{12} \mu\text{m} \approx 32 \mu\text{m}$, was bei Verwendung der in Abschnitt 4.4 vorgestellten invertierenden, verkleinernden Elektronenoptik mit einem Verkleinerungsfaktor von $\approx 5,2$ einer Ortsauflösung von 0,17 mm an der Photokathode entspricht. Derartige Werte werden weder mit konventionellen Photovervielfachern noch mit Siliziumphotodetektoren erzielt. Die Effizienz der Photoelektronendetektion beträgt anodenseitig unabhängig von der Wellenlänge des optischen Photons 0,83 und ist mit der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz der jeweiligen Photokathode zu multiplizieren.

8.3 Chipdesign

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit können Empfehlungen für ein überarbeitetes Design der Pixelzelle eines Timepix-Nachfolgechips gegeben werden. Im Zentrum steht hierbei die Zeitauflösung, deren Einflussfaktoren in Kapitel 7 durch Messungen identifiziert und quantifiziert wurden. Mit im günstigsten Fall 9 ns ist sie die Kenngröße mit dem größten Optimierungspotenzial bei Verwendung einer angepassten Elektronik.

8.3.1 Taktfrequenz

Die in Abb. 7.16 für verschiedene Testpulshöhen gezeigten Zeitverteilungen belegen, dass die Limitierung der Zeitauflösung für die Detektorschwelle weit überschreitende Pulse

durch die Taktfrequenz und die Verteilung der Zeitbasis über die Pixelmatrix gegeben ist. Ein mit 500 MHz Taktfrequenz arbeitender Detektor würde mit einer intrinsischen Limitierung von < 2 ns in den für Neutrinoobservatorien erforderlichen Bereich vorstoßen. Dabei müsste die schnelle Zeitbasis nicht notwendigerweise global, d.h. über die gesamte Pixelmatrix verteilt sein. Sie könnte stattdessen durch einen in jeder Pixelzelle verfügbaren schnellen Oszillator realisiert werden, der die Zeit zwischen der Registrierung des Ereignisses in der Pixelzelle und der nächsten Flanke der globalen Zeitbasis abdeckt. Für letztere würde sich im Hinblick auf die Kompatibilität mit der Bunch-Crossing-Rate des LHC-Beschleunigers eine Taktfrequenz von 40 MHz anbieten. Jedes Ereignis würde auf diese Weise durch zwei Zeitmarken mit einer durch die Frequenz des schnellen Oszillators bestimmten Zeitauflösung beschrieben werden.

8.3.2 Anstiegszeit

Die Anstiegszeit des Spannungspulses am Ausgang des Ladungsvorverstärkers ist für den Timepix-Detektor mit 100 ns angegeben [Llop07a]. Aufgrund der Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Pulshöhe beträgt ihr Beitrag zur Zeitauflösung 7,5 ns. Eine kürzere Anstiegszeit führt zwar zu einer höheren Leistungsaufnahme jedes Pixels. Dies könnte durch die bei einer Pixelgröße von 110 μm deutlich größere verfügbare Fläche für Elektronik kompensiert werden. Unter der Annahme, dass sich eine Verkürzung der Anstiegszeit um einen Faktor vier auf 25 ns mit demselben Faktor auf die Zeitauflösung auswirkt, ist eine Abnahme von 7,5 ns auf ca. 2 ns zu erwarten. Zusammen mit dem ebenso großen Beitrag durch die Zeitbasis ergäbe dies eine konkurrenzfähige Zeitauflösung von 3 ns.

8.3.3 Simultane Bestimmung von Zeitpunkt und Pulshöhe

Alle bislang angegebenen Werte für die Zeitauflösung bezogen sich auf Einzelpixelcluster, deren Beitrag zur Detektionseffizienz ϵ_1 je nach Pixelgröße, Sensordicke und Detektorschwelle zwischen 60% und 90% liegt (vgl. Abb. 8.3). Bei Kenntnis von Zeitpunkt und Pulshöhe für jedes Ereignis wäre diese Beschränkung nicht mehr erforderlich, denn die Abhängigkeit der Detektionszeit von der Pulshöhe könnte systematisch korrigiert und Pulshöhen nahe der Detektorschwelle eine geringere Signifikanz beigemessen werden. Dieser konzeptionell klare Ansatz erfordert allerdings in der experimentellen Realisierung die Fähigkeit, die Pulshöhe sehr genau messen zu können.

Die gleichzeitige Messung von Ereigniszeit und Pulshöhe ist mit dem Timepix-Detektor nach Abschnitt 3.2 nicht möglich, allerdings kann anstelle der Ereigniszeit die Zeitdauer bestimmt werden, während der der Ladungspuls die Detektorschwelle überschreitet. Diese Größe korreliert aufgrund der Pulsform mit festem Entladestrom mit der Pulshöhe. Abb. 8.4 zeigt deren Verteilung für zwei verschiedene Aufnahmedauern bei einer Hochspannung von 15 kV und Detektorschwelle von 4,5 keV.

Bei einer Aufnahmedauer von 7 ms (links) ist die Wahrscheinlichkeit für die Detektion von mehr als einem Photoelektron pro Aufnahme in einem Pixel vernachlässigbar und die Verteilung besitzt nur ein Maximum, dessen hohe Breite anders als bei Zeitverteilungen in Kapitel 7 durch Beschränkung auf Einzelpixelcluster nur unwesentlich reduziert werden kann. Dies hat zur Folge, dass in der Verteilung bei einer Aufnahmedauer von 12 s

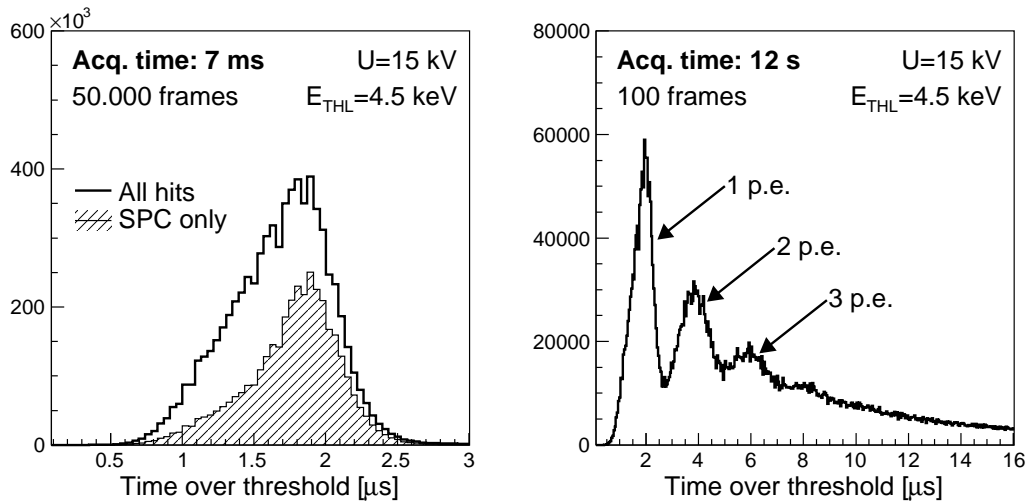


Abbildung 8.4: Für zwei verschiedene Aufnahmedauern gemessene Verteilungen der Zeitdauer, während der der Ladungspuls die Detektorschwelle überschreitet. Bei einer Aufnahmedauer von 12 s (rechts) ist der Beitrag von Einzelpixelclustern aufgrund der hohen Anzahl von Ereignissen pro Aufnahme verschwindend gering und daher nicht eingezeichnet.

(rechts) lediglich Maxima für bis zu drei Photoelektronen aufgelöst werden.

Die Verteilungen können als digitalisierte Pulshöhenspektren der Photoelektronendetektion mit dem Timepix-Detektor interpretiert werden. Üblicherweise werden Pulshöhenspektren mit einem Vielkanalanalysator (oft als *ADC* bezeichnet) an der Anode eines Photonendetektors gemessen und geben Auskunft über die Fähigkeit zur Trennung von Ereignissen mit einem, zwei oder mehreren Photoelektronen. In Messungen mit dem Timepix-Detektor entfällt der Sockelbeitrag des Elektronikrauschens (*pedestal*), da nur Ereignisse registriert werden, die die Diskriminatorschwelle überschreiten.

Verglichen mit Hybriden Photonendetektoren mit einer Siliziumdiode als Anode, d.h. nur einem Kanal, ist das Auflösungsvermögen des Timepix-Detektors damit mäßig. Die hohe Breite der Verteilung auch nach Beschränkung auf Einzelpixelcluster belegt, dass nicht der Energiedepositionsprozess im Sensor, sondern das Verhalten der Pixelelektronik für die begrenzte Auflösung verantwortlich ist. Die physikalische Ursache kann wie in Abschnitt 7.4 erklärt werden. Bei der Messung der Zeitdauer, während der der Ladungspuls die Detektorschwelle überschreitet, gehen Schwankungen der Pulshöhe bzw. der Detektorschwelle in einem Pixel zweifach ein. Bei großen Pulshöhen liefert der Vergleich der steigenden Flanke mit der Detektorschwelle gemäß Abschnitt 7.4.4 eine reproduzierbare Zeitinformation. Die typische Entladedauer des Spannungspulses beträgt mit 3 μs ein Vielfaches der Anstiegszeit von 100 ns, weswegen der Zeitpunkt des Unterschreitens der Detektorschwelle durch einen Spannungspuls bei nur kleinen Schwankungen stark variiert. Die Bestimmung der Pulshöhe ist damit zwar näherungsweise möglich, die Auflösung genügt aber nicht für die saubere Trennung von Ereignissen mit mehreren Photoelektronen. Ein Neudesign der Pixelelektronik sollte diese Problematik durch eine Messmethode adressieren, die von Schwankungen im Bereich der fallenden Flanke des Spannungspulses erheblich geringer beeinflusst wird.

8.3.4 Detektorauslese und Ratenfestigkeit

Die Auslese der Zählerstände erfolgt bislang für alle Pixel am Ende einer Aufnahme (vgl. Abschnitt 3.3.5). Bei serieller Auslese bewirkt dies eine Totzeit von ca. 40 ms, wovon 9,2 ms auf den Chip selbst zurückgehen. Bei paralleler Auslese über eine neue Ausleseelektronik kann der Chip-seitige Beitrag zur Totzeit auf 288 μ s gesenkt werden. Eine weitere Reduzierung in einem Nachfolgedesign ist wünschenswert.

Neben der Auslesezeit ist zur Erreichung hoher Ratenfestigkeiten eine Auslesearchitektur mit Unterdrückung nicht getroffener Pixel erforderlich. Konkret bedeutet dies die Loslösung von festen Aufnahmedauern zugunsten einer Selbsttriggerung der Auslese durch jeden getroffenen Pixel. Statt der Zählerstände aller Pixel würde auf diese Weise ein Datenstrom generiert, der neben der Zeilen- und Spaltenkoordinate des jeweiligen Pixels die Ereigniszeit und die Pulshöhe umfasst.

Nimmt man an, dass die mit dieser Technik erzielte mittlere Aufnahmerate 10 kHz beträgt, folgt daraus und aus der in Abschnitt 3.3.4 bestimmten zulässigen Rate pro Aufnahme bei 1% Nichtlinearität eine Ratenfestigkeit von 82,5 MHz.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das Konzept eines neuartigen Hybriden Photonendetektors (HPD) zur Einzelphotonendetektion in der Astroteilchenphysik vorgestellt und durch Messungen und Simulationen evaluiert. Anders als bei gewöhnlichen Photovervielfacherröhren erfolgt die Signalverstärkung nicht durch ein mehrstufiges Dynodensystem, sondern durch Durchlaufen einer Potenzialdifferenz von 20 kV zwischen Photokathode und Anode. Der einstufige Verstärkungsprozess bewirkt eine hohe Einzelphotonenauflösung. Die anodenseitige Verwendung des Timepix-Detektors mit integrierter 100 MHz-Zeitbasis zur Photoelektronendetektion ermöglicht weiterhin eine hohe Orts- und Zeitauflösung und integriert die Ausleseelektronik in den Detektor.

Die radiale Punktbildfunktion des elektronenoptischen Systems wird für verschiedene Geometrien bestimmt. Sie kann anodenseitig auf 20 μm reduziert werden, indem eine fokussierende und invertierende Elektronenoptik verwendet und mit einer Potenzialdifferenz von 20 kV zwischen Photokathode und Anode betrieben wird. Mit dem Verkleinerungsfaktor von 5,2 entspricht dies an der Photokathode einem Wert von 110 μm . Die Transitzeitdispersion von 0,15 ns kann gegenüber dem Beitrag des Timepix-Detektors zur Zeitauflösung vernachlässigt werden.

Die Antwort des Timepix-Detektors beim Nachweis von Photoelektronen wird durch Messungen und Monte Carlo-Simulationen evaluiert. In den Messungen werden Photoelektronen aus einer CsI-Photokathode in Vakuum durch Beleuchtung mit einer Gasentladungslampe ausgelöst und nach Durchlaufen einer Potenzialdifferenz von bis zu 20 kV mit dem Timepix-Detektor orts- und zeitaufgelöst nachgewiesen. Bei Auswertung von Einzelpixelclustern kann eine Zeitauflösung von bis zu 10,6 ns (σ) erzielt werden. Bei Auswertung aller Ereignisse ist die Ankunftszeitverteilung hin zu späteren Zeiten verbreitert. Ursache dafür ist die Verteilung der durch ein Photoelektron im Sensor erzeugten Ladungsträgerwolke über mehrere benachbarte Pixel (*charge-sharing*). Dieser Effekt führt aufgrund der Pulsform im Analogteil der Pixelelektronik zur Abhängigkeit des Detektionszeitpunkts von der Energiedeposition (*time-walk*) und reduziert die Zeitauflösung. Er wird durch Verknüpfung von Monte Carlo-Simulationen der Energieantwortfunktion mit Messungen der Ankunftszeitverteilungen für elektronisch generierte Testpulse quantitativ erklärt.

Anhand von Monte Carlo-Simulationen wird die Wechselwirkung der Photoelektronen mit dem Silizium-Sensor quantitativ modelliert. Bei vollständiger Deposition der Primärenergie von 20 keV beträgt die mittlere Eindringtiefe 2,1 μm . Verglichen mit der Sensordi-

cke von 300 μm folgt daraus, dass die Ladungsträgerwolke nahe an der Sensoroberfläche entsteht und annähernd den gesamten Sensor bis zu den Elektroden der Pixelelektronik zu durchlaufen hat. Mit der dafür erforderlichen Driftzeit von 22 ns werden bei Berücksichtigung der Ladungsträgerdiffusion und -repulsion der effektive Diffusionsradius von 9,1 μm (σ) und daraus die Energieantwortfunktion berechnet. Aus dieser wird schließlich der Einfluss der Energieschwelle des Detektors auf die Detektionseffizienz, die mittlere Multiplizität eines Ereignisses und die effektive Pixelgröße bestimmt.

Basierend auf Simulationen verschiedener Geometrien werden eine Pixelgröße von 110 μm und eine Sensordicke von 100 μm als optimale Werte für die Photoelektronendetektion vorgeschlagen. Die Zeitauflösung für Einzelpixelcluster beträgt dann 9,5 ns (σ). Durch Verkürzung der Pulsanstiegszeit im Analogteil und Erhöhung der Taktfrequenz im Digitalteil der Elektronik kann dieser Wert in einer Nachfolgeneration des Timepix-Detektors auf ca. 3 ns reduziert werden. Mit dieser Zeitauflösung ist das Detektorkonzept geeignet, um in einem Neutrino-teleskop für den Nachweis von Čerenkov-Photonen relativistischer M \ddot{u} onen in Wasser eingesetzt zu werden.

Kapitel 10

Summary

The concept of a novel Hybrid Photon Detector (HPD) is presented and evaluated in simulations and experiments. It aims at the detection of single photons in astroparticle physics experiments. Unlike in the case of photomultiplier tubes, the signal amplification is not achieved using a dynode system, but by means of a potential difference of 20 kV between photocathode and anode. This single-step amplification process allows for a high single-photon resolution. The use of the Timepix detector with its 100 MHz onboard clock for photoelectron detection moreover yields a high spatial and a high temporal resolution, and integrates the readout electronic circuitry into the detector.

The radial point-spread function of the electron optics is determined for different geometries. It can be reduced to 20 μm at the anode by means of a focusing and inverting electron optics operated at a potential difference of 20 kV between the photocathode and the anode. Using the demagnification factor of 5.2, this value corresponds to 110 μm at the photocathode. The transit-time spread of 0.15 ns is negligible compared to the contribution of the Timepix detector to the overall temporal resolution.

The response of the Timepix detector to photoelectrons is evaluated in measurements and Monte Carlo simulations. In the measurements, photoelectrons are released from a CsI photocathode in vacuum that is exposed to light from a gas discharge lamp. After passing a potential difference of up to 20 kV, they are detected by the Timepix detector with spatial and temporal resolution. A temporal resolution of up to 10.6 ns (sigma) can be achieved when considering only single-pixel clusters for the analysis. The arrival-time distribution of all events is broadened towards later arrival-times. The reason for this behavior is the charge-sharing effect, i.e., the distribution of the charge cloud that is generated in the sensor by the photoelectron over several adjacent pixels. Due to the pulse-shape in the analog part of the pixel-cell electronic circuitry, this effect causes the detected arrival-time to depend on the energy deposition. This so-called time-walk effect consequently limits the temporal resolution. It is explained quantitatively by combining Monte Carlo simulations of the energy response function with measurements of the arrival-time distributions of electronically generated test-pulses.

The interaction of photoelectrons with the silicon sensor is modeled quantitatively using Monte Carlo simulations. The mean penetration depth of a photoelectron amounts to 2.1 μm in the case of total deposition of its primary energy of 20 keV. Compared to the sensor-layer thickness of 300 μm , this means that the charge-cloud is generated close to the sensor surface and has to travel nearly through the entire sensor until it reaches the

pixel electrodes. Taking into account carrier diffusion and repulsion and using the required drift-time of 22 ns, an effective diffusion radius of 9.1 μm (sigma) is obtained and the energy-response function is calculated. This allows to assess the influence of the detector energy threshold on the detection efficiency, the mean multiplicity of an event, and the effective pixel-size.

A pixel-size of 110 μm and a sensor-layer of 100 μm thickness are proposed as optimized geometry parameters for the detection of photoelectrons. The temporal resolution of single-pixel cluster events then amounts to 9.5 ns (sigma). This value can be reduced to approximately 3 ns by using a faster peaking-time in the analog part and a higher clock frequency in the digital part of the pixel-cell electronic circuitry of a Timepix successor. In this way, the detector concept is well suited for the use in a neutrino telescope, i.e., the detection of Cherenkov light of relativistic muons in water.

Anhang A

Monte-Carlo-Simulationen mit *GEANT4*

Inhalt

A.1	Motivation	101
A.2	Aufbau und Klassenstruktur	102
	A.2.1 Die Geometrie: <i>HPDDetectorConstruction</i>	102
	A.2.2 Die Anfangsbedingung: <i>HPDPrimaryGeneratorAction</i>	102
	A.2.3 Die Teilchen und ihre Wechselwirkung: <i>HPDPhysicsList</i>	102
A.3	Ablauf	103
A.4	Datenauswertung	103

A.1 Motivation

Monte-Carlo-Methoden haben sich als extrem leistungsfähiger Ansatz zur numerischen Lösung vielfältiger Problemstellungen der Physik etabliert. In der modernen Festkörperphysik werden sie beispielsweise zusammen mit der Dichtefunktionaltheorie zur Untersuchung von Ordnungsphänomenen in Legierungen angewendet [Müller03]. In der Hochenergiephysik kommen sie bei der Spurrekonstruktion in Experimenten wie ANTARES/KM3NeT [Anton05, Katz06] oder LHCb [Alves Jr08] zum Einsatz. Im Bereich der Medizinphysik dienen Monte-Carlo-Simulationen u.a. zur Simulation des Antwortverhaltens Photonen zählender Detektoren [Michel06].

Während in früheren Arbeiten (vgl. beispielsweise [Durst07, Durst08]) der Nachweis von Röntgenphotonen mit Detektoren der Medipix-Familie unter Verwendung des Softwarepakets *ROSI* [Giersch03] untersucht wurde, wird in dieser Arbeit erstmals *GEANT4* zur Untersuchung des Antwortverhaltens des Timepix-Detektors eingesetzt. *GEANT4* ist ein objektorientiertes Softwarepaket zur Simulation des Durchgangs von Teilchen durch Materie [Agostinelli03]. Der hohe Abstraktionsgrad der Implementierung in C++ erlaubt vielseitige physikalische Anwendungen. Beispielsweise ist die Einbeziehung elektromagnetischer Felder möglich.

A.2 Aufbau und Klassenstruktur

Die Parametrisierung der *GEANT4*-Simulation umfasst drei obligatorische Klassen, die dem Kernel übergeben werden müssen. Dies sind die Geometrie des Aufbaus (*HPDDetectorConstruction*), die Anfangsbedingung (*HPDPrimaryGeneratorAction*) sowie die Liste der zu propagierenden Teilchen und ihre Wechselwirkung mit Materie (*HPDPhysicsList*). Diese Klassen werden abgeleitet von Basisklassen, deren abstrakte Struktur in *GEANT4* vordefiniert ist.

A.2.1 Die Geometrie: *HPDDetectorConstruction*

Die von der abstrakten Basisklasse *G4VUserDetectorConstruction* abgeleitete Klasse *HPDDetectorConstruction* enthält die Geometrie des zu simulierenden Systems. Sie wird ausgehend von einer Datenbank mit Basismaterialien und geometrischen Grundformen konstruiert. Im vorliegenden Fall besteht das System aus einem in Vakuum eingebetteten Silizium-Quader, der den Sensor darstellt.

Die Sensoroberfläche wird durch die Gleichung $z = 0$ beschrieben, stellt also die xy -Koordinatenebene dar. Der Sensor der Dicke $d = 300 \mu\text{m}$ und Kantenlänge $l = 14,08 \text{ mm}$ wird als Quader der Abmessungen $l \times l \times d$ modelliert. Wie in Abschnitt 5.3.1 erläutert verlieren eindringende Elektronen ihre gesamte Energie bereits innerhalb weniger Mikrometer. Lötperlen und der ASIC müssen daher anders als bei Simulationen mit Röntgenphotonen nicht in die Modellierung einbezogen werden.

A.2.2 Die Anfangsbedingung: *HPDPrimaryGeneratorAction*

Die Klasse *HPDPrimaryGeneratorAction* leitet sich von *G4VUserPrimaryGeneratorAction* ab und enthält die Parametrisierung der Primärteilchenquelle. Neben der Teilchenart sind kinetische Energie, Impuls, Entstehungsort und Teilchenzahl pro simuliertem Ereignis anzugeben. Im vorliegenden Fall handelt es sich um eine Elektronenquelle am Ursprung, die pro Ereignis ein Elektron definierter Energie im keV-Bereich in negative z -Richtung emittiert (vgl. Abb. A.1 zur Erläuterung der verwendeten Koordinaten).

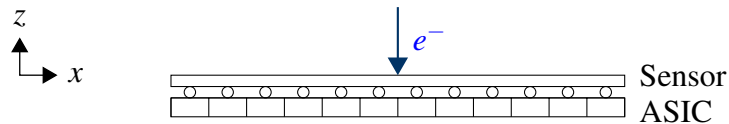


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Aufbaus. Lötperlen und darunter liegender ASIC sind nur zum besseren Verständnis skizziert, jedoch nicht Teil der Simulationsgeometrie.

A.2.3 Die Teilchen und ihre Wechselwirkung: *HPDPhysicsList*

Die simulierten Teilchen und die ihrer Wechselwirkung mit Materie zugrunde liegenden physikalischen Prozesse werden in der von der abstrakten Basisklasse

G4VUserPhysicsList abgeleiteten Klasse *HPDPhysicsList* eingebunden. In den durchgeführten Simulationen werden nur Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung berücksichtigt und Niederenergieparametrisierungen *EMLOW* der Wirkungsquerschnitte verwendet [Apostolakis99]. Die vollständige Implementierung berücksichtigt dabei für Elektronen Bremsstrahlung, Erzeugung niederenergetischer Sekundärelektronen und kontinuierlichen Energieverlust durch Stöße. Für Photonen umfasst die Implementierung Photoeffekt und Compton-Streuung (vgl. Abschnitt 5.1.1).

A.3 Ablauf

Nach der Erzeugung des Primärteilchens werden alle folgenden Simulationsschritte in GEANT4 hierarchisch organisiert:

- Der **Schritt** ist die kleinste Simulationseinheit. Das Teilchen wird um eine bestimmte Distanz im Medium transportiert und deponiert Energie. Der Endpunkt eines Schrittes ist Ausgangspunkt des folgenden Schrittes. Die Schrittlänge wird abhängig von den aktiven Wechselwirkungsprozessen (vgl. Abschnitt A.2.3) und der Geometrie des Aufbaus (vgl. Abschnitt A.2.1) gewählt.
- Alle Schritte eines Teilchens von der Entstehung bis zur vollständigen Energiedeposition werden zu einer **Spur** zusammengefasst. Teilchen werden so lange transportiert, bis ihre Energie vollständig deponiert oder an Sekundärteilchen abgegeben wurde. Bei Emission eines Sekundärteilchens wird eine neue Spur erzeugt, sofern die Anfangsenergie des Sekundärteilchens die Schwellenergie von 0,99 keV überschreitet.
- Jedes **Ereignis** beginnt mit der Erzeugung des Primärteilchens (vgl. Abschnitt A.2.2) und enthält neben dessen Spur die Spuren aller Sekundärteilchen. Das Ereignis endet, wenn die Teilchen aller Spuren ihre Energie vollständig deponiert haben.

In jedem Schritt können alle Teilcheneigenschaften, beispielsweise Ort und Impuls, und deren Änderungen, beispielsweise Energiedeposition oder Schrittlänge, abgefragt werden. Die Abfrage von Daten für die spätere Auswertung muss zwingend während jedes Ereignisses der Simulation stattfinden. Nach Ende eines Ereignisses werden andernfalls alle zugehörigen Daten überschrieben.

A.4 Datenauswertung

Für die Analyse der Simulationsdaten wird je nach physikalischer Problemstellung eines der folgenden Modelle verwendet:

1. Detaillierte Auswertung, d.h. vollständige Speicherung der relevanten Größen wie Energiedeposition für alle Ereignisse. Hierfür eignen sich Binärdatenformate wie *TTree* des Softwarepakets *ROOT* [Brun97], die als Grundlage für eine spätere Auswertung dienen (vgl. Abschnitt B des Anhangs).
2. Aggregierte Auswertung, d.h. sofortige Histogrammierung aller Ereignisdaten.

Das gewählte Analysemodell wird in der Klasse *HPDEventAction* implementiert. Der *GEANT4*-Kernel stellt sicher, dass während der Simulation nur eine Instanz dieser Klasse existiert. Am Ende jedes Ereignisses werden die zu speichernden Daten dieser Instanz übergeben und entsprechend dem Analysemodell ausgewertet. Nach dem Ende der Simulation enthält diese Instanz das im Sinne der Monte-Carlo-Methode berechnete Simulationsergebnis.

Anhang B

Messdatenspeicherung und -auswertung mit *ROOT*

Inhalt

B.1	Motivation	105
B.2	Das <i>TTree</i>-Objekt für Medipix-artige Detektoren	106
	B.2.1 Datenstruktur	106
	B.2.2 Umwandlung der Daten: <i>MedipixROOTConverter</i>	106
	B.2.3 Schneller Datenzugriff	106
	B.2.4 Datenzugriff zur Stapelverarbeitung	107
B.3	Ausblick	107

B.1 Motivation

Mit dem Messprogramm *Pixelman* [Holy06] werden bei jeder Auslese der Pixelmatrix wahlweise eine ASCII- oder Binärdatei für die Zählerstände und eine weitere ASCII-Datei mit einer Liste von Detektorparametern generiert. Die Daten wurden bisher in komprimierten Ordnern gespeichert und bei Auswertungen zunächst entkomprimiert und dann Datei für Datei bearbeitet. Ein derartiges Vorgehen eignet sich zwar gut für geringe Aufnahmezeiten wie beispielsweise in der medizinischen Bildgebung, es erschwert jedoch die Stapelverarbeitung der Messdaten bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Auswertungen über typischerweise 10^5 Aufnahmen pro Hochspannung und Detektorschwelle.

Diese Insuffizienz kann durch die Umwandlung der Messdaten in das komprimierte Binärformat *TTree* des Softwarepakets *ROOT* [Brun97] behoben werden, welches routinemäßig bei Großexperimenten der Teilchenphysik eingesetzt wird. Nachfolgend werden die Datenstruktur des für Detektoren der Medipix-Familie entworfenen *TTree*-Objekts sowie der Schreib- und Lesezugriff auf die darin gespeicherten Messdaten erläutert.

B.2 Das *TTree*-Objekt für Medipix-artige Detektoren

In einem *TTree*-Objekt gespeicherte Daten sind dank der eingebauten Datenkompression auf Basis von *gzip* verlustfrei komprimiert und eignen sich mithin ideal für die speicherplatzoptimierte Archivierung. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen kann wegen der geringen Anzahl getriggelter Pixel pro Aufnahme eine Datenreduktion um einen typischen Faktor 100 erzielt werden. Das in einer Binärdatei gespeicherte *TTree*-Objekt enthält alle Aufnahmen, sodass der zeitintensive Zugriff auf viele kleine Dateien entfällt. Durch die Entkomprimierung der für Auswertungen benötigten Daten erst im Hauptspeicher wird die Stapelverarbeitung der Messdaten deutlich beschleunigt.

B.2.1 Datenstruktur

Der *TTree* besteht aus mehreren Ästen, die jeweils eine einfache Variable oder ein Array repräsentieren. Neben den in einem Array des Typs `Short_t` gespeicherten Pixelzählerständen sind im *TTree* Äste für sämtliche in den DSC-Dateien gespeicherten Detektorparameter enthalten, sodass beim Wechsel auf das *TTree*-Format keine Daten verloren gehen. Tab. B.1 zeigt die Baumstruktur im Überblick.

B.2.2 Umwandlung der Daten: *MedipixROOTConverter*

Die Implementierung des *TTree*-Formats in das Microsoft Windows-basierte Messprogramm *Pixelman* wird seitens der Entwickler betrieben, ist gegenwärtig jedoch noch nicht finalisiert. Für die Umwandlung der Messdaten wird daher der eigens entwickelte *MedipixROOTConverter* verwendet. Er liest in einem Verzeichnis befindliche binäre Datendateien gleichen Dateinamenstamms und die zugehörigen DSC-Dateien ein und schreibt die Werte in ein *TTree*-Objekt. Die Anzahl der Einträge des *TTree*-Objekts entspricht nach Abschluss der Umwandlung der Anzahl der Datendateien.

B.2.3 Schneller Datenzugriff

Daten aus dem *TTree*-Objekt können bei Verwendung des *CINT/ROOT*-Interpreters interaktiv abgefragt und in Histogrammform ausgewertet werden. Sei `tr` ein Zeiger auf das *TTree*-Objekt, dann erlauben

```
tr->Scan("MPX_AcqTime");
```

den Zugriff auf die Werte der einfachen Variable `MPX_AcqTime`, d.h. die Aufnahmedauer in Sekunden, und

```
tr->Scan("MPX_Matrix[4711]");
```

den Zugriff auf die Werte des Arrays `MPX_Matrix` am Index 4711, d.h. den Zählerstand des Pixels 4711. Mit den analogen Befehlen

```
tr->Draw("MPX_AcqTime");
tr->Draw("MPX_Matrix[4711]");
```


können die Daten in Histogrammform dargestellt werden. Mehr Details zur Verwendung der Befehle `Scan` und `Draw` finden sich in Kapitel 12 des umfangreichen *ROOT User's Guide* [Brun07]¹.

B.2.4 Datenzugriff zur Stapelverarbeitung

Zur Stapelverarbeitung wird zunächst Speicherplatz für die den Ästen des Baumes entsprechenden Variablen allokiert. Danach werden die gewünschten Elemente des Baumes in diese Variablen geladen und beispielsweise durch eine Clusteranalyse prozessiert. Sei `tr` ein Zeiger auf das *TTree*-Objekt, dann lautet der Beispielquellcode:

```
Short_t tr_Matrix[65536];
Double_t tr_AcqTime;

(tr->GetBranch("MPX_Matrix"))->SetAddress(tr_Matrix);
(tr->GetBranch("MPX_AcqTime"))->SetAddress(&tr_AcqTime);

for(Int_t tr_i=0;tr_i!=tr->GetNumberOfEntries();++tr_i){

    tr->GetEntry(tr_i);

    // Quellcode zur Auswertung der in tr_Matrix
    // und tr_AcqTime geladenen Daten

}
```

Innerhalb der `for`-Schleife stehen nach Ausführung von `tr->GetEntry(tr_i)` die der `tr_i`-ten Aufnahme entsprechenden Daten in den Variablen `tr_Matrix` bzw. `tr_AcqTime` zur Verfügung und können durch entsprechenden Quellcode ausgewertet werden.

B.3 Ausblick

Die direkte Speicherung der Messdaten in einem *TTree*-Objekt durch das Messprogramm *Pixelman* wird die Umwandlung mit dem *MedipixROOTConverter* überflüssig machen. Gleichzeitig bleiben alle Auswerteroutinen (ggf. mit Modifikation der Bezeichnungen der Äste des Baumes) verwendbar. Der große Vorteil der Erzeugung eines *TTree*-Objekts schon während der Messung ist die Steigerung der Aufnahmezeit, da der Schreibzugriff auf die Festplatte nach jeder Aufnahme entfällt und die Daten in größeren Paketen mit Blick auf die Festplattenzugriffszeit effizienter geschrieben werden können.

¹Zum Download verfügbar unter <http://root.cern.ch>

<i>Variable</i>	<i>Datentyp</i>	<i>Beschreibung</i>
MPX_Matrix	Short_t [65536]	Array mit den Zählerständen aller 256×256 Pixel, die Einträge 0-255 entsprechen dabei der dem Readout nächsten Zeile (Details zur Nummerierungskonvention siehe Text)
MPX_NumberOfHits	Int_t	Anzahl getriggelter Pixel, d.h. Anzahl der Pixel mit von Null verschiedenem Zählerstand
MPX_SumOfCounters	Int_t	Summe der Zählerstände aller Pixel (entspricht im Zählmodus der Anzahl detektierter Ereignisse)
MPX_AcqMode	Int_t	Aufnahmemodus (z.B. Zählmodus, <i>Time-to-Shutter</i> -Modus, <i>Time-over-Threshold</i> -Modus)
MPX_AcqTime	Double_t	Aufnahmelänge in Sekunden
MPX_ChipboardID	Char_t [256]	Seriennummer des verwendeten Chipboards
MPX_DACs	unsigned Short_t [14]	DAC-Werte des Detektors (IKrum, Disc, Preamp, BuffAnalogA, BuffAnalogB, Hist, THL, THLCoarse, Vcas, FBK, GND, THS, BiasLVDS, RefLVDS)
MPX_HWTimer	Int_t	Zeitbasis (Hardware oder Software)
MPX_Interface	Char_t [256]	Ausleseelektronik (z.B. Muros)
MPX_MedipixClock	Double_t	Taktfrequenz am Detektor in MHz
MPX_MedipixType	Int_t	Detektortyp (1: Medipix2.1, 2: Medipix2-MXR, 3: Timepix)
MPX_Polarity	Int_t	Polarität (0: negativ, 1: positiv)
MPX_StartTime	Double_t	Zeitstempel des Aufnahmebeginns
MPX_StartTimeString	Char_t [256]	Zeitstempel des Aufnahmebeginns in lesbarem Datumsformat

Tabelle B.1: Übersicht und Bedeutung der Datenvariablen des durch den *MedipixROOTConverter* aus Daten- und DSC-Dateien generierten *TTree*-Objekts

Literaturverzeichnis

- [Abraham04] J. Abraham, et al.: *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instr. Meth. A **523**, 50 – 95 (2004).
- [Abraham08] J. Abraham, et al.: *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV*. Phys. Rev. Lett. **101**, 061101 (2008).
- [Agostinelli03] S. Agostinelli, et al.: *GEANT4-a simulation toolkit*. Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250–303 (2003).
- [Aguilar05] J. Aguilar, et al.: *Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope*. Nucl. Instr. Meth. A **555**, 132 – 141 (2005).
- [Aharonian04] F. Aharonian, et al.: *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector*. Astropart. Phys. **22**, 109 – 125 (2004).
- [Aharonian06] F. Aharonian, et al.: *Observations of the Crab nebula with HESS*. Astron. and Astrophys. **457**, 899–915 (2006).
- [Alemi00] M. Alemi, M. Campbell, T. Gys, B. Mikulec, D. Piedigrossi, D. Puertolas, E. Rosso, R. Schomaker, et al.: *First operation of a hybrid photon detector prototype with electrostatic cross-focussing and integrated silicon pixel readout*. Nucl. Instr. Meth. A **449**, 48–59 (2000).
- [Alves Jr08] A. A. Alves Jr, et al.: *The LHCb Detector at the LHC*. J. of Instrumentation **3**, S08005 (2008).
- [Amsler08] C. Amsler, et al.: *The Review of Particle Physics*. Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
- [Andrés01] E. Andrés, et al.: *Observation of high-energy neutrinos using Čerenkov detectors embedded deep in Antarctic ice*. Nature (London) **410**, 441–443 (2001).
- [Anton05] G. Anton: *The ANTARES Neutrino Telescope*. Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **143**, 351 – 354 (2005).
- [Anton07] G. Anton, T. Michel: *Patent application PCT/EP 2007/005 072* (2007).

- [Anton09] G. Anton, U. Gebert, T. Michel, T. K. Rügheimer: *A hybrid photo-detector using the Timepix semiconductor assembly for photoelectron detection*. Nucl. Instr. Meth. A **602**, 205 – 208 (2009).
- [Apostolakis99] J. Apostolakis, S. Giani, M. Maire, P. Nieminen, M. Pia, L. Urban: *GEANT4 Low Energy Electromagnetic Models for Electrons and Photons*. CERN-OPEN-99-034 (1999).
- [Bagduev99] R. I. Bagduev, V. Balkanov, I. A. Belolaptikov, L. B. Bezrukov, N. M. Budnev, B. A. Borisovets, G. V. Domogatsky, L. A. Donskych, et al.: *The optical module of the Baikal deep underwater neutrino telescope*. Nucl. Instr. Meth. A **420**, 138–154 (1999).
- [Becker07] K.-H. Becker, A. Behrmann, F. Bracci, C. D. Fratte, P. F. S. Luis, C. Fontaine, H. Geenen, D. Guérin, et al.: *Qualification tests of the 11 000 photomultipliers for the Pierre Auger Observatory fluorescence detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **576**, 301–311 (2007).
- [Bello03] D. S. S. Bello, M. van Beuzekom, P. Jansweijer, H. Verkooyen, J. Visschers: *An interface board for the control and data acquisition of the Medipix2 chip*. Nucl. Instr. Meth. A **509**, 164 – 170 (2003).
- [Belolaptikov97] I. A. Belolaptikov, et al.: *The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results*. Astropart. Phys. **7**, 263 – 282 (1997).
- [Berger64] M. J. Berger, S. M. Seltzer: *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*. Technischer Bericht NASA SP-3012, NASA (1964).
- [Berger05] M. Berger, J. Coursey, M. Zucker, J. Chang: *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)* (2005). Originally published as: Berger, M.J., NISTIR 4999, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1993).
- [Bersani08] A. Bersani: *A new direction sensitive Optical Module to be employed in deep sea neutrino telescopes*. Nucl. Instr. Meth. A **595**, 67 – 69 (2008).
- [Biland08] A. Biland, I. Britvich, E. Lorenz, N. Otte, F. Pauss, D. Renker, S. Ritt, U. Roesner, et al.: *First detection of air shower Cherenkov light by Geigermode-Avalanche Photodiodes*. Nucl. Instr. Meth. A **595**, 165 – 168 (2008).
- [Braem09] A. Braem, C. Joram, J. Séguinot, P. Solevi, L. Pierre: *The X-HPD—A modern implementation of a SMART concept*. Nucl. Instr. Meth. A **602**, 193 – 196 (2009).
- [Brun97] R. Brun, F. Rademakers: *ROOT – An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instr. Meth. A **389**, 81–86 (1997).

- [Brun07] R. Brun, F. Rademakers, P. Canal, I. Antcheva, D. Buskulic: *An Object-Oriented Data-Analysis Framework - User's Guide 5.16* (2007).
- [Buzhan09] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kaplin, S. Klemin, R. Mirzoyan, E. Popova, M. Teshima: *The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. Nucl. Instr. Meth. A **In Press, Uncorrected Proof** (2009).
- [Campbell98] M. Campbell, E. Heijne, G. Meddeler, E. Pernigotti, W. Snoeys: *A readout chip for a 64x64 pixel matrix with 15-bit single photon counting*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**, 751–753 (1998).
- [Chevalier67] P. Chevalier: *Photomultiplicateur a haute résolution utilisant un multiplicateur semiconducteur*. Nucl. Instr. Meth. **50**, 346 – 348 (1967).
- [Dahl73] P. Dahl: *Introduction to electron and ion optics*. Academic Press, New York (1973).
- [Dahl00] D. A. Dahl: *SIMION for the personal computer in reflection*. Int. J. of Mass Spectrometry **200**, 3 – 25 (2000).
- [D'Ambrosio94] C. D'Ambrosio, T. Gys, H. Leutz, D. Piedigrossi, D. Puertolas, S. Tailhardat: *Photon counting with a hybrid photomultiplier tube (HPMT)*. Nucl. Instr. Meth. A **338**, 389–397 (1994).
- [D'Ambrosio00] C. D'Ambrosio, H. Leutz: *Photoelectron Backscattering from Silicon Anodes of Hybrid Photodetector Tubes*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **47**, 1685–1690 (2000).
- [Danilov09] M. Danilov: *Novel photo-detectors and photo-detector systems*. Nucl. Instr. Meth. A **604**, 183 – 189 (2009).
- [Darlington75] E. H. Darlington: *Backscattering of 10-100 keV electrons from thick targets*. J. Phys. D: Appl. Phys. **8**, 85–93 (1975).
- [Dolgoshein06] B. Dolgoshein, V. Balagura, P. Buzhan, M. Danilov, L. Filatov, E. Garutti, M. Groll, A. Ilyin, et al.: *Status report on silicon photomultiplier development and its applications*. Nucl. Instr. Meth. A **563**, 368 – 376 (2006).
- [Du08] Y. Du, F. Retière: *After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters*. Nucl. Instr. Meth. A **596**, 396 – 401 (2008).
- [Dulinski05] W. Dulinski, A. Braem, M. Caccia, G. Claus, G. Deptuch, D. Grandjean, C. Joram, J. Séguinot, et al.: *Test of backside illuminated monolithic CMOS pixel sensor in an HPD set-up*. Nucl. Instr. Meth. A **546**, 274–280 (2005).
- [Durst07] J. Durst, T. Michel, G. Anton: *Discriminator threshold dependency of the zero-frequency DQE of photon-counting pixel detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **576**, 235–238 (2007).

- [Durst08] J. Durst: *Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Röntgenpixeldetektoren für die Bildgebung*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2008).
- [Einstein05] A. Einstein: *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Ann. Phys. (Leipzig) **17**, 132 (1905).
- [Eisenhardt08] S. Eisenhardt: *Production and tests of Hybrid Photon Detectors for the LHCb RICH detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **595**, 142 – 145 (2008).
- [Electron Tubes07] Electron Tubes: *Photomultipliers*. Middx (2007).
- [Fano47] U. Fano: *Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions*. Phys. Rev. **72**, 26–29 (1947).
- [Fischer01] P. Fischer, M. Kouda, H. Kruger, A. Lindner, G. Sato, T. Takahashi, S. Watanabe, N. Wermes: *A counting CdTe pixel detector for hard X-ray and γ -ray imaging*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **48**, 2401–2404 (2001).
- [Flyckt02] S.-O. Flyckt, C. Marmonier: *Photomultiplier tubes - principles and applications* (2002).
- [Gatti87] E. Gatti, A. Longoni, P. Rehak, M. Sampietro: *Dynamics of electrons in drift detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **253**, 393 – 399 (1987).
- [Gebert07] U. Gebert: *Untersuchung von Eigenschaften photonenzählender pixelierter Halbleiterdetektoren der Medipix-Familie*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2007).
- [Giersch03] J. Giersch, A. Weidemann, G. Anton: *ROSI-an object-oriented and parallel-computing Monte Carlo simulation for X-ray imaging*. Nucl. Instr. Meth. A **509**, 151–156 (2003).
- [Guni07] E. Guni: *Vorbereitende Messungen und Simulationen für die Untersuchung des Medipix2 mit CdTe als Sensormaterial*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2007).
- [Gys95] T. Gys, C. D’Ambrosio, H. Leutz, D. Piedigrossi, D. Puertolas: *A new position-sensitive photon detector based on an imaging silicon pixel array (ISPA-tube)*. Nucl. Instr. Meth. A **355**, 386–389 (1995).
- [Hallewell08] G. Hallewell: *Construction and operation of the ANTARES underwater neutrino telescope*. Nucl. Instr. Meth. A **595**, 51 – 53 (2008).
- [Hallwachs88] W. Hallwachs: *Über den Einfluß des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper*. Ann. Phys. Chem. **33**, 301 (1888).
- [Hamamatsu Photonics05] Hamamatsu Photonics: *Photodiode Technical Information*. Technischer Bericht (2005).

- [Hamamatsu Photonics07] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier tubes - basics and applications, Third Edition (Edition 3a)* (2007).
- [Hamamatsu Photonics09] Hamamatsu Photonics: *MPPC Multi-Pixel Photon Counter Technical Information*. Technischer Bericht (2009).
- [Hawkes89a] P. W. Hawkes: *Principles of electron optics/1. Basic geometrical optics*. Academic Press, London (1989).
- [Hawkes89b] P. W. Hawkes: *Principles of electron optics/2. Applied geometrical optics*. Academic Press, London (1989).
- [Hecht02] E. Hecht: *Optics*. Addison Wesley (2002).
- [Henzler94] M. Henzler, W. Göpel: *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Teubner Studienbücher (1994).
- [Hertz87] H. R. Hertz: *Über einen Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung*. Ann. Phys. Chem. **31**, 983 (1887).
- [Hess36] V. F. Hess: *Unsolved Problems in Physics: Tasks for the Immediate Future in Cosmic Ray Studies*. Nobelpreisträgerrede (1936).
- [Holy06] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, D. Vavrik, Z. Vykydal: *Data acquisition and processing software package for Medipix2*. Nucl. Instr. Meth. A **563**, 254 – 258 (2006).
- [Hsu09] C. Hsu, D. Fink, J. Hose, R. Mirzoyan, O. Reimann, M. Shayduk, M. Teshima: *PMT characterization for the MAGIC-II telescope*. Nucl. Instr. Meth. A **In Press, Uncorrected Proof** (2009).
- [Ibach95] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer (1995).
- [icr84] *ICRU Report 37, Stopping Powers for Electrons and Positrons*. (1984).
- [Jackson99] J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*. Wiley & Sons (1999).
- [Kanaya05] N. Kanaya, G. Aglieri-Rinella, T. Gys, D. Piedigrossi, K. Wyllie: *Performance study of hybrid photon detectors for the LHCb RICH*. Nucl. Instr. Meth. A **553**, 41–45 (2005).
- [Kappes07] A. Kappes, J. Hinton, C. Stegmann, F. A. Aharonian: *Potential Neutrino Signals from Galactic γ -Ray Sources*. Astrophys. J. **656**, 870–878 (2007).
- [Karle08] A. Karle, for the IceCube Collaboration: *IceCube: Construction Status and First Results*. arXiv:0812.3981v1[astro-ph] (2008).
- [Katz06] U. Katz: *KM3NeT: Towards a km³ Mediterranean neutrino telescope*. Nucl. Instr. Meth. A **567**, 457–461 (2006).
- [Kooijman08] P. Kooijman, et al.: *KM3NeT Conceptual Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope*. Available online at <http://www.km3net.org> (2008).

- [Korn07a] A. Korn: *Spektrale und bildgebende Eigenschaften photonenzählender Röntgendetektoren am Beispiel des Medipix-Detektors*. Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2007).
- [Korn07b] A. Korn, M. Firsching, G. Anton, M. Hoheisel, T. Michel: *Investigation of charge carrier transport and charge sharing in X-ray semiconductor pixel detectors such as Medipix2*. Nucl. Instr. Meth. A **576**, 239–242 (2007).
- [Korpar08a] S. Korpar, R. Dolenec, K. Hara, T. Iijima, P. Križan, Y. Mazuka, R. Pestotnik, A. Stanovnik, et al.: *Measurement of Cherenkov photons with silicon photomultipliers*. Nucl. Instr. Meth. A **594**, 13 – 17 (2008).
- [Korpar08b] S. Korpar, R. Dolenec, K. Hara, T. Iijima, P. Križan, Y. Mazuka, R. Pestotnik, A. Stanovnik, et al.: *Silicon photomultiplier as a detector of Cherenkov photons*. Nucl. Instr. Meth. A **595**, 161 – 164 (2008).
- [Kreisler06] B. Kreisler: *Influenzierte Signale in pixelierten Halbleiter-Röntgendetektoren*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2006).
- [Krieger04] H. Krieger: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. Teubner (2004).
- [Ley79] L. Ley, M. Cardona: *Photoemission in Solids II*, Band 27 von *Top. Appl. Phys.* Springer (1979).
- [lh00a] *LHCb RICH Technical Design Report*. Technischer Bericht CERN LHCC 2000-037, CERN (2000).
- [lh00b] *LHCb RICH Technical Design Report*. Technischer Bericht CERN LHCC 2000-037, CERN (2000).
- [Llopart02] X. Llopart, M. Campbell, R. Dinapoli, D. S. Segundo, E. Pernigotti: *Medipix2: a 64-k Pixel Readout Chip With 55- μ m Square Elements Working in Single Photon Counting Mode*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, 2279–2283 (2002).
- [Llopart07a] X. Llopart: *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*. Doktorarbeit, Mid Sweden University Sundsvall (2007).
- [Llopart07b] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, W. Wong: *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*. Nucl. Instr. Meth. A **581**, 485 – 494 (2007).
- [Löhner09] H. Löhner, A. Mjøs: *Sensitivity of a multi-photomultiplier optical module for KM3NeT*. Nucl. Instr. Meth. A **602**, 209 – 212 (2009).
- [Maxwell65] J. C. Maxwell: *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Phil. Trans. of the Royal Society of London **155**, 459–512 (1865).

- [McMullan07] G. McMullan, D. Cattermole, S. Chen, R. Henderson, X. Llopart, C. Summerfield, L. Tlustos, A. Faruqi: *Electron imaging with Medipix2 hybrid pixel detector*. Ultramicroscopy **107**, 401 – 413 (2007).
- [Michel06] T. Michel, G. Anton, M. Böhnel, J. Durst, M. Firsching, A. Korn, B. Kreisler, A. Loehr, et al.: *A fundamental method to determine the signal-to-noise ratio (SNR) and detective quantum efficiency (DQE) for a photon counting pixel detector*. Nucl. Instr. Meth. A **568**, 799–802 (2006).
- [Michel09] T. Michel, J. Durst, J. Jakubek: *X-ray polarimetry by means of Compton scattering in the sensor of a hybrid photon counting pixel detector*. Nucl. Instr. Meth. A **603**, 384–392 (2009).
- [Mirzoyan09] R. Mirzoyan, R. Kosyra, H.-G. Moser: *Light emission in Si avalanches*. Nucl. Instr. Meth. A **In Press, Corrected Proof** (2009).
- [Müller03] S. Müller: *Bulk and surface ordering phenomena in binary metal alloys*. J. Phys. Condens. Matter **15**, R1429–R1500 (2003).
- [Ostankov00] A. Ostankov, D. Paneque, E. Lorenz, M. Martinez, R. Mirzoyan: *A study of the new hemispherical 6-dynodes PMT from electron tubes*. Nucl. Instr. Meth. A **442**, 117 – 123 (2000).
- [Owens04] A. Owens, A. Peacock: *Compound semiconductor radiation detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **531**, 18 – 37 (2004).
- [Raighne09] A. M. Raighne, A. Teixeira, S. Mathot, J. McPhate, J. Vallerga, P. Jarron, C. Brownlee, V. O’Shea: *Development of a high-speed single-photon pixellated detector for visible wavelengths*. Nucl. Instr. Meth. A **In Press, Corrected Proof** (2009).
- [Renker06] D. Renker: *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*. Nucl. Instr. Meth. A **567**, 48 – 56 (2006).
- [Rügheimer06] T. K. Rügheimer: *Elektronische Eigenschaften der mit Goldatomketten bedeckten Silizium(557)-Oberfläche - Eine Untersuchung mit zeitaufgelöster Zweiphotonenphotoemissionsspektroskopie*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2006).
- [Seltzer85] S. M. Seltzer, M. J. Berger: *Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons*. Nucl. Instr. Meth. B **12**, 95–134 (1985).
- [Spieler05] H. Spieler: *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press (2005).
- [Sze81] S. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons (1981).
- [Sze85] S. Sze: *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. John Wiley & Sons (1985).

- [The Medipix Collaboration] The Medipix Collaboration: *The Medipix homepage*. <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>.
- [Tichy08] V. Tichy, T. Holy, J. Jakubek, V. Linhart, S. Pospisil, Z. Vykydal: *X-ray fluorescence imaging with pixel detectors*. Nucl. Instr. Meth. A **591**, 67 – 70 (2008).
- [Vallerga08] J. Vallerga, J. McPhate, A. Tremsin, O. Siegmund: *High-resolution UV, alpha and neutron imaging with the Timepix CMOS readout*. Nucl. Instr. Meth. A **591**, 151 – 154 (2008).
- [Čerenkov37] P. A. Čerenkov: *Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light*. Phys. Rev. **52**, 378–379 (1937).
- [Vogel99] H. Vogel: *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag (1999).
- [Zouros07] T. Zouros, O. Sise, F. Spiegelhalder, D. J. Manura: *Investigation of the accuracy of ion optics simulations using Kepler orbits in a spherical capacitor*. Int. J. of Mass Spectrometry **261**, 115 – 133 (2007).

Danksagung

Wissenschaft lebt von Kommunikation und Kooperation. Die Keimzelle kreativen Forschens und Entdeckens ist dabei stets die Arbeitsgruppe, in die ein Projekt eingebettet stattfindet. Im Lauf meiner Promotionszeit am Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) und am Physikalischen Institut wurden zahlreiche Ideen geboren, die erst durch die Diskussion und kritische Betrachtung im Kollegenkreis reifen und sich zu einem runden Ganzen entwickeln konnten. Am Ende dieser Arbeit möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mit zum Gelingen dieses Promotionsprojekts beigetragen haben.

Professor Dr. **Gisela Anton** hat mir ermöglicht, ein modernes und vielseitiges Thema im Bereich Detektorphysik zu bearbeiten und mich während dieses Prozesses in ihrer Rolle als Doktormutter fachlich und persönlich begleitet und beraten. Die Finanzierung von Mess- und Konferenzreisen sowie die Einbettung meiner Arbeit in das ECAP mit seinen personellen und technischen Ressourcen waren eine fruchtbare Grundlage für meine Arbeit. Ich danke ihr für ihr Vertrauen und die erfolgreiche Zeit am ECAP.

Dr. **Thilo Michel** hat durch seinen dynamischen und unermüdlichen Einsatz für unsere Arbeitsgruppe dazu beigetragen, vielfältige Projekte aus Erlangen innerhalb der Medipix-Kollaboration zu etablieren und durch seine Begeisterung für Forschung meine Arbeit in anregenden Diskussionen um kreative Ideen zu bereichern.

Ohne die Unterstützung von Dr. **Christian Joram** und Dr. **Jacques Séguinot** wären die erfolgreichen Messungen am CERN nicht möglich gewesen. Jacques, je me sens obligé de te remercier de la collaboration excellente et l'atmosphère chaleureuse dans le laboratoire pendant les expériences à Genève.

Ein herzliches Dankeschön für die angenehme Atmosphäre und gute Zusammenarbeit geht an alle Kollegen am ECAP, darunter insbesondere **Ulrike Gebert** für die gemeinsame Durchführung der Messungen in Genf und **Björn Kreisler** für die Einführung in und Unterstützung bei Simulationen mit *COMSOL*. Nützliche Tipps zu Elektronenoptik-Simulationen mit *SIMION3D* erhielt ich ferner von Professor Dr. **Wolfgang Kretschmer** und **Michael Wiedenhofer**. Auch Dr. **Thierry Gys** hat mir durch seine Erfahrung aus der Entwicklung der RICH-Detektoren des LHCb-Experiments wertvolle Ratschläge für meine Arbeit gegeben.

Abschließend möchte ich der Studienstiftung des deutschen Volkes für ideelle und materielle Förderung während meiner Studien- und Promotionszeit und ganz besonders meinen Eltern Irene und Herbert für ihre Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung bis hin zum Abschluss der Promotion danken. Mit ihren stets offenen Ohren, motivierenden Worten und ihrer grenzenlosen Hilfsbereitschaft haben sie entscheidend dazu beigetragen, dass ich meine Arbeit trotz mancher Untiefen zu einem erfolgreichen Ergebnis bringen konnte.

