

Sekundärelektronennachweis mit pixelierten hybriden Halbleiterdetektoren

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von
Ulrike Sonja Gebert
aus Ochsenfurt

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

Tag der mündlichen Prüfung:	14.09.2011
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. Rainer Fink
Erstberichterstatte:	Prof. Dr. Gisela Anton
Zweitberichterstatte:	Prof. Dr. Christian Stegmann

Inhalt

Einleitung	1
I Der Timepix-Detektor	5
1 Aufbau des Timepix-Detektors	7
1.1 Sensor	9
1.2 Auslese: Application Specific Integrated Circuit (ASIC)	9
1.2.1 Zeitmessung (Time of Arrival, TOA)	9
1.2.2 Energiemessung (Time over Threshold, TOT)	10
II Detektion optischer Photonen mit Hilfe eines HPDs	13
2 Konzept des Hybriden Photonendetektors	15
2.1 Photokathode	16
2.2 Beschleunigung der Elektronen	18
2.3 Elektronennachweis im Siliziumsensor	18
3 Verifizierung des HPD-Konzeptes mit Hilfe eines Testaufbaus	19
3.1 Der Testaufbau	19
3.2 Zeitauflösung	22
3.2.1 Verteilung der Detektionszeitpunkte der Lampe (TOA-Spektrum)	22
3.2.2 Verbesserung der Zeitauflösung	24
3.2.3 Korrektur des <i>Charge Sharing</i> durch Clusteranalyse	25
3.3 Dunkelrate	27
3.3.1 Abhängigkeit der Dunkelrate von der Beschleunigungsspannung . .	28
3.3.2 Abhängigkeit der Dunkelrate vom Restgasdruck im Testaufbau . .	29
3.4 Ionenfeedback	31
3.4.1 Mittlere freie Weglänge für Ionisation von Restgasatomen	32
3.4.2 Zeitlicher Verlauf eines Ionenfeedback-Ereignisses	33
3.4.3 Multiplizitäten der Ionenfeedback-Ereignisse	34
3.4.4 Abhängigkeit des Ionenfeedbacks von der Beschleunigungsspannung	38
3.4.5 Reduzierung der Dunkelrate durch Identifikation von Ionenfeedback	38
3.5 Ortsauflösung	43
3.5.1 Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion (PSF)	43
3.5.2 Abhängigkeit der PSF von der Beschleunigungsspannung	46
3.5.3 Bestimmung der PSF aus Ionenfeedback-Ereignissen	48

3.6	Energieinformation zur Korrektur des <i>Timewalk-Effektes</i>	53
4	Prototyp des HPDs basierend auf dem Timepix	57
4.1	Gehäuse, Photokathode und Elektroden	57
4.2	Herstellungsverfahren und Anforderungen an die Komponenten	58
4.3	Keramikträger, Metallverbindungsring und Montage des Timepix	59
III	Elektronentracking zur Röntgenpolarimetrie mit dem Polapix	63
5	Physikalische Grundlagen zur Messung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung	65
5.1	Licht als Welle	65
5.2	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	66
5.2.1	Compton-Effekt	67
5.2.2	Photoeffekt	67
5.3	Erzeugung eines polarisierten Röntgenstrahls	68
5.4	Der Polapix-Gasdetektor	70
5.5	Nachweis linear polarisierter Röntgenstrahlung im Gasdetektor	71
6	Experimentelle Bestimmung des Polarisationsgrades eines Röntgenspektrums	75
6.1	Messaufbau zum Nachweis der Polarisation eines Röntgenspektrums . . .	75
6.2	Auswertung der Messungen	78
	Zusammenfassung	89
	Summary	91
	Anhang	93
A	Auswertung der Ortsauflösung anhand von Schattenkanten	93
B	Auswertung der Ortsauflösung anhand von Ionenfeedback-Clustern	104
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	119
	Quellenverzeichnis	121
	Danksagung	125

Einleitung

Detektoren sind wesentliche Bestandteile von physikalischen Experimenten, beispielsweise in der Teilchenphysik. Häufig sind Teilchen nur indirekt über ihre Wirkung beziehungsweise über Sekundärreaktionen nachweisbar. Eine gut zugängliche Messgröße ist elektrische Ladung. Aus diesem Grund werden Detektorsysteme zum Nachweis von Sekundärelektronen, die durch Wechselwirkungen der zu messenden Teilchen oder Strahlung mit dem Detektormaterial erzeugt werden, entwickelt. Die Effizienz und Qualität dieser Experimente hängt deshalb ganz maßgeblich von den Eigenschaften der verwendeten Detektoren ab. Somit besteht ein großes Interesse an einer ständigen Weiter- beziehungsweise Neuentwicklung von Detektoren.

Ein typisches Beispiel für Teilchenphysikexperimente ist die Wechselwirkung der zu messenden Teilchen oder Strahlung in einem Medium wie Luft oder Wasser unter Freisetzung von Licht, z. B. Szintillationslicht oder Cherenkovlicht. Üblicherweise werden solche Photonen mit sogenannten Photomultiplier-Röhren (PMT) detektiert. Diese bestehen aus einer Vakuumröhre, deren Eintrittsfenster mit einer Photokathode beschichtet ist, aus der bei Lichteinfall Elektronen gelöst werden. In einem Dynodensystem werden die Photoelektronen zu einem messbaren elektrischen Signal vervielfacht, das analog ausgelesen und außerhalb der Röhre verarbeitet wird. PMTs können einzelne Photonen nachweisen und erreichen eine typische Zeitauflösung von ca. 2 ns. Dies ist für viele Teilchenphysikexperimente ausreichend.

Ein anderes Beispiel für Anforderungen in Experimenten der Teilchenphysik ist der Nachweis von Teilchenart, Impuls und Energie. Dies kann für ionisierende Teilchen durch Vermessen der Ionisationsspur erfolgen. Eine Nachweismöglichkeit hierfür sind Gasdetektoren. Sie bestehen aus einem Gasvolumen und einem Anoden-Kathoden-System. Tritt ein ionisierendes Teilchen (oder ionisierende Strahlung) in das Gasvolumen ein und wechselwirkt dort, so erzeugt es Elektron-Ion-Paare. Auf Grund eines starken elektrischen Feldes zwischen Anode und Kathode werden die Ladungen über Stoßionisation vervielfacht. Die einfachste Version eines Gasdetektors ist das Geiger-Müller-Zählrohr oder eine Ionisationskammer. Beide bestehen jeweils aus nur einer Anode und einer Kathode. Der Zwischenraum ist mit einem Gas gefüllt. Liegt die Spannung, die zwischen Anode und Kathode angelegt wird, in einem bestimmten Bereich, ist das gemessene Signal proportional zu der Energie der einfallenden Strahlung. Wird die Spannung, wie beispielsweise im Geiger-Müller-Zählrohr, erhöht, tritt eine Sättigung ein, bei der die Anzahl an im Gas erzeugten Elektronen unabhängig von der Energie der einfallenden Strahlung ist. Um die Spur eines ionisierenden Teilchens aufzunehmen, werden Draht- oder Driftkammern verwendet. In diesem Fall werden mehrere Drähte nebeneinander gespannt. Die Genauigkeit der rekonstruierten Spur hängt signifikant vom Abstand der Drähte ab. Zur Verbesserung der Genauigkeit der rekonstruierten Spur werden die Drähte durch dünnere Streifen ersetzt, die abwechselnd als Kathode und Anode auf einem Glasträger aufgebracht

sind. Anstatt Drähte oder Streifen zu benutzen, wird bei den sogenannten Micromegas-Detektoren (Micro Mesh Gaseous) ein Lochgitter ca. $100\text{ }\mu\text{m}$ oberhalb der Anode positioniert. Wird nun das Signal hinter dem Verstärkungsgitter mit einem pixelierten Detektor ausgelesen, so spricht man von einem Gridpix-Detektor.

Für manche Anwendungen gibt es allerdings mit den oben genannten Detektoren Probleme. So kann zum Beispiel mit PMTs die Detektion eines Photons unter Umständen nicht zweifelsfrei vom Rauschen des Detektors unterschieden werden. Für Experimente, die auf eine genaue Bestimmung der Anzahl an Photonen angewiesen sind, ist dies ein großer Nachteil. Bei Gasdetektoren können Probleme durch die Projektion der Spur ins Zweidimensionale entstehen, wenn die Strahlung aus unterschiedlichen Richtungen auf den Detektor trifft.

Zur Lösung der beiden angesprochenen Schwachstellen wurden in der vorliegenden Arbeit zwei verschiedene Detektorsysteme zum Nachweis von Sekundärelektronen untersucht. Beide basieren auf einem pixelierten Halbleiterdetektor, dem Timepix-Detektor. Er besteht aus einer Elektronik und einem Sensor aus Halbleitermaterial. Die Verbindung dieser beiden Komponenten wird für jeden Pixel durch Lotperlen hergestellt. Mit dem Sensor können Elektronen ab einer Energie von ca. 3 keV detektiert werden. Ein Elektron erzeugt in dem Halbleitermaterial abhängig von seiner Energie eine gewisse Anzahl von Elektron-Loch-Paaren, die - bedingt durch die Drift im elektrischen Feld - in der Pixelelektronik ein elektrisches Signal induzieren. Aber auch ohne Sensor kann ein elektrisches Signal (ab ca. 1000 Elektronen) direkt in der Pixelelektronik nachgewiesen werden. Der Timepix ermöglicht eine Messung der Ankunftszeit oder der deponierten Energie (Ladung) eines Ladungssignals. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Eigenschaften dieser Detektoren für den Nachweis von Sekundärelektronen zu analysieren und Vorteile gegenüber anderen Detektoren herauszuarbeiten.

Bei dem ersten Detektorsystem handelt es sich um ein System für den Nachweis von Sekundärelektronen aus einer Photokathode. Es soll deren Anzahl, Auftreffort und Ankunftszeit gemessen werden. Der sogenannte Hybride Photonendetektor besteht aus einer Vakuumröhre, einer Photokathode und einem elektrischen Feld, das die Photoelektronen in einer kreuzfokussierenden Abbildung (*Cross Focusing* Optik, vergleiche Kapitel 2.2) auf einen pixelierten Detektor mit integrierter Ausselektronik beschleunigt. Diese Art von Detektoren wurde erstmals für das LHCb-RICH-Experiment (Ring Imaging Cherenkov) des “Large Hadron Collider” (LHC, [LHC]) entwickelt ([MARA⁺04], [ACG⁺00]). Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Konzept des Hybriden Photonendetektors, sowie der Verifizierung des Konzeptes mit Hilfe eines Testaufbaus (siehe Kapitel 3). Die Planung eines Prototypen wird im letzten Kapitel des zweiten Teils (Kapitel 4, Teil II) erläutert.

Das zweite untersuchte Detektorsystem dient zur Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung (vergleiche Teil III). Hierfür kommt ein mikrostrukturierter Gasdetektor - der Polapix - zum Einsatz.

Der Polapix (vergleiche Kapitel 5.4) basiert auf einem Gridpix-Gasdetektor. Zur pixelierten Auslese wird der Timepix-Detektor verwendet. Mit Hilfe dieses Systems ist es möglich, dreidimensionale Spuren von hochenergetischen Elektronen (welche aus Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit dem Gas entstehen) aufzunehmen. Aus den Anfangswinkeln der Spuren lässt sich auf eine mögliche Polarisation der Röntgenstrahlung

schließen (vergleiche Kapitel 5.5 und 6.1). In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass die Bestimmung des Modulationsfaktors von linear polarisierter Röntgenstrahlung im Zweidimensionalen mit dem Polapix möglich ist.

Teil I

Der Timepix-Detektor

1 Aufbau des Timepix-Detektors

Inhalt

1.1	Sensor	9
1.2	Auslese: <u>A</u> pplication <u>S</u> pecific <u>I</u> ntegrated <u>C</u> ircuit (ASIC) . . .	9
1.2.1	Zeitmessung (<u>T</u> ime of <u>A</u> rrival, TOA)	9
1.2.2	Energiemessung (<u>T</u> ime over <u>T</u> hreshold, TOT)	10

Der Timepix ist ein pixelierter Halbleiterdetektor, der von der Medipix-Kollaboration [Med] mit Sitz am CERN (European Organization for Nuclear Research, [cer11]) entwickelt wurde. Das Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) ist Mitglied der Medipix-Kollaboration.

Der Timepix wurde ursprünglich für die EUDET-Kollaboration [eud], die sich mit der Forschung und Entwicklung von Detektoren für den internationalen Linearbeschleuniger “International Linear Collider” (ILC) [ILC] beschäftigt, entwickelt. Er wurde jedoch auch allen Mitgliedern der Medipix-Kollaboration zur Verfügung gestellt und wird inzwischen für viele verschiedene Anwendungen, u. a. in der Medizinphysik, z. B. zur Materialrekonstruktion [Fir09], verwendet. Aber nicht nur Photonen im Röntgenbereich können detektiert werden, sondern z. B. auch α -Teilchen oder Elektronen.

Der Timepix-Detektor ist hybrid aufgebaut und besteht aus einem Sensor und der Ausleseelektronik, wobei beide pixelweise über Lotperlen, die sogenannten Bump Bonds, verbunden sind (siehe Abbildung 1.1). Jeder der 256×256 quadratischen Pixel der Kantenlänge $55 \mu\text{m}$ kann entweder die Ankunftszeit oder die Energie eines Teilchens bestimmen. Ein weiterer Arbeitsmodus, der von dem Vorgängermodell, dem sogenannten Medipix, übernommen wurde, ist der zählende Modus, bei dem die Anzahl der während einer

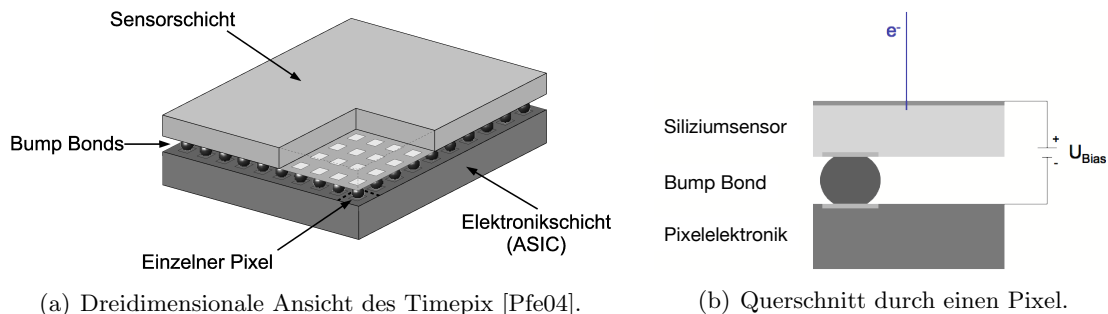


Abbildung 1.1 Schematischer Aufbau des Timepix-Detektors.

Aufnahme in jedem Pixel nachgewiesenen Photonen bzw. Teilchen gezählt wird. Im Folgenden wird näher auf die einzelnen Bestandteile des Detektors eingegangen.

1.1 Sensor

Der Sensor des Timepix-Detektors besteht aus einem Halbleitermaterial. Je nach Energiebereich der zu detektierenden Strahlung bzw. Teilchen werden verschiedene Materialien verwendet, meist eine $300\text{ }\mu\text{m}$ dicke Siliziumschicht (Si). Cadmiumtellurid (CdTe), das eine höhere Absorption von Photonen hat, ist für Energien über 20 keV besser geeignet.

In dieser Arbeit wurde nur Silizium als Sensormaterial verwendet. Der Siliziumsensor besteht an seiner Oberseite aus einer etwa 200 nm dicken hoch n-dotierten Lage, gefolgt von einer intrinsischen Schicht. Zur Formung der pixelierten Struktur befinden sich an der Unterseite p-dotierte Bereiche direkt über den Bump Bonds.

Bei Photonen geschieht die Interaktion mit dem Sensor abhängig vom Energiebereich durch Paarbildung, Compton- oder Photoeffekt. Elektronen werden hingegen über Bremsstrahlung, Møllerstreuung oder Stoßprozesse mit Atomen, wie beispielsweise die elastische Streuung, die meistens nur kleine Richtungsänderungen des Elektrons bewirkt, die Anregung äußerer Schalen des Atoms und die Ionisation eines Atoms, die die Emission eines δ -Elektrons zur Folge hat, nachgewiesen. In beiden Fällen (Photonen und Elektronen) werden Sekundärelektronen freigesetzt. Diese bewegen sich weiter durch den Halbleiter und erzeugen Elektron-Loch-Paare, deren Anzahl proportional zu der durch das Primärteilchen deponierten Energie ist. Auf Grund einer über dem Sensor angelegten Spannung werden die Elektron-Loch-Paare getrennt und driften zu der entsprechenden Elektrode. Im Falle des Siliziumsensors werden die Löcher in Richtung der Auslese gedriftet und gelangen über die Bump Bonds in die Pixelelektronik.

Während der Drift der Ladungsträger durch den Sensor stoßen sich diese gegenseitig ab (*Repulsion*). Dies führt zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung (eine ausführliche Beschreibung hierzu findet sich in [Kor07]). Wechselwirkt ein Photon oder Elektron nahe des Randes oder einer Ecke eines Pixels, kann sich die Ladungsverteilung auf zwei oder drei benachbarte Pixel verteilen, wodurch statt einem Pixel zwei bzw. drei Pixel ein Signal (mit geringerer deponierter Energie) zählen (*Charge-Sharing*).

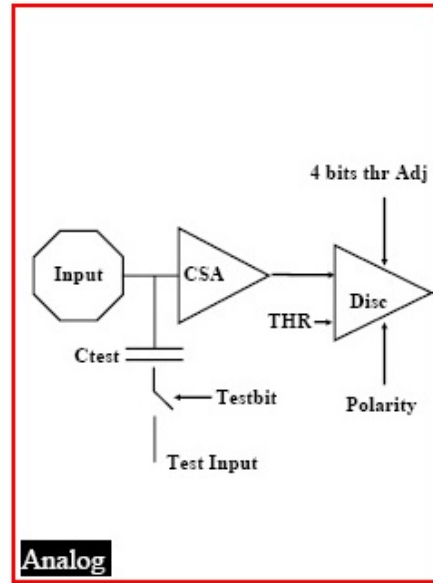
1.2 Auslese: Application Specific Integrated Circuit (ASIC)

Jeder Pixel hat eine eigene Pixelelektronik mit einem analogen (siehe Abbildung 1.2) und einem digitalen Teil. Im Analogteil wird das Eingangssignal - also der Strom (Ladung), der über die Bump Bonds die Auslese erreicht - verstärkt und geformt. Dieses Signal kann durch ein Dreieckssignal angenähert werden. Anschließend wird es mit einer vorgegebenen Schwelle (engl. threshold, THR) verglichen. Überschreitet das Signal die Schwelle, wird im Digitalteil der Auftreffzeitpunkt (Kapitel 1.2.1) oder die deponierte Energie (Kapitel 1.2.2) des detektierten Teilchens ermittelt.

1.2.1 Zeitmessung (Time of Arrival, TOA)

Um die Ankunftszeit bestimmen zu können, ist ein Zeitsignal (engl. clock) nötig, das jedem Pixel von außen zugeführt werden muss. Überschreitet das Eingangssignal die Schwelle, so wird die Anzahl an Pulsen des Zeitsignals bis zum Ende der Aufnahme gezählt

Abbildung 1.2 Schema des Analogteils der Pixelelektronik des Timepix-Detektors. Das Eingangssignal (Input) wird im Charge Sensitive Amplifier (CSA) verstärkt und geformt. Anschließend wird das Signal in einem Diskriminator (Disc) mit der Schwelle (THR) verglichen. Mit dem 4-Bit-Abgleich (4 bits thr Adj) kann die Schwelle (THR) der einzelnen Pixel angepasst werden. Über “Polarity” kann eingestellt werden, ob Löcher (Siliziumsensor) oder Elektronen (Cadmiumtellurid) gemessen werden sollen. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, Testpulse (Test Input, Testbit, C_{test}) als Eingangssignal in der Pixelelektronik zu erzeugen. Quelle: [Llo07]



(TOA). Abbildung 1.3 soll diesen Vorgang verdeutlichen. Über die Frequenz $f_{\text{Zeitsignal}}$ des Zeitsignals kann dann die Ankunftszeit relativ zum Ende der Aufnahme berechnet werden:

$$\text{Ankunftszeit} = \frac{\text{Anzahl der Pulse des Zeitsignals}}{\text{Frequenz des Zeitsignals}} = \frac{\text{TOA}}{f_{\text{Zeitsignal}}}$$

Bei einer zu hohen Detektionsrate (oder wenn die Aufnahmezeit zu lange gewählt ist) kann es vorkommen, dass zwei Eingangssignale während einer Aufnahme in die Pixelelektronik gelangen. Hier wird das zweite Signal nicht gemessen, da der Counter im Pixel schon seit dem Überschreiten der Schwelle des ersten Signals aktiv ist.

1.2.2 Energiemessung (Time over Threshold, TOT)

Möchte man nicht die Ankunftszeit, sondern die deponierte Energie eines Teilchens messen, so muss die Höhe des Eingangssignals, welche proportional zur deponierten Energie ist, bestimmt werden. Da die Steigung der fallenden Flanke des Signals unabhängig von der deponierten Energie konstant ist, ändert sich auch die Dauer des Signals proportional zur deponierten Energie. Je höher die Energie, desto länger das Signal. Somit kann statt der Höhe des Signals seine Länge gemessen werden. Hierfür wird die Anzahl der Pulse des Zeitsignals gezählt, solange das Signal oberhalb der Schwelle ist (siehe Abbildung 1.3). Der Zusammenhang zwischen TOT (Anzahl der Zeitsignale, solange das Eingangssignal über der Schwelle ist) und Energie ist für niedrige Energien (zwischen 3 keV und ca. 15 keV) nicht linear, kann aber durch eine Kalibration ermittelt werden (vergleiche [Geb07]). Somit ist es möglich, ein gemessenes TOT-Spektrum in ein Energiedepositionsspektrum umzurechnen.

Falls zwei Ereignisse innerhalb einer Aufnahme in einen Pixel treffen, so wird nur ein Wert mit verfälschter Energie geliefert, da die Pixelelektronik beim Überschreiten der Schwelle des zweiten Eingangssignals die Anzahl der Pulse des Zeitsignals weiter zählt.

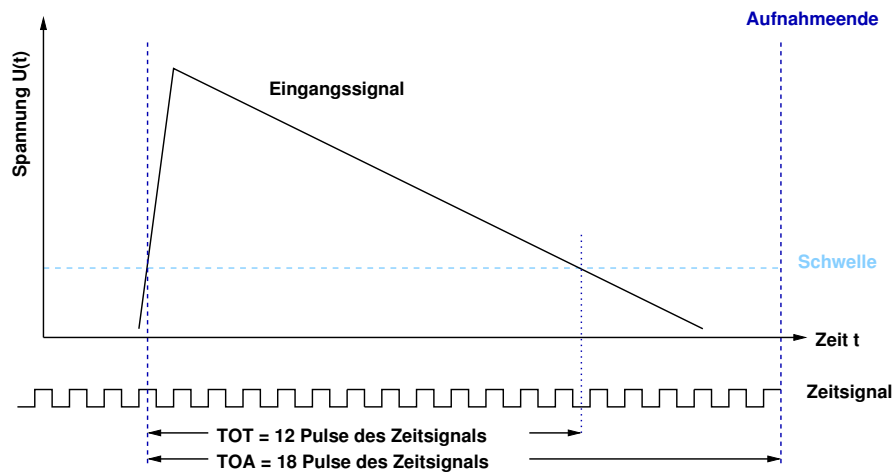


Abbildung 1.3 Verdeutlichung der Zeit- (TOA) und Energiemessung (TOT).

Die TOT-Werte der beiden Signale werden also addiert. Dieser Wert entspricht aber auf Grund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen TOT und Energie nicht der gesamten deponierten Energie der beiden detektierten Teilchen.

Teil II

Detektion optischer Photonen mit Hilfe eines Hybriden Photonendetektors (HPD), basierend auf dem Timepix-Detektor

2 Konzept des Hybriden Photonendetektors

Inhalt

2.1	Photokathode	16
2.2	Beschleunigung der Elektronen	18
2.3	Elektronennachweis im Siliziumsensor	18

Der Hybride Photonendetektor wird entwickelt, um Licht des optischen Wellenlängenbereichs zu detektieren. Er besteht aus einem zylindrischen Vakuumgefäß, das ein Eintrittsfenster mit aufgedampfter Photokathode, Elektroden zur Erzeugung eines elektrischen Feldes und einen Timepix-Detektor zum Nachweis der durch Lichteinfall in der Photokathode ausgelösten Photoelektronen besitzt (siehe Abbildung 2.1). Ein Vorteil dieses Systems ist der rauschfreie Nachweis von einzelnen Photoelektronen - und somit einzelner Photonen - mit einer Information über deren Ankunftszeit. Des Weiteren ist die Elektronik, in der das Signal geformt, verstärkt und weiterverarbeitet wird, direkt im Detektor integriert. Im Folgenden wird näher auf die einzelnen Komponenten des HPDs und dessen Eigenschaften und Aufgaben eingegangen.

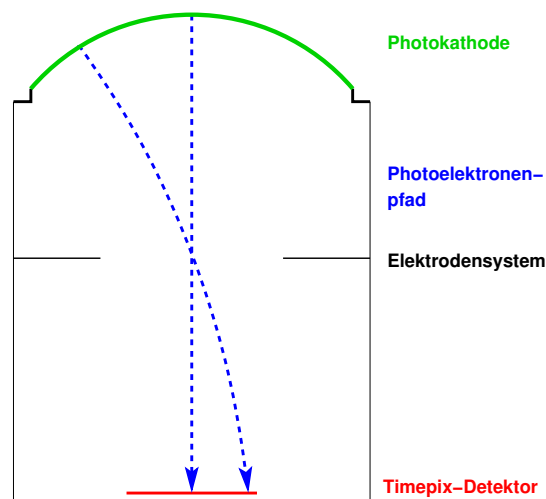


Abbildung 2.1 Aufbau des Hybriden Photonendetektors. Entnommen aus [Rüg09].

2.1 Photokathode

Photokathoden bestehen meist aus Halbleitern oder Alkalimetallen. Dabei kann man mit verschiedenen Kombinationen unterschiedliche Eigenschaften bezüglich sensitivem Wellenlängenbereich, Quanteneffizienz und thermischer Emission erzielen. So gibt es beispielsweise Photokathoden, die über den gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich sensitiv sind (z. B. Bialkali- oder auch Multialkali-Photokathoden). Bei anderen Photokathoden erstreckt sich die Sensitivität bis in den infraroten Bereich (z.B. ERMA = Extended-Red Multialkali). Die Sensitivität der “Solar Blind” Photokathoden (z. B. Cäsiumiodid, CsI) liegt unterhalb des sichtbaren Lichtes im ultravioletten Wellenlängenbereich. Des Weiteren gibt es spezielle Photokathoden, die auf Grund ihres geringen, thermisch verursachten Dunkelstromes für den Einsatz bei höheren Temperaturen geeignet sind. Im Gegensatz dazu hat die Tri- oder Multialkali-Photokathode mit der Bezeichnung S20 und der Zusammensetzung SbNa_2KCs eine relativ hohe thermische Emission von 10^{-19} bis $10^{-15} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ bei 20°C (vergleiche [FM02]) und damit einen relativ hohen Dunkelstrom. Bei einem Temperaturanstieg um 4 K verdoppelt sich die Emission.

Als Quanteneffizienz (QE) einer Photokathode bezeichnet man das Verhältnis der Anzahl an ausgelösten Photoelektronen zu der Anzahl der auf die Kathode einfallenden Photonen. Herkömmliche Bialkali-Photokathoden erreichen eine QE von bis zu 30 %. Eine wesentliche Entwicklung in den letzten Jahren beschäftigt sich damit, die Quanteneffizienz zu steigern. So hat z. B. Hamamatsu eine sogenannte Ultra-Bialkali- und eine Super-Bialkali-Photokathode entwickelt, die maximal 43 % bzw. 35 % QE erreichen (siehe Abbildung 2.2). Wie man ebenfalls aus der Abbildung erkennen kann, ist die Quanteneffizienz stark wellenlängenabhängig. Photokathoden werden durch Aufdampfen von photoemissiven Materialien auf ein Fenster hergestellt. Tabelle 2.1 führt exemplarische Fenstermaterialien und deren Grenzwellenlängen (Abfall der Transmission auf 10 %) auf. Die untere Grenze des Wellenlängenbereiches wird also im Wesentlichen durch die Wahl des Eintrittsfensters bestimmt. Der genaue Vorgang des Aufdampfens und die exakte Zusammensetzung wird von den Herstellern nicht offengelegt. Photokathoden werden im Vakuum aufgedampft und dürfen nicht an Luft gebracht werden, da das die Kathode zerstören würde. Eine Ausnahme ist CsI, das kurze Zeit in trockener Luft übersteht. Wird die Photokathode jedoch feucht, so hydriert das CsI, verändert seine Kristallstruktur und ist somit nicht mehr photosensitiv.

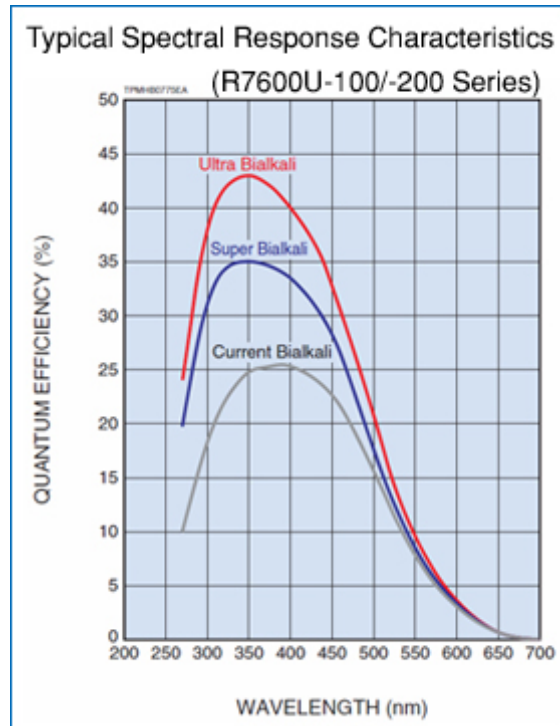


Abbildung 2.2 Quanteneffizienz verschiedener Bialkali-Photokathoden. Quelle: [ham].

Fenstermaterial	Grenzwellenlänge in nm
Borosilikat	270
UV-Glas	190
Quarzglas	160
Saphir (Al_2O_3)	145
Magnesiumfluorid (MgF_2)	115

Tabelle 2.1 Grenzwellenlängen für verschiedene Fenstermaterialien, entnommen aus Referenz [FM02].

2.2 Beschleunigung der Elektronen

Im Inneren der Vakuumröhre befindet sich ein Elektrodensystem, welches die von der Photokathode ausgelösten Photoelektronen in Richtung des Detektors beschleunigt. Hierfür gibt es zwei Möglichkeiten:

Proximity Focusing Geometrie

Die *Proximity Focusing* Geometrie wirkt wie ein einfacher Plattenkondensator. Die Photokathode wird auf ein Potenzial gebracht und der Detektor auf Massepotenzial gehalten. So beschreiben die Elektronen im konstanten elektrischen Feld eine Parabelbahn, deren Abweichung von einer Geraden abhängig ist, vom Winkel, unter dem die Elektronen - relativ zur Normalen der Photokathode - die Photokathode verlassen. Der Abstand zwischen Photokathode und Detektor beeinflusst in diesem Fall maßgeblich die Ortsauflösung des Detektors, wie in [Rüg09] hergeleitet wurde.

Cross Focusing Geometrie

Unter der *Cross Focusing* Geometrie versteht man eine Elektrodenkonfiguration, die die Elektronen nicht nur beschleunigt, sondern auch noch auf den Detektor fokussiert. Hierbei befindet sich im Inneren der Vakuumröhre, wie in Abbildung 2.1 angedeutet, eine Elektrode, wobei der Potenzialunterschied zwischen Photokathode und Elektrode im Vergleich zu dem Potenzialunterschied zwischen Elektrode und Detektor sehr gering ist. Bei dieser Konfiguration gibt es einen Kreuzungspunkt, den alle Elektronenbahnen durchlaufen. Somit werden Elektronen, im Schnittbild der zylindrischen Röhre gesehen, von der rechten Seite der Photokathode auf die linke Seite des Detektors abgebildet. Mit dieser Geometrie kann man eine große Kathodenfläche auf einen kleinen Detektor abbilden. Umgekehrt könnte auch eine kleine Kathodenfläche vergrößert werden. Bei richtiger Anordnung und Dimensionierung der Elektroden können sehr gute Abbildungseigenschaften erzielt werden (vergleiche dazu Kapitel 4 und Referenz [Rüg09]).

2.3 Elektronennachweis im Siliziumsensor

Wie schon in Kapitel 1.1 beschrieben, wechselwirken Elektronen im Sensor über Bremsstrahlung oder Streuprozesse an Atomen. Bei diesen Prozessen geben sie Energie ab. In der n-dotierten Schicht können die Elektronen nicht nachgewiesen werden, da die erzeugte Ladung nicht über die intrinsische Schicht zu der p-dotierten Elektrode des Pixels gedriftet werden kann, sondern sofort über die Elektrode an der Oberseite des Sensors abfließt. Auf dem Weg durch diese Schicht verlieren die Primärelektronen jedoch Energie, so dass die nachweisbare Energie stets geringer ist als die Energie des Elektrons beim Auftreffen auf den Sensor. Die Dicke der insensitiven Schicht an der Sensoroberseite beträgt etwa 200 nm. Die Eindringtiefe eines Elektrons mit 20 keV in Silizium beträgt etwa $2\text{ }\mu\text{m}$ (Simulationen dazu in Referenz [Rüg09]). Die gesamte Energie des Elektrons wird also sehr nahe an der Sensoroberfläche deponiert.

3 Verifizierung des HPD-Konzeptes mit Hilfe eines Testaufbaus

Inhalt

3.1	Der Testaufbau	19
3.2	Zeitauflösung	22
3.2.1	Verteilung der Detektionszeitpunkte der Lampe (TOA-Spektrum)	22
3.2.2	Verbesserung der Zeitauflösung	24
3.2.3	Korrektur des <i>Charge Sharing</i> durch Clusteranalyse	25
3.3	Dunkelrate	27
3.3.1	Abhängigkeit der Dunkelrate von der Beschleunigungsspannung .	28
3.3.2	Abhängigkeit der Dunkelrate vom Restgasdruck im Testaufbau .	29
3.4	Ionenfeedback	31
3.4.1	Mittlere freie Weglänge für Ionisation von Restgasatomen	32
3.4.2	Zeitlicher Verlauf eines Ionenfeedback-Ereignisses	33
3.4.3	Multiplizitäten der Ionenfeedback-Ereignisse	34
3.4.4	Abhängigkeit des Ionenfeedbacks von der Beschleunigungsspannung	38
3.4.5	Reduzierung der Dunkelrate durch Identifikation von Ionenfeedback	38
3.5	Ortsauflösung	43
3.5.1	Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion (PSF)	43
3.5.2	Abhängigkeit der PSF von der Beschleunigungsspannung	46
3.5.3	Bestimmung der PSF aus Ionenfeedback-Ereignissen	48
3.6	Energieinformation zur Korrektur des <i>Timewalk-Effektes</i> . .	53

3.1 Der Testaufbau

Um das Konzept zur Messung optischer Photonen mit dem Timepix zu überprüfen, wurde zunächst ein Testaufbau am CERN im Labor von Jacques Séguinot und Christian Joram verwendet (siehe Abbildungen 3.1 und 3.2). Im weiteren Verlauf wurde im Rahmen dieser Arbeit in Erlangen am Physikalischen Institut (Abteilung IV) eine Nachbildung des Aufbaus angefertigt, welcher in Abbildung 3.3 und 3.4 dargestellt ist.

Beide Aufbauten bestehen aus einem gepumpten Vakuumbehälter, in dem sich der Timepix-Detektor und eine Photokathode befinden. Die Wahl der Photokathode fiel auf

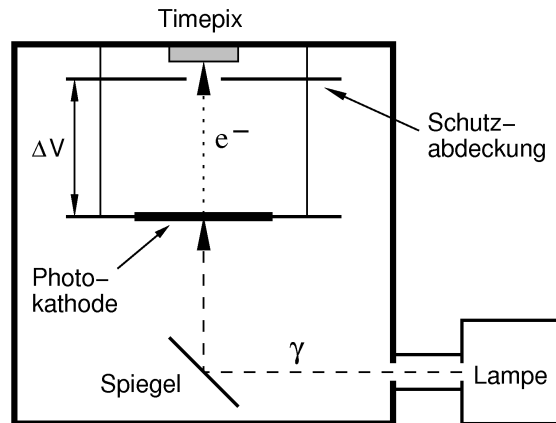


Abbildung 3.1 Skizze des Testaufbaus des Hybriden Photonendetektors.

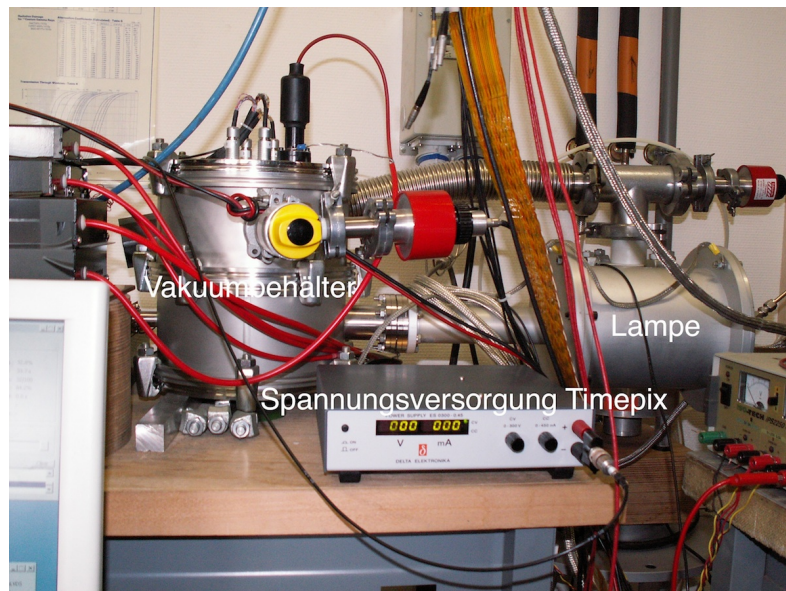
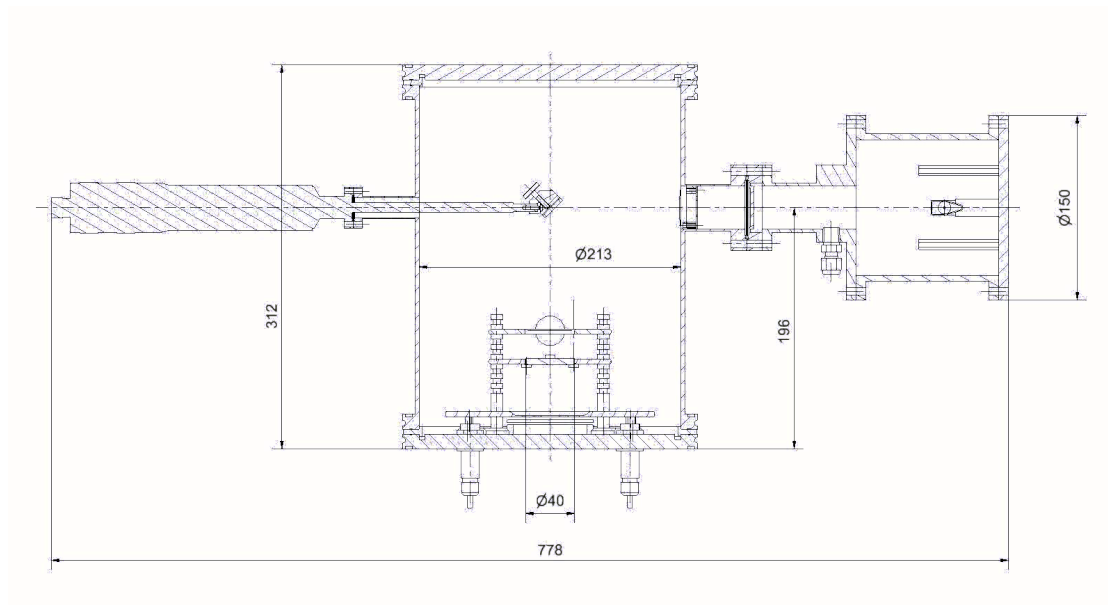
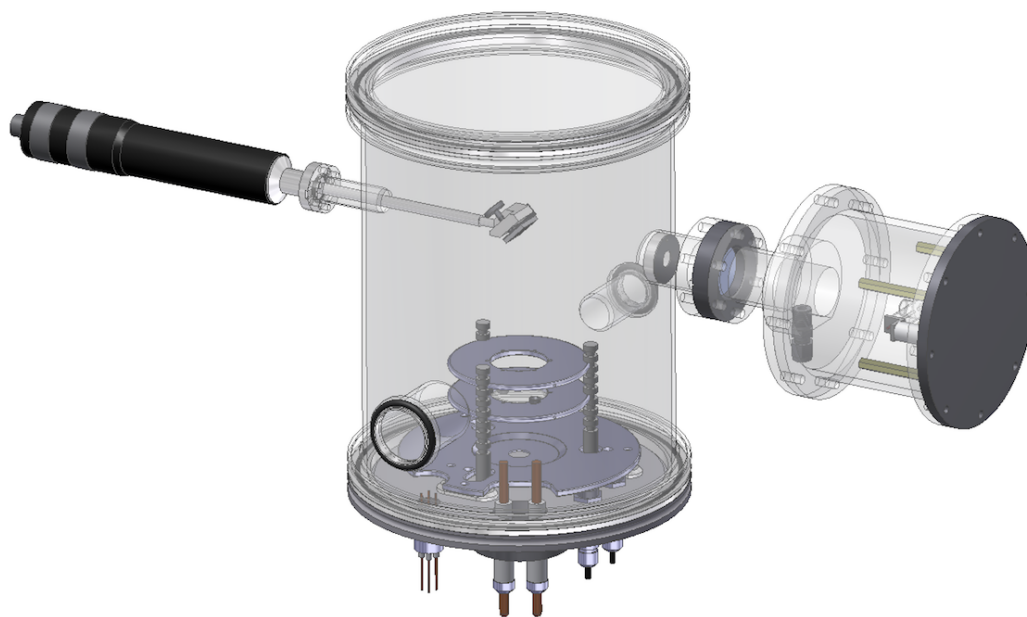


Abbildung 3.2 Fotografie des Aufbaus am CERN im Labor von Jacques Séguinot und Christian Joram.

CsI, da diese an Luft in den Testaufbau gebracht werden kann (siehe Kapitel 2.1). Allerdings ist diese Kathode nur auf UV-Licht ($<220\text{ nm}$) photosensitiv, so dass eine spezielle UV-Lampe benötigt wird. Verwendet wird eine H_2 -Gasentladungslampe (hergestellt am CERN von André Bream), die zu zufälligen Zeitpunkten Licht emittiert. Für den Aufbau in Erlangen wurde keine Lampe angefertigt, da hier ausschließlich die Dunkelrate der Photokathode untersucht werden sollte. Das Licht der Lampe wird über einen verstellbaren Spiegel auf die Photokathode umgelenkt, in der Photoelektronen ausgelöst werden. Das elektrische Feld der *Proximity Focusing* Geometrie beschleunigt dann diese Elektronen



(a) Schnittzeichnung. Auf der rechten Seite befindet sich die Wasserstofflampe. Das Licht wird über einen Spiegel auf die Photokathode umgelenkt (in der Zeichnung unten).



(b) Dreidimensionale Zusammenstellungszeichnung

Abbildung 3.3 Technische Zeichnungen des Testaufbaus für Erlangen, erstellt von Herrn Kärcher¹.

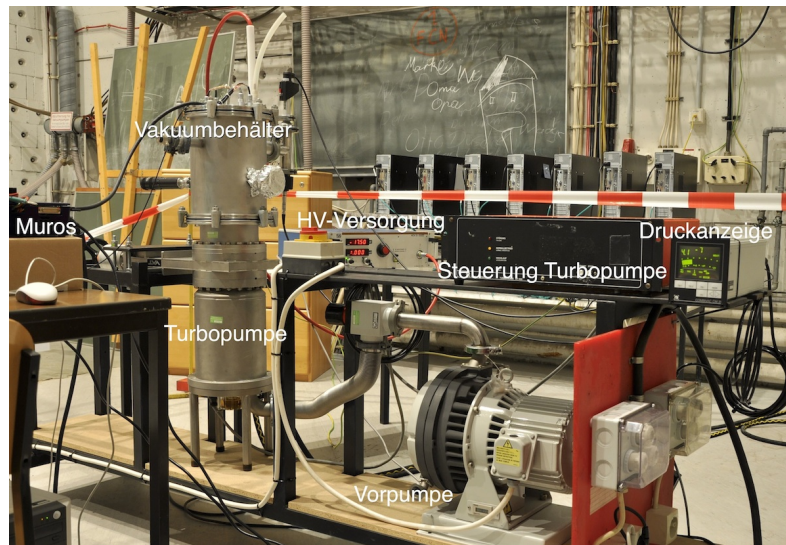


Abbildung 3.4 Fotografie des Aufbaus an der Universität Erlangen.

in Richtung des Detektors, wobei die Beschleunigungsspannung bis zu 25 kV gewählt werden kann. Der Abstand zwischen Photokathode und Timepix-Detektor im Testaufbau am CERN beträgt 41 mm, der Abstand im Testaufbau in Erlangen nur 24 mm. Um Schäden zu vermeiden, sorgt eine Schutzabdeckung dafür, dass die hochenergetischen Elektronen nicht auf die Elektronik des Chipboards treffen. Mit dem Aufbau in Erlangen konnte ein deutlich geringerer Enddruck ($5 \cdot 10^{-7}$ mbar) erreicht werden als mit dem Aufbau am CERN ($1 \cdot 10^{-5}$ mbar). Dies führte zu einer Reduzierung der Dunkelrate. Zur Aufnahme der Daten wurde das Programm “Pixelman” verwendet, welches von Medipix-Kollaborationsmitgliedern aus Prag entwickelt wurde (siehe [HJP⁺06]).

3.2 Zeitauflösung

Um die Zeitauflösung bestimmen zu können, wurde der Timepix-Detektor im TOA-Modus (vergleiche Kapitel 1.2.1) betrieben. Hierzu wurde das Signal von der Emission der Lampe über einen Ferrit abgegriffen, um 3 bis 4 μ s verzögert und als Shuttersignal in die Ausleseinheit Muros [BvBJ⁺03] des Timepix-Detektors eingespeist. Für das Zeitsignal wurde eine Frequenz $f_{\text{Zeitsignal}}$ nahe an 100 MHz gewählt, um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erzielen. Eine höhere Frequenz konnte leider nicht verwendet werden, da dann Störungen des Timepix aufgetreten sind.

3.2.1 Verteilung der Detektionszeitpunkte der Lampe (TOA-Spektrum)

Abbildung 3.5 zeigt das gemessene Zeitspektrum des Lampensignals (TOA-Spektrum) für eine Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Timepix von 20 kV. Das

¹ Dipl. Ing. Klaus Kärcher, CAD Konstrukteur, Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg.

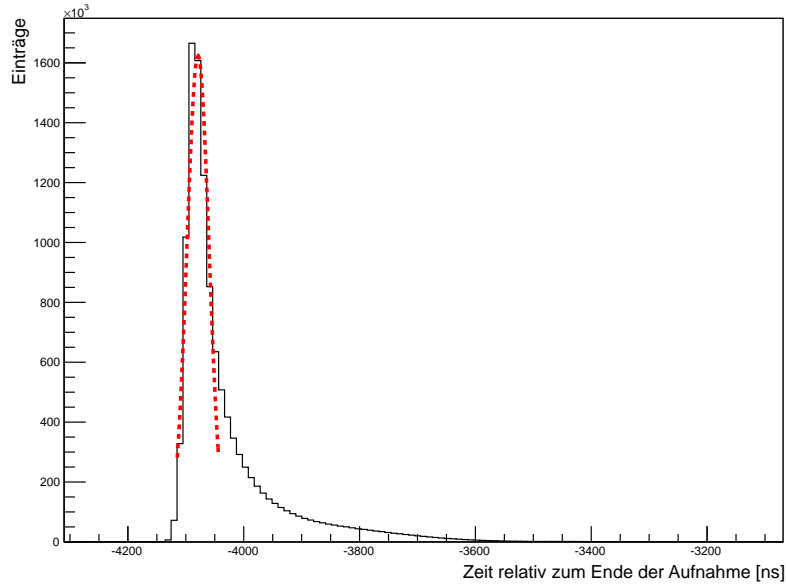


Abbildung 3.5 TOA-Spektrum der Lampe für eine Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Timepix von 20 kV. Es wurden alle getriggerten Pixel aus hunderttausend Aufnahmen in das Histogramm eingetragen. Die rote, gestrichelte Kurve gibt eine Gauß-Näherung an das TOA-Spektrum unter Vernachlässigung des Ausläufers an.

Ende der Aufnahme entspricht dem Zeitpunkt Null. Da die Aufnahme etwa $4\ \mu\text{s}$ nach dem Blitzen der Lampe beendet wird, ist bei ca. $-4\ \mu\text{s}$ ein Peak zu erwarten. Die Messung zeigt einen deutlichen Anstieg der Ereignisse zu der genannten Zeit, allerdings mit einem Ausläufer zu späteren Zeiten. Das Sigma des Peaks ist mit etwa 19 ns (aus einer Gauß-Näherung unter Vernachlässigung des Ausläufers) viel größer als man erwarten würde. Die Gauß-Anpassung ist in Abbildung 3.5 als rote, gestrichelte Linie dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Gauß die Datenpunkte nicht gut beschreibt. Trotzdem soll hier die Breite des angepassten Gaußes als ein Maß für die Zeitauflösung verwendet werden. Prinzipiell könnte man annehmen, dass alle Ereignisse innerhalb eines Zeitbins stattfinden, da die Zeitunterschiede für verschiedene Elektronenwege von Photokathode zu Sensor auf Grund verschiedener Anfangswinkel der Elektronenbahnen deutlich kleiner ist als die Größe eines Zeitbins von 10 bis 11 ns (je nach Frequenz $f_{\text{Zeitsignal}}$ des Zeitsignals, wobei die Breite eines Zeitbins gegeben ist durch: $\text{Binbreite} = \frac{1}{f_{\text{Zeitsignal}}}$). In diesem Fall ergibt sich eine Zeitauflösung von $\sigma = \frac{\text{Binbreite}}{\sqrt{12}}$.

Um die Verbreiterung so wie den Ausläufer zu späteren Zeiten zu verstehen, betrachtet man zunächst Messungen bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen. Abbildung 3.6 zeigt den Zeitverlauf der Lampe für 10, 15 und 25 keV. Die zeitliche Verteilung der Lampenereignisse (im folgenden als Lampenpeak bezeichnet) verschiebt sich für geringere Beschleunigungsspannungen - also geringere deponierte Energien der Elektronen im

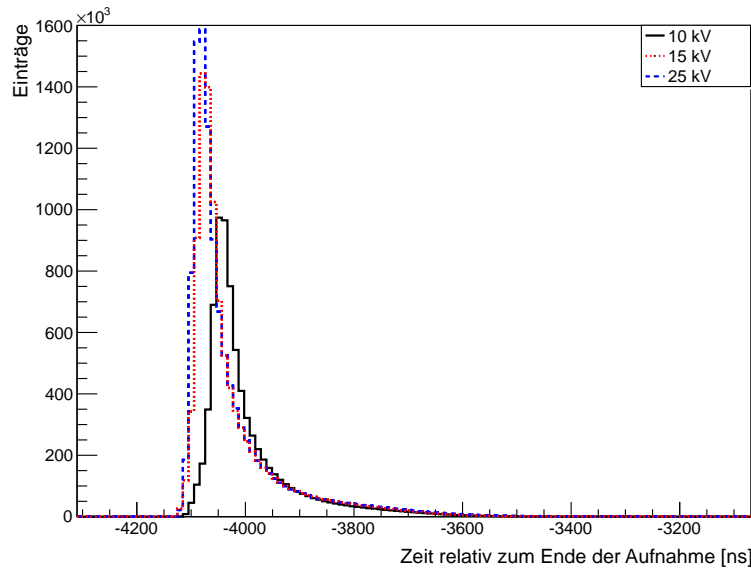


Abbildung 3.6 TOA-Spektrum der Lampe für 10, 15 und 25 keV Elektronenenergie. Der Lampenpeak verschiebt sich für kleinere Elektronenenergien zu späteren Zeiten.

Timepix-Sensor - zu späteren Zeiten. Dabei ist der Laufzeitunterschied eines 10 keV Elektrons zu einem 25 keV Elektron mit 0,51 ns deutlich kleiner als die Binbreite und somit vernachlässigbar. Die Verbreiterung des Lampenpeaks zu späteren Zeiten entsteht also durch geringere Energiedepositionen in den Pixeln. Diese wiederum lassen sich mit Aufteilung der Ladungen auf benachbarte Pixel (*Charge Sharing*) durch Repulsion (Abstoßung der Ladungen untereinander) und Diffusion während der Drift durch den Sensor erklären.

Mit Hilfe von Algorithmen, in denen die Effekte des *Charge Sharing* korrigiert werden, lässt sich eine Verbesserung der Zeitauflösung erzielen.

3.2.2 Verbesserung der Zeitauflösung durch Betrachtung von Einzeltreffern

Für eine Verbesserung der Zeitauflösung betrachtet man zunächst nur die Einzeltreffer, d. h. dass ein getriggert Pixel keinen getriggerten Nachbarn haben darf. Der für solche Ereignisse resultierende zeitliche Verlauf des Lampenblitzes ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Zeitauflösung verbessert sich auf ca. 12 ns (Gauß-Näherung), ist aber immer noch schlechter als erwartet. Der Grund hierfür ist die Energieschwelle des Detektors. Die deponierte Energie in einem Pixel muss höher sein als diese Schwelle, damit ein Ereignis detektiert wird. Nun können sich die Ladungsträger, ausgelöst durch ein Photoelektron, auch genau so aufteilen, dass der Teil, der in den Nachbarnpixel gelangt, unterhalb der Schwelle liegt. Somit wird der Treffer nur als Einzeltreffer gesehen, entspricht aber nicht der kompletten deponierten Energie. Eine theoretische Beschreibung und Simulationen hierzu wurden in der Doktorarbeit von Tilman Rügheimer vorgestellt [Rüg09].

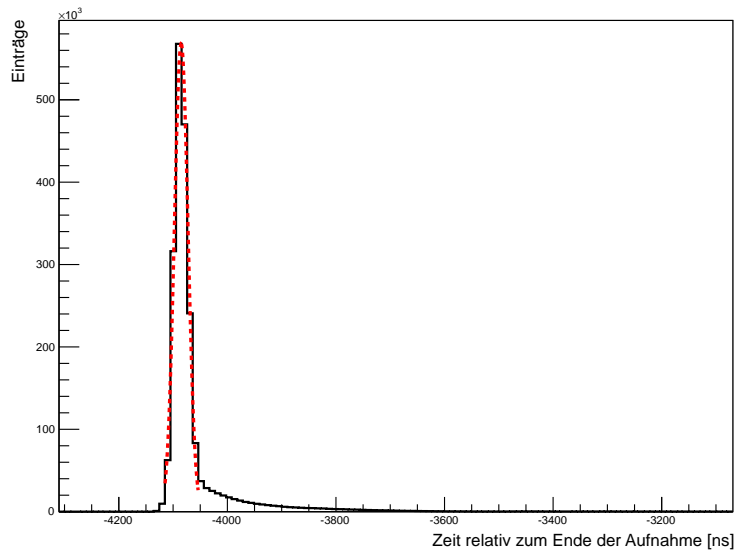


Abbildung 3.7 TOA-Spektrum der Lampe. Es wurden nur Einzeltreffer aus hunderttausend Aufnahmen ausgewertet. Die rote, gestrichelte Kurve gibt eine Gauß-Näherung an das TOA-Spektrum unter Vernachlässigung des Ausläufers an.

Der Einfluss des *Charge Sharing* besteht darin, dass sich beim Aufteilen der Ladung die Pulshöhen in der Pixelelektronik ändern. Je weniger Ladung in einem Pixel gesammelt wird, desto niedriger ist das Signal. Allerdings bleibt die Anstiegszeit - die Zeit, in der der Puls bis auf 90% seiner Gesamthöhe ansteigt - konstant für alle Pulshöhen. Demzufolge überschreitet ein höherer Puls die Schwelle früher als ein Puls mit niedrigerer Höhe (siehe Abbildung 3.8) und hat somit eine andere Zeitsignatur. Diese Eigenschaft nennt man *Timewalk-Effekt*. *Charge Sharing* bewirkt also, dass die angesprochenen Pixel eine spätere Zeitsignatur bekommen, was zur Verbreiterung des Lampenpeaks zu späteren Zeiten führt.

3.2.3 Korrektur des Charge Sharing durch Clusteranalyse

Möchte man die Zeitauflösung verbessern, ohne die Statistik durch Ignorieren von Clustern (zwei oder mehr benachbarte, getriggerte Pixel) deutlich zu verringern, so kann eine Clusteranalyse durchgeführt werden. Hierbei werden benachbarte getriggerte Pixel (im Folgenden als Treffer bezeichnet) gesucht, das Maximum der TOA im Cluster bestimmt und als ein einziger Treffer mit diesem Eintrag gewertet. Dies ist keine genaue Bestimmung des wahren Zeitwertes des Clusters, stellt jedoch eine gute Näherung dar und führt wie in Abbildung 3.9 erkennbar ist, gegenüber der ersten Auswertemethode zu einer Verbesserung der Zeitauflösung. Die Standardabweichung der Gauß-Anpassung beträgt 16 ns.

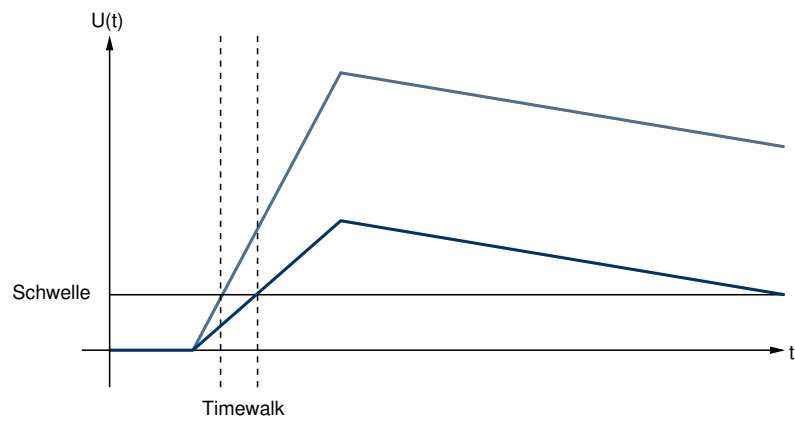


Abbildung 3.8 Der Timewalk-Effekt: Einfluss verschiedener Pulshöhen auf die Zeitsignatur.

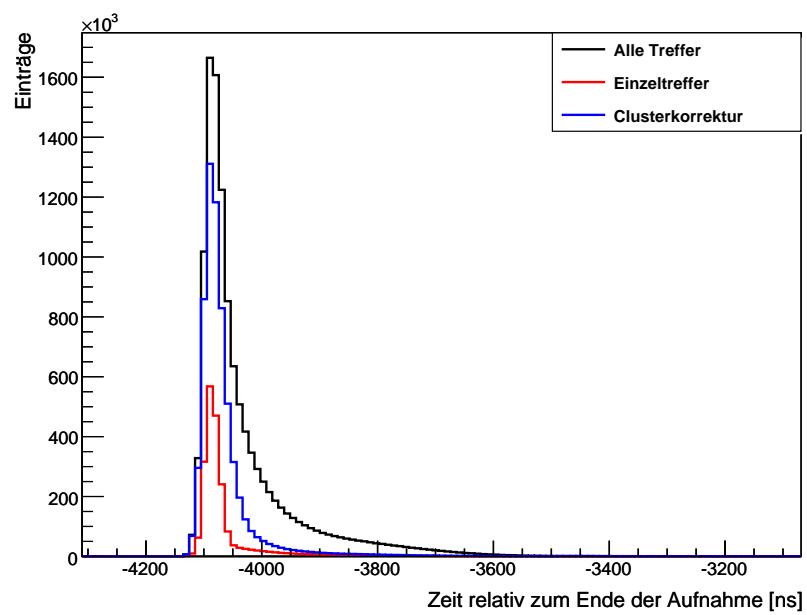


Abbildung 3.9 Vergleich der drei Methoden zur Auswertung des TOA-Spektrums der Lampe.

Bei beiden Datenanalysen liegt die Zeitauflösung immer noch deutlich über dem von Astroteilchenphysikexperimenten, in denen PMTs zum Nachweis von Licht und der Messung von Ankunftszeiten eingesetzt werden, verlangten Sigawert von ca. 2 ns. Diese kann nur durch eine verbesserte Timewalk-Korrektur (z. B. durch Messung der deponierten Energie) und eine deutlich höhere Frequenz des Zeitsignals von ca. 500 MHz erreicht werden. Da diese Frequenz nicht mit dem Timepix erreicht werden kann, muss ein neuer Detektor entwickelt werden. Der sogenannte *Timepix2* soll die Lösung des Problems bringen. Die Kollaboration arbeitet daran und will ihn in den kommenden Jahren realisieren.

3.3 Dunkelrate

Unter Dunkelrate versteht man die Ereignisse, die in völliger Dunkelheit gemessen werden, die also nicht durch Photonen, die auf die Photokathode treffen, ausgelöst wurden. Sie hängt stark von den Betriebs- und Umgebungsgegebenheiten, wie z. B. der Temperatur und der angelegten Spannung ab. Für die Entstehung des Dunkelstroms gibt es verschiedene Ursachen:

1. Thermische Emission: Elektronen können durch thermische Anregung aus der Photokathode gelöst werden. Diese Emission folgt dem Richardson-Gesetz (entnommen aus [FM02]):

$$J = AT^2 \exp \frac{-W_{th}}{kT}$$

Dabei ist J die Stromdichte der emittierten Elektronen in Abhängigkeit der Temperatur T und der Austrittsarbeit W_{th} der Elektronen. A ist eine materialabhängige Konstante und k die Boltzmann-Konstante. Dieser Effekt ist stark temperaturabhängig. Bei Raumtemperatur ist die thermische Emission der Hauptbeitrag zur Dunkelrate.

2. Feldemission: Wegen einer unausweichlichen Rauigkeit der Photokathode können Elektronen auf Grund des anliegenden Feldes aus der Photokathode gelöst werden. Die ersten, die diesen Effekt theoretisch beschrieben haben, waren Fowler und Nordheim ([FN28]). Sie brachten die elektrische Feldstärke E und die Austrittsarbeit W der Elektronen wie folgt mit der Stromdichte J in Zusammenhang:

$$J(E) = K_1 \frac{|E|^2}{W} \exp \frac{-K_2 W^{\frac{3}{2}}}{|E|} \quad (3.1)$$

K_1 und K_2 sind material- und feldabhängige Konstanten. Die Feldemission hängt also vom anliegenden Feld, aber nicht von der Temperatur ab.

3. Untergrundstrahlung: Ionisierende Strahlung, wie z. B. Höhenstrahlung kann direkt mit dem Timepix-Detektor nachgewiesen werden. Sie trägt also auch zur Dunkelrate bei, hat aber nur einen sehr geringen Anteil daran.

4. Ionenfeedback: Elektronen können Atome des Restgases oder an Oberflächen des Behälters bzw. Detektors ionisieren. Diese Ionen werden zunächst zur Photokathode beschleunigt, an der sie weitere Elektronen auslösen können. In Kapitel 3.4 wird näher auf Ionenfeedback eingegangen.

Diese Dunkelereignisse sind nicht von den durch Photonen auf der Photokathode ausgelösten Elektronen zu unterscheiden. Daher sind die folgenden Untersuchungen der Dunkelrate von großer Bedeutung für die Charakterisierung des HPDs.

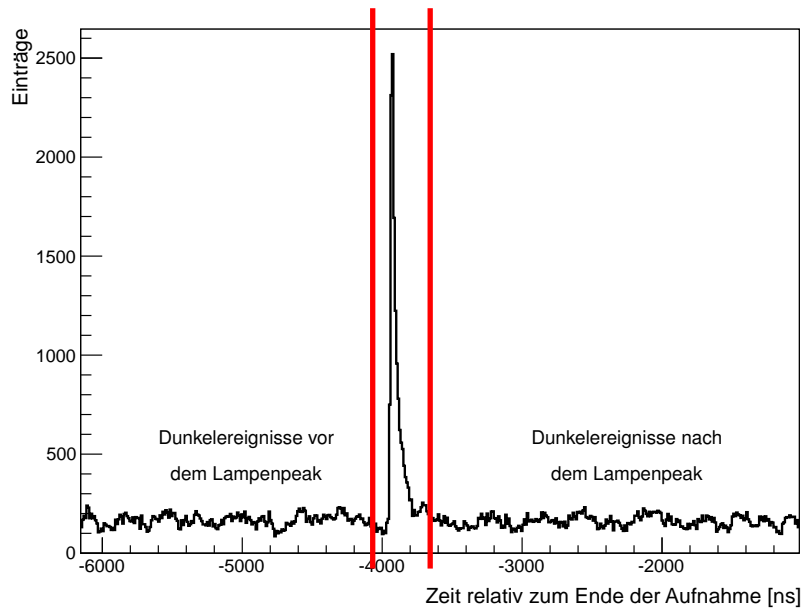


Abbildung 3.10 TOA-Spektrum des Lampensignals. Die Ereignisse zeitlich vor und nach dem Lampensignal sind Dunkelereignisse. Diese wurden nicht durch die Lampe ausgelöst.

3.3.1 Abhängigkeit der Dunkelrate von der Beschleunigungsspannung

Um die Dunkelrate zu bestimmen, werden alle Treffer, die nicht im Lampenpeak liegen (Schnitt auf die Zeit/TOA, vergleiche Abbildung 3.10), aufsummiert und diese Anzahl durch die betrachtete Gesamtzeit dividiert. Dabei wird die in Kapitel 3.2.3 beschriebene Clusteranalyse angewendet, um die Bestimmung der Dunkelrate nicht durch Doppeltreffer ausgelöst durch *Charge Sharing* zu verfälschen. Die Dunkelrate für Photomultiplier wird im Allgemeinen in Hz/mm^2 , bezogen auf die Fläche der Photokathode, angegeben. Da im Testaufbau aber die *Proximity Focusing* Abbildung verwendet und nicht die gesamte Photokathodenfläche auf den Detektor abgebildet wird, wurde für unseren Testaufbau nur die ausgeleuchtete Detektorfläche zur Normierung verwendet, die durch Abschattung auf Grund der Schutzabdeckung kleiner als die gesamte Detektorfläche ist.

Abbildung 3.11 zeigt die Abhängigkeit der Dunkelrate von der Beschleunigungsspannung. Der Druck liegt im Bereich von wenigen 10^{-5} mbar. Da dieser im Experiment nicht exakt konstant gehalten werden konnte, gab es leichte Schwankungen in der Qualität des Vakuums. An die Daten wurde die Fowler-Nordheim-Gleichung 3.1 für Feldemission der Photokathode angenähert (in der Abbildung dargestellt als durchgezogene Linien). Der Verlauf der Anpassung gibt die gemessenen Datenpunkte gut wieder. Für 20 kV beträgt die Dunkelrate bei dem angegebenen Druck etwa 800 Hz/mm^2 . Im Testaufbau ist die Feldstärke an der Photokathode durch die Anordnung der Elektroden sehr hoch (*Proximity Focusing* Abbildung). Bei hohen Spannungen werden dadurch leichter Elektronen aus der Photokathode gelöst. Für den Prototypen mit der *Cross Focusing* Abbildung wird auf Grund der deutlich geringeren Feldstärke an der Photokathode eine schwächere Zunahme der Dunkelrate mit der Beschleunigungsspannung erwartet. Des Weiteren ist für 20 kV eine größere Abweichung der Dunkelrate vor der Lampe von der nach der Lampe erkennbar. Eine Erklärungsmöglichkeit hierfür wäre, dass es bei 20 kV mehr Ionenfeedback gibt, oder dass ein Ion der Energie 20 keV mehr Elektronen aus der Photokathode auslöst, im Vergleich zu niedrigeren Ionenenergien.

3.3.2 Abhängigkeit der Dunkelrate vom Restgasdruck im Testaufbau

Variiert man den Druck im Testaufbau, so ist eine deutliche Abhängigkeit der Dunkelrate zu beobachten (siehe Abbildung 3.12). Verwendet wurde hier der eigene Messaufbau (in Erlangen), mit dem ein besseres Vakuum erreicht werden konnte als mit dem Aufbau am CERN. Die Abbildung zeigt die Daten einer Messung während des Auspumpens des Testaufbaus bei einer Beschleunigungsspannung von 15 kV. Auffällig ist, dass die Dunkelrate - im Vergleich zu der in Abbildung 3.11 angegebenen - deutlich geringer ist. Vergleicht man den Messwert bei 15 kV aus Abbildung 3.11 mit dem dementsprechenden Druck der Messung in Abbildung 3.12, so ist die Dunkelrate etwa 20-mal größer. Der Grund hierfür ist, dass in den beiden Messungen verschiedene Aufbauten (am CERN und in Erlangen) mit unterschiedlichen Abständen zwischen Photokathode und Detektor (am CERN 41 mm und in Erlangen 24 mm) und unterschiedliche Photokathoden verwendet wurden. Für den Testaufbau in Erlangen (druckabhängige Messung) wurde eine neue CsI-Photokathode angefertigt.

Um zu verstehen, wie die Druckabhängigkeit der Dunkelrate zustande kommt, betrachten wir noch einmal die verschiedenen Entstehungsmöglichkeiten für Dunkelereignisse. Die thermische und die Feldemission von Elektronen ist druckunabhängig. Ebenso hat der Druck keinen Einfluss auf das Einfallen von Untergrundstrahlung, wohl aber auf die Erzeugung von Ionenfeedback, welches im folgenden Kapitel näher erklärt und betrachtet wird.

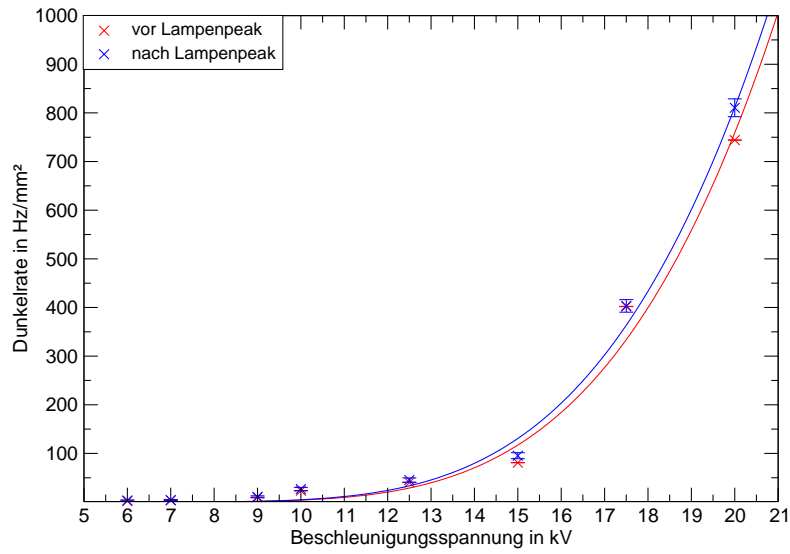


Abbildung 3.11 Dunkelrate des Testaufbaus am CERN in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung. Rot ist die Dunkelrate vor dem Blitzen der Lampe angegeben, Blau die danach. Die Fehler sind für die Betrachtung nach der Lampe größer, da das verwendete Zeitintervall kleiner ist als für den Bereich vor dem Lampenblitz. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen der Fowler-Nordheim-Gleichung 3.1 für Feldemission der Photokathode an die Daten. Die Fehler wurden wie folgt berechnet:

$$\text{Fehler} = \frac{\sqrt{\text{Anzahl der Dunkelereignisse}}}{\text{betrachtete Zeit} \cdot \text{ausgeleuchtete Detektorfläche}}$$

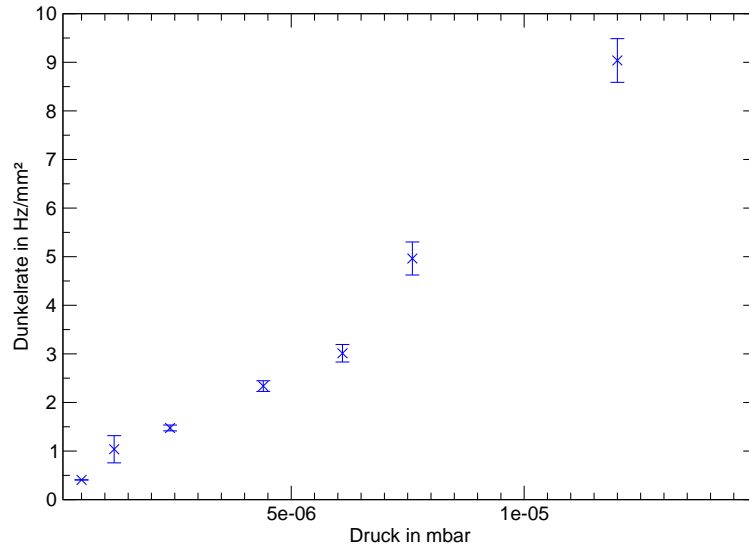


Abbildung 3.12 Dunkelrate abhängig vom Druck im Testaufbau. Die angelegte Spannung betrug 15 kV. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler an.

3.4 Ionenfeedback

Ionenfeedback entsteht, wenn ein Elektron auf seinem Weg von der Photokathode zum Detektor ein Atom ionisiert. Abbildung 3.13 soll diesen Vorgang verdeutlichen. Ein ionisiertes Atom ist positiv geladen und wird folglich zur Photokathode - welche auf negativem Potenzial liegt - beschleunigt. Die Beschleunigung ist so hoch, dass die Energie des Ions ausreicht, um aus der Photokathode mehrere Sekundärelektronen zu schlagen, welche im elektrischen Feld wieder zurück zum Detektor beschleunigt und dort nachgewiesen werden können. Ionenfeedback erzeugt also ein Cluster von mehreren Elektronen, die zeitgleich auf den Detektor treffen. Zeitliche Unterschiede ergeben sich höchstens durch verschiedenen lange Wege der Elektronen bis zum Detektor. Bei der *Proximity Focusing* Optik ergeben sich diese auf Grund von unterschiedlichen Startwinkeln der Elektronen zur Normalen auf die Photokathode. Die *Cross Focusing* Optik erzeugt unterschiedlich lange Elektronenpfade durch die Fokussierung der Elektronen. Die Laufzeitunterschiede der Elektronen liegen in beiden Fällen bei ca. 1 ns und damit weit unterhalb der Zeitauflösung des Detektorsystems. Ionenfeedback kann also identifiziert werden, indem zeitliche Cluster in einer Aufnahme gesucht werden, die nicht zum Lampenblitz gehören.

Je höher der Druck im Aufbau ist, desto mehr Restgas befindet sich darin und desto wahrscheinlicher wird die Ionisation eines Restgasatoms. Somit steigt die Dunkelrate mit zunehmendem Druck an.

Ionenfeedback, das durch Elektronen des Dunkelstroms erzeugt wird, ist zeitlich statistisch verteilt. Nach dem Lampenblitz erwartet man allerdings eine starke Häufung von Ionenfeedback-Ereignissen. Die Zeit t , die ein ionisiertes Stickstoffatom der Masse m und Ladung $q = 1e$ benötigt, um im elektrischen Feld der Stärke E (Spannung U) von der Detektoroberfläche zur Photokathode (Strecke d) beschleunigt zu werden (maximaler Weg), beträgt:

$$t = \sqrt{\frac{2md^2}{qU}} \quad (3.2)$$

Es ergibt sich eine Zeit von 156 ns (für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV). Die Flugzeit des Elektrons zurück zum Detektor ist mit 0,98 ns (falls das Elektron senkrecht zur Photokathode startet) vernachlässigbar klein. Das Ionenfeedback, das von der Lampe ausgelöst wird, ist also bis zu 156 ns nach dem Lampenpeak zu erwarten. Dieser Bereich liegt noch in den Ausläufen des Lampenpeaks, was zur Folge hat, dass ein Ionenfeedback-Ereignis nicht deutlich von Lampenereignissen unterschieden werden kann. Das durch die Lampe ausgelöste Ionenfeedback kann wiederum Ionen erzeugen, die bis zu 156 ns später auf den Detektor treffen und so weiter. Somit wird der Lampenpeak nicht nur durch *Charge Sharing*, sondern auch durch Ionenfeedback-Ereignisse zu späteren Zeiten hin verbreitert. Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit der Identifizierung von Ionenfeedback, um anschließend die Dunkelrate reduzieren zu können.

3.4.1 Mittlere freie Weglänge für Ionisation von Restgasatomen im Testaufbau

Die mittlere Weglänge λ_i bis zu einer Ionisation gibt an, wie weit sich ein Elektron im Mittel in einem Gas der Sorte “ i ” bewegen kann, bis es ein Atom des Restgases ionisiert. Sie ist gegeben durch:

$$\lambda_i = \frac{1}{n\sigma_i} \quad (3.3)$$

Dabei ist n die Teilchendichte und σ_i der Ionisierungsquerschnitt. Aus der Zustandsgleichung für ideale Gase (Gleichung 3.4) lässt sich die Anzahl der Teilchen N in einem gegebenen Volumen bei einem bestimmten Druck berechnen.

$$pV = NkT \quad (3.4)$$

Dabei ist k die Boltzmannkonstante ($k = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$). Für Raumtemperatur und Normaldruck (Temperatur $T = 20^\circ\text{C} = 293,15\text{ K}$, Druck $p = 1013,25\text{ mbar}$) ergibt sich, dass $6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen (entspricht einem Mol) ein Volumen von $24053,78\text{ cm}^3$ einnehmen. Somit berechnet sich die Teilchendichte n wie folgt:

$$n = p[\text{bar}] \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{24053,78\text{ cm}^3}$$

Der Ionisierungsquerschnitt σ_i für die Ionisierung eines Atoms in einem Gas kann der Datenbank des “National Institute of Standards and Technology” (siehe [Nat]) entnommen

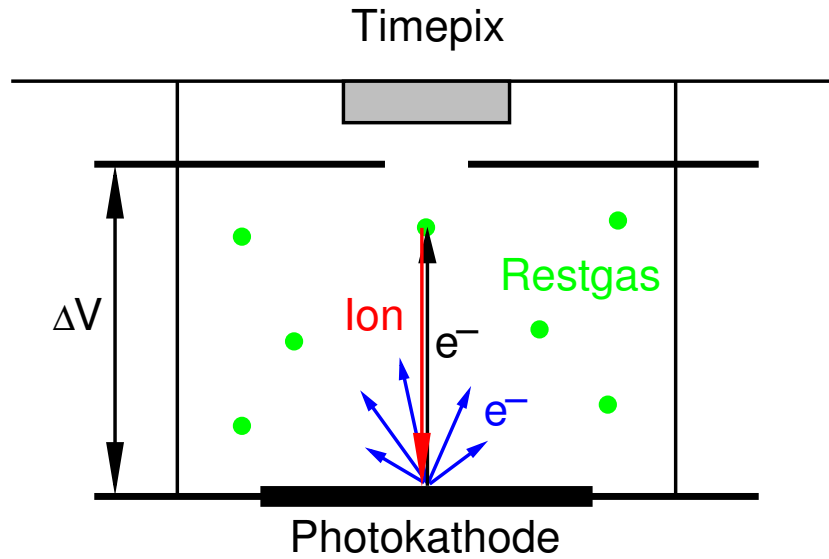


Abbildung 3.13 Die Skizze zeigt einen Ausschnitt aus dem Testaufbau zur Verdeutlichung der Entstehung von Ionenfeedback. Ein Elektron (schwarz) wird aus der Photokathode ausgelöst und zum Timepix-Detektor beschleunigt. Auf seinem Weg dorthin kann das Elektron ein Atom aus dem Restgas (grün) ionisieren. Dieses positiv geladene Ion (rot) wird nun zur Photokathode beschleunigt, an der seine Energie groß genug ist, um weitere Elektronen (blau) aus dem Sensor auszulösen.

werden. In Abbildung 3.14 ist die mittlere Weglänge bis zur Ionisation eines Atoms λ_i für einen Druck von $p = 1 \cdot 10^{-5}$ mbar in Abhängigkeit der Elektronenenergie dargestellt. Abgesehen von ganz niedrigen Elektronenenergien (bis wenige 100 eV) gilt: Je höher die Energie, desto größer ist die mittlere Weglänge λ_i der Elektronen bis zur Ionisation und desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit $P_i = 1 - e^{-x/\lambda_i}$ für eine Ionisation eines Atoms.

Abbildung 3.15 zeigt die Ionisierungswahrscheinlichkeit P_i innerhalb einer Wegstrecke, die dem Abstand zwischen Photokathode und Detektor im Experiment entspricht, abhängig von der Energie der Elektronen für zwei verschiedene Drücke. Da die Elektronen auf diesem Weg beschleunigt werden, entspricht die angegebene Ionisierungswahrscheinlichkeit nicht der Wahrscheinlichkeit, dass ein im Aufbau gleichmäßig beschleunigtes Elektron ein Atom ionisiert. Man kann jedoch daraus ablesen, dass die Wahrscheinlichkeit mit höchstens 10^{-4} bzw. 10^{-6} sehr gering ist. Dementsprechend ist das Verhältnis von Ionenfeedback-Ereignissen zur Dunkelrate sehr klein.

3.4.2 Zeitlicher Verlauf eines Ionenfeedback-Ereignisses

Abbildung 3.16 zeigt ein Ionenfeedback-Ereignis auf der Detektormatrix (a) bzw. einen Ausschnitt der Matrix (b). Die Farbe der Treffer codiert die Ankunftszeit der Photoelektronen am Detektor. Als Beschleunigungsspannung wurden 20 kV verwendet. Der zeitliche Verlauf dieses Ereignisses ist in Abbildung 3.17 zu sehen. Wieder ist das Ende der Aufnahme beim Zeitpunkt $t = 0$. Die zeitliche Verteilung des Ionenfeedbacks ähnelt

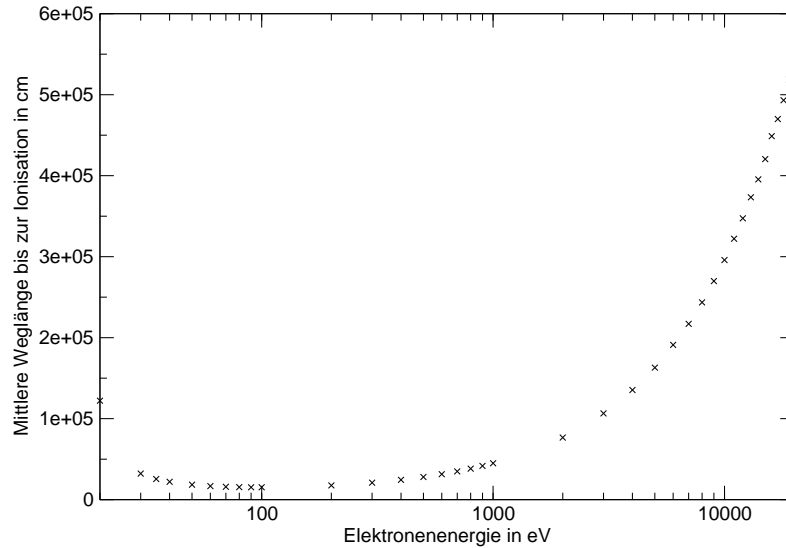


Abbildung 3.14 Abhängigkeit der mittleren Weglänge bis zur Ionisation eines Atoms von der Energie des Elektrons. Der Druck beträgt $p = 1,0 \cdot 10^{-5}$ mbar.

sehr der in Abbildung 3.5 dargestellten Zeitverteilung der Lampe. Mit Hilfe der zeitlichen Information kann jedoch ausgeschlossen werden, dass es sich um ein Signal von der Lampe handelt. Eine Gauß-Anpassung an den Zeitverlauf des Ionenfeedbacks ergibt eine Standardabweichung von etwa 21 ns. Dies stimmt gut mit der Breite der Lampenverteilung ohne Clusteranalyse überein (siehe Abschnitt 3.2.1). Für eine Betrachtung der Einzeltreffer haben die Ionenfeedback-Ereignisse eine zu geringe Statistik.

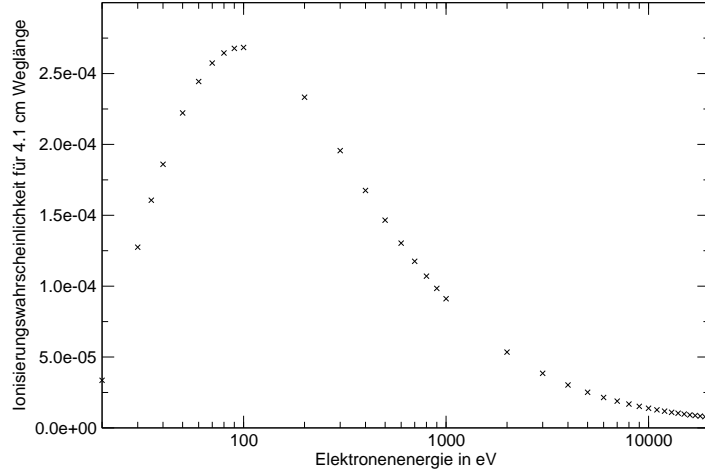
3.4.3 Multiplizitäten der Ionenfeedback-Ereignisse

Zur strukturierten Betrachtung des Ionenfeedbacks wird folgende Definition vorgenommen:

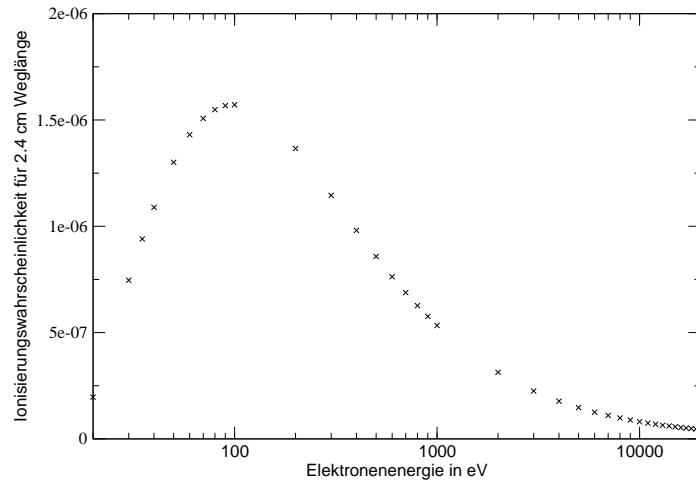
Die *Multiplizität* eines Ionenfeedback-Ereignisses ist die Anzahl der getriggerten Pixel, die dazu beitragen.

Das in Abbildung 3.16 gezeigte Ionenfeedback-Ereignis besteht aus 165 getriggerten Pixeln, somit ist seine Multiplizität ebenfalls 165. Zur besseren Veranschaulichung wurde ein Ereignis mit hoher Multiplizität gewählt. Der Großteil der Ereignisse hat jedoch deutlich weniger getriggerte Pixel.

Für die Auswertung wurde ein Minimum an getriggerten Pixeln auf der Matrix innerhalb eines Zeitfensters der Breite τ verlangt, um das Ionenfeedback identifizieren zu können. Die Rate \dot{N}_3 , mit der drei unabhängig voneinander von der Photokathode ausgelöste Photoelektronen innerhalb eines Zeitfensters auftreten, ist sehr klein. Sie kann mit



(a) Ionisierungswahrscheinlichkeit innerhalb einer Wegstrecke von 4.1 cm (entspricht dem Abstand zwischen Detektor und Photokathode im Testaufbau am CERN) bei einem Druck von 10^{-5} mbar.



(b) Ionisierungswahrscheinlichkeit innerhalb einer Wegstrecke von 2.4 cm (entspricht dem Abstand zwischen Detektor und Photokathode im Testaufbau in Erlangen) bei einem Druck von 10^{-7} mbar.

Abbildung 3.15 Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die Ionisierung eines Atoms für eine Wegstrecke, die dem Abstand zwischen Photokathode und Detektor im Testaufbau (am CERN) entspricht. Für den Testaufbau in Erlangen mit einem geringeren Abstand ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit noch geringer, die Form der Kurve bleibt aber unverändert.

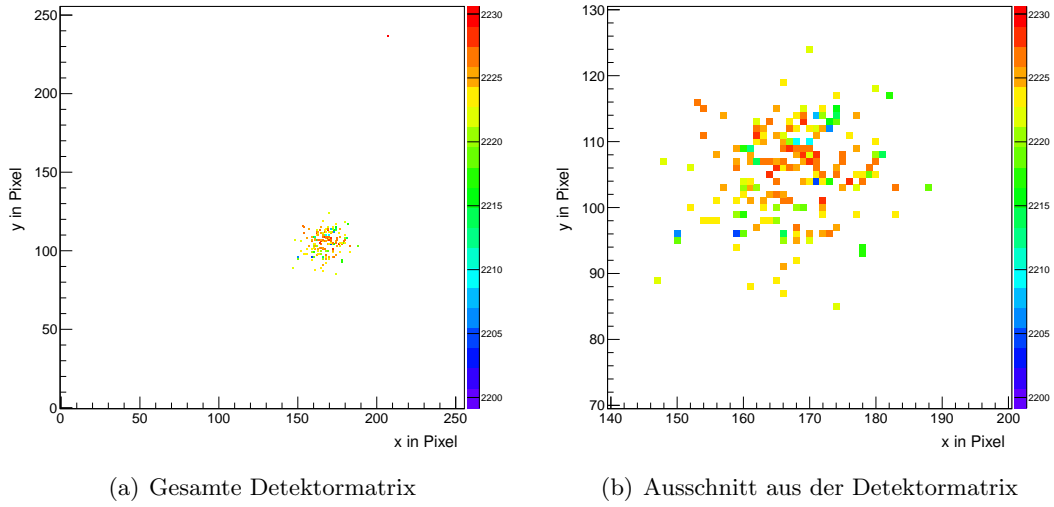


Abbildung 3.16 Ionenfeedback-Ereignis in einer Aufnahme. Dargestellt sind die x- und y-Koordinaten (Pixelnummer) der Ereignisse. Die Farbcodierung gibt die TOA der Elektronen an.

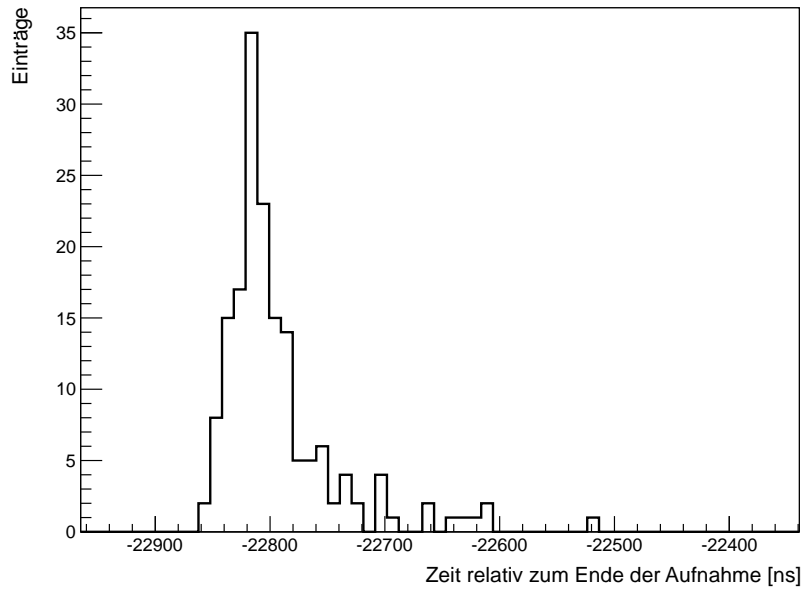


Abbildung 3.17 Zeitlicher Verlauf des in Abbildung 3.16 dargestellten Ionenfeedback-Ereignisses. Das Ende der Aufnahme ist beim Zeitpunkt $t = 0$.

\dot{N}_{DR} in Hz	\dot{N}_2 in Hz für n = 2	\dot{N}_3 in Hz für n = 3	N für n = 2	N für n = 3
74000	53,12	$3,81 \cdot 10^{-2}$	296,26	$2,13 \cdot 10^{-1}$
41000	16,31	$6,48 \cdot 10^{-3}$	90,95	$3,62 \cdot 10^{-2}$
3000	$8,73 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{-6}$	$4,87 \cdot 10^{-1}$	$1,42 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.1 Rate \dot{N}_n , mit der n Teilchen bei einer gegebenen Dunkelrate \dot{N}_{DR} in ein Zeitbin $\tau = 9,7$ ns fallen. Des Weiteren ist die Anzahl N an Ereignissen innerhalb von 50.000 Bildern angegeben, für die zwei bzw. drei Ereignisse in einem Zeitbin stattfinden. Die hier gewählten Werte für die Dunkelraten orientieren sich an den gemessenen Dunkelraten (abzüglich Ionenfeedback, siehe Kapitel 3.4.5) für die Messungen mit dem Aufbau am CERN bei 20 kV, 17,5 kV und 10 kV Beschleunigungsspannung.

Gleichung 3.5 berechnet werden. Diese gibt die Rate zufälliger Koinzidenzen an, d. h. die Rate \dot{N}_n , mit der n Teilchen bei einer gegebenen Dunkelrate \dot{N}_{DR} in ein Zeitbin τ fallen.

$$\dot{N}_n = \dot{N}_{DR}^n \tau^{n-1} \quad (3.5)$$

Tabelle 3.1 gibt Zahlenwerte für verschiedene Dunkelraten \dot{N}_{DR} (abzüglich Ionenfeedback, siehe Kapitel 3.4.5) an. Daraus kann berechnet werden, wie häufig für 50.000 Bilder zwei bzw. drei Treffer innerhalb eines Zeitbins $\tau = \frac{1}{f_{Zeitsignal}} = 9,7$ ns fallen (ebenfalls in Tabelle 3.1 angegeben). Diese Anzahl N ist bei den vorkommenden Dunkelraten für drei Treffer so gering, dass das Minimum an Treffern auf der Matrix innerhalb eines Zeitbins auf 3 gesetzt werden kann, d. h. zwei Treffer innerhalb der Koinzidenzzeit τ werden als zufällige Treffer und nicht als Ionenfeedback gewertet.

Zur Bestimmung der Multiplizität werden alle Zeitbins gesucht, in denen mehr als drei Einträge stehen. Ein Ionenfeedback-Ereignis kann aus mehreren zusammenhängenden Zeitbins mit mehr als drei Einträgen bestehen. Es wird das früheste und das späteste Bin mit drei Einträgen bestimmt und alle Treffer von vier Bins vor dem frühesten bis zu zehn Bins nach dem spätesten Bin aufaddiert, um alle zu dem Ionenfeedback gehörenden Treffer zu berücksichtigen, denn - wie im Beispiel (siehe Abbildung 3.17) zu sehen ist - sind die ersten und letzten Treffer eines Ionenfeedback-Ereignisses unterhalb der gesetzten Schwelle von drei Einträgen.

In Abbildung 3.18 wird die Verteilung der Multiplizitäten für eine Messung bei 20 kV Beschleunigungsspannung gezeigt. Die Messung besteht aus hunderttausend Aufnahmen. Es wurde die Dunkelrate vor (rote Kurve), getrennt von der nach dem Lampenereignis (blaue Kurve), ausgewertet. Da die Anzahl der zur Verfügung stehenden Zeitbins vor und nach dem Lampensignal nicht gleich ist, wurde eine Skalierung der Anzahl der Ereignisse zeitlich vor dem Lampenpeak (Anzahl der Ereignisse \cdot Anzahl der Zeitbins nach Lampenpeak / Anzahl der Zeitbins vor Lampenpeak) vorgenommen, um die Häufigkeit der Ionenfeedback-Ereignisse vor und nach der Lampe vergleichen zu können. Berechnet man das Integral für die beiden Kurven, so wird deutlich, dass es nach der Lampe mehr Ionenfeedback-Ereignisse (476) gibt als vorher (314). Durch die von der Lampe aus der Photokathode gelöste und im Vergleich zur Dunkelrate erhöhte Photoelektronenrate

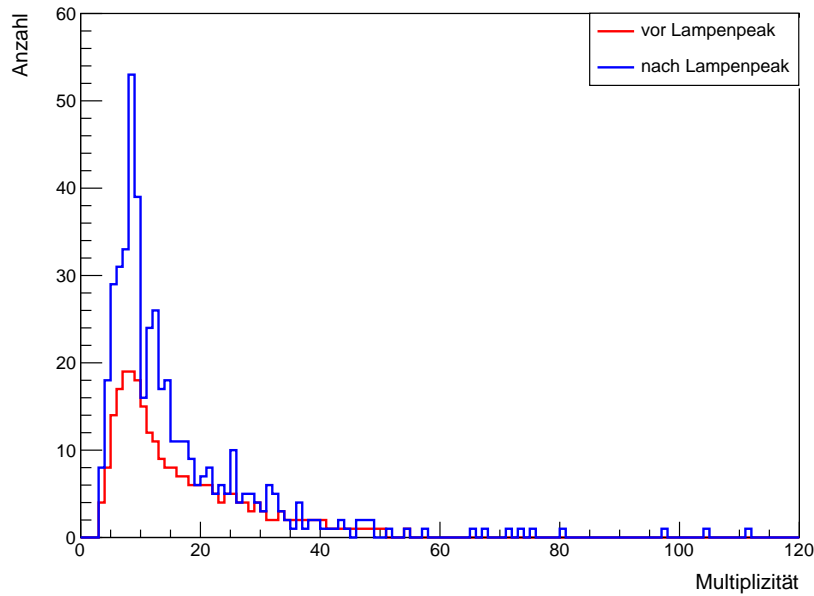


Abbildung 3.18 Multiplizitätsverteilung aller Ionenfeedback-Ereignisse vor (rote Kurve) und nach (blaue Kurve) dem Lampenpeak. Verwendet wurden hunderttausend Aufnahmen bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV. Die Daten vor dem Lampenpeak wurden auf die Anzahl der Bins nach dem Lampenpeak skaliert.

werden schließlich auch mehr Atome ionisiert, womit die erhöhte Ionenfeedback-Rate nach der Lampe zu erklären ist.

3.4.4 Abhängigkeit des Ionenfeedbacks von der Beschleunigungsspannung

Wie in Abbildung 3.19 dargestellt, nimmt die Anzahl der Ionenfeedback-Ereignisse mit steigender Beschleunigungsspannung zu. Dieses Verhalten resultiert aus der Tatsache, dass auch die Dunkelrate bei steigender Spannung deutlich zunimmt (vergleiche Abbildung 3.11), und somit mehr Elektronen die Möglichkeit haben, Atome zu ionisieren. Das Verhältnis von Ionenfeedback zu Dunkelrate ist, wie in Abbildung 3.20 gezeigt, in etwa konstant, also unabhängig von der Beschleunigungsspannung.

3.4.5 Reduzierung der Dunkelrate durch Identifikation von Ionenfeedback

Nachdem die Ionenfeedback-Ereignisse identifiziert werden können, ist es möglich, diese von der Dunkelrate zu subtrahieren. Somit kann die eigentliche, "störende" Dunkelrate reduziert werden. Dies ist in Abbildung 3.21 abgebildet. Um die Verbesserung durch die Subtraktion des Ionenfeedbacks zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.22 das Verhältnis R der Dunkelrate nach Abzug des Ionenfeedbacks (DR_{ohne}) zu der gesamten Dunkelrate (mit Ionenfeedback, DR_{mit}) dargestellt. Für niedrige Beschleunigungsspannungen (6 und 7 kV) ist das Verhältnis 1, d. h. es konnte kein Ionenfeedback-Ereignis gefunden werden.

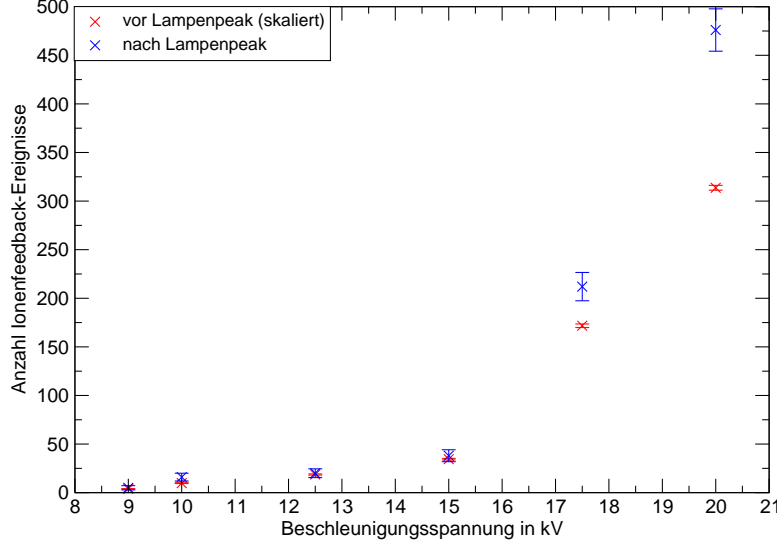


Abbildung 3.19 Abhängigkeit der Anzahl an Ionenfeedback-Ereignissen von der Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Detektor. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler $\sigma_{Ionenfeedback} = \sqrt{Ionenfeedback}$. Die Daten vor dem Lampenpeak sowie deren Fehler wurden skaliert.

Je höher die Dunkelrate, desto kleiner wird das Verhältnis und desto effektiver wird die Aussortierung des Ionenfeedbacks zur Verbesserung der Dunkelrate. Ab 15 kV kann die Dunkelrate durch Aussortieren der Ionenfeedback-Ereignisse um ca. die Hälfte verringert werden. Zur Bestimmung des Fehlers von

$$R = \frac{DR_{ohne}}{DR_{mit}}$$

wird DR_{mit} durch

$$DR_{mit} = DR_{ohne} + \frac{N_{IF}}{T}$$

ersetzt, da DR_{ohne} und DR_{mit} nicht unabhängig von einander sind. Dabei ist N_{IF} die Gesamtanzahl an getriggerten Pixeln, die zum Ionenfeedback gehören und T die betrachtete Zeit. N_{IF} lässt sich aus der Verteilung der Multiplizitäten (vergleiche Abbildung 3.18) wie folgt bestimmen:

$$N_{IF} = \sum_{m=3}^{\infty} m N_m$$

Hierbei ist m die Multiplizität und N_m die Anzahl an Treffern mit Multiplizität m .

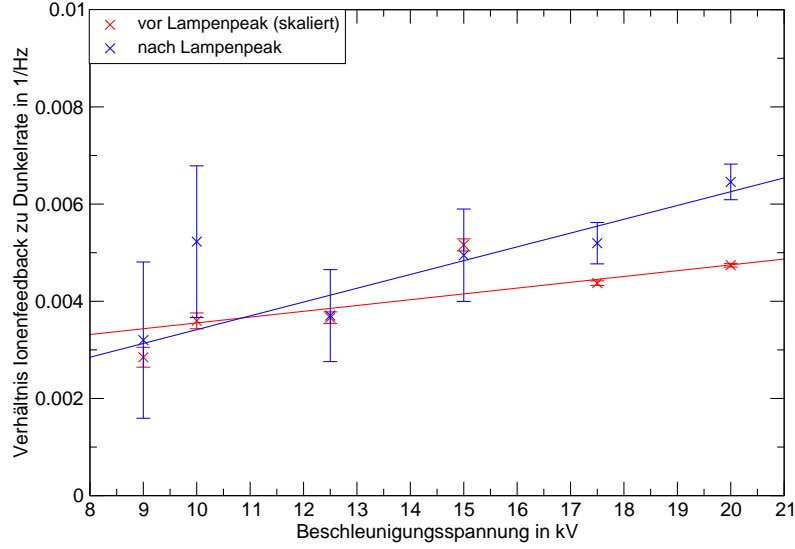


Abbildung 3.20 Verhältnis von Anzahl der Ionenfeedback-Ereignisse zur Dunkelrate. In die Datenpunkte wurden Geraden gefittet. Die Steigung der Geraden ist nahe an Null ($1,19 \cdot 10^{-4} \pm 4,46 \cdot 10^{-5}$ vor und $2,84 \cdot 10^{-4} \pm 6,94 \cdot 10^{-5}$ nach dem Lampenpeak), so dass das Verhältnis als konstant angenommen werden kann. Die Fehlerbalken wurden durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt.

Es gilt:

$$R = \frac{DR_{ohne}}{DR_{ohne} + \frac{N_{IF}}{T}} = \frac{N_{ohne}}{N_{ohne} + N_{IF}}$$

Hierfür kann schließlich die Gaußsche Fehlerfortpflanzung angewendet werden, wobei $N_{ohne} = DR_{ohne} \cdot T$ die Anzahl der Dunkelereignisse ohne Ionenfeedback-Ereignisse ist. Der Fehler für das Verhältnis R kann dann ausgedrückt werden durch:

$$\sigma_R = \frac{\sqrt{N_{IF}^2 \cdot \sigma_{N_{ohne}}^2 + N_{ohne}^2 \cdot \sigma_{N_{IF}}^2}}{(N_{ohne} + N_{IF})^2}$$

Der Fehler der Dunkelereignisse ohne Ionenfeedback ist:

$$\sigma_{N_{ohne}}^2 = N_{ohne}$$

t ist die betrachtete Zeit. Der Fehler der Anzahl an Treffern mit Multiplizität m ergibt sich zu (vergleiche [MAB⁺06]) :

$$\sigma_{N_{IF}}^2 = \sum_{m=3}^{\infty} \left(\frac{\partial N_{IF}}{\partial N_m} \cdot \sigma_{N_m} \right)^2 = \sum_{m=3}^{\infty} m^2 N_m, \quad \sigma_{N_m} = \sqrt{N_m}$$

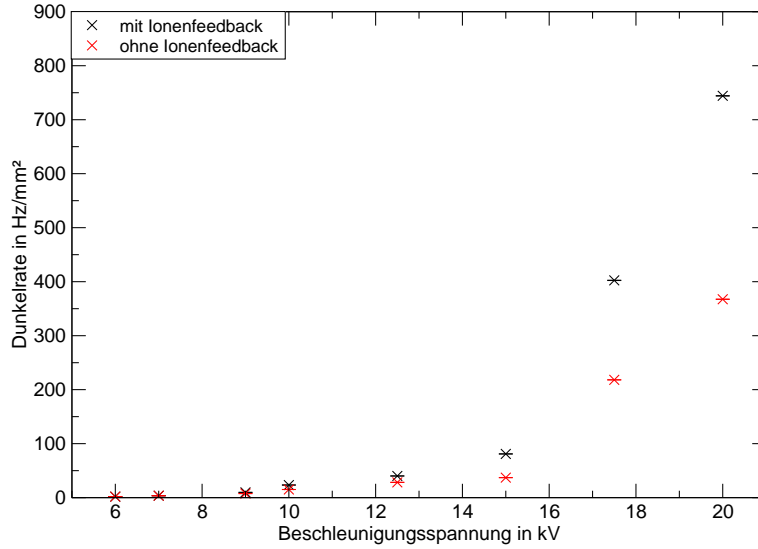


Abbildung 3.21 Vergleich der Dunkelrate mit und ohne Ionenfeedback vor dem Lampenpeak. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler $\sigma_{DR} = \frac{\sqrt{N}}{T}$ an, wobei N die Anzahl der Dunkelereignisse und T die betrachtete Zeit ist.

Trotz Aussortieren der Ionenfeedback-Ereignisse steigt die Dunkelrate im System immer noch mit zunehmender Beschleunigungsspannung an, da durch Feldeffekte bei hoher Spannung mehr Elektronen aus der Photokathode ausgelöst werden. Betrachtet man nun Messungen bei einer konstanten Beschleunigungsspannung (in diesem Fall 15 kV) und variiert den Druck im Testaufbau (siehe Abbildung 3.12), so würde man erwarten, dass die Dunkelrate ohne Ionenfeedback konstant bleibt. Wie in Abbildung 3.23 zu sehen, ist dies aber nicht der Fall. Das lässt darauf schließen, dass druckabhängige Entladungen innerhalb des Aufbaus auftreten.

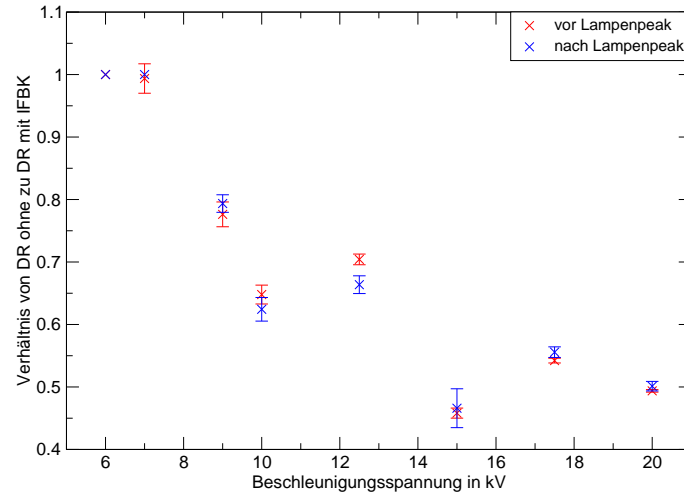


Abbildung 3.22 Verhältnis der Dunkelrate (DR) ohne Ionenfeedback-Ereignisse (IFBK) zur gesamten Dunkelrate (die die Ionenfeedback-Ereignisse noch enthält). Die Fehlerrechnung hierzu ist im Text beschrieben.

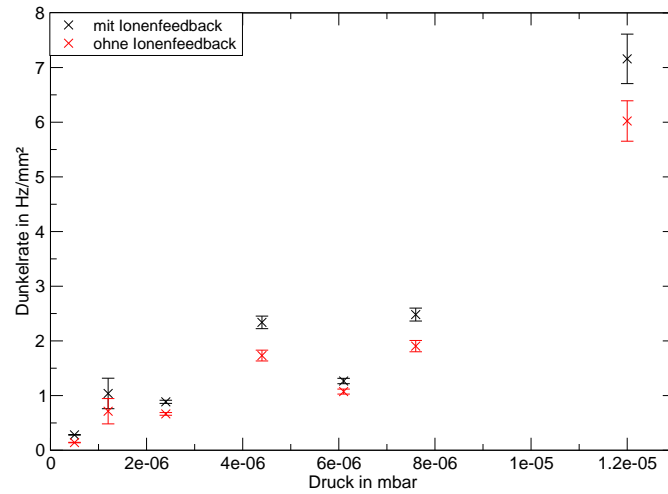


Abbildung 3.23 Dunkelrate in Abhängigkeit des Drucks im Testaufbau. Verglichen wird hier die gesamte Dunkelrate (schwarz) mit der Dunkelrate, die kein Ionenfeedback mehr enthält (rot). Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler $\sigma_{DR} = \frac{\sqrt{N}}{T}$ an, wobei N die Anzahl der Dunkelereignisse und T die betrachtete Zeit ist.

3.5 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung eines abbildenden Systems kann durch die Breite der Punktbildfunktion (engl. Point Spread Function, PSF) charakterisiert werden. Definitionsgemäß ist diese Funktion das Bild einer Punktquelle. Für den Testaufbau ist die PSF abhängig vom Abstand zwischen Photokathode und Detektor sowie von der angelegten Beschleunigungsspannung. Das elektrische Feld im Testaufbau entspricht in etwa dem eines Plattenkondensators. Somit kann die Breite der Punktbildfunktion σ hergeleitet werden zu (vergleiche [Rüg09]):

$$\sigma = \sqrt{2 \frac{E_i}{eU}} d \quad (3.6)$$

Dabei ist E_i die Anfangsenergie der Elektronen (an der Photokathode), U die Beschleunigungsspannung der Elektronen, e die Elementarladung und d der Abstand zwischen Photokathode und Detektor.

3.5.1 Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion (PSF)

Um die Punktbildfunktion bestimmen zu können, wurde eine Maske mit hellen und dunklen Zonen direkt auf die Photokathode aufgebracht. Ihre Struktur ist in Abbildung 3.24 dargestellt und auch auf der Fotografie der Photokathode in Abbildung 3.25 sichtbar. Die Maske besteht aus $2 \times 2 \text{ mm}^2$ großen Löchern und 1 bzw. 2 mm breiten Stegen aus Metall. Das schwarze Quadrat in Abbildung 3.24 gibt Lage und Größe des Timepix-Detektors relativ zur Maske an. Nun wird die Maske mit der in Strahlrichtung dahinter liegenden Photokathode beleuchtet. Durch die Aussparungen gelangt das Licht auf die Photokathode und kann dort Photoelektronen auslösen. Die Kanten zwischen Loch und Steg können zur Ermittlung der PSF verwendet werden.

Abbildung 3.26 zeigt die Messung für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV. Es werden nur Ereignisse gezeigt, die innerhalb des Lampenpeaks liegen, da Dunkelereignisse auf der gesamten Photokathode entstehen können und somit einen homogenen Untergrund erzeugen. Die Struktur der Maske ist deutlich zu erkennen. Die runde Schutzabdeckung beschattet die Detektorecken, wodurch der Kreis in Abbildung 3.26 entsteht. Die Artefakte im rechten oberen Quadranten werden durch Störungen des Detektors hervorgerufen. Ca. 500 Pixel in dieser Region zählen nur noch sporadisch und haben deshalb deutlich weniger Einträge als die Pixel in ihrer Umgebung. Des Weiteren sind einige Kanten ausgewaschen, was darauf hinweist, dass das Licht, das - ohne Photoelektronen zu erzeugen - durch die Kathode hindurch geht, an der Detektoroberfläche zurück zur Photokathode gespiegelt wird. Ist der Detektor nicht exakt parallel zur Photokathode ausgerichtet und/oder trifft das über den Spiegel umgelenkte Licht in der Achse durch die Detektormitte nicht genau senkrecht auf die Photokathode, so wird das gespiegelte Licht auf einem anderen Punkt auf der Kathode auftreffen. Die Unterseite der Photokathode ist nicht durch die Maske abgedeckt, so dass auch im Bereich der Stege Elektronen vom reflektierten Licht ausgelöst werden können. Dies führt zur Verbreiterung einiger Kanten in zwei Richtungen.

Legt man einen Schnitt durch eine (oder mehrere) der Kanten kann die PSF bestimmt werden. Hierfür wurden die beleuchteten Zonen von links unten nach rechts oben

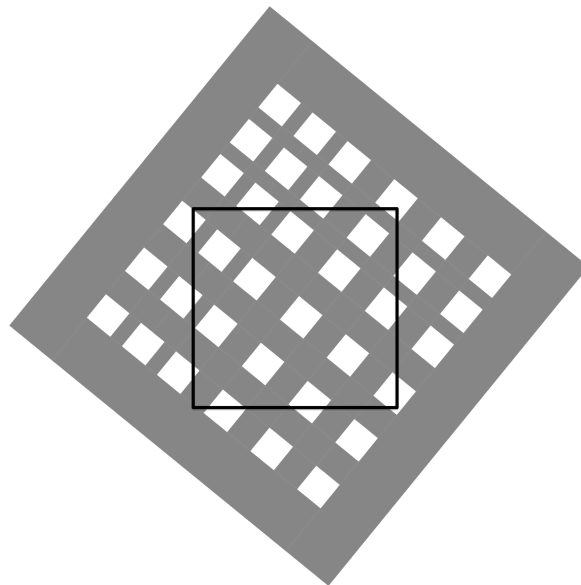


Abbildung 3.24 Maske zur Bestimmung der PSF im Testaufbau. Die weißen Stellen sind quadratische Aussparungen der Kantenlänge 2 mm. Die grauen Bereiche sind metallische Stege, durch die kein Licht dringt. Sie werfen also Schatten auf den Detektor, dessen Lage das schwarz umrandete Quadrat angibt.

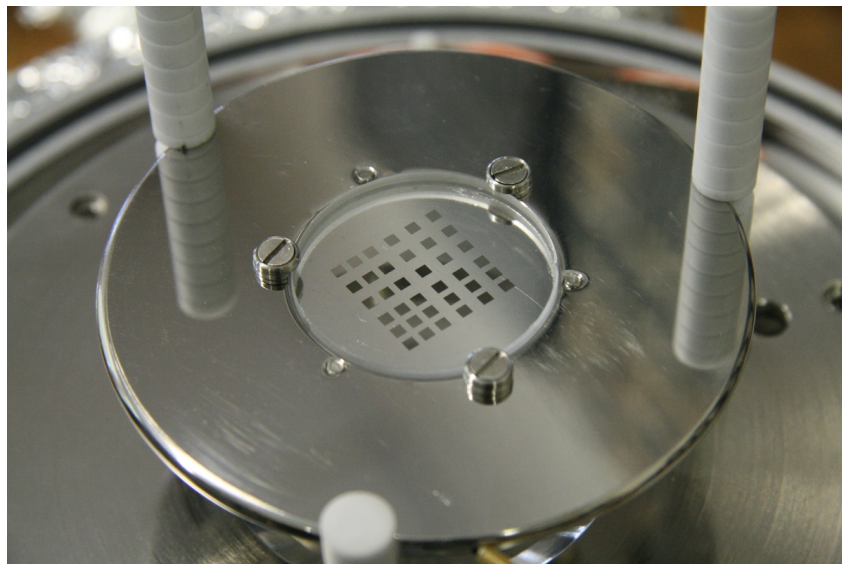


Abbildung 3.25 Fotografie der Photokathode mit Maske.

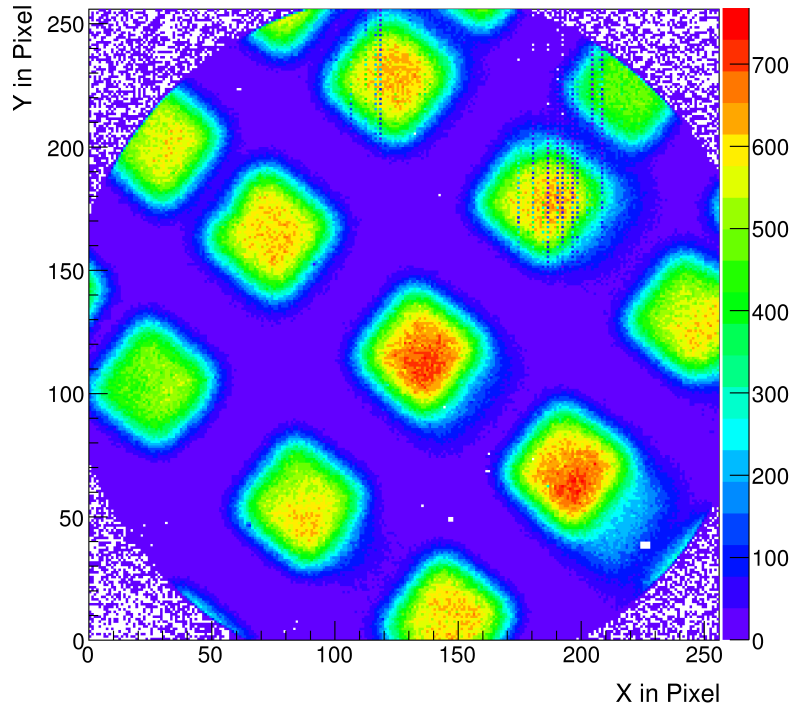


Abbildung 3.26 Addition der Lampenereignisse (zeitlicher Schnitt auf den Lampenpeak) aus hunderttausend Aufnahmen. Die Struktur der Maske ist deutlich zu erkennen.

verwendet (vergleiche Abbildung 3.26). Zur Erhöhung der Ereigniszahl wurden die Einträge in einem Band von 40 Pixeln Breite senkrecht auf den Schnitt projiziert und aufsummiert. Abbildung 3.27 zeigt diesen Linienschnitt. Eine deutliche Abrundung der ausgeleuchteten Stellen (Abfallen der Maxima zur rechten Seite) ist deutlich erkennbar. Der vierte Steg (Minima; von links gezählt) ist nur 1 mm breit, weswegen die Zählereignisse nicht auf das Niveau der anderen Stege abfällt. Die Kanten dieses Steges wurden nicht zur Auswertung verwendet. Um aus dem Linienschnitt die Breite σ der PSF zu erhalten, wird eine Funktion der folgenden Form an die Kante angenähert:

$$f(x) = k \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{x - m}{\sqrt{2} * \sigma} \right) \quad (3.7)$$

Dabei ist k eine Konstante, m gibt die x-Position an, bei der die Stufe ihre halbe Höhe erreicht hat, σ entspricht der Standardabweichung der zugrundeliegenden Normalverteilung und erfc ist die komplementäre Fehlerfunktion, die wie folgt definiert ist:

$$\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-y^2} dy$$

Die Größe σ dieser Funktion entspricht dann der Breite der PSF des Detektorsystems.

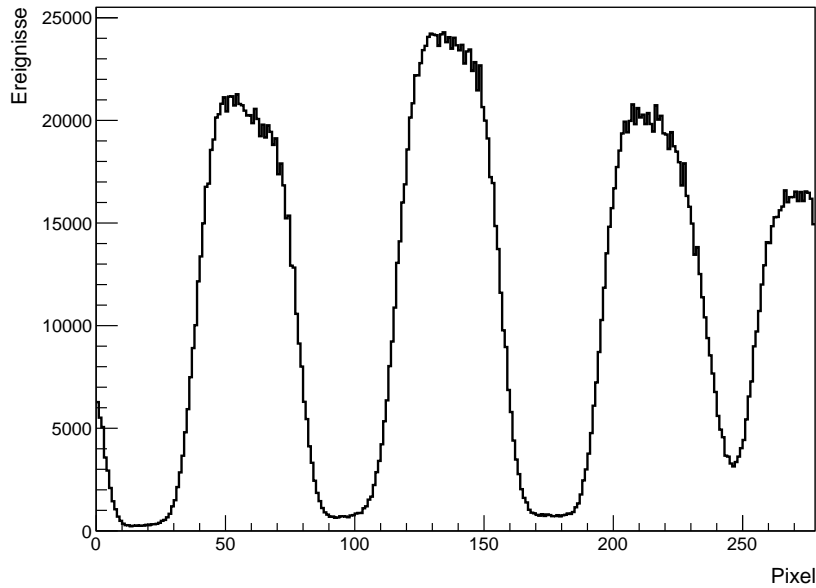


Abbildung 3.27 Linienschnitt durch die Lampenflecke von links unten nach rechts oben.

Wie oben beschrieben sind einige Kanten ausgewaschen, was zu einer größeren Breite der PSF führt. Aus diesem Grund wird die Kante mit der kleinsten Breite (in diesem Fall die 3. steigende Flanke, die für fast alle Beschleunigungsspannungen die kleinste Breite σ liefert) als Maß für die mit diesem Aufbau beste erzielbare PSF genommen.

3.5.2 Abhängigkeit der PSF von der angelegten Beschleunigungsspannung

Wie Gleichung 3.6 zu entnehmen ist, hängt die Breite der Punktbildfunktion von der Beschleunigungsspannung U ab. Dieser Zusammenhang wurde experimentell ermittelt und mit der Erwartung verglichen.

Zur Auswertung wurden verschiedene Bereiche gewählt, in denen die Funktion 3.7 an die Kanten angepasst wurde. Aus der besten Anpassung (passender Bereich und/oder kleinstes χ^2/ndf) an eine Kante wurde die Breite σ der Punktbildfunktion bestimmt. Die verwendeten Anpassungen für die gemessenen Beschleunigungsspannungen sind im Anhang (A) abgebildet und die Zahlenwerte für die Breite der PSF für die verschiedenen, im Linienschnittbild (Abbildung 3.27 und Anhang A) dargestellten Kanten bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

In Abbildung 3.28 ist die Abhängigkeit der Breite der PSF von der Beschleunigungsspannung graphisch dargestellt. Die rote Kurve zeigt eine Anpassung der Form $K \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}$ an die Messwerte. Mit dieser Anpassung an die Daten lässt sich die Anfangsenergie E_i der Elektronen beim Verlassen der Photokathode berechnen. Der Abstand d zwischen Photokathode und Detektor im Testaufbau beträgt 41 mm, die Konstante K aus der An-

Spannung in kV	1. steigende Flanke	1. fallende Flanke	2. steigende Flanke	2. fallende Flanke	3. steigende Flanke
7,5	496,5 ± 6,7	471,7 ± 5,5	451,2 ± 4,7	484,0 ± 5,6	464,2 ± 5,4
10,0	423,6 ± 3,4	411,9 ± 2,9	393,6 ± 2,9	425,3 ± 3,4	407,5 ± 3,4
12,5	366,1 ± 2,5	371,9 ± 2,3	354,9 ± 2,3	383,6 ± 2,7	368,9 ± 2,8
15,0	336,6 ± 2,1	340,9 ± 1,8	330,1 ± 1,8	353,6 ± 2,0	327,2 ± 2,0
17,5	299,2 ± 1,9	316,9 ± 1,7	304,5 ± 1,6	335,1 ± 1,7	296,8 ± 1,7
20,0	279,0 ± 1,7	295,7 ± 1,6	288,6 ± 1,4	320,0 ± 1,7	276,8 ± 1,6
20,0	284,0 ± 1,6	292,2 ± 1,5	285,1 ± 1,3	321,9 ± 1,6	279,5 ± 1,6
22,5	265,5 ± 1,6	274,3 ± 1,6	273,7 ± 1,5	307,8 ± 1,7	262,5 ± 1,6
23,75	253,9 ± 1,6	268,0 ± 1,6	268,2 ± 1,4	303,4 ± 1,6	252,2 ± 1,5
25,0	246,4 ± 1,5	265,1 ± 1,5	257,4 ± 1,3	296,5 ± 1,6	247,6 ± 1,5

Tabelle 3.2 Breite der PSF für verschiedene Kanten (im Linienschnitt von links nach rechts) bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen. (Bei 20 kV wurden zwei Messungen durchgeführt.) Die Anpassungen an die Kanten sind im Anhang (A) abgebildet.

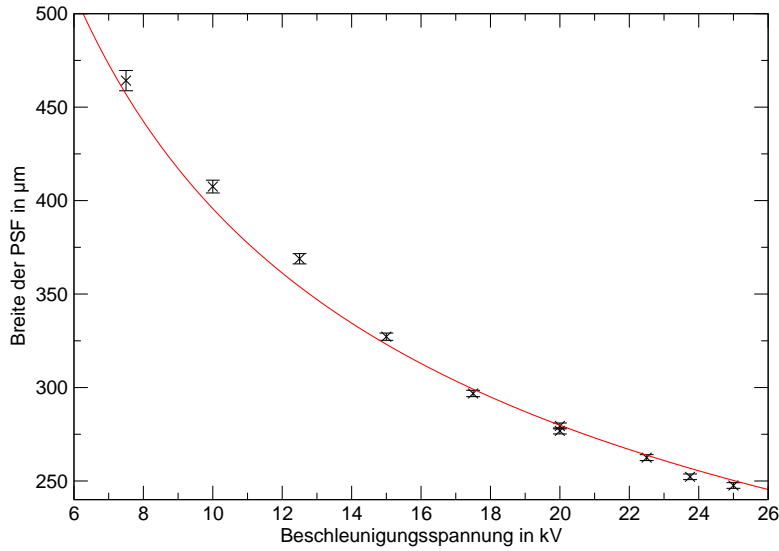


Abbildung 3.28 Abhängigkeit der Breite der PSF von der Beschleunigungsspannung. Die rote Kurve zeigt eine Anpassung der Form $K \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}$ an die Messwerte. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Fehler der Anpassung der Funktion 3.7 an die Datenpunkte.

passungskurve $(1251,4 \pm 6,9)\sqrt{\text{kV}} \mu\text{m}$. Somit ergibt sich eine mittlere Anfangsenergie der Elektronen $E_i = 0,47 \text{ eV}$.

Des Weiteren ergibt sich die Anfangsenergie der Elektronen aus der Differenz von der Photonenenergie E_γ , der Austrittsarbeit E_A der Elektronen aus dem Photokathodenmaterial und den Energieverlusten E_V der Elektronen auf ihrem Weg durch die Photokathode:

$$E_i = E_\gamma - E_A - E_V \quad (3.8)$$

Für CsI liegt die Austrittsarbeit der Elektronen bei 6,1 eV (entnommen aus [DRL⁺04]). Unter der Annahme, dass der Energieverlust der Elektronen vernachlässigbar klein ist, ergibt sich eine mittlere Photonenenergie von 6,6 eV. Das entspricht einer Wellenlänge von etwa 188 nm. Dies ist ein realistischer Wert für die mittlere Wellenlänge der Photonen der UV-Lampe, die Elektronen aus der Photokathode auslösen.

3.5.3 Bestimmung der PSF aus Ionenfeedback-Ereignissen

In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob sich die von Ionen aus der Photokathode ausgelösten Elektronen - im Hinblick auf die Punktbildfunktion - ebenso verhalten, wie die von ultraviolettem Licht ausgelösten Photoelektronen. Trifft ein Ion auf die Photokathode, werden mehrere Elektronen von einem Punkt ausgelöst. Ermittelt man die Abbildung dieser Elektronen, so kann daraus eine Punktbildfunktion bestimmen werden. Dazu wird der

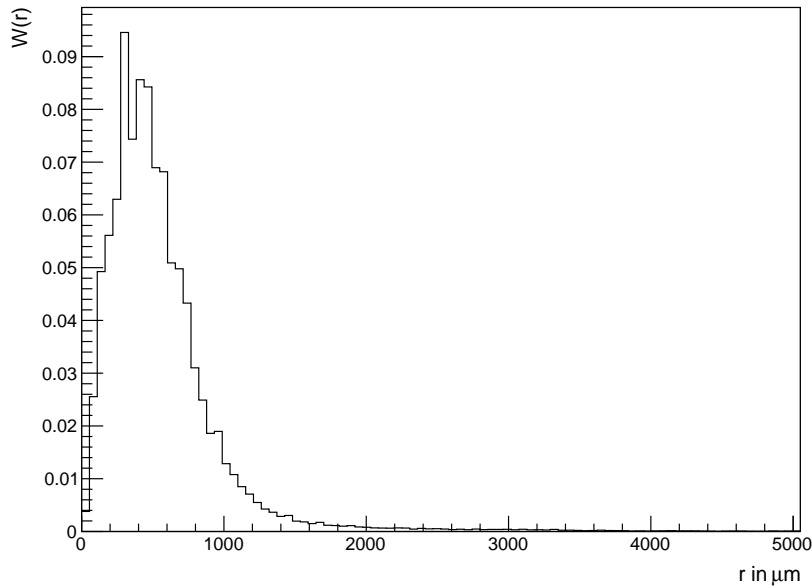


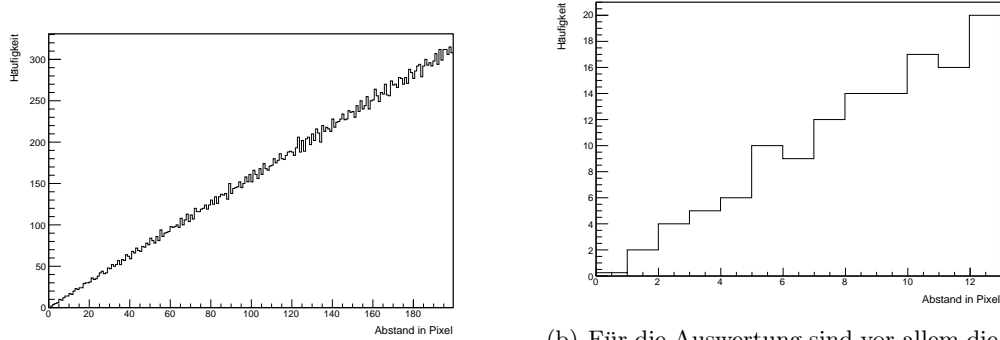
Abbildung 3.29 Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Abstand r eines Elektrons vom Schwerpunkt des Ionenfeedback-Clusters für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV.

Schwerpunkt eines Ionenfeedback-Clusters berechnet, der Abstand von jedem detektierten Elektron im Cluster zum Schwerpunkt ermittelt und in ein Histogramm eingetragen. Die sich daraus ergebende Verteilung ist allerdings nicht die Punktbildfunktion, sondern entspricht der Wahrscheinlichkeit für den Abstand r eines Elektrons zum Clusterschwerpunkt. Abbildung 3.29 zeigt das normierte Histogramm (Integral = 1) dieser Verteilung $W(r)$. Geht man von einer gaußförmigen PSF aus, so ist die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Abstand eines Elektrons zum Schwerpunkt seines Ionenfeedback-Clusters gegeben durch:

$$W(r) = \underbrace{\frac{1}{2\pi\sigma^2}}_{\text{Normierung}} \cdot \underbrace{2\pi r}_{\text{Umfang Kreisscheibe}} \cdot \underbrace{e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}}_{\text{PSF (Gauss-Funktion)}} = \frac{r}{\sigma^2} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (3.9)$$

Bei näherer Betrachtung der Verteilung in Abbildung 3.29 erkennt man, dass die Schwankungen der einzelnen Einträge größer sind, als man von statistischen Schwankungen erwarten würde. Der Grund hierfür ist die pixelierte Struktur des Detektors. Berechnet man die Abstände jedes Pixels zu einem zentralen Pixel und bildet daraus einen Integerwert, so zeigt sich, dass diese Verteilung nicht stetig ansteigt (vergleiche Abbildung 3.30). Bestimmte Abstände werden bevorzugt. Dies führt zu den Überhöhungen, die in Abbildung 3.29 gezeigt sind.

Teilt man die Wahrscheinlichkeitsverteilung (Abbildung 3.29) durch die Verteilung der Abstände aller Pixel zu einem zentralen Pixel (Abbildung 3.30), so erhält man ei-



(a) Die Schwankungen werden für große Abstände vom zentralen Pixel immer stärker.

(b) Für die Auswertung sind vor allem die kleinen Abstände von Bedeutung, da diese für ein Ionenfeedback-Ereignisse häufiger vorkommen (Gaußsche Verteilung der Photoelektronen).

Abbildung 3.30 Häufigkeit der Abstände von Pixeln zu einem zentralen Pixel. (Hier wurde nur ein Quadrant berücksichtigt.) Durch die pixelierte Struktur des Detektors werden manche Abstände gegenüber anderen bevorzugt.

ne Gaußfunktion, deren Breite σ der Breite der PSF entspricht. Abbildung 3.31 zeigt die so erhaltene Punktbildfunktion für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV. Durch Binningartefakte wird bei fast allen Beschleunigungsspannungen das 1. Bin (entspricht einem Abstand von Null Pixeln zum Clusterschwerpunkt) überschätzt. Deswegen wird die Anpassung einer Gaußfunktion mit Mittelwert $\mu = 0$ an diese Punktbildfunktion, zur Bestimmung der Breite σ erst ab dem 2. Bin (bis zum 25.) durchgeführt. Im Anhang (B) sind die Anpassungen für alle verwendeten Beschleunigungsspannungen aufgelistet. Die auf diese Weise ermittelte Ortsauflösung in Abhängigkeit der angelegten Spannung ist in Abbildung 3.32 dargestellt. Sie ist für alle Beschleunigungsspannungen um etwa $50 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ größer als die in Kapitel 3.5.2 ermittelte Ortsauflösung. Folglich spielen bei der Auslösung von Elektronen aus der Photokathode durch Ionen weitere Prozesse eine Rolle. Zwei verschiedene Möglichkeiten kommen hierfür in Frage:

1. Die von Ionen aus der Photokathode ausgelösten Elektronen haben eine höhere, aber von der Beschleunigungsspannung unabhängige Anfangsenergie als die von Photonen ausgelösten Elektronen. In diesem Fall müsste eine Anpassung der Gleichung 3.6 an die Datenpunkte möglich sein. Die rot markierte Kurve in Abbildung 3.32 zeigt diese Anpassung. Die Datenpunkte werden nur unzureichend von ihr beschrieben.
2. Die Anfangsenergie der Elektronen ist abhängig von der Energie der auftreffenden Ionen. Hierfür müsste noch ein von der Beschleunigungsspannung abhängiger Term zu Gleichung 3.6 hinzugefügt werden. Da die Multiplizität (Zahl der herausgeschlagenen Elektronen pro Ionenfeedback-Cluster) mit der Beschleunigungsspannung weniger als linear ansteigt, wird für die Anfangsenergie der Elektronen eine Abhängigkeit $E_i = a + bU$ angesetzt. Die Anpassungsfunktion lautet dann:

$$\sigma = \sqrt{\frac{a + bU}{U}} \quad (3.10)$$

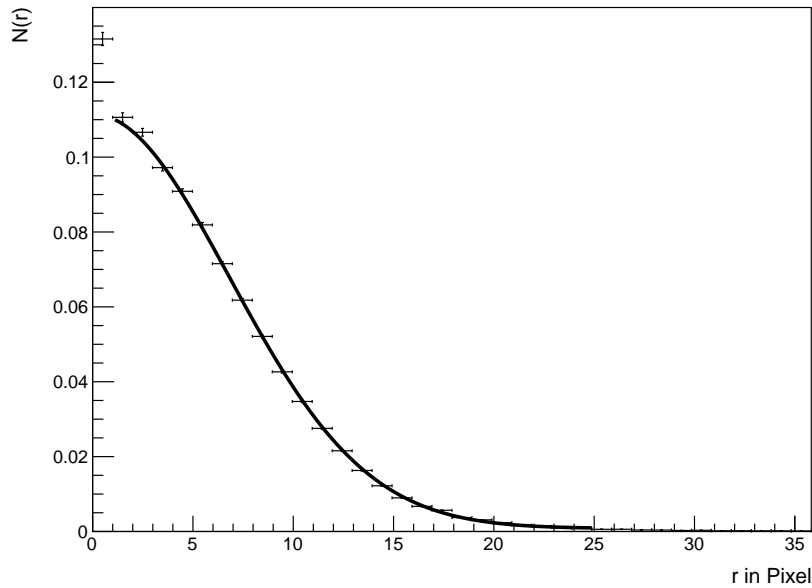


Abbildung 3.31 Punktbildfunktion von Ionenfeedback-Clustern für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV. An die Datenpunkte wurde eine Gaußfunktion angenähert (schwarze Kurve). Das σ der Gaußfunktion beträgt $(375,03 \pm 0,61)$ nm. Für die Fehlerbalken der y-Achse wird der Fehler der unkorrigierten Daten durch den Korrekturfaktor geteilt. Die Balken an den Datenpunkten in x-Richtung geben nicht den Fehler, sondern die Binbreite an.

Sie ist in Abbildung 3.32 als grüne Linie dargestellt und beschreibt die Datenpunkte gut.

Aus der Anpassung kann die spannungsabhängige mittlere Anfangsenergie der Elektronen, die von Ionen aus der Photokathode gelöst werden, berechnet werden. Die beiden Parameter a und b betragen: $a = (1,31 \cdot 10^6 \pm 6,6 \cdot 10^4) \mu\text{m}^2\text{kV}$ und $b = (74128 \pm 2879) \mu\text{m}^2$. Tabelle 3.3 gibt die so ermittelte Anfangsenergie E_i für verschiedenen Beschleunigungsspannungen (Ionenenergien) an. Die erhaltenen Werte von 0,5 eV bis ca 1 eV liegen in einem realistischen Bereich.

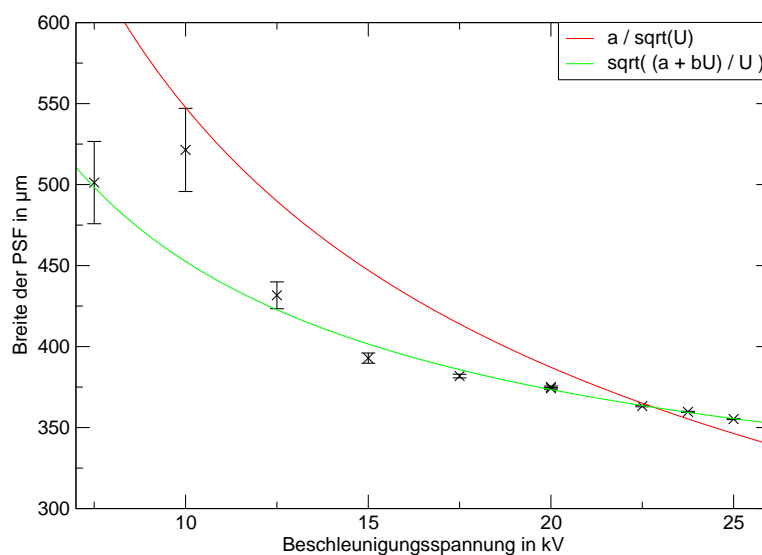


Abbildung 3.32 Abhängigkeit der Breite der PSF ermittelt aus Ionenfeedback-Clustern von der Beschleunigungsspannung. Die verschiedenen Anpassungen an die Datenpunkte werden im Text erklärt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der in Abbildung 3.31 gezeigten Anpassung an die Datenpunkte.

Beschleunigungsspannung in kV	Anfangsenergie E_i der Elektronen in eV
7,5	0,55
10,0	0,61
12,5	0,66
15,0	0,72
17,5	0,77
20,0	0,83
22,5	0,88
23,75	0,91
25,0	0,94

Tabelle 3.3 Mittlere Anfangsenergie der von Ionen aus der Photokathode gelösten Elektronen in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

3.6 Energieinformation zur Korrektur des Timewalk-Effektes

Wie in Kapitel 1.2.2 beschrieben, kann mit dem Timepix-Detektor nicht nur die Zeit eines Ereignisses, sondern auch die deponierte Energie gemessen werden. Diese Information könnte in einer Weiterentwicklung des Timepix, in der Zeit und deponierte Energie (TOT) gleichzeitig gemessen werden können, dazu genutzt werden, den Timewalk-Effekt (siehe 3.2.2) zu korrigieren. Weiß man die Energie des Ereignisses, so kann die Steigung des Pulses bestimmt werden. Vergleicht man diese mit der eines Pulses der Maximalenergie, so kann die Zeitdifferenz errechnet und somit die Zeitverteilung korrigiert werden, um eine bessere Zeitauflösung zu erzielen. Mit dieser Methode können auch *Charge Sharing* Ereignisse korrigiert werden, bei denen die Ladung im Nachbapixel nicht ausreicht, um über die Schwelle zu gelangen. Zur Demonstration der Funktionsfähigkeit des TOT-Modus sind in Abbildung 3.33 TOT-Spektren für verschiedene Beschleunigungsspannungen dargestellt. Da der Spannungspuls in der Pixelelektronik um so höher und länger wird, je größer die deponierte Energie ist, verschiebt sich der Peak im Spektrum zu höheren TOT-Werten. Der Peak im Spektrum ist sehr asymmetrisch, was durch *Charge Sharing* Effekte verursacht wird. Durch die Aufteilung der Ladung auf mehrere benachbarte Pixel wird die deponierte Energie in jedem Pixel niedriger und somit auch die TOT. Ein Vergleich des in Abbildung 3.33 dargestellten TOT-Spektrums für 20 kV und dem gleichen Spektrum nach der in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Clusteranalyse ist in Abbildung 3.34 zu sehen. Die Beiträge durch das *Charge Sharing* sind nach der Analyse geringer.

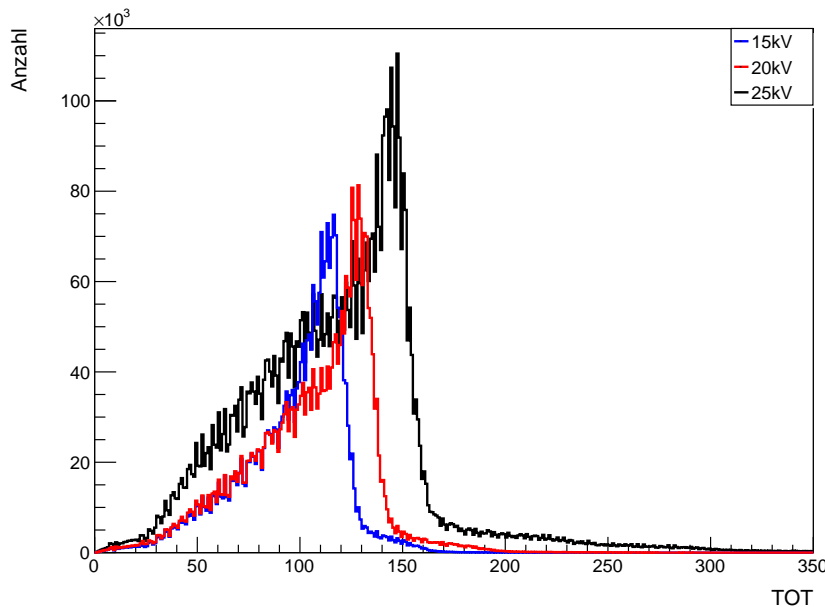


Abbildung 3.33 TOT-Spektren für verschiedene Beschleunigungsspannungen. Je höher die Energie der Elektronen, desto höher ist die gemessene TOT. Die Ausläufer auf der linken Seite der Peaks werden durch *Charge Sharing* verursacht.

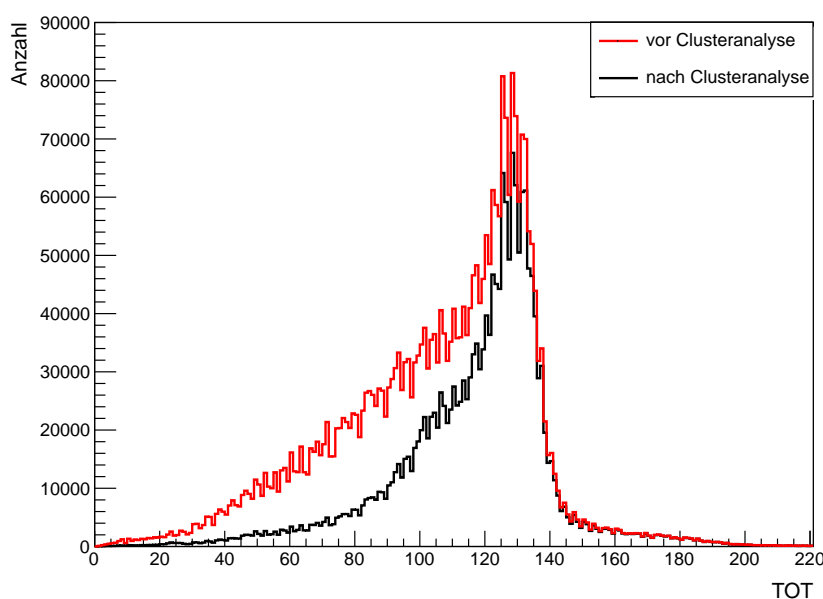


Abbildung 3.34 TOT-Spektrum für 20 kV Beschleunigungsspannung vor (rot) und nach (schwarz) der Clusteranalyse. Die Beiträge zu niedrigen TOT-Werten sind nach der Clusteranalyse deutlich unterdrückt.

In den bisher vorgestellten Spektren war die Elektronenrate auf den Detektor so niedrig, dass während einer Aufnahme maximal ein Photoelektron auf einen Pixel traf. Erhöht man nun die Rate, so ist im TOT-Spektrum (siehe Abbildung 3.35) ein weiterer Peak erkennbar - der Zwei-Photoelektronen-Peak (2pe). Würde man die Rate noch weiter erhöhen, so würden sich noch weitere n-Photoelektronen-Peaks ausbilden.

Prinzipiell ist es also möglich, die deponierte Energie im Testaufbau zu messen. Geschähe dies gleichzeitig mit der Messung der Zeitinformation - wie es in dem Nachfolgemodell, dem Timepix2 vorgesehen ist - so könnte diese Information genutzt werden, um den Timewalk-Effekt zu korrigieren.

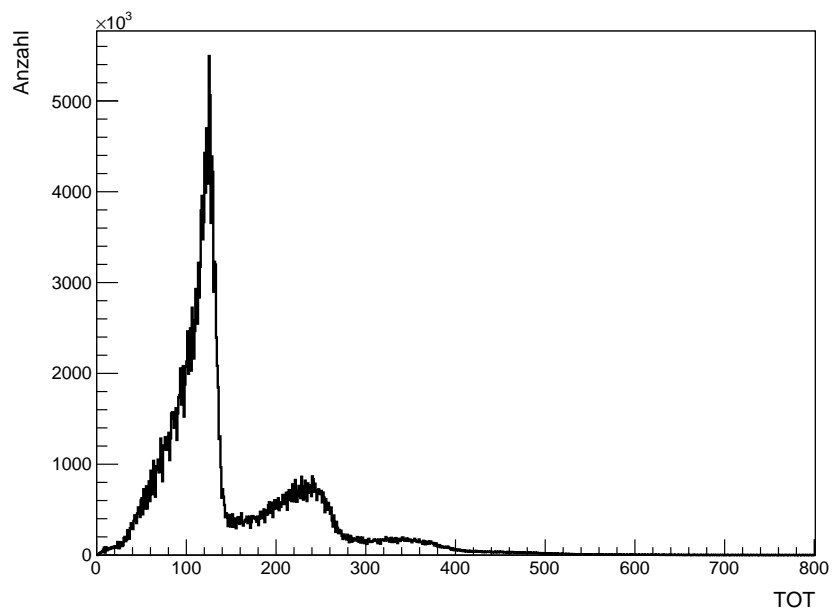


Abbildung 3.35 TOT-Spektrum bei erhöhter Photoelektronenrate. Im Spektrum ist der Zwei-Photoelektronen-Peak sichtbar. Er kommt zustande, wenn zwei Photoelektronen innerhalb einer Aufnahme in einen Pixel treffen.

4 Prototyp des HPDs basierend auf dem Timepix

Inhalt

4.1 Gehäuse, Photokathode und Elektroden	57
4.2 Herstellungsverfahren und Anforderungen an die Komponenten	58
4.3 Keramikträger, Metallverbindungsring und Montage des Timepix	59

Ziel dieser Arbeit war es ursprünglich einen Prototypen des HPDs auf seine Eigenschaften hin zu überprüfen (ähnlich wie den Testaufbau). Leider konnte der Prototyp nicht vor Beendigung dieser Arbeit fertiggestellt werden. Im Folgenden sollen die wesentlichen Komponenten des Prototypen erläutert und damit verbundene Probleme aufgezeigt werden.

4.1 Gehäuse, Photokathode und Elektroden

Der Prototyp sollte zum großen Teil von einer Firma aus den Niederlanden - Photonis - hergestellt werden. Dazu hätte eine schon bestehende Röhre als Grundgerüst aus Gehäuse, Photokathode und Elektroden verwendet werden können. Bei dieser Röhre handelt es sich um die sogenannte ISPA-Röhre ("Imaging Silicon Pixel Array"), die schon im LHCb RICH-Experiment am CERN Verwendung fand (siehe [ACG⁺00], [AAB⁺00]). Sie passt von den Dimensionen hervorragend zu unserem Detektor. Tilman Rügheimer hat dazu in seiner Arbeit die Elektrodenkonfiguration nachgerechnet [Rüg09]. Um die Röhre zu komplettieren, hätte der Timepix-Detektor, montiert auf eine Keramik-Platte, mit elektrischen Durchführungen für die Auslese und Ansteuerung des Detektors und einem Metallring als Verbindungsstück zwischen Keramik und Röhre an Photonis geliefert werden müssen. Abbildung 4.1 zeigt die technische Zeichnung der ISPA-Röhre, wobei der untere Teil der Zeichnung (Detektor, Keramik und Metallverbinder, rechte Bildseite) bereits durch die im Projekt benötigten Teile ersetzt wurde. Die Röhre ist zylinderförmig und besitzt ein UV-durchlässiges Eintrittsfenster mit einer UV-sensitiven S20(UV)-Photokathode (linke Bildseite). Im Inneren der Röhre sind Elektroden angebracht, die die Photoelektronen über eine *Cross Focusing* Optik auf den Detektor fokussieren. Bedingt durch Produktionsschritte bei der Herstellung des HPDs werden einige Anforderungen an die Keramik und den Metallverbindungsring gestellt, worauf im nächsten Kapitel näher eingegangen werden soll.

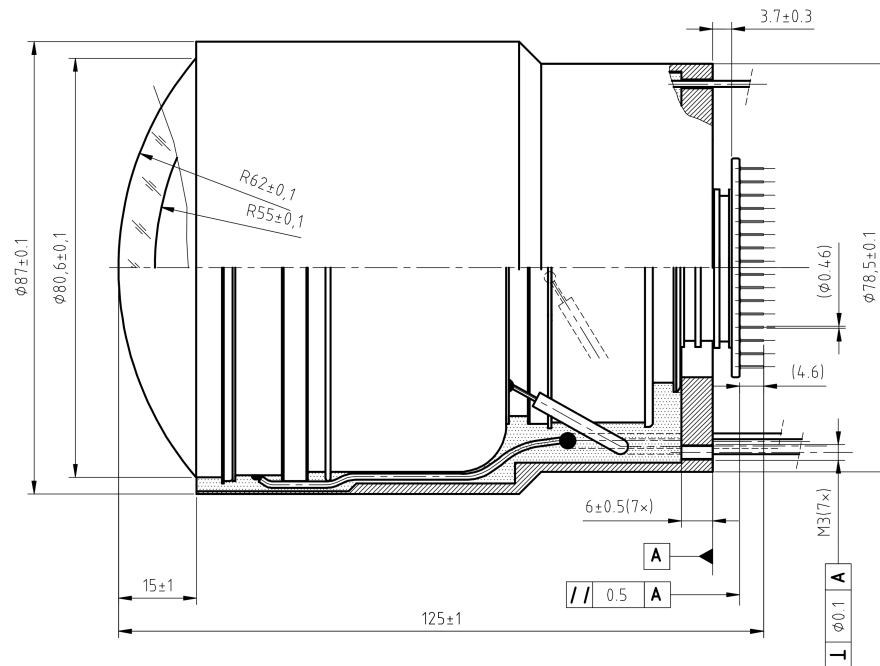


Abbildung 4.1 Technische Zeichnung des HPD-Prototypen der Firma Photonis, Niederlande. Erhalten im persönlichen Gespräch mit René Glazenberg [gla].

4.2 Herstellungsverfahren und Anforderungen an die Komponenten

Das Gehäuse des HPDs besteht aus mehreren Metall- und Keramikringen, die unter Wasserstoffatmosphäre verschweißt werden. Ist der Körper der Röhre fertig, wird der Keramikträger mit Detektor angebracht. Das Eintrittsfenster ist in diesem Schritt noch nicht montiert. Alle weiteren Produktionsschritte finden im Vakuum (Druck ca. $1 \cdot 10^{-9}$ bis $5 \cdot 10^{-9}$ mbar) statt.

Zunächst muss die komplette Röhre (ohne Fenster und Photokathode) für mehrere Stunden ausgeheizt werden, um Verschmutzungen zu beseitigen, die das Vakuum beeinträchtigen könnten. Dazu wird sie innerhalb von zwei Stunden auf 150°C , dann innerhalb weiterer zwei Stunden auf 275°C und schließlich innerhalb von zwei Stunden auf 330°C aufgeheizt. Bei dieser Temperatur verweilt der HPD dann für 3,5 Stunden. Dieser Temperatur muss der Timepix-Detektor standhalten. Das empfindlichste Bauteil hierbei sind die Bump Bonds. Sie bestehen aus einer Blei-Zinn-Legierung (13% Pb, 63% Sn) und haben einen Schmelzpunkt von 183°C ([Wyl05]). Für diese Art von Lotperlen wurden Untersuchungen für den hybriden Pixeldetektor der ISPA-Röhre des LHCb RICH-Projektes durchgeführt ([Wyl05]). Dazu wurde der Detektor drei Stunden bei 300°C ausgeheizt. Bei diesem Vorgang schmelzen die Bump Bonds. Das führt jedoch noch zu keinem Problem, da sie beim Abkühlen auch wieder an Ort und Stelle erstarren. Allerdings löst sich die

Metallschicht zwischen ASIC und Bump Bonds bzw. Sensorunterseite und Bump Bonds (sogenannte Under Bump Metal oder UBM) auf und diffundiert in die geschmolzenen Lotperlen. Dies führt zu einer deutlichen Verringerung der elektrischen und mechanischen Kontaktierung der Bump Bonds. Nach dem Ausheizen waren etwa 30% aller Pixel defekt.

Da medizinische Studien gezeigt haben, dass Blei eine Schwermetallvergiftung hervorrufen kann, wurde an bleifreien Lotperlen geforscht (z. B. [FJLZ01], [JWP02]). So wurde die zweite Timepix-Charge mit Lotperlen einer Silber-Zinn-Legierung (Sn/3.5Ag) hergestellt. Der Schmelzpunkt dieser Bump Bonds liegt bei 221°C ([JWP02]). Nachdem keine Untersuchungen zum Ausheizen dieser Chips bekannt waren, wurde ein Test in Erlangen im Labor durchgeführt. Dabei wurde die Ausheizkurve von Photonis für die Produktion der HPDs so gut wie möglich eingehalten. Nach dem Ausheizen wurde der Timepix am CERN getestet. Es gab Schwierigkeiten bei der Anpassung der Schwellen, aber der Großteil der Matrix war noch funktionsfähig.

Im nächsten Schritt wird das gesamte Gehäuse inklusive Detektor mit Elektronen zur Reinigung beschossen. Dazu muss sichergestellt werden, dass Detektor und Carrier mit der Masse verbunden sind, um eine Aufladung zu verhindern.

Anschließend wird die Photokathode aufgedampft. Dazu wird das Eintrittsfenster neben den HPD gebracht und mit den einzelnen Bestandteilen bedampft. Die Photokathode erreicht dabei eine Dicke von etwa 70 nm. Als letztes wird Cäsium (Cs) aufgedampft, um eine bessere Leitung der Photoelektronen ins Vakuum zu ermöglichen. Dies führt dazu, dass sich auf allem eine dünne Schicht Cs absetzt. Unter Umständen kann das dem Siliziumsensor schaden. Da der Sensor der LHCb-Röhre ebenfalls aus Silizium besteht und zahlreiche funktionierende Röhren hergestellt werden konnten, wird dies als geringes Risiko eingestuft. Zuletzt wird die Photokathode auf die Röhre aufgebracht und das System verschlossen. Die Sauberkeit und die verwendeten Materialien sind nun ausschlaggebend für die Qualität des Vakuums und somit auch für die Qualität des HPDs.

4.3 Keramikträger, Metallverbindungsring und Montage des Timepix

Der Keramikträger dient dazu, einen Abschluss der Röhre zu bilden und die elektrischen Leitungen zur Ansteuerung und Auslese des Detektors nach außen zu führen. Medipix-Kollaborationsmitglieder aus Berkeley (John Vallerger [VMT⁺05]) haben einen hybriden optischen Detektor mit einer Multichannelplate (MCP) und dem Medipix entwickelt. Der Keramikträger dieses Projekts wurde von Kollaborationsmitgliedern aus Glasgow weiterentwickelt und in einem HPD mit *Proximity Focusing* Optik verwendet [RBG⁺10]. Dieser Träger wurde dem Erlangen Centre for Astroparticle Physics für das vorliegende Projekt zur Verfügung gestellt (vergleiche Abbildung 4.2).

An die Keramik muss ein Metallring aus einer speziellen Legierung (sogenannte Kovar) hartgelötet werden. Dies wurde von Serge Mathot am CERN durchgeführt. Bei dem Vorgang des Hartlötens sind unter den Goldkontakten der Keramik Bläschen entstanden (vergleiche Abbildung 4.3), die unter Umständen im Vakuum platzen könnten. Eine völlige Dichtheit der Keramik kann nicht mehr garantiert werden. Ein Test darauf von

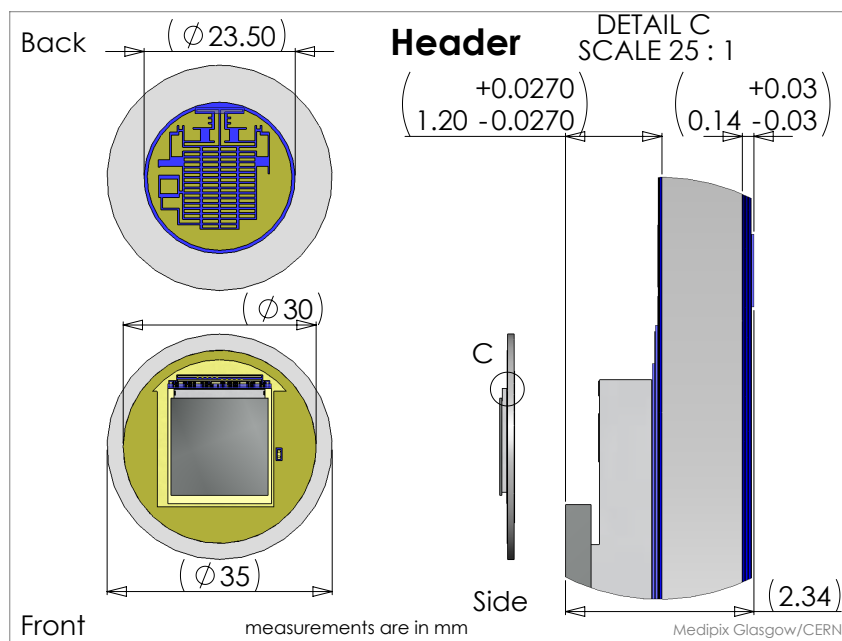


Abbildung 4.2 Technische Zeichnung des Keramikträgers aus Glasgow. Erhalten im persönlichen Gespräch mit Aaron Mac Raighne [mac].

Photonis war nicht möglich, da noch ein weiterer Adapterring an den Kovarring nötig gewesen wäre, um den Durchmesser der ISPA-Röhre zu erlangen. Dieser kann aber erst nach Montage und Wire Bonding des Detektors angebracht werden. Verschiedene Verfahren wurden angedacht, um die Blasen möglicherweise zu entfernen, aber schließlich sollte die Produktion des Prototypen mit Blasen unter den Kontakten weiter verfolgt werden.

Im nächsten Schritt hätte der Timepix-Detektor auf den Keramikträger aufgeklebt und mit Wire Bonds (Verbindungen vom ASIC zu den Durchführungen des Trägers) versehen werden sollen. Dazu ist ein spezieller Kleber notwendig, der im Vakuum nicht ausgast und zudem elektrisch leitend ist. Solch ein Kleber konnte von der Firma Henkel/Loctite besorgt werden. Allerdings ließ sich am CERN niemand finden, der den Kleber verarbeiten kann. Ein weiteres, ungelöstes Problem stellte die Kontaktierung der Unterseite (Außen-seite der Röhre) des Keramikträgers dar, da die Kontaktstellen nur sehr klein sind und eine Fixierung des für die Auslese nötigen Chipboards schwierig ist. Jegliche mechanische Belastung kann die Kontaktierung abreißen. Dies kann eine Ablösung der Goldbeschichtung zur Folge haben. Geschieht dies, kann das Chipboard nicht wieder montiert werden. Damit ist der HPD nicht mehr auslesbar. Dieses Problem trat bei dem Glasgower HPD auf. Nachdem zu diesem Zeitpunkt die Arbeit schon sehr weit fortgeschritten und die Risiken insgesamt zu groß (und der Prototyp dafür zu teuer) waren, wurde der Versuch, einen Prototypen des Hybriden Photonendetektors basierend auf dem Timepix-Detektor herzustellen, eingestellt.

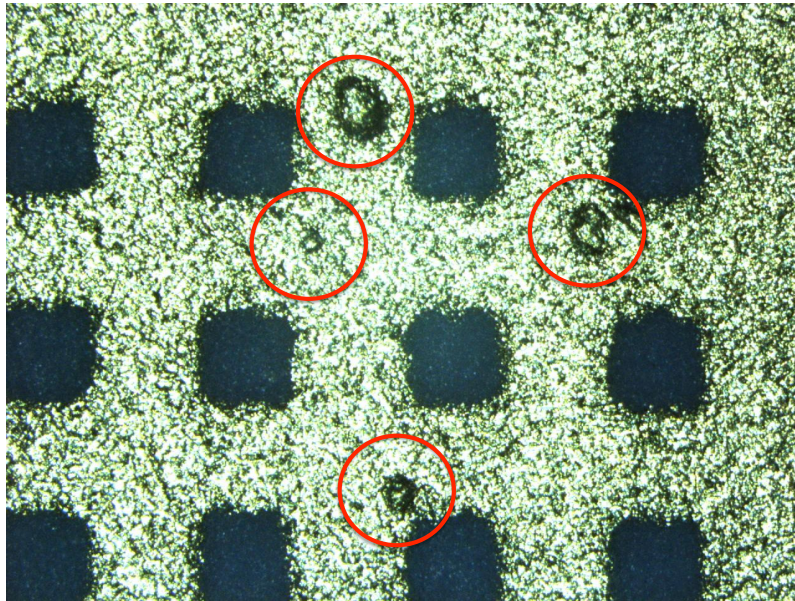


Abbildung 4.3 Blasen unter den Goldkontakten des Keramikträgers (rot umrandet).

Das gesamte Kapitel 4 (soweit nicht anders zitiert) entstand aus persönlicher Kommunikation mit Photonis (Ansprechpartner: Rene Glazenborg [gla]) und dem CERN (Serge Mathot, Christian Joram, Thierry Gys, Timo Tick).

Teil III

Elektronentracking zur Röntgenpolarimetrie mit einem mikrostrukturierten Gasdetektor (Polapix)

5 Physikalische Grundlagen zur Messung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung

Inhalt

5.1	Licht als Welle	65
5.2	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	66
5.2.1	Compton-Effekt	67
5.2.2	Photoeffekt	67
5.3	Erzeugung eines polarisierten Röntgenstrahls	68
5.4	Der Polapix-Gasdetektor	70
5.5	Nachweis linear polarisierter Röntgenstrahlung im Gasdetektor	71

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen erklärt, die zum Verständnis der Messung des Polarisationsgrades von Röntgenstrahlung beitragen. Des Weiteren wird der verwendete mikrostrukturierte Gasdetektor namens Polapix vorgestellt.

5.1 Licht als Welle

Ende des 17. Jahrhunderts diskutierten Wissenschaftler über die Frage, ob Licht Teilchen oder Welle sei. Der angesehene Physiker Sir Isaac Newton war der Meinung, dass Licht Teilchen seien. Dieser Meinung folgten viele Jahre lang auch weitere Wissenschaftler. Erst Anfang bis Mitte des 19. Jahrhunderts, als es Experimente zu Interferenz und Beugung gab, die nicht mehr durch die Teilchentheorie erklärbar waren, gewann die Wellentheorie an Popularität. Sie wurde von Maxwell und seiner Vorhersage der Geschwindigkeit des Lichts im Vakuum und der experimentellen Messung dieser Geschwindigkeit von Heinrich Hertz im Jahre 1887 untermauert. Nachdem aber andere Phänomene, wie beispielsweise der photoelektrische Effekt, nicht durch Wellen erklärt werden konnten, wurde der Welle-Teilchen-Dualismus eingeführt, d. h. Licht wurde sowohl Wellen- wie auch Teilchencharakter zugesprochen.

Licht kann also als elektromagnetische Welle (vergleiche Gleichung 5.1) beschrieben werden. Dabei schwingen elektrischer (\vec{E}) und magnetischer Feldvektor (\vec{B}) sowohl senkrecht zueinander als auch senkrecht zum Wellenvektor (\vec{k}).

$$\vec{E} = \vec{e} E_0 \cdot \cos(kz - \omega t) \quad (5.1)$$

Einzelne elektromagnetische Wellen überlagern sich nach dem Superpositionsprinzip. Betrachtet man zunächst zwei zueinander orthogonale Wellen

$$\vec{E}_x = \vec{e}_x E_{0x} \cdot \cos(kz - \omega t) \text{ und } \vec{E}_y = \vec{e}_y E_{0y} \cdot \cos(kz - \omega t + \epsilon),$$

so können je nach Phasenunterschied ϵ und Verhältnis der Amplituden E_{0x} und E_{0y} der beiden Wellen, folgende Polarisationsarten unterschieden werden:

- Lineare Polarisation:

Der Phasenunterschied ϵ beträgt ein Vielfaches von $\pm\pi$. Die daraus resultierende elektromagnetische Welle kann dann beschrieben werden als:

$$\vec{E} = (\vec{e}_x E_{0x} \pm \vec{e}_y E_{0y}) \cdot \cos(kz - \omega t)$$

Beobachtet man die Spitze des elektrischen Feldvektors aus der Richtung, in die sich die Welle bewegt, so schwingt diese auf einer Geraden.

- Zirkulare Polarisation:

Die Amplituden der beiden Wellen sind gleich ($E_{0x} = E_{0y} = E_0$) und für den Phasenunterschied gilt: $\epsilon = -\pi/2 + 2m\pi$, wobei $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (rechtszirkular polarisiert) oder $\epsilon = \pi/2 + 2m\pi$, wobei $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (linkszirkular polarisiert). Es gilt:

$$\vec{E} = E_0(\vec{e}_x \cdot \cos(kz - \omega t) \pm \vec{e}_y \cdot \sin(kz - \omega t))$$

(Plus für rechts- und Minus für linkszirkulare Polarisation.) Die Spitze des elektrischen Feldvektors beschreibt einen Kreis.

- Elliptische Polarisation:

Elliptische Polarisation ist eine Verallgemeinerung der zirkularen Polarisation, wobei die Amplituden der beiden Wellen nicht gleich sind ($E_{0x} \neq E_{0y}$). In diesem Fall beschreibt die Spitze des elektrischen Feldvektors eine Ellipse. Sowohl die lineare Polarisation als auch die zirkulare Polarisation sind Spezialfälle der elliptischen Polarisation.

Im Allgemeinen ist Licht (z. B. der Sonne) unpolarisiert, da es von zufällig ausgerichteten Atomen emittiert wird. Ein angeregtes Atom strahlt für etwa 10^{-8} s eine polarisierte elektromagnetische Welle aus. Die Gesamtpolarisation der überlagerten Wellen aller atomaren Strahler ändert sich also ständig. Man nennt dies unpolarisiertes oder natürliches Licht (vergleiche [Hec94]).

5.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Um Photonen nachweisen zu können, müssen diese innerhalb eines Detektors wechselwirken. Im Röntgenbereich sind folgende zwei Möglichkeiten die dominanten elektromagnetischen Wechselwirkungsmechanismen:

5.2.1 Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt löst das Photon ein Elektron aus einem Atom. Dabei überträgt es einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Die Energie des Photons nach dem Stoß ist gegeben durch (vergleiche [Hei54]):

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (5.2)$$

Dabei ist E_γ die Energie des einfallenden und E'_γ die des gestreuten Photons. $m_e c^2$ ist die Ruheenergie des Elektrons (511 keV) und θ der Winkel, unter dem das Photon gestreut wird (Winkel zwischen Einfallsrichtung und Richtung des gestreuten Photons). Aus der Formel ist ersichtlich, dass für kleine Streuwinkel θ nur wenig Energie übertragen wird. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Compton-Streuung kann mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ermittelt werden. Dieser ist gegeben durch die von θ und ϕ abhängige Formel (vergleiche [MD08]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{E_\gamma'^2}{E_\gamma^2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (5.3)$$

r_0 ist der klassische Elektronenradius und ϕ der Winkel zwischen dem elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons und der Streuebene.

5.2.2 Photoeffekt

Der Photoeffekt (oder auch photoelektrischer Effekt) zeichnet sich dadurch aus, dass das Photon von einem Atom absorbiert wird. Bei dieser Wechselwirkung überträgt das Photon seine gesamte Energie auf ein Elektron, welches aus der Atombindung gelöst wird und das Atom als freies Elektron verlässt. Dabei muss die Energie des Photons größer als die Ionisierungsenergie des Atoms sein. Die Energie des freien Elektrons E_{e-} ist die Differenz aus Photonenenergie E_γ und Bindungsenergie E_{Bindung} (entnommen aus [Kno89]):

$$E_{e-} = E_\gamma - |E_{\text{Bindung}}| \quad (5.4)$$

Hierbei wurde auf Grund der großen Kernmasse im Vergleich zur Masse des Elektrons vernachlässigt, dass ein Teil der Energie auch auf den Atomkern übertragen wird (aus Impulserhaltungsgründen).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch (vergleiche [Hei54]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \frac{4\sqrt{2} \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (5.5)$$

θ ist der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung des Photons und des ausgelösten Elektrons und ϕ der Winkel zwischen Emissionsrichtung des Elektrons und des elektrischen Feldvektors des Photons. Z ist die Kernladungszahl des Atoms, von dem das Photon absorbiert wird, β das Verhältnis von Elektronengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit und α die Feinstrukturkonstante.

5.3 Erzeugung eines polarisierten Röntgenstrahls

Um polarisierte Röntgenstrahlung zu erzeugen, kann man einen unpolarisierten Röntgenstrahl an einem Target streuen, in dem die Strahlung über den Compton-Effekt wechselwirkt. Damit keine störenden Fluoreszenzen entstehen, sollte ein Streutarget mit niedriger Kernladungszahl (Z) gewählt werden. Die Fluoreszenzstrahlung wäre dann störend, da unpolarisiert, wenn ihre Energie oberhalb der Detektorschwelle (3 - 5 keV) liegt. Die Wahl für das Target fiel auf Polymethylmethacrylat (PMMA). In einem Winkel θ zur Strahlrichtung wird der Detektor aufgebaut und so mit Blei abgeschirmt, dass keine Primärstrahlung von der Röntgenröhre direkt auf den Detektor treffen kann.

Um zu verstehen, wie mit Hilfe eines Streutargets linear polarisierte Röntgenstrahlung erzeugt werden kann, wird der elektrische Feldvektor des gestreuten Photons zerlegt in eine Komponente parallel (\vec{E}_{\parallel}) und eine Komponente senkrecht (\vec{E}_{\perp}) zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons. Dann lässt sich auch der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Compton-Effekt in zwei Komponenten zerlegen (siehe [MKN⁺05]):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\parallel} = \frac{1}{4}r_0^2 \frac{E_{\gamma}'^2}{E_{\gamma}^2} \left[\frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}'} - 2 + 4(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \right] \quad (5.6)$$

und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\perp} = \frac{1}{4}r_0^2 \frac{E_{\gamma}'^2}{E_{\gamma}^2} \left[\frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}'} - 2 \right] \quad (5.7)$$

Die Winkelkonventionen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Der Polarisationsgrad P des Röntgenspektrums ist dann gegeben durch (siehe [MKN⁺05]):

$$P = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\parallel} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\perp}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\parallel} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\perp}} = \frac{2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)}{\frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} \quad (5.8)$$

Er gibt an, zu welchem Anteil das Röntgenspektrum linear polarisiert ist. Abbildung 5.2 zeigt den Polarisationsgrad P in Abhängigkeit vom Winkel ϕ , wobei $\theta = 90^\circ$ gewählt wurde, da dann die Modulation des Polarisationsgrades am größten ist. Der Grad der Polarisation ist für alle Energien E_{γ} für $\phi = 90^\circ = \frac{\pi}{2}$ maximal. Stellt man den Detektor nun in einem Winkel $\theta = 90^\circ$ zur Strahlrichtung auf, so werden dort vorwiegend gestreute Photonen ankommen, für die der Winkel ϕ zwischen elektrischem Feldvektor des einfallenden Photons und der Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons gleich 90° beträgt. In Abbildung 5.1 entspricht das dem eingezeichneten elektrischen Feldvektor (in z-Richtung). Photonen, deren elektrischer Feldvektor nicht in z-Richtung weist, werden vorzugsweise nicht in Richtung des Detektors gestreut. Der Polarisationsgrad ist somit für $\theta = 90^\circ$ und $\phi = 90^\circ$ maximal.

Da der Detektor eine Ausdehnung besitzt (und nicht punktförmig ist), muss er möglichst weit weg vom Streutarget positioniert werden, um das Winkelfenster für die Winkel ϕ und θ möglichst gering zu halten.

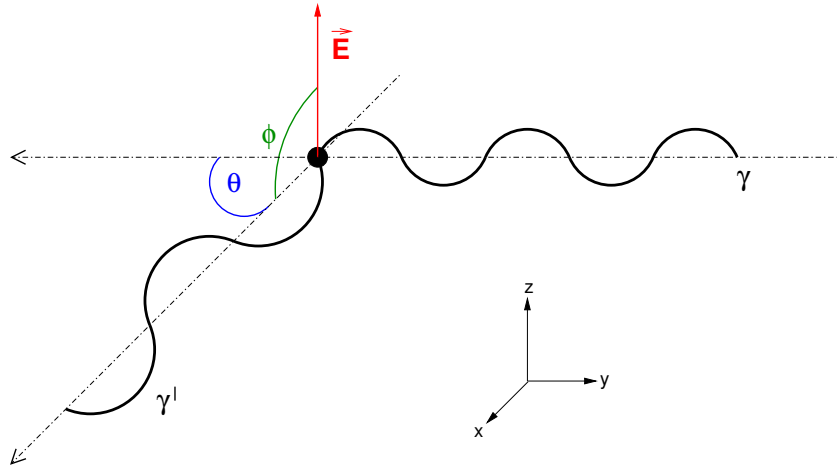


Abbildung 5.1 Skizze zur Verdeutlichung für Winkelkonventionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes für Compton-Streuung (nach [Bay09]). γ bezeichnet das einfallende Photon, das unter einem Winkel θ gestreut wird. Beobachtet man die gestreuten Compton-Photonen γ' unter einem Winkel $\theta = 90^\circ$ und $\phi = 90^\circ$, so ist die Strahlung zu einem gewissen Anteil linear polarisiert. Somit kann der Aufbau wie folgt aussehen: Die Röntgenquelle befindet sich auf der y-Achse, das Atom, an dem gestreut wird, im Ursprung und der Detektor auf der x-Achse eines gedachten Koordinatensystems. In diesem Fall werden nur Photonen den Detektor erreichen, deren elektrischer Feldvektor in z-Richtung weist.

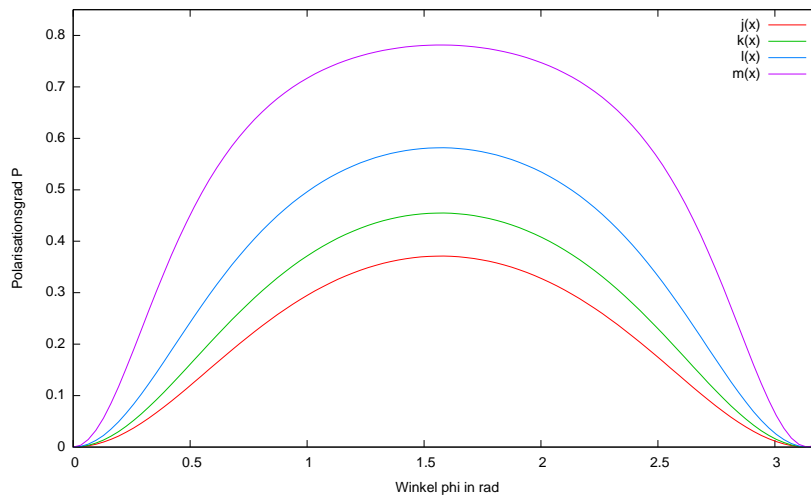


Abbildung 5.2 Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Winkel ϕ für verschiedene Energien E_γ des einfallenden Photons. Für den Winkel θ wurde 90° gewählt. Die rote Kurve (in der Legende mit $j(x)$ bezeichnet) entspricht dem Polarisationsgrad für eine Energie von $E_\gamma = 100$ keV, grün ($k(x)$) entspricht $E_\gamma = 80$ keV, blau ($l(x)$) entspricht $E_\gamma = 60$ keV und magenta ($m(x)$) entspricht $E_\gamma = 40$ keV.

5.4 Der Polapix-Gasdetektor

Der Polapix ist ein mikrostrukturierter Gasdetektor und wurde am NIKHEF [NIK] entwickelt, welches Mitglied der Medipix-Kollaboration ist. In Kollaboration mit dem NIKHEF hat das Erlangen Centre for Astroparticle Physics die Aufgabe übernommen, den Polapix-Detektor im Experiment zu charakterisieren und die Analysierstärke für den Nachweis der Polarisation von Röntgenphotonen zu bestimmen. Wie in der Einführung beschrieben, gibt es verschiedene Typen von Gasdetektoren. Der Polapix basiert auf dem sogenannten Gridpix-System. Er umschließt ein Gasvolumen von etwa 14 mm x 14 mm x 20 mm und besteht aus folgenden Komponenten (siehe Abbildungen 5.3, 5.4 und Referenz [Nau10]):

- Kathode:

Als Kathode und gleichzeitig Eintrittsfenster des Gasdetektors dient eine dünne Folie bestehend aus Kapton ($25\text{ }\mu\text{m}$), Aluminium ($200\text{ nm} - 300\text{ nm}$) und Polycarbon ($5\text{ }\mu\text{m}$).

- Driftstrecke:

Die Driftstrecke (Strecke zwischen Kathode und Gitter) beträgt 19,3 mm. Daran angeschlossen ist die Zu- und Abführung des Gases, über die der Detektor während der Messungen kontinuierlich mit einem Gasgemisch durchspült wird. Werden Atome des Gases in diesem Bereich ionisiert, so driften die Elektronen im homogenen elektrischen Feld zum Gitter. Hier gibt es noch keine Vervielfachung des Signals. Über dem Gitter ist eine Feldformungselektrode (guard) angebracht. Die Spannung an der Feldformungselektrode ist so gewählt, dass das elektrische Feld im Driftbereich möglichst homogen ist.

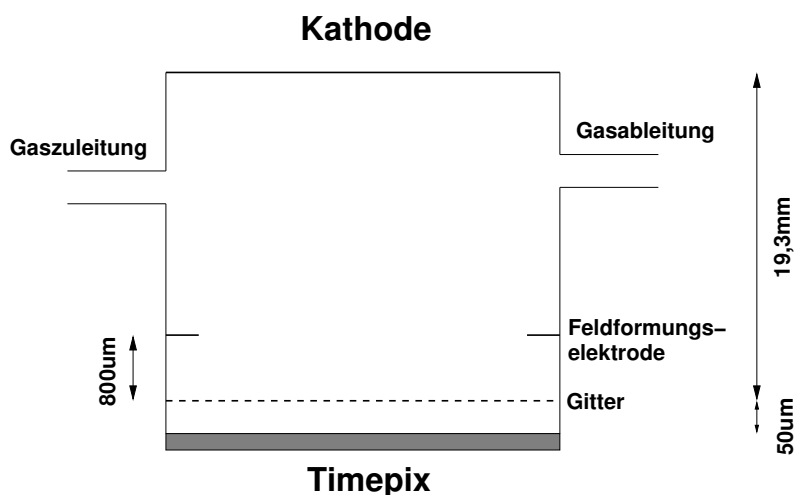


Abbildung 5.3 Schematischer Aufbau des Polapix-Detektors. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu.

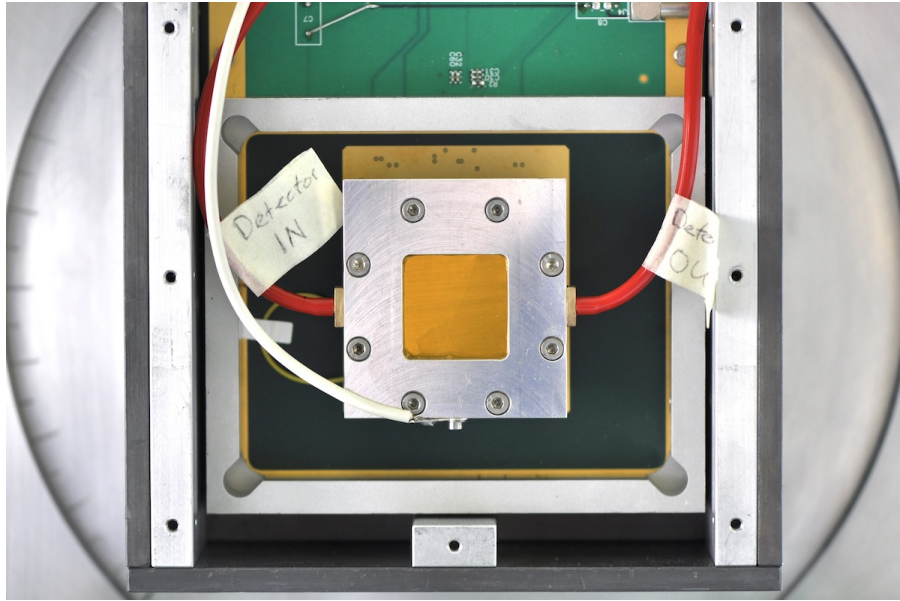


Abbildung 5.4 Fotografie des Polapix-Detektors. Zu sehen sind die Kaptonfolie (braun) und die Zu- und Ableitung für das Gas.

- Gitter:

Das Lochgitter besteht aus Aluminium und wird mit dem sogenannten InGrid-Verfahren (Integrated Grid Layer) hergestellt. Es wird so über dem Detektor angebracht, dass die Löcher direkt über den aktiven Zonen des Timepix-Detektors liegen.

- Avalanche-Strecke:

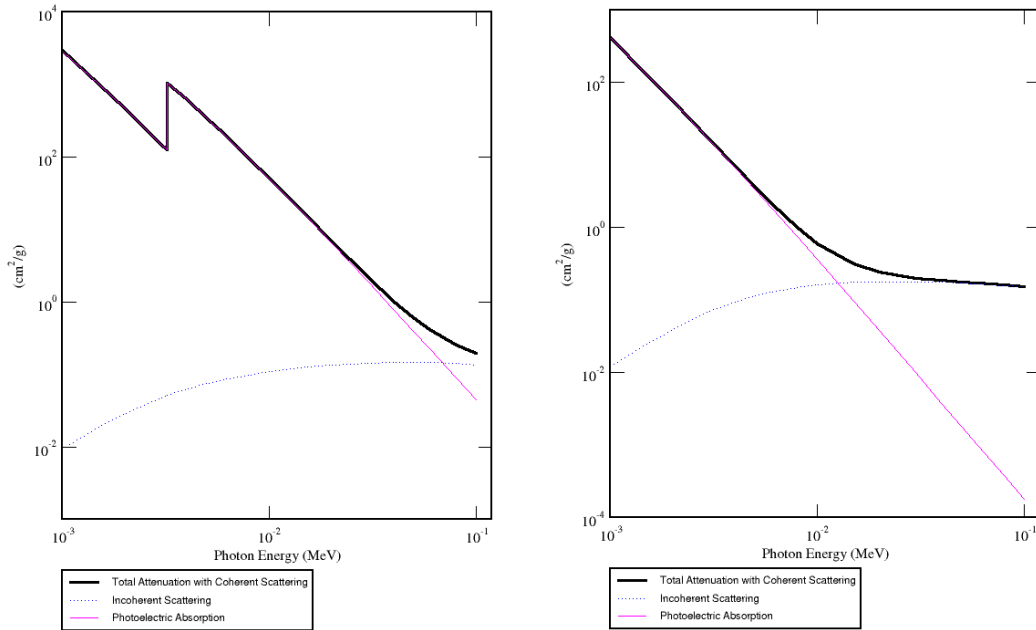
Die elektrische Feldstärke zwischen Gitter und Detektor ist so hoch (ca. $80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$), dass ein Elektron viele weitere Elektronen auf seinem Weg durch die Avalanche-Strecke erzeugt. Das Signal wird also in diesem Bereich verstärkt.

- Auslese:

Als Auslese dient der Timepix-Detektor (vergleiche Kapitel 1) ohne Sensor und Bump Bonds. Das in der Avalanche-Strecke erzeugte Ladungssignal reicht aus, um von der Pixelelektronik als Ereignis registriert zu werden. Zum Schutz des Detektors vor Entladungen wird eine dünne Isolatorschicht (SiProt) von etwa $10 \mu\text{m}$ Dicke auf den Detektor aufgebracht.

5.5 Nachweis linear polarisierter Röntgenstrahlung im Gasdetektor

Röntgenstrahlung wechselwirkt - wie oben beschrieben - je nach Ordnungszahl des verwendeten Gases überwiegend über Compton- oder Photoeffekt. Es standen zwei Gasgemische



(a) Massenschwächungskoeffizient für das Argon/Isobutan-Gasgemisch in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Im verwendeten Energiebereich überwiegt der Photoeffekt.

(b) Massenschwächungskoeffizient für das Helium/Isobutan-Gasgemisch. Ab einer Photonenenergie von ca. 10 keV überwiegt der Compton-Effekt.

Abbildung 5.5 Die Graphen wurden mit der Datenbank des “National Institute of Standards and Technology” (siehe [Nat]) erzeugt.

für die Messungen zur Verfügung: Argon/Isobutan ($\text{Ar}/\text{iC}_4\text{H}_{10}$, 80/20) und Helium/Isobutan ($\text{He}/\text{iC}_4\text{H}_{10}$, 80/20). Im Falle des $\text{Ar}/\text{iC}_4\text{H}_{10}$ -Gasgemisches überwiegt im verwendeten Photonenenergiebereich die Wechselwirkung durch den Photoeffekt (vergleiche Abbildung 5.5 a). Wie Abbildung 5.5 b zu entnehmen ist, überwiegt bei Helium ab einer Photonenenergie von ca. 10 keV der Compton-Effekt (Incoherent Scattering).

Auf diese Weise wird ein freies Compton- oder Photoelektron im Gasvolumen des Detektors erzeugt, welches durch weitere Ionisation von Gasatomen Sekundärelektronen auslöst. Am Anfang des Elektronenpfades ist die Energie des Elektrons noch so hoch, dass es nur selten durch Stöße mit dem Gas wechselwirkt. Deswegen ist der Anfang des Pfades geradlinig. Je weniger Energie das Elektron besitzt, desto häufiger wechselwirkt es mit Atomen und desto häufiger ändert es seine Richtung. Das Ende des Pfades ist meist sehr gekrümmt und “verwunden”, so dass die Sekundärelektronendichte höher ist. Die Beschleunigung der Sekundärelektronen in der Driftstrecke ist so gering, dass diese vom homogenen elektrischen Feld zum Gitter driften, ohne weitere Elektronen freizusetzen. In der Avalanche-Strecke werden die Elektronen so stark beschleunigt, dass jedes Elektron weitere Elektronen aus den Gasatomen löst und somit das Signal verstärkt, so dass es mit der Timepix-Elektrode messbar ist. Auf diese Weise wird die Spur des Primärelektrons auf den Timepix-Detektor abgebildet. Ein Beispiel für eine Spur ist in Abbildung 5.6

dargestellt. Das Elektron bewegte sich von oben nach unten links, wobei es am Ende viel Energie deponierte. Führt man die Messung im TOA-Modus durch, so kann sogar noch eine Information über die Höhe gewonnen werden, in der das Sekundärelektron (über dem Timepix-Detektor) freigesetzt wurde.

Das Photoelektron wird in Richtung des elektrischen Feldvektors des einfallenden Photons emittiert. Beim Compton-Effekt ist aus Impulserhaltungsgründen der Impuls des Compton-Elektrons im wesentlichen in Richtung des einfallenden Photons \vec{k} ausgerichtet. Da das Compton-Photon bevorzugt in Richtung $\vec{E} \times \vec{k}$ emittiert wird, hat das Compton-Elektron wiederum aus Impulserhaltungsgründen eine Impulskomponente in der entgegengesetzten Richtung von $\vec{E} \times \vec{k}$, im Koordinatensystem von Abbildung 5.1 ist dies die negative x-Richtung.

Es wird also angenommen, dass die Verteilung der Anfangsrichtungen der Elektronenpfade für linear polarisierte Röntgenstrahlung bei Messungen mit Argon/Isobutan in der Richtung des elektrischen Feldvektors ein Maximum erreicht. Durch Messung dieser Verteilung kann eine Aussage über die Polarisierung der Röntgenquelle (nach dem Streutarget) getroffen werden. Zur Charakterisierung der Fähigkeit des Polarimeters, zusammen mit der anschließenden Datenanalyse eine Polarisation nachzuweisen, wird der Modulationsfaktor μ angegeben. Er ist wie folgt definiert:

$$\mu = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}} \quad (5.9)$$

Für jedes Ereignis wird die Anfangsrichtung der Spur rekonstruiert. C_{max} gibt die maximale Häufigkeit an beobachteten Spur-Anfangsrichtungen an, C_{min} die minimale. Für einen idealen Detektor und vollständig linear polarisierte Strahlung ist $\mu = 1$. Bei vollständig linear polarisierter Strahlung gibt μ die Analysierstärke des Detektors an.

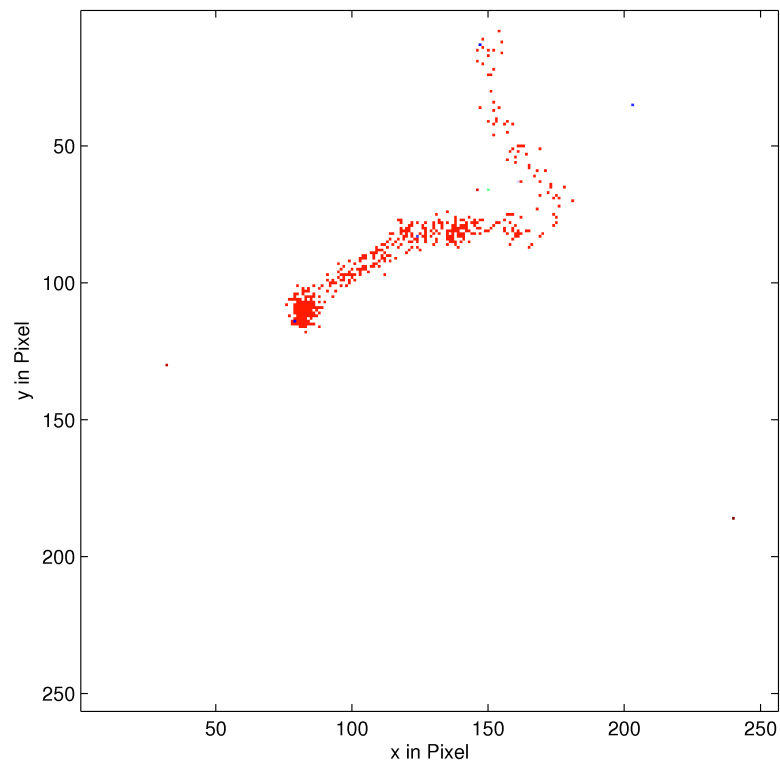


Abbildung 5.6 Beispiel für eine Elektronenspur. Dargestellt ist die Detektormatrix. Die Farbe codiert den TOA-Wert. Der Anfang der Spur befindet sich oben im Bild.

6 Experimentelle Bestimmung des Polarisationsgrades eines Röntgenspektrums

Inhalt

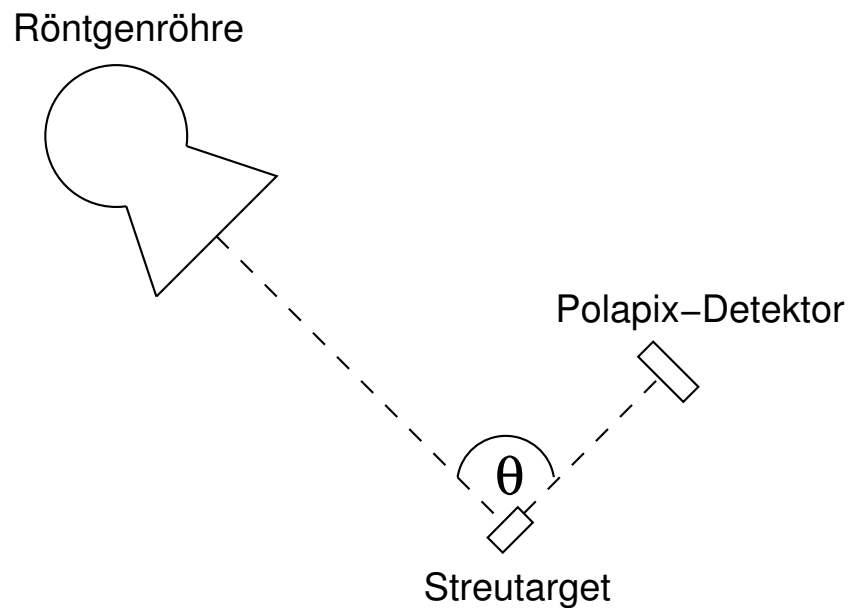
6.1	Messaufbau zum Nachweis der Polarisation eines Röntgenspektrums	75
6.2	Auswertung der Messungen	78

6.1 Messaufbau zum Nachweis der Polarisation eines Röntgenspektrums

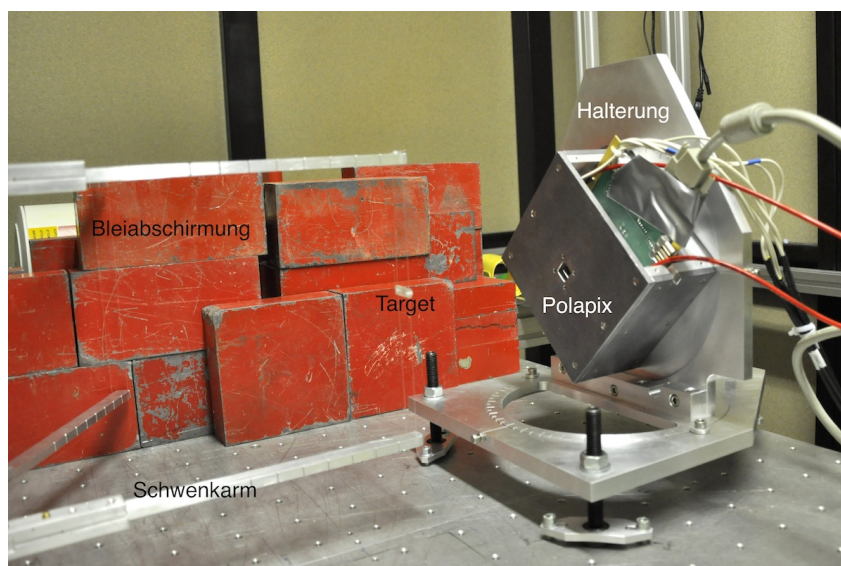
Für die Messungen zur Charakterisierung des Polapix-Detektors mit Hilfe eines polarisierten Röntgenspektrums wurde eine spezielle Halterung für den Polapix angefertigt. Sie gestattet eine Rotation des Detektors um die Achse senkrecht auf die Detektoreintrittsfläche, um Asymmetrien auf Grund der Detektorstruktur untersuchen zu können (siehe Abbildung 6.1 b). Außerdem kann das Streutarget an einem schwenkbaren Arm an Nylonschnüren befestigt werden.

Der Polapix-Detektor wurde in einem Abstand von ca. 17 cm gegenüber des Streutargets angebracht, so dass der Winkel θ zwischen Primärstrahl und Verbindungslinie vom Target zur Detektormitte 90° beträgt (siehe Abbildung 6.1). Der Abstand vom Target zur Röntgenröhre beträgt 60 cm. Um zu verhindern, dass unpolarisierte Strahlung vom Primärstrahl der Röhre auf den Detektor trifft, wird dieser mit einer Bleiabschirmung versehen. Ebenso wird eine Mauer aus Bleisteinen direkt vor der Röhre aufgebaut. In dieser Mauer befindet sich eine Öffnung mit einem Wolframkollimator von einem Millimeter Durchmesser zur Begrenzung des Strahldurchmessers. Als Röntgenquelle dient eine medizinische Röntgenröhre vom Typ MEGALIX der Firma Siemens. Der Messaufbau erfordert eine genaue Justage von Target und Detektor, damit der kollimierte Strahl der Röntgenröhre das Target nicht verfehlt.

Mit Hilfe dieses Aufbaus lässt sich nun der Modulationsfaktor μ für einen polarisierten Röntgenstrahl (vergleiche Kapitel 5.3) messen. Es wurden zwei verschiedene Gasgemische verwendet: Argon/Isobutan ($\text{Ar/iC}_4\text{H}_{10}$, 80/20) und Helium/Isobutan ($\text{He/iC}_4\text{H}_{10}$, 80/20). Beide Mischungen wurden am NIKHEF [NIK] hergestellt und unserer Arbeitsgruppe zusammen mit dem Polapix-Detektor zur Verfügung gestellt. Abbildung 6.2 zeigt



(a) Skizze des Aufbaus zur Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung.



(b) Fotografie des Messaufbaus.

Abbildung 6.1 Messaufbau mit Röntgenröhre (hinter der Bleimauer), Streutarget (an hier nicht sichtbaren Fäden aufgehängt) und Polapix-Detektor. Der Winkel θ zwischen Primärstrahl und Verbindungslinie zwischen Target und Detektor beträgt 90° .

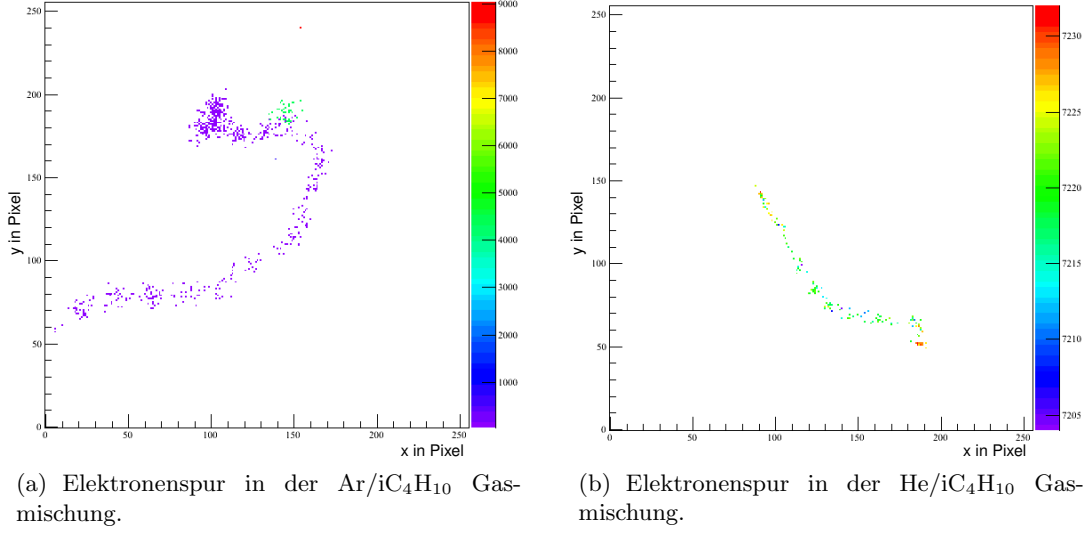


Abbildung 6.2 Elektronenpfad, gemessen mit verschiedenen Gasmischungen im Polapix-Detektor. Die Farbe codiert den TOA-Wert.

Gasgemisch	$U_{Kathode}$ in V	U_{guard} in V	U_{Gitter} in V
Ar/iC ₄ H ₁₀	-1000	-414	-389
He/iC ₄ H ₁₀	-2300	-390	-340

Tabelle 6.1 Verwendete Spannungswerte für Kathodenspannung $U_{Kathode}$, Spannung an der Feldformungselektrode U_{guard} und Gitterspannung U_{Gitter} für die beiden Gasmische.

einen Vergleich von Spuren in den verschiedenen Gasmischungen. In der Argon/Isobutan-Gasmischung entstehen sehr lange, breite und “löchrige” Spuren, wohingegen die Spuren in Helium/Isobutan auf Grund der niedrigen Ordnungszahl meist sehr dünn und langgezogen sind. Die verwendeten Spannungen für die Kathodenspannung $U_{Kathode}$, Spannung an der Feldformungselektrode U_{guard} und Gitterspannung U_{Gitter} sind in Tabelle 6.1 angegeben. Um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erzielen, kann die Spannung an der Feldformungselektrode U_{guard} wie folgt berechnet werden:

$$U_{guard} = U_{Gitter} + d_a \cdot \frac{U_{Kathode} - U_{Gitter}}{d_d} \quad (6.1)$$

Hierbei ist d_a der Abstand zwischen Gitter und Feldformungselektrode ($d_a = 0.8$ mm) und d_d die Driftstrecke ($d_d = 19.3$ mm).

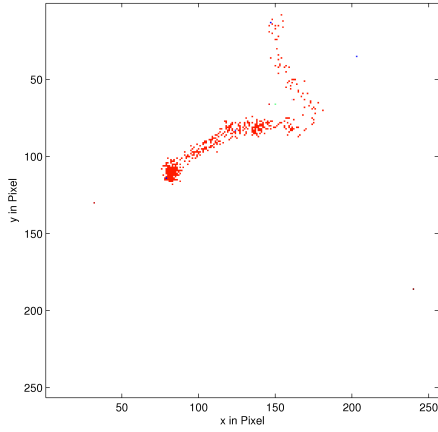
6.2 Auswertung der Messungen

Zur Auswertung der Messdaten wurden in Zusammenarbeit mit Wilhelm Haas¹ Matlab-Skripte entwickelt. Die Herausforderung der Datenanalyse besteht darin, die Spuren und deren Anfang zu finden. Ersteres wird durch sogenanntes Skelettieren des Pfades erreicht. Vorher muss allerdings der Pfad künstlich verbreitert (maximiert) werden, damit keine “Löcher” (Pixel, die nichts zählen) in der Spur sind. Hierbei wird die TOA- bzw. TOT-Information gelöscht und durch den Wert 1 ersetzt. Um jeden Pixel, dessen Eintrag ungleich Null ist, werden alle benachbarten Pixel im Umkreis von 11 Pixeln mit einer Eins gefüllt (siehe Abbildung 6.3 b). Nachdem eine verbreiterte Spur ohne “Löcher” entstanden ist, kann der Algorithmus der Skelettierung angewendet werden. Dieser sucht innerhalb der verbreiterten Spur alle Punkte, die folgende Bedingung erfüllen: Wird ein Kreis mit Radius x um diesen Punkt gezeichnet, so muss der Kreis mindestens zwei Kanten (Übergang von 1 auf 0) der Spur berühren. Betrachtet man beispielsweise eine geradlinige Spur einer Länge von 50 Pixeln mit einer Breite von 10 Pixeln, so erfüllt der Punkt in der Mitte der Spur diese Bedingung für einen Kreis mit einem Radius von 5 Pixeln. Jeder Punkt, der auf diese Weise gefunden werden kann, bekommt einen Wert zugewiesen, der proportional zu dem dazugehörigen Radius ist. Die Punkte liegen so dicht aneinander, dass sich daraus eine Spur ergibt. Allerdings entstehen bei dieser Prozedur auch kleine Äste, die von der eigentlichen Spur abzweigen (siehe Abbildung 6.3 c). Diesen wurde aber auf Grund eines kleineren Radius auch ein kleinerer Wert zugewiesen als den Punkten der Hauptspur. Somit können die Verästelungen mit einer Schwelle unterdrückt werden (siehe Abbildung 6.3 d). Allerdings führt das dazu, dass in manchen Fällen auch der Anfang bzw. das Ende abgeschnitten werden. Dies kann sich unter Umständen auf die Anfangsrichtung des Pfades auswirken.

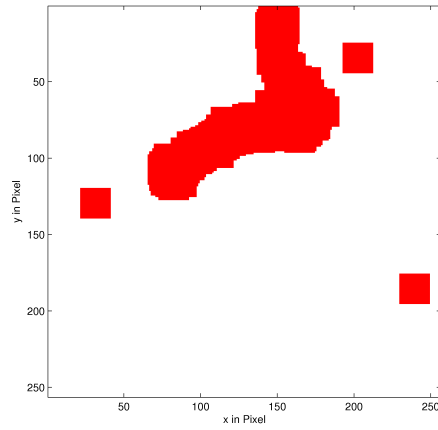
Da es vorkommt, dass eine Spur eher einem ausgedehnten Punkt ähnelt, bei dem weder ein Anfang noch ein Ende bestimmt werden kann, wird für die Auswertung eine Mindestlänge gefordert. Ebenso ist der Algorithmus nur dann in der Lage ein Ergebnis zu liefern, wenn nur ein Pfad in einem Bild enthalten ist. Ist der Pfad gefunden, muss entschieden werden, an welcher Seite sich der Anfang der Spur befindet. Hierfür wurden zwei Methoden getestet.

Zunächst wurde diese Entscheidung mit Hilfe eines Vergleichs der Krümmung der beiden Spurenden getroffen. Dazu wurde der skelettierte Pfad verwendet. Das Ende mit der geringeren Krümmung wird als Anfang definiert, da das Elektron, wie in Kapitel 5.5 beschrieben, zunächst wenig Energie abgibt und sich geradlinig bewegt. Anschließend wird der Startwinkel der Spur gegenüber der Horizontalen im Bild berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Abbildung 6.4 zeigt die auf diese Weise ermittelten Startwinkelverteilungen für verschiedene Detektorstellungen (der Detektor wurde zwischen den Messungen gedreht) für Messungen mit der Argon/Isobutan-Gasmischung im TOA-Modus. Das Maximum der Startwinkelverteilung befindet sich für Argon/Isobutan wie erwartet in Richtung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Röntgenstrahlung. Eine Verschiebung der Maxima in den Verteilungen für unterschiedliche Detektorwinkel ist erkennbar. Trotzdem gibt es eine Bevorzugung von 0° und 90° . Diese ist auf die pixelierte Struktur

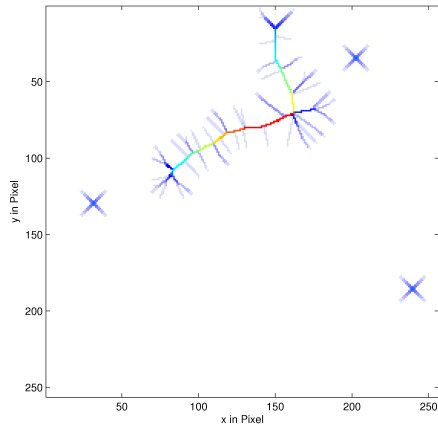
¹ Pattern Recognition Lab, Universität Erlangen-Nürnberg



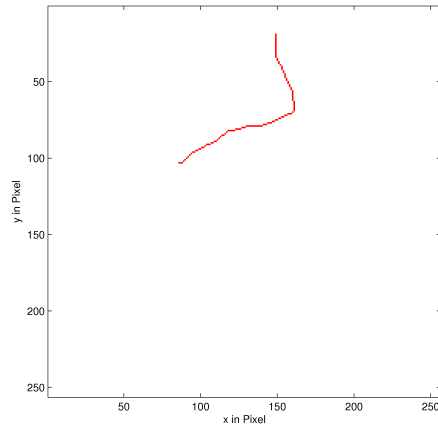
(a) Ursprünglicher Pfad des Elektrons (Markierung der angesprochenen Pixel).



(b) Maximierter Pfad des Elektrons.

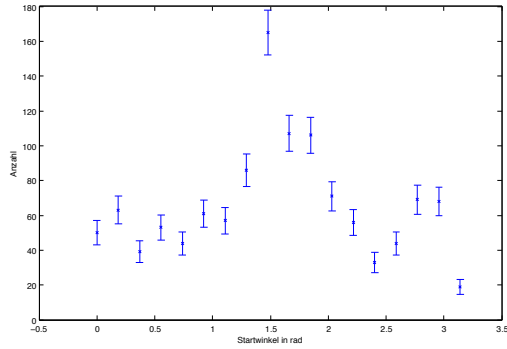


(c) Skelettierter Pfad mit Verästelungen.

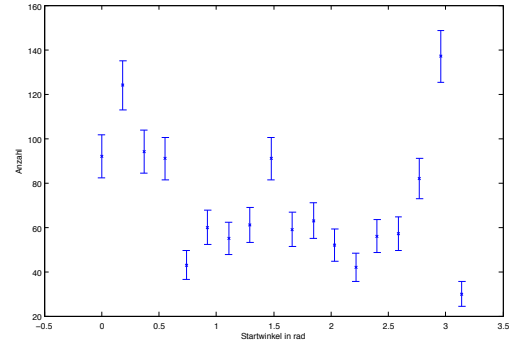


(d) Resultierender Elektronenpfad.

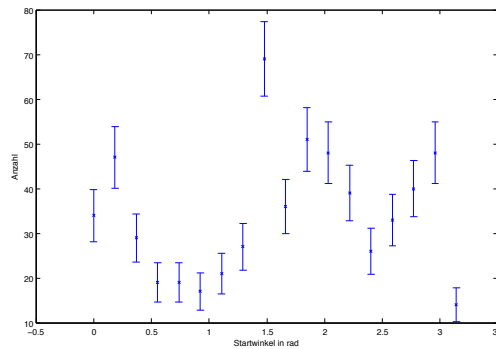
Abbildung 6.3 Schritte zur Ermittlung eines Elektronenpfades.



(a) Der Detektor wurde so ausgerichtet, dass die Spalten der Matrix in Richtung des elektrischen Feldvektors der Röntgenstrahlung zeigen (0°). Die Elektronen werden, wie erwartet, vermehrt unter einem Winkel von 90° zur Horizontalen, das heißt in Richtung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Röntgenstrahlung emittiert.



(b) Der Detektor wurde um 90° gegenüber der ersten Messung gedreht. Dementsprechend verschiebt sich auch das Maximum der Verteilung in Richtung 0° bzw. 180° .



(c) Der Detektor wurde um 45° gegenüber der ersten Messung gedreht. Hier ist eine Verschiebung nicht eindeutig zu erkennen.

Abbildung 6.4 Startwinkelverteilungen von gemessenen Elektronenspuren für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Die Röntgenröhre wurde bei 100 kV und 20 mA betrieben. Eine Bevorzugung von 0° und 90° ist erkennbar. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

des Detektors zurückzuführen, die nicht nur, wie in Kapitel 3.5.3, Abbildung 3.30 beschrieben, die Verteilung von Abständen zweier Pixel, sondern auch die Winkelverteilung verfälscht. Diese Auswirkungen der Pixelierung auf eine Winkelverteilung wurden auch von Florian Bayer [Bay09] anhand von Simulationen bestätigt.

Um die durch die Pixelierung des Detektors in der Winkelverteilung erzeugten Fehler korrigieren zu können, wurden Spuren von unpolarisierter Strahlung einer Americiumquelle gemessen. Die Winkelverteilung hierzu ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Mit einem idealen Detektor und einer fehlerfreien Datenanalyse ergäbe sich eine Gleichverteilung

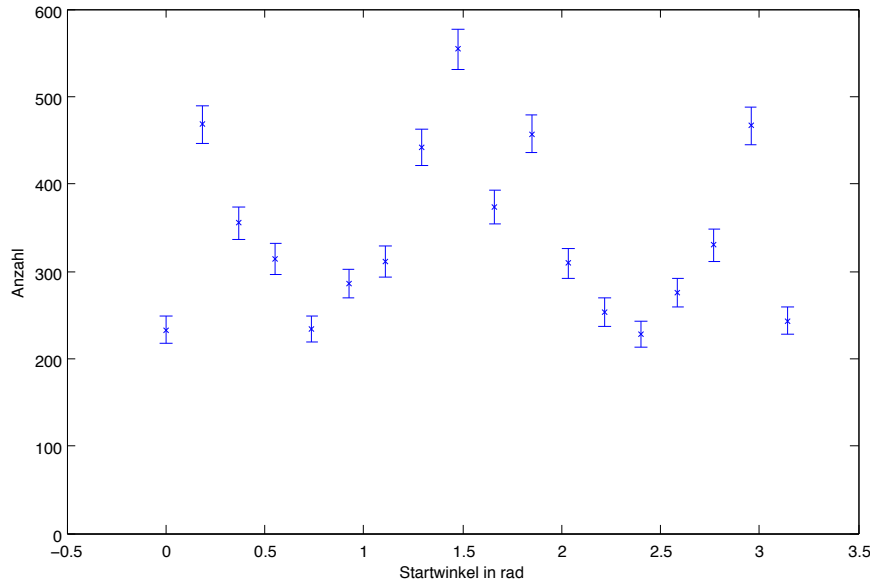


Abbildung 6.5 Verteilung der Startwinkel von gemessenen Elektronenspuren für unpolarisierte Strahlung einer Americiumquelle. 0° , 90° und 180° werden durch die pixelierte Struktur des Detektors bevorzugt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

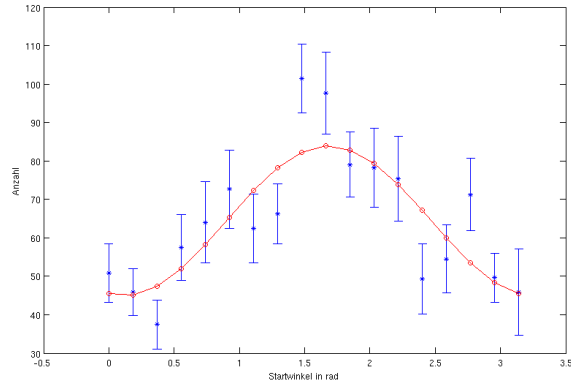
Detektorstellung	α_0	μ
0°	$(96,7 \pm 5,5)^\circ$	$(27,3 \pm 4,2)\%$
90°	$(3,4 \pm 3,8)^\circ$	$(30,9 \pm 3,6)\%$
45°	$(135,9 \pm 4,0)^\circ$	$(35,8 \pm 6,4)\%$

Tabelle 6.2 Phasenverschiebung α_0 und Modulationsfaktor μ für verschiedene Detektorstellungen. Gemessen wurde mit der Argon/Isobutan-Gasmischung. Für die Auswertung wurde das Ende mit der geringeren Krümmung als Anfang der Spur definiert.

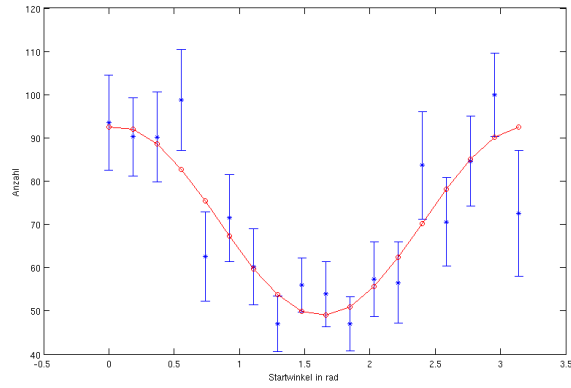
der ermittelten Startwinkel. Auf Grund der Pixelierung zeigt die Winkelverteilung jedoch eine Struktur mit Maxima bei 0° und 90° .

Mit dieser Winkelverteilung können nun die Verteilungen für polarisierte Strahlung korrigiert werden (siehe Abbildung 6.6). Dazu wird die Anzahl der Einträge in der Winkelverteilung der polarisierten Messung für jedes Bin durch die Anzahl der Einträge des jeweiligen Bins in der Winkelverteilung der unpolarisierten Strahlung der Americiummessung dividiert. Dadurch erhält man Winkelverteilungen, die durch eine Funktion der Form $f(\alpha) = A + B \cos^2(\alpha - \alpha_0)$ beschrieben werden können. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse für die ermittelte Phase α_0 und den Modulationsfaktor μ angegeben.

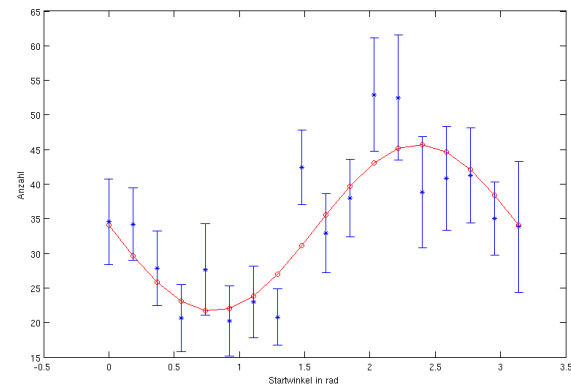
Zum Vergleich wurde eine weitere Methode zur Bestimmung des Anfangs der Spur getestet. Als Kriterium wurde die Dichte der Spur benutzt. Zunächst wird, wie oben



(a) Detektorstellung 0° .



(b) Der Detektor wurde um 90° gegenüber der ersten Messung gedreht.



(c) Der Detektor wurde um 45° gegenüber der ersten Messung gedreht.

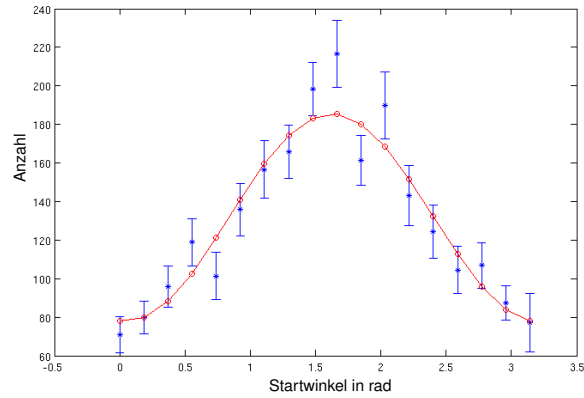
Abbildung 6.6 Mit Hilfe der unpolarisierten Americiummessung korrigierte Startwinkelverteilungen für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Den Datenpunkten kann eine Funktion der Form $f(\alpha) = A + B \cos^2(\alpha - \alpha_0)$ angepasst werden. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

Detektorstellung	α_0	μ
0°	$(93,0 \pm 2,5)^\circ$	$(40,9 \pm 2,3)\%$
90°	$(0,6 \pm 2,6)^\circ$	$(35,4 \pm 3,2)\%$
45°	$(133,1 \pm 1,9)^\circ$	$(42,1 \pm 3,7)\%$

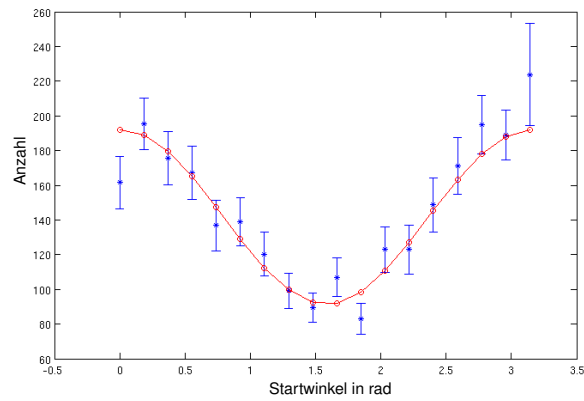
Tabelle 6.3 Phasenverschiebung α_0 und Modulationsfaktor μ für verschiedene Detektorstellungen. Gemessen wurde mit der Argon/Isobutan-Gasmischung. Der Anfang der Spur wird anhand der Dichte der Spur ermittelt.

erwähnt, die Skelettierung durchgeführt, um die Spur zu finden. Anschließend wird im Originalbild ein Kreis mit einem Radius von 20 Pixeln um die beiden Enden (Endpixel der skelettierten Spur) definiert und alle Treffer innerhalb eines Kreises aufsummiert. Diese Anzahl entscheidet über Anfang und Ende der Spur. Da ein Elektron mit geringerer Energie dichter ionisiert als ein Elektron mit hoher Energie, ist der Anfang der Spur die Seite, bei der sich weniger Treffer innerhalb des Kreises befinden (weniger dichte Seite). Eine Fehlerquelle bei dieser Methode ist, dass sich ein Elektron am Anfang auch senkrecht auf den Timepix-Detektor zu bzw. von ihm weg bewegen kann. Dies ist in der Spur, die der Detektor aufnimmt, als dicht ionisierter Fleck zu sehen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.7 und Tabelle 6.3 zusammengefasst. Der mit der zweiten Methode ermittelte Modulationsfaktor ist um bis zu 0,13 höher.

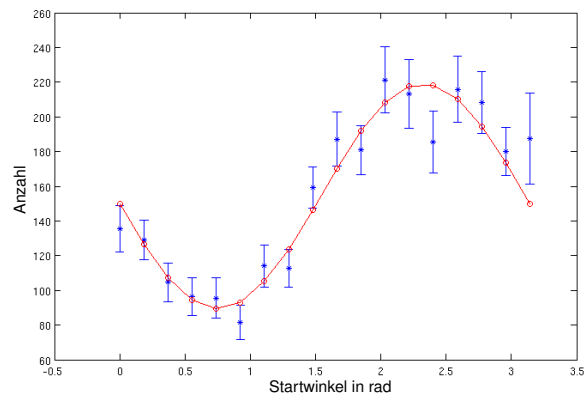
Mit der zweiten Methode wurde auch eine TOT-Messung mit dem Helium/Isobutan-Gasgemisch ausgewertet (Abbildung 6.8). Die ermittelte Phase α_0 beträgt $(126,0 \pm 1,1)^\circ$, der Modulationsfaktor $\mu = (8,4 \pm 3,3)\%$. In Helium wechselwirken die Röntgenphotonen sowohl über den Compton- als auch über den Photoeffekt. Man misst also eine Überlagerung beider Prozesse. Da die Startwinkel für den Compton-Effekt um 90° zu den Startwinkeln des Photoeffektes gedreht sind, nähert sich die Verteilung der gesamten Startwinkel einer Gleichverteilung an. Dies hat einen kleinen Modulationsfaktor zur Folge. Ein Problem bei den Messungen in Helium/Isobutan ist außerdem, dass Helium so dünnionisierend ist. Aus diesem Grund sind die Spuren sehr lang und können somit das aktive Volumen wieder verlassen. In diesem Fall werden die verwendeten Methoden zur Bestimmung des Anfangs der Spur nicht zum Ziel führen. Helium findet deswegen eher bei niedrigen Photonenenergien eine Anwendung. Da die verwendete Röntgenröhre nur mit minimal 40 kV betrieben werden kann, war es nicht möglich, zu überprüfen, ob Helium/Isobutan mit niedrigeren Photonenenergien einen besseren Modulationsfaktor liefert. Zwar hätte eine Eisenfluoreszenzfolie zur Erzeugung von Photonenenergien zwischen 6 keV und 7 keV verwendet werden können, jedoch wäre der Fluss auf den Detektor anschließend zu gering gewesen.



(a) Detektorstellung 0° .



(b) Der Detektor wurde um 90° zur ersten Messung gedreht.



(c) Der Detektor wurde um 45° gegenüber der ersten Messung gedreht.

Abbildung 6.7 Mit Hilfe der unpolarisierten Americiummessung korrigierte Startwinkelverteilungen für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Den Datenpunkten kann eine Funktion der Form $f(\alpha) = A + B \cos^2(\alpha - \alpha_0)$ angepasst werden. Die Röntgenröhre wurde mit 100 kV und 20 mA betrieben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

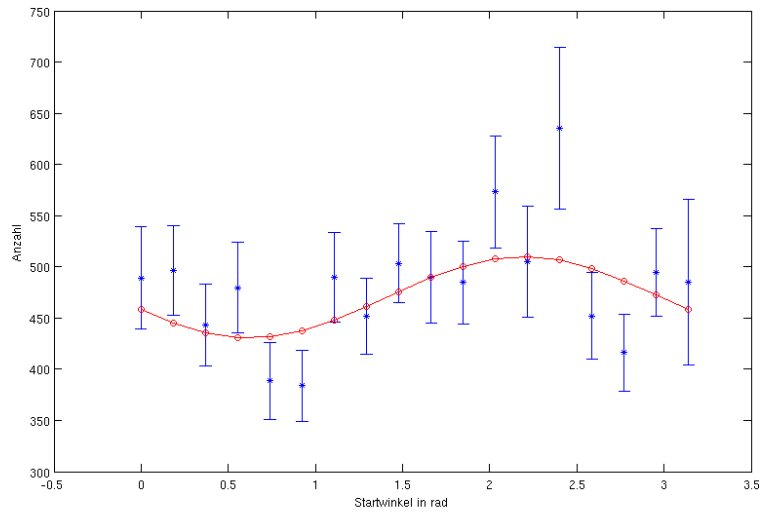


Abbildung 6.8 Startwinkelverteilung einer Messung mit Helium/Isobutan. Die Daten wurden mit Hilfe einer Messung von unpolarisierter Strahlung korrigiert. Die Röntgenröhre wurde bei 40 kV und 40 mA betrieben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

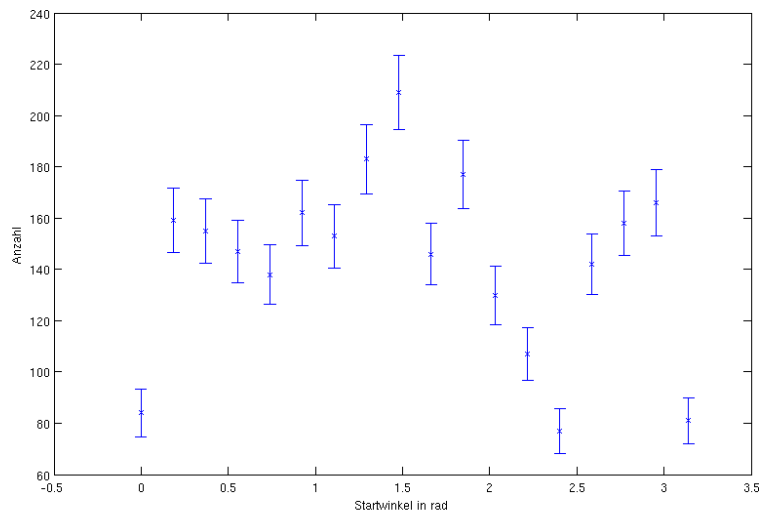


Abbildung 6.9 Startwinkelverteilung einer unpolarisierten Americiummessung mit Helium/Isobutan. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass eine Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung (mit Energien bis zu 100 keV) mit dem Polapix-Gasdetektor möglich ist. Mit den vorgestellten Methoden zur Datenanalyse lässt sich ein Modulationsfaktor von ca. 40% erreichen. Im Vergleich dazu konnte mit einem anderen Gasdetektor für Röntgenastronomie mit sechseckigen (statt quadratischen) Pixeln und einem anderen Analyseverfahren ein Modulationsfaktor von ca. 50% für Photonenenergien zwischen 2 keV und 10 keV erzielt werden (siehe [BBB⁺03]).

In zukünftigen Arbeiten könnte an einer Verbesserung und Optimierung des Spurrekonstruktions-Algorithmus gearbeitet werden, um eine bessere Analysierstärke zu erlangen. In der Analyse könnte die TOT- bzw. TOA-Information genutzt werden. So kann mit Hilfe der TOA eine dreidimensionale Spur rekonstruiert und mit den oben erläuterten Analysen - ins Dreidimensionale übertragen - ausgewertet werden. So kann auch für schrägen Einfall die Polarisation der Strahlung bestimmt werden. Die TOT oder Energieinformation kann zur Bestimmung der Energiedeposition an den Enden verwendet werden. Es ist außerdem möglich, die Pixel des Detektors abwechselnd (in einer Art Schachbrettmuster angeordnet) im TOT- und TOA-Modus zu betreiben. So erhält man eine Mischung aus Energie- und Zeitinformation für die Spur. Auf diese Weise kann die Spur dreidimensional rekonstruiert und mit Hilfe der Energieinformation das Ende mit der niedrigeren Energiedeposition gefunden werden. Ein Beispiel für eine Spur, gemessen mit dem TOT/TOA-„Schachbrett“, ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

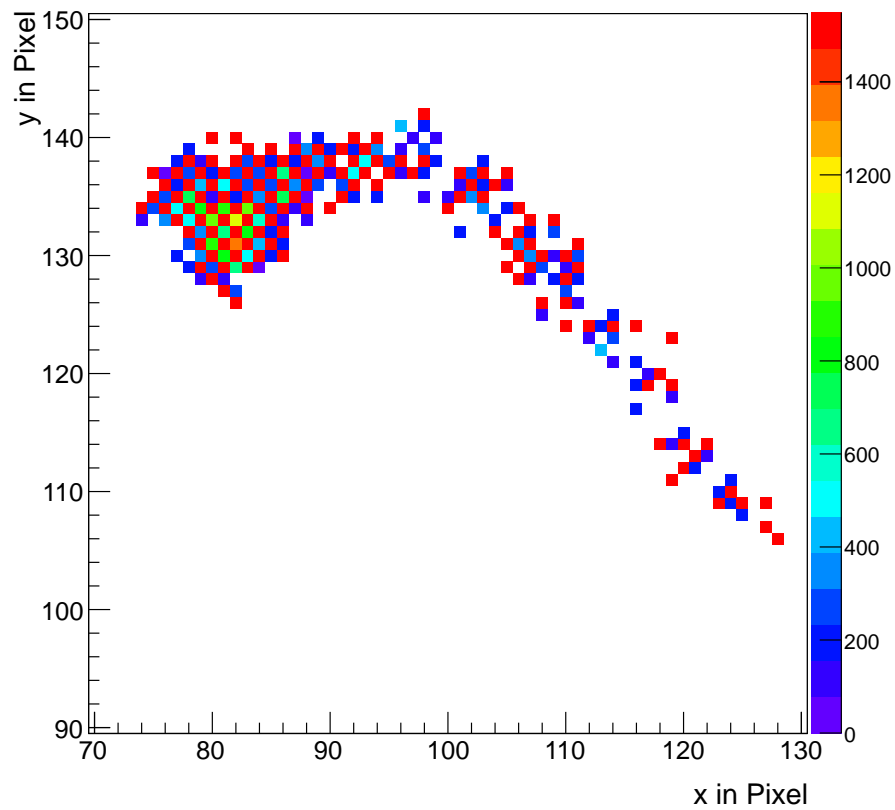


Abbildung 6.10 Spur eines Elektrons, aufgenommen mit dem Argon/Isobutan-Gasgemisch. Die Pixel des Detektors wurden in einem Schachbrettmuster abwechselnd im TOT- bzw. TOA-Modus betrieben. Die roten Pixel zählen im TOA-Modus (Zeit), die anderen im TOT-Modus (Energie). Die TOT- bzw. TOA-Information ist farbcodiert wiedergegeben. Es ist gut zu erkennen, dass am Ende der Spur (links) die Energiedeposition größer ist, als am Anfang.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Sekundärelektronen mit einem pixelierten Halbleiterdetektor namens Timepix nachgewiesen. Der Timepix-Detektor besteht aus einer Elektronik und einem Sensor aus Halbleitermaterial, wobei die Verbindung dieser beiden Komponenten pixelweise durch Lotperlen hergestellt wird. Mit dem Sensor können Elektronen ab einer Energie von ca. 3 keV detektiert werden. Ein Elektron erzeugt im Halbleitermaterial abhängig von seiner Energie eine gewisse Anzahl von Elektron-Loch-Paaren, die bedingt durch die Drift im elektrischen Feld in der Pixelelektronik ein elektrisches Signal induzieren. Aber auch ohne Sensor kann ein elektrisches Signal (ab ca. 1000 Elektronen) direkt in der Pixelelektronik nachgewiesen werden. Der Timepix-Detektor ermöglicht eine Messung der Ankunftszeit oder der deponierten Energie (Ladung) eines Ladungssignals.

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei verschiedene Detektorsysteme untersucht, in denen der Nachweis von Sekundärelektronen mit dem Timepix-Detektor vorgenommen wird. Zunächst wurde ein Hybrider Photonendetektor (HPD) zum Nachweis einzelner Photoelektronen evaluiert. Er besteht aus einem Vakuumbehälter mit einem Eintrittsfenster und einer Cäsiumiodid-Photokathode an der Innenseite des Fensters. Ein durch ein Elektrodensystem erzeugtes elektrisches Feld beschleunigt die in der Photokathode ausgelösten Photoelektronen zum Timepix-Detektor, der deren Auftreffort und Ankunftszeit bestimmt. Eine Zeitauflösung von 12 ns (für eine Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Timepix-Detektor von 20 kV) wurde mit einem Testaufbau mit einer *Proximity Focusing* Elektrodengeometrie erzielt.

HPDs weisen häufig eine hohe Dunkelrate auf. Das heißt, dass Elektronen nicht durch Photonen, sondern zum Beispiel durch thermische Emission, Feldemission, Untergrundstrahlung oder durch im Vakuumbehälter entstandene Ionen aus der Photokathode ausgelöst werden. Der in dieser Arbeit untersuchte HPD zeigt eine starke Abhängigkeit der Dunkelrate von der Beschleunigungsspannung und dem im Vakuumbehälter herrschenden Druck. Bei einem Druck von wenigen 10^{-5} mbar und einer Beschleunigungsspannung von 20 kV beträgt die Dunkelrate etwa 800 Hz pro mm^2 ausgelesene Photokathodenfläche. Eine Möglichkeit, die Dunkelrate zu reduzieren, ist die Identifikation von Ionenfeedback-Ereignissen. Sie sind Teil der Dunkelrate und zeichnen sich durch das zeitgleiche Auftreffen mehrerer Elektronen auf den Detektor aus. Durch Aussortieren dieser Ereignisse kann die Dunkelrate um bis zu 50% verringert werden. Mit einer leicht veränderten Konfiguration des Testaufbaus ist es möglich, die Dunkelrate noch weiter auf einen Wert von 0,5 Hz/ mm^2 zu verringern. Dazu wird eine neu angefertigte Photokathode in einem geringeren Abstand zum Detektor montiert und die Messungen bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar und einer Beschleunigungsspannung von 15 kV durchgeführt. Als weitere Erprobung des HPDs sollte in Kooperation mit der niederländischen Firma Photonis ein Prototyp mit einer *Cross Focusing* Elektrodengeometrie gebaut und vermessen werden. Technische Schwierigkeiten verzögerten die Fertigstellung des Prototypen. Deswegen konnte er im Rahmen

dieser Arbeit nicht charakterisiert werden.

Das zweite zum Nachweis von Sekundärelektronen verwendete Detektorsystem ist ein mikrostrukturierter Gasdetektor namens Polapix, basierend auf der Timepix-Elektronik. Mit ihm kann die Polarisation von Röntgenstrahlung gemessen werden. Eine metallisierte Kaptonfolie dient als Kathode und gleichzeitig als Eintrittsfenster in einen gasdurchströmten Behälter. Wechselwirkt ein Röntgenphoton mit dem Gas, so wird ein Elektron erzeugt. Dieses Elektron löst auf seinem Weg durch das Gasvolumen Sekundärelektronen aus. Die Elektronen driften entlang eines angelegten elektrischen Feldes zwischen der Kathode und einem Lochgitter, das vor der Timepix-Elektronik angebracht ist. Eine hohe Spannung zwischen Gitter und Timepix beschleunigt die Elektronen so stark, dass sie weitere Elektronen auslösen (Avalanche-Effekt). Auf diese Weise wird ein Elektron so stark vervielfacht, dass die Timepix-Elektronik (ohne Sensor) in der Lage ist, das Signal zu detektieren.

Über ein Streutarget wird mit einer medizinischen Röntgenröhre polarisierte Strahlung erzeugt, die mit dem Polapix detektiert werden kann. Durch Auswertung der auf den Timepix projizierten Spur des Elektronenpfades im Gasvolumen und die Bestimmung der Anfangswinkel dieser Spuren kann die Polarisation der Röntgenstrahlung nachgewiesen werden. Ein Modulationsfaktor von ca. 40% kann auf diese Weise erzielt werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass auf dem Timepix basierende Detektorsysteme zum Nachweis von Sekundärelektronen Lösungen für Probleme bestehender Detektoren von Teilchenphysikexperimenten bieten.

Summary

Within the scope of this thesis, secondary electrons were detected with a pixelated semiconductor detector named Timepix. The Timepix detector consists of electronics and a sensor made from a semiconductor material. The connection of sensor and electronics is done for each pixel individually using bump bonds. Electrons with energies above 3 keV can be detected with the sensor. One electron produces a certain amount of electron-hole pairs according to its energy. The charge then drifts along an electric field to the pixel electronics, where it induces an electric signal. Even without a sensor it is possible to detect an electric signal from approximately 1000 electrons directly in the pixel electronics. With the Timepix detector it is possible to detect either the time of arrival or the deposited energy (charge) of a charge signal.

Two different detector systems to detect secondary electrons using the Timepix detector were investigated during this thesis. First of all, a hybrid photon detector (HPD) was used to detect single photoelectrons. The HPD consists of a vacuum vessel with an entrance window and a cesium iodine photocathode at the inner surface of the window. Photoelectrons are released from the photocathode by incident light and are accelerated in an electric field towards the Timepix detector, where the point of interaction and the arrival time of the electron is determined. With a proximity focusing setup, a time resolution of 12 ns (with an acceleration voltage of 20 kV between photocathode and Timepix detector) was obtained.

HPDs often have a high dark rate, meaning that electrons are released from the photocathode not by photons but from e. g. thermal effects, field emission, background radiation or ions produced in the vacuum vessel. The HPD examined in this thesis showed a strong dependence of the dark rate from the acceleration voltage and the pressure in the vacuum vessel. At a pressure of few 10^{-5} mbar and an acceleration voltage of 20 kV, the dark rate was about 800 Hz per mm^2 area of the read out photocathode. One possibility to reduce the dark rate is to identify ion feedback events. Ion feedback is a part of the dark rate and is recognizable because of the simultaneous detection of several electrons. By sorting out those events, the dark rate can be reduced by up to 50%. With a slightly modified setup it was possible to reduce the dark rate to 0.5 Hz/ mm^2 . To achieve this, a new photocathode was mounted in a shorter distance to the detector. The measurements were taken with a much less pressure of $5 \cdot 10^{-7}$ mbar and an acceleration voltage of 15 kV. For further investigations, a prototype with a cross focusing geometry should have been produced in cooperation with the Dutch company Photonis. Due to technical trouble, the fabrication of the prototype was delayed and not finished in time for this thesis.

The second detector system to measure secondary electrons was a micropattern gaseous detector, named Polapix, based on the Timepix electronics. With this detector it was possible to determine the polarization of X-radiation. A metallized Kapton foil is used as entrance window to the permanently gas-filled detection volume. Through interaction of

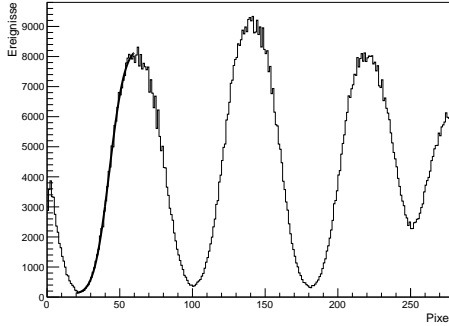
an X-ray with the gas, an electron is produced. This electron releases secondary electrons along its way through the gas. Those secondary electrons are drifting along an electric field between entrance window (cathode) and a grid, placed in front of the Timepix detector. A high voltage between the grid and the detector accelerates the electrons so that they produce even more electrons (avalanche effect). The signal is high enough to detect it with the Timepix electronics. X-rays from a medical X-ray tube were polarized across a scattering target and measured with the Polapix detector. By analyzing the tracks of the electrons through the gas, projected onto the Timepix, and the determination of the starting angle of those tracks, the polarization of X-rays can be determined.

The results presented in this thesis show, that Timepix-based detector systems for measuring secondary electrons based on the Timepix solve some problems of existing detectors for astroparticle physics.

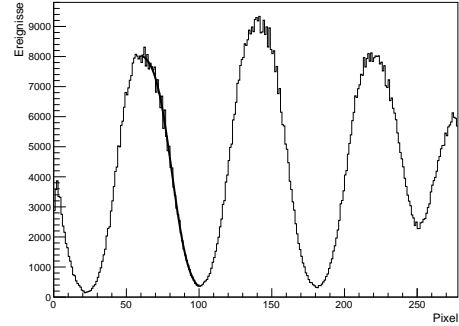
Anhang

A Auswertung der Ortsauflösung anhand von Schattenkanten

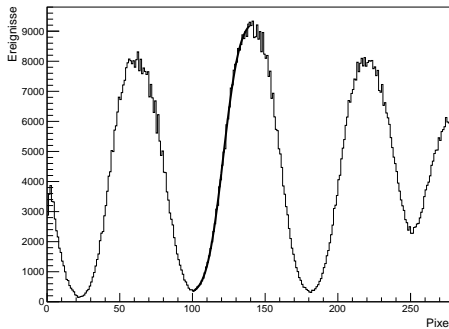
Für die Bestimmung der Punktbildfunktion des Testaufbaus bei Beleuchtung der Photokathode mit ultravioletttem Licht wurde - wie in Kapitel 3.5.1 beschrieben - die Funktion 3.7 an verschiedene Kanten angepasst. Im folgenden sind diese Anpassungen für alle verwendeten Kanten und Beschleunigungsspannungen abgebildet.



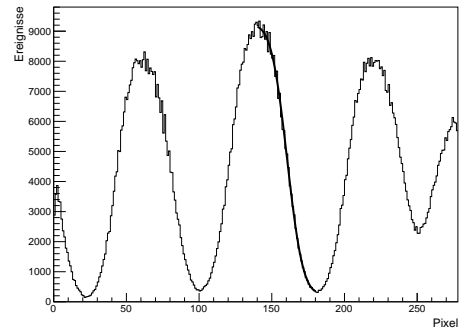
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 20 bis 60 Pixel.



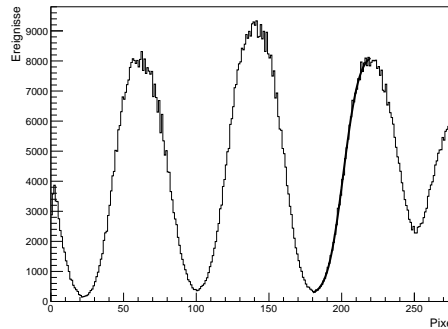
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 100 bis 140 Pixel.

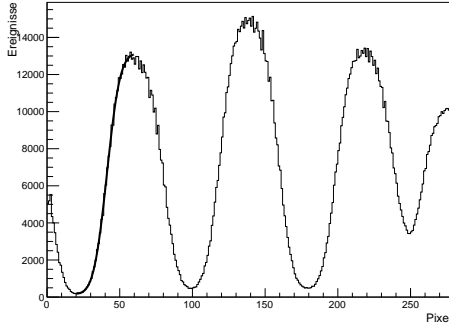


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 140 bis 180 Pixel.

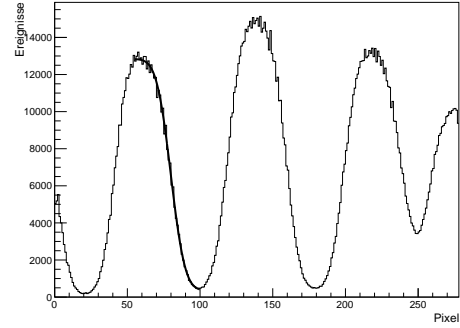


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 180 bis 220 Pixel.

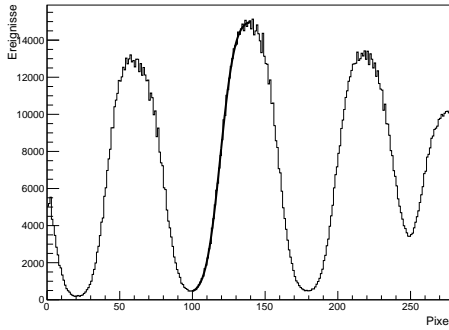
Abbildung A1 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 7,5 kV.



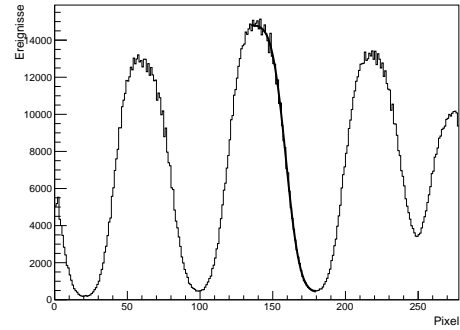
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 20 bis 60 Pixel.



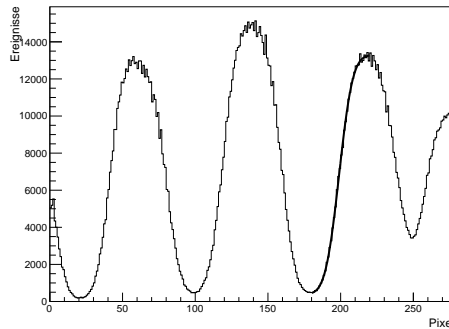
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 55 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 100 bis 140 Pixel.

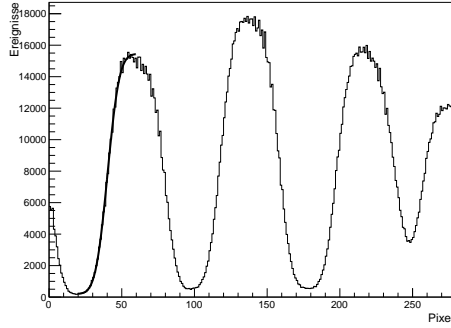


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 135 bis 180 Pixel.

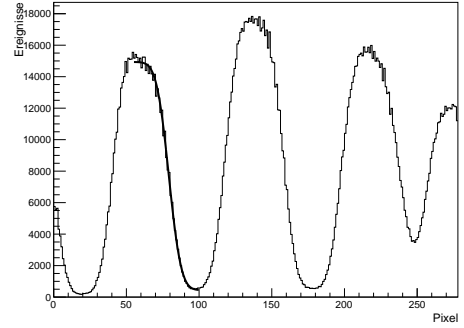


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 180 bis 220 Pixel.

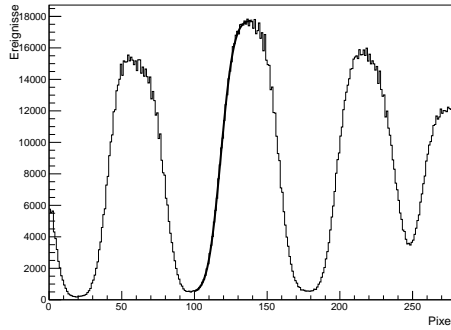
Abbildung A2 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV.



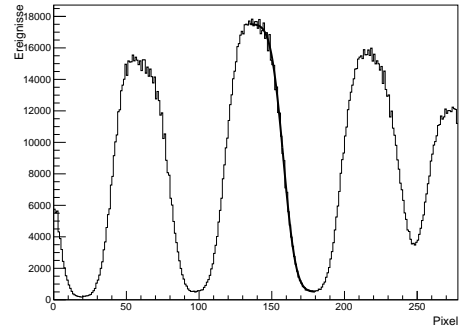
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 20 bis 60 Pixel.



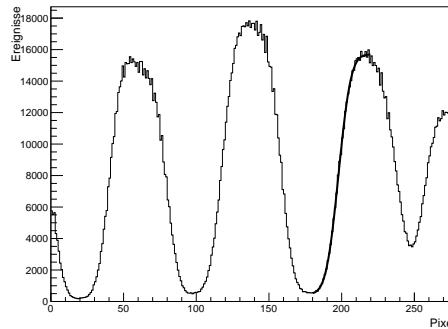
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 55 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 100 bis 140 Pixel.

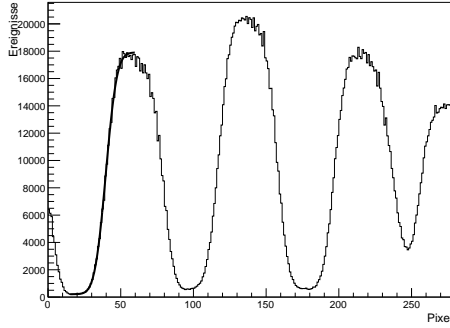


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 135 bis 180 Pixel.

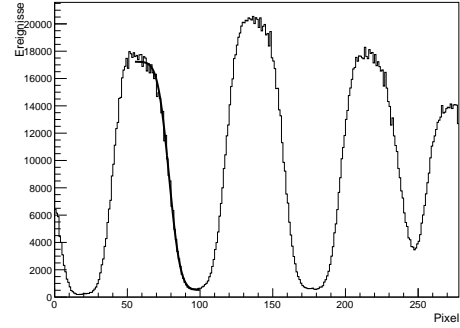


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 180 bis 220 Pixel.

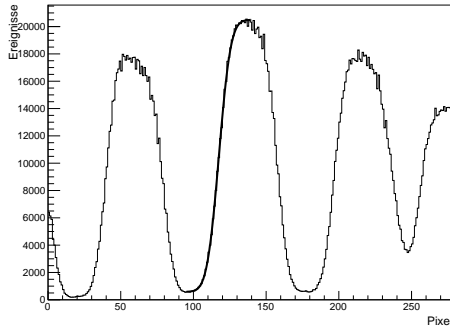
Abbildung A3 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 12,5 kV.



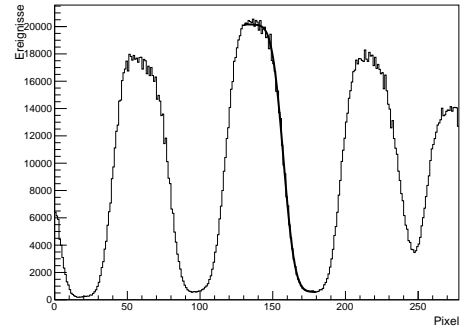
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 15 bis 60 Pixel.



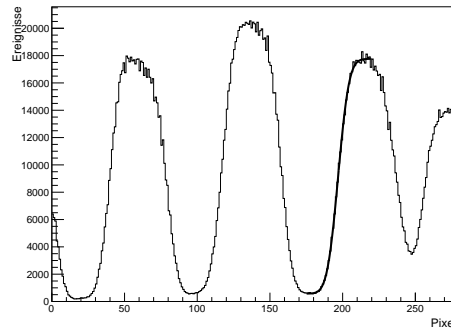
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 55 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 95 bis 140 Pixel.

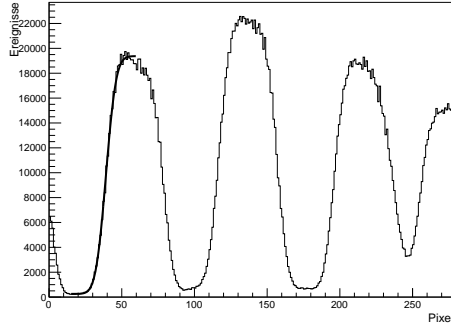


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 130 bis 180 Pixel.

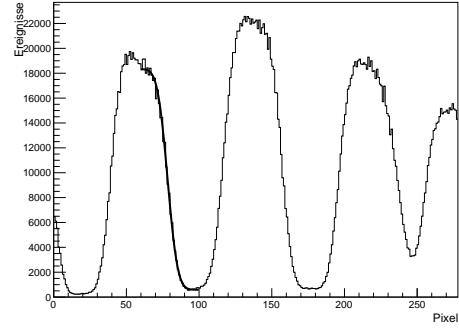


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 175 bis 220 Pixel.

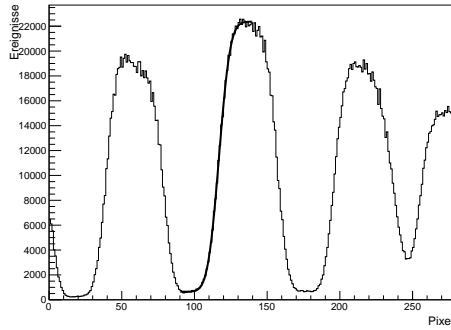
Abbildung A4 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 15 kV.



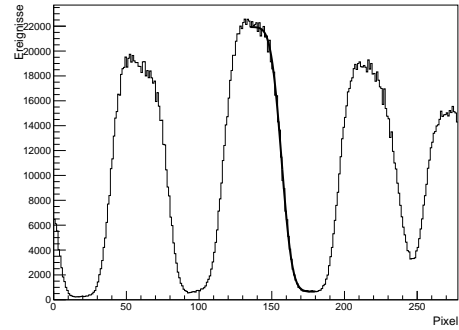
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 15 bis 60 Pixel.



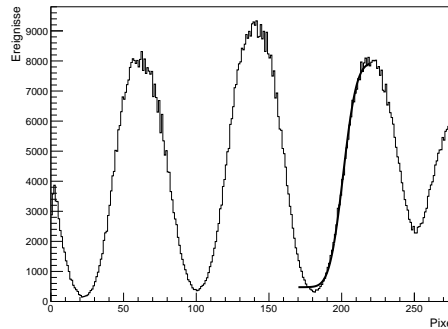
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 140 Pixel.

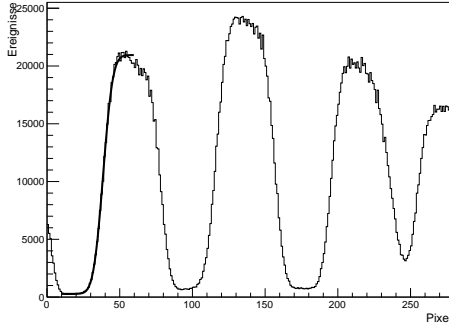


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 135 bis 180 Pixel.

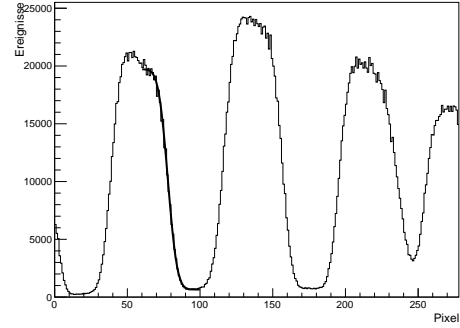


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 220 Pixel.

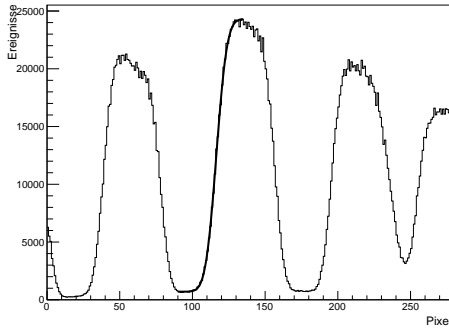
Abbildung A5 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 17,5 kV.



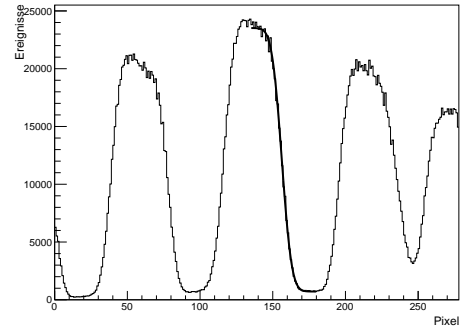
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 10 bis 60 Pixel.



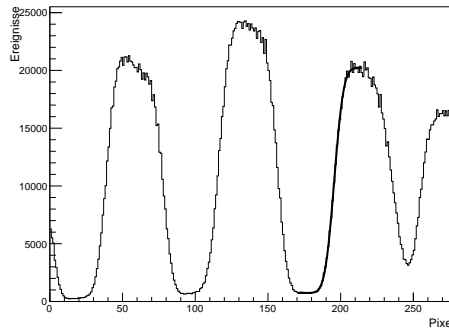
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 135 Pixel.

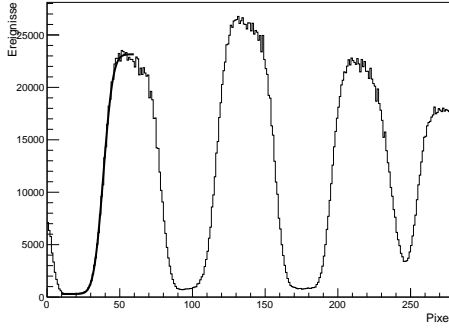


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 135 bis 180 Pixel.

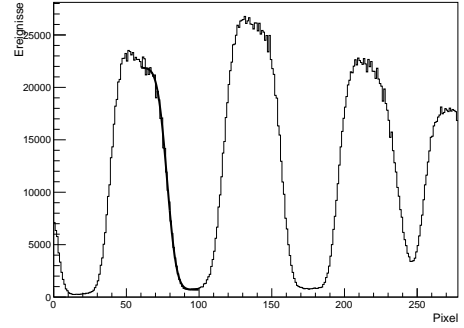


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 215 Pixel.

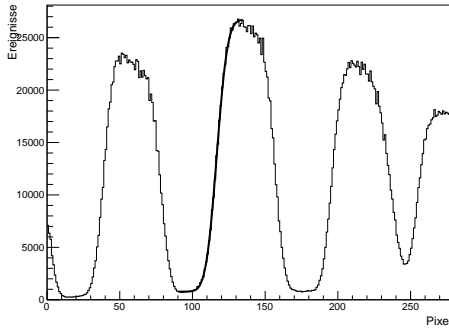
Abbildung A6 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.



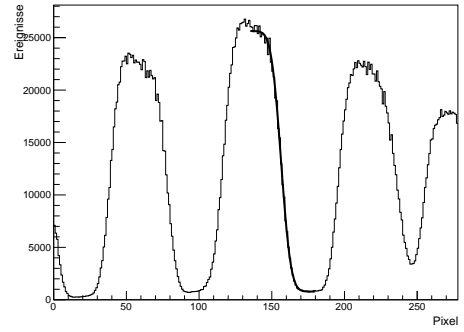
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 10 bis 60 Pixel.



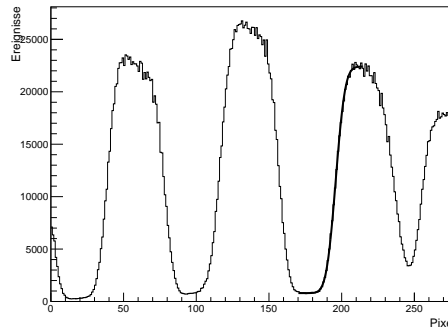
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 135 Pixel.

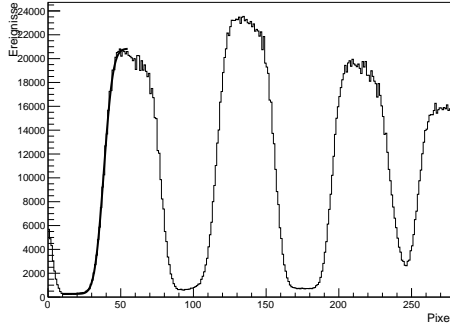


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 135 bis 180 Pixel.

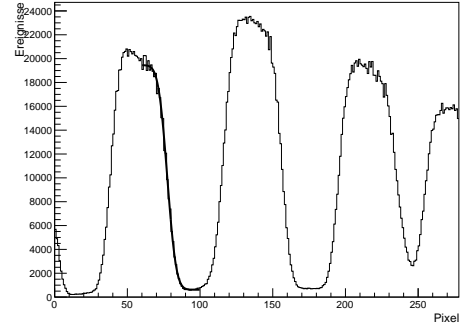


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 215 Pixel.

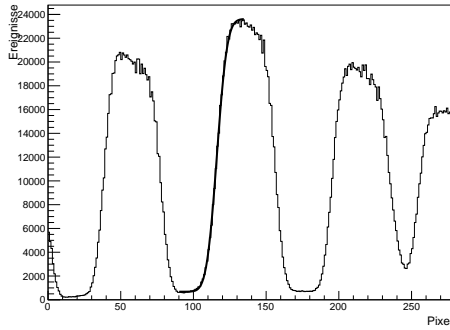
Abbildung A7 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.



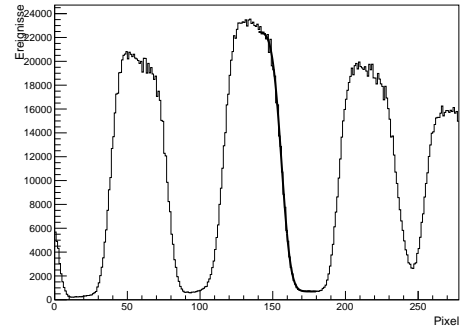
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 10 bis 55 Pixel.



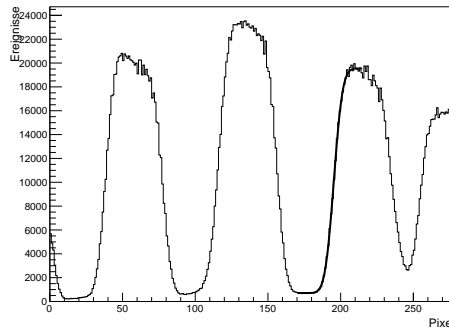
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 135 Pixel.

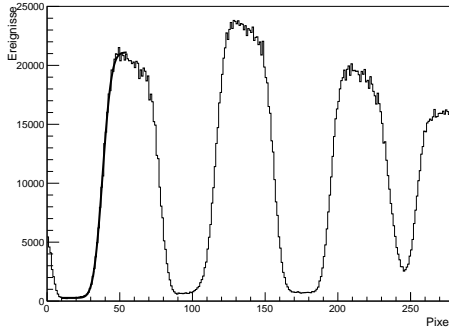


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 140 bis 180 Pixel.

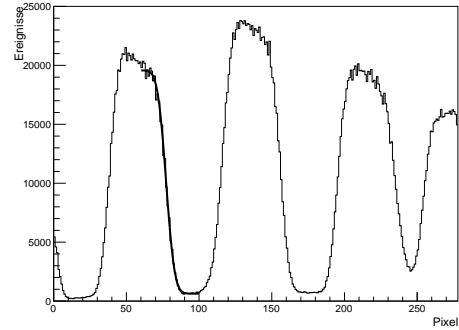


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 215 Pixel.

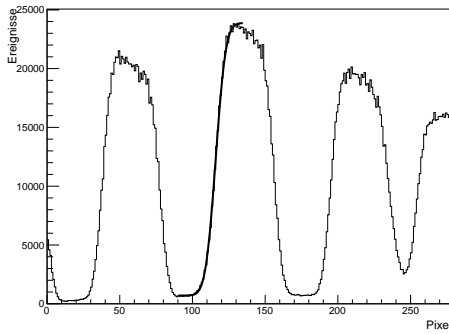
Abbildung A8 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 22,5 kV.



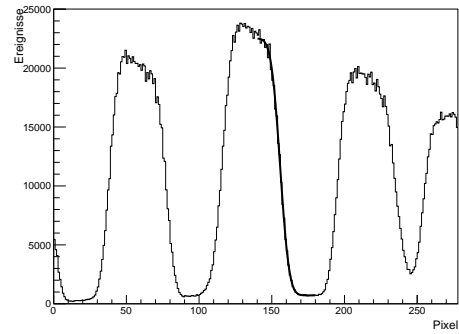
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 10 bis 55 Pixel.



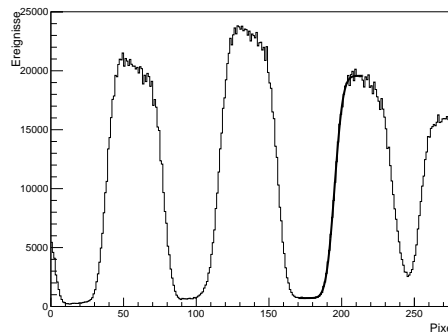
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 135 Pixel.

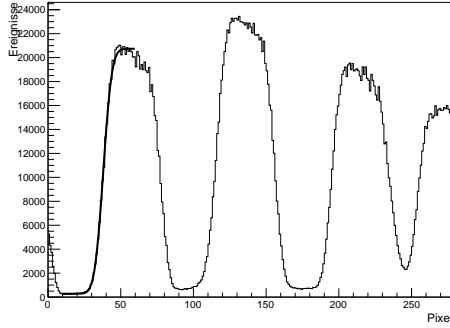


(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 140 bis 180 Pixel.

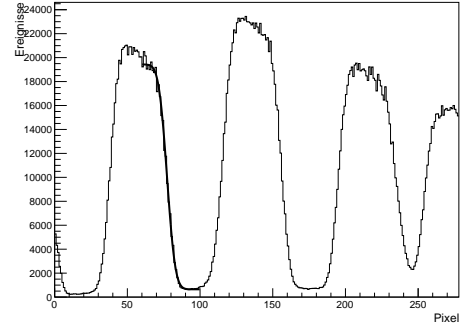


(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 215 Pixel.

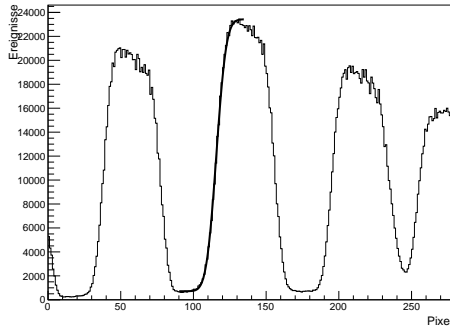
Abbildung A9 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 23,75 kV.



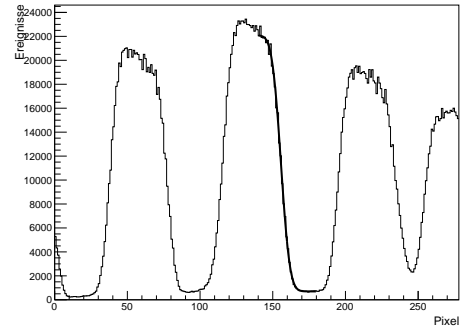
(a) Anpassung der Funktion in Bereich von 10 bis 60 Pixel.



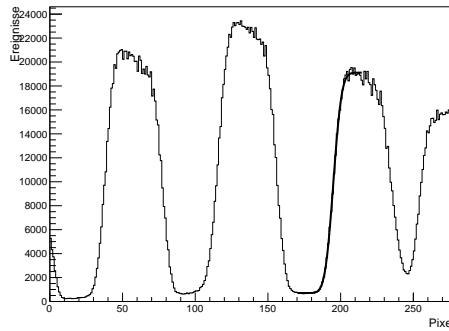
(b) Anpassung der Funktion in Bereich von 60 bis 100 Pixel.



(c) Anpassung der Funktion in Bereich von 90 bis 135 Pixel.



(d) Anpassung der Funktion in Bereich von 140 bis 180 Pixel.



(e) Anpassung der Funktion in Bereich von 170 bis 215 Pixel.

Abbildung A10 Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 25 kV.

B Auswertung der Ortsauflösung anhand von Ionenfeedback-Clustern

Dieser Abschnitt enthält die Punktbildfunktionen aller zur Auswertung verwendeten Beschleunigungsspannungen für von Ionen aus der Photokathode ausgelöste Elektronen. In Kapitel 3.5.3 sind die Vorgehensweise und die Ergebnisse der Auswertung beschrieben.

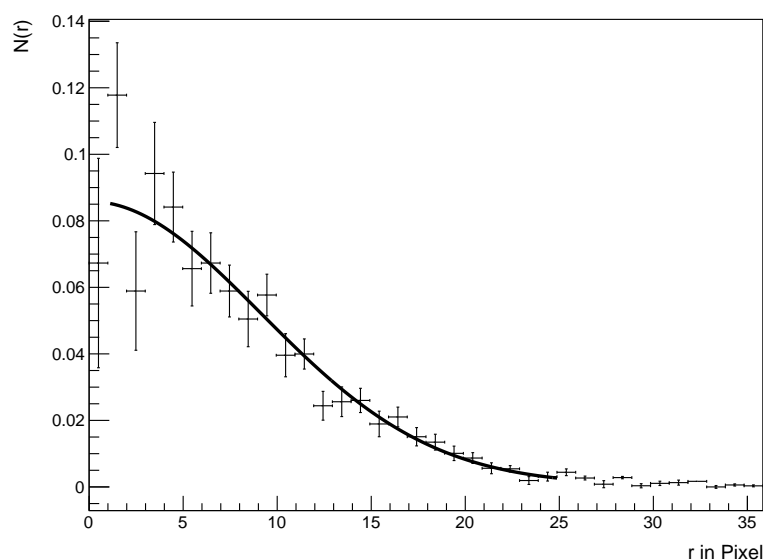


Abbildung B1 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 7,5 kV.

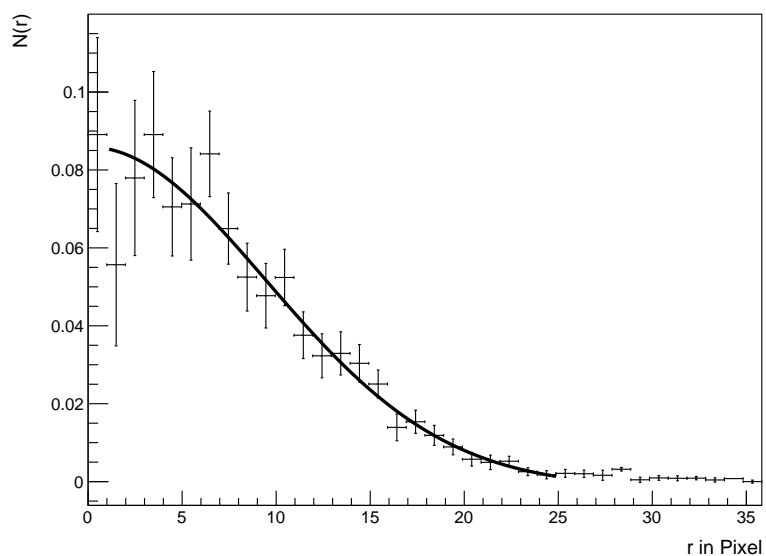


Abbildung B2 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV.

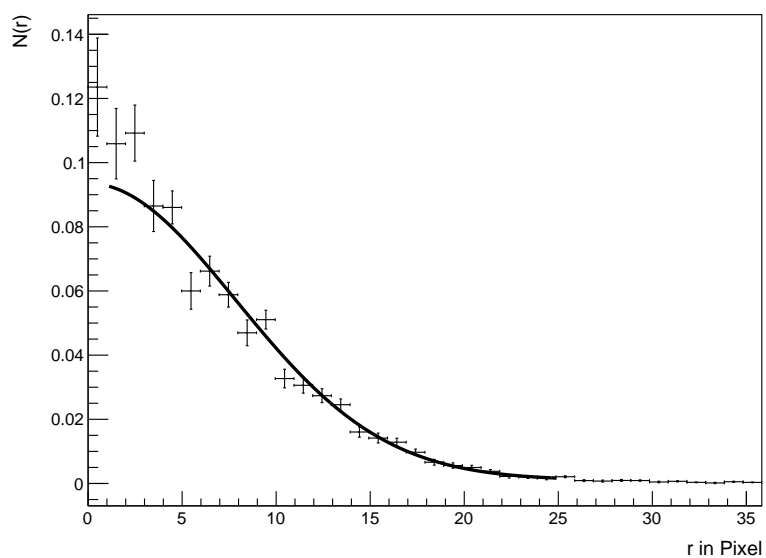


Abbildung B3 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 12,5 kV.

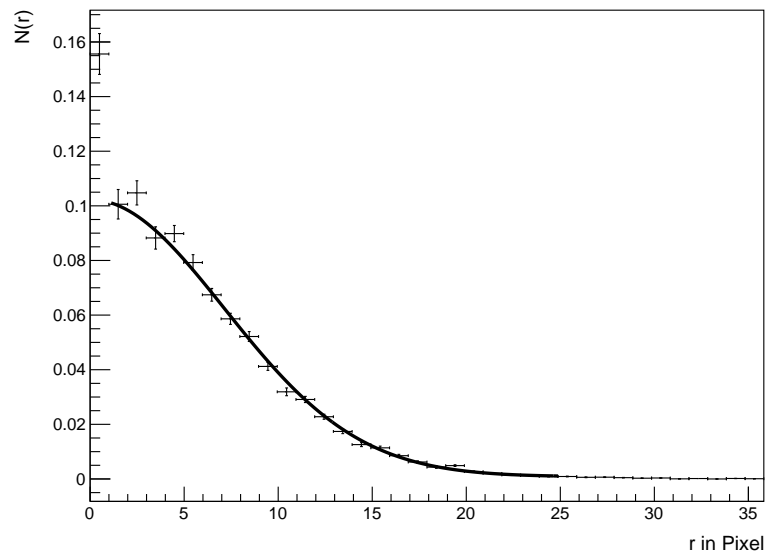


Abbildung B4 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 15 kV.

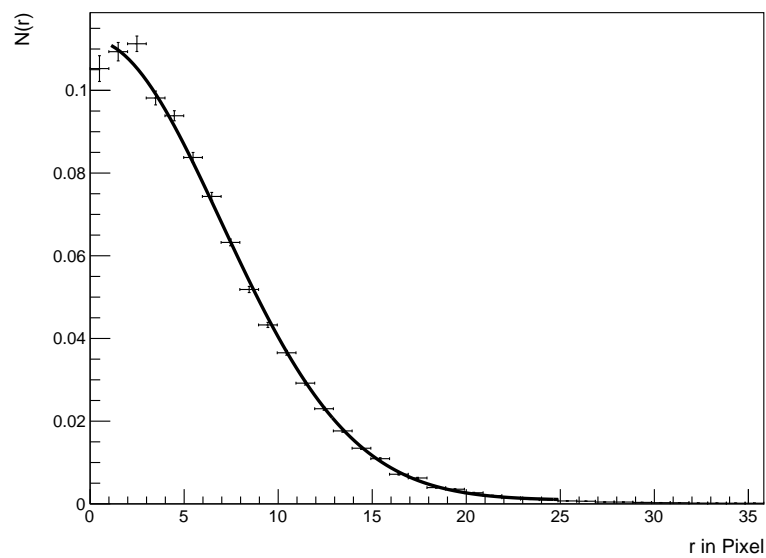


Abbildung B5 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 17,5 kV.

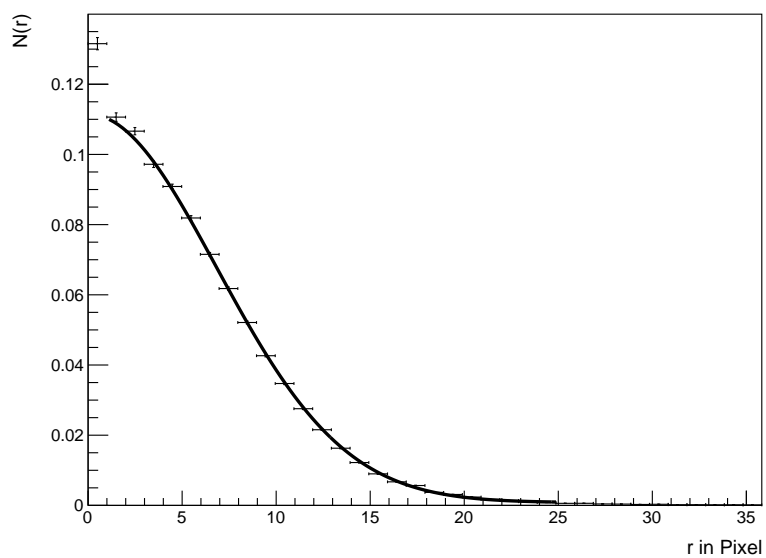


Abbildung B6 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.

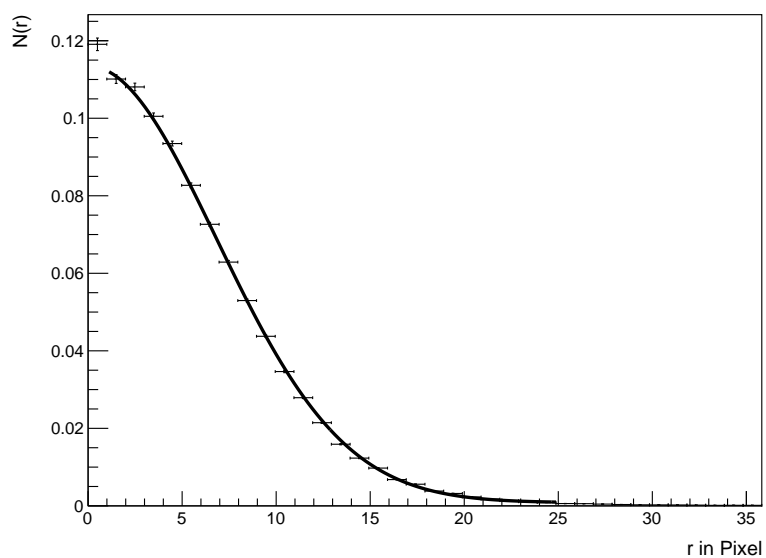


Abbildung B7 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.

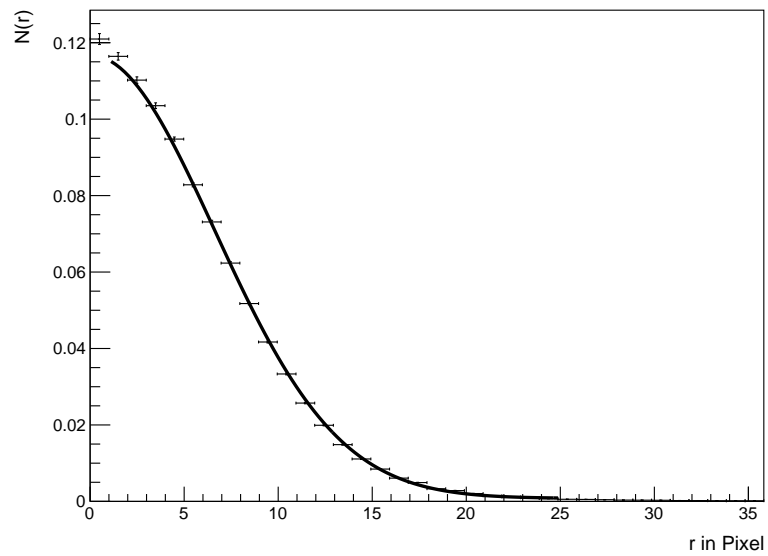


Abbildung B8 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 22,5 kV.

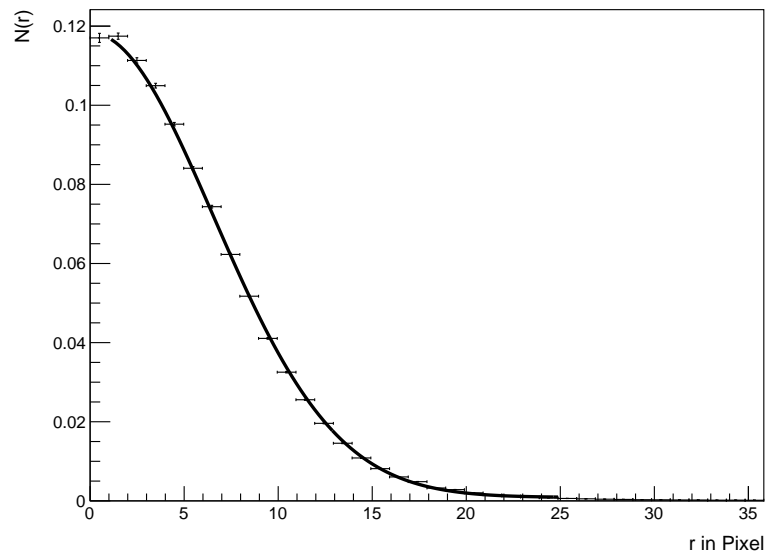


Abbildung B9 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 23,75 kV.

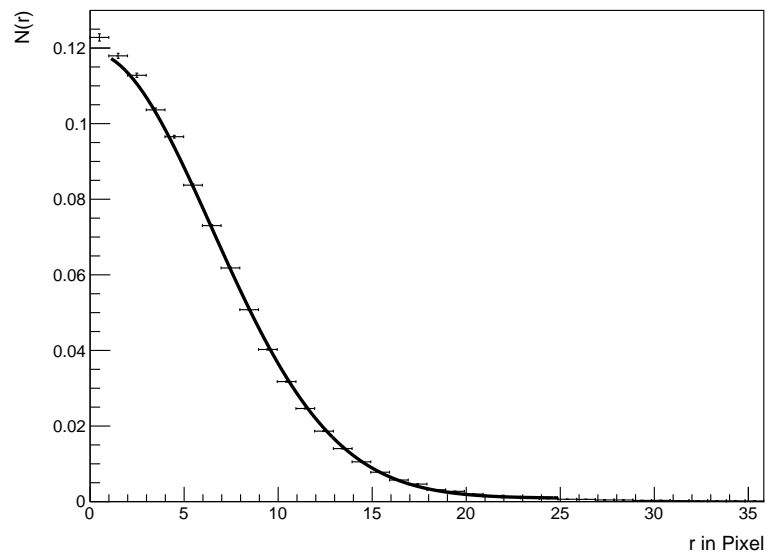


Abbildung B10 Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 25 kV.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau des Timepix-Detektors.	7
1.2	Schema des Analogteils der Pixelelektronik des Timepix-Detektors. Das Eingangssignal (Input) wird im <u>C</u> harge <u>S</u> ensitive <u>A</u> mplifier (CSA) verstärkt und geformt. Anschließend wird das Signal in einem Diskriminator (Disc) mit der Schwelle (THR) verglichen. Mit dem 4-Bit-Abgleich (4 bits thr Adj) kann die Schwelle (THR) der einzelnen Pixel angepasst werden. Über “Polarity” kann eingestellt werden, ob Löcher (Siliziumsensor) oder Elektronen (Cadmiumtellurid) gemessen werden sollen. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, Testpulse (Test Input, Testbit, C_{test}) als Eingangssignal in der Pixelelektronik zu erzeugen. Quelle: [Llo07]	10
1.3	Verdeutlichung der Zeit- (TOA) und Energiemessung (TOT).	11
2.1	Aufbau des Hybriden Photonendetektors. Entnommen aus [Rüg09].	15
2.2	Quanteneffizienz verschiedener Bialkali-Photokathoden. Quelle: [ham]. . .	17
3.1	Skizze des Testaufbaus des Hybriden Photonendetektors.	20
3.2	Fotografie des Aufbaus am CERN im Labor von Jacques Séguinot und Christian Joram.	20
3.3	Technische Zeichnungen des Testaufbaus für Erlangen. Erstellt von Herrn Kärcher.	21
3.4	Fotografie des Aufbaus an der Universität Erlangen.	22
3.5	TOA-Spektrum der Lampe für eine Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Timepix von 20 kV. Es wurden alle getriggerten Pixel aus hunderttausend Aufnahmen in das Histogramm eingetragen. Die rote, gestrichelte Kurve gibt eine Gauß-Näherung an das TOA-Spektrum unter Vernachlässigung des Ausläufers an.	23
3.6	TOA-Spektrum der Lampe für 10, 15 und 25 keV Elektronenenergie. Der Lampenpeak verschiebt sich für kleinere Elektronenenergien zu späteren Zeiten.	24
3.7	TOA-Spektrum der Lampe. Es wurden nur Einzeltreffer aus hunderttausend Aufnahmen ausgewertet. Die rote, gestrichelte Kurve gibt eine Gauß-Näherung an das TOA-Spektrum unter Vernachlässigung des Ausläufers an.	25
3.8	Der Timewalk-Effekt: Einfluss verschiedener Pulshöhen auf die Zeitsignatur.	26
3.9	Vergleich der drei Methoden zur Auswertung des TOA-Spektrums der Lampe.	26

3.10	TOA-Spektrum des Lampensignals. Die Ereignisse zeitlich vor und nach dem Lampensignal sind Dunkelereignisse. Diese wurden nicht durch die Lampe ausgelöst.	28
3.11	Dunkelrate des Testaufbaus am CERN in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung. Rot ist die Dunkelrate vor dem Blitzen der Lampe angegeben, Blau die danach. Die Fehler sind für die Betrachtung nach der Lampe größer, da das verwendete Zeitintervall kleiner ist als für den Bereich vor dem Lampenblitz. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen der Fowler-Nordheim-Gleichung 3.1 für Feldemission der Photokathode an die Daten. Die Fehler wurden wie folgt berechnet: $\text{Fehler} = \frac{\sqrt{\text{Anzahl der Dunkelereignisse}}}{\text{betrachtete Zeit} \cdot \text{ausgeleuchtete Detektorfläche}} \dots\dots\dots$	30
3.12	Dunkelrate abhängig vom Druck im Testaufbau. Die angelegte Spannung betrug 15 kV. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler an.	31
3.13	Die Skizze zeigt einen Ausschnitt aus dem Testaufbau zur Verdeutlichung der Entstehung von Ionenfeedback. Ein Elektron (schwarz) wird aus der Photokathode ausgelöst und zum Timepix-Detektor beschleunigt. Auf seinem Weg dorthin kann das Elektron ein Atom aus dem Restgas (grün) ionisieren. Dieses positiv geladene Ion (rot) wird nun zur Photokathode beschleunigt, an der seine Energie groß genug ist, um weitere Elektronen (blau) aus dem Sensor auszulösen.	33
3.14	Abhängigkeit der mittleren Weglänge bis zur Ionisation eines Atoms von der Energie des Elektrons. Der Druck beträgt $p = 1,0 \cdot 10^{-5}$ mbar.	34
3.15	Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die Ionisierung eines Atoms für eine Wegstrecke, die dem Abstand zwischen Photokathode und Detektor im Testaufbau (am CERN) entspricht. Für den Testaufbau in Erlangen mit einem geringeren Abstand ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit noch geringer, die Form der Kurve bleibt aber unverändert.	35
3.16	Ionenfeedback-Ereignis in einer Aufnahme. Dargestellt sind die x- und y-Koordinaten (Pixelnummer) der Ereignisse. Die Farbcodierung gibt die TOA der Elektronen an.	36
3.17	Zeitlicher Verlauf des in Abbildung 3.16 dargestellten Ionenfeedback-Ereignisses. Das Ende der Aufnahme ist beim Zeitpunkt $t = 0$	36
3.18	Multiplizitätsverteilung aller Ionenfeedback-Ereignisse vor (rote Kurve) und nach (blaue Kurve) dem Lampenpeak. Verwendet wurden hunderttausend Aufnahmen bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV. Die Daten vor dem Lampenpeak wurden auf die Anzahl der Bins nach dem Lampenpeak skaliert.	38
3.19	Abhängigkeit der Anzahl an Ionenfeedback-Ereignissen von der Beschleunigungsspannung zwischen Photokathode und Detektor. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler $\sigma_{\text{Ionenfeedback}} = \sqrt{\text{Ionenfeedback}}$. Die Daten vor dem Lampenpeak sowie deren Fehler wurden skaliert.	39

3.20	Verhältnis von Anzahl der Ionenfeedback-Ereignisse zur Dunkelrate. In die Datenpunkte wurden Geraden gefittet. Die Steigung der Geraden ist nahe an Null ($1,19 \cdot 10^{-4} \pm 4,46 \cdot 10^{-5}$ vor und $2,84 \cdot 10^{-4} \pm 6,94 \cdot 10^{-5}$ nach dem Lampenpeak), so dass das Verhältnis als konstant angenommen werden kann. Die Fehlerbalken wurden durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt.	40
3.21	Vergleich der Dunkelrate mit und ohne Ionenfeedback vor dem Lampenpeak. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler $\sigma_{DR} = \frac{\sqrt{N}}{T}$ an, wobei N die Anzahl der Dunkelereignisse und T die betrachtete Zeit ist.	41
3.22	Verhältnis der Dunkelrate (DR) ohne Ionenfeedback-Ereignisse (IFBK) zur gesamten Dunkelrate (die die Ionenfeedback-Ereignisse noch enthält). Die Fehlerrechnung hierzu ist im Text beschrieben.	42
3.23	Dunkelrate in Abhängigkeit des Drucks im Testaufbau. Verglichen wird hier die gesamte Dunkelrate (schwarz) mit der Dunkelrate, die kein Ionenfeedback mehr enthält (rot). Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler $\sigma_{DR} = \frac{\sqrt{N}}{T}$ an, wobei N die Anzahl der Dunkelereignisse und T die betrachtete Zeit ist.	42
3.24	Maske zur Bestimmung der PSF im Testaufbau. Die weißen Stellen sind quadratische Aussparungen der Kantenlänge 2 mm. Die grauen Bereiche sind metallische Stege, durch die kein Licht dringt. Sie werfen also Schatten auf den Detektor, dessen Lage das schwarz umrandete Quadrat angibt. . .	44
3.25	Fotografie der Photokathode mit Maske.	44
3.26	Addition der Lampenereignisse (zeitlicher Schnitt auf den Lampenpeak) aus hunderttausend Aufnahmen. Die Struktur der Maske ist deutlich zu erkennen.	45
3.27	Linienchnitt durch die Lampenflecke von links unten nach rechts oben. .	46
3.28	Abhängigkeit der Breite der PSF von der Beschleunigungsspannung. Die rote Kurve zeigt eine Anpassung der Form $K \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}$ an die Messwerte. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Fehler der Anpassung der Funktion 3.7 an die Datenpunkte.	48
3.29	Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Abstand r eines Elektrons vom Schwerpunkt des Ionenfeedback-Clusters für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV.	49
3.30	Häufigkeit der Abstände von Pixeln zu einem zentralen Pixel. (Hier wurde nur ein Quadrant berücksichtigt.) Durch die pixelierte Struktur des Detektors werden manche Abstände gegenüber anderen bevorzugt.	50
3.31	Punktbildfunktion von Ionenfeedback-Clustern für eine Beschleunigungsspannung von 20 kV. An die Datenpunkte wurde eine Gaußfunktion angenähert (schwarze Kurve). Das σ der Gaußfunktion beträgt $(375,03 \pm 0,61)$ nm. Für die Fehlerbalken der y-Achse wird der Fehler der unkorrigierten Daten durch den Korrekturfaktor geteilt. Die Balken an den Datenpunkten in x-Richtung geben nicht den Fehler, sondern die Binbreite an.	51

3.32	Abhängigkeit der Breite der PSF ermittelt aus Ionenfeedback-Clustern von der Beschleunigungsspannung. Die verschiedenen Anpassungen an die Datenpunkte werden im Text erklärt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der in Abbildung 3.31 gezeigten Anpassung an die Datenpunkte.	52
3.33	TOT-Spektren für verschiedene Beschleunigungsspannungen. Je höher die Energie der Elektronen, desto höher ist die gemessene TOT. Die Ausläufer auf der linken Seite der Peaks werden durch <i>Charge Sharing</i> verursacht. .	53
3.34	TOT-Spektrum für 20 kV Beschleunigungsspannung vor (rot) und nach (schwarz) der Clusteranalyse. Die Beiträge zu niedrigen TOT-Werten sind nach der Clusteranalyse deutlich unterdrückt.	54
3.35	TOT-Spektrum bei erhöhter Photoelektronenrate. Im Spektrum ist der Zwei-Photoelektronen-Peak sichtbar. Er kommt zustande, wenn zwei Photoelektronen innerhalb einer Aufnahme in einen Pixel treffen.	55
4.1	Technische Zeichnung des HPD-Prototypen der Firma Photonis, Niederlande. Erhalten im persönlichen Gespräch mit René Glazenberg [gla]. . . .	58
4.2	Technische Zeichnung des Keramikträgers aus Glasgow. Erhalten im persönlichen Gespräch mit Aaron Mac Raighne [mac].	60
4.3	Blasen unter den Goldkontakten des Keramikträgers (rot umrandet). . . .	61
5.1	Skizze zur Verdeutlichung für Winkelkonventionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes für Compton-Streuung (nach [Bay09]). γ bezeichnet das einfallende Photon, das unter einem Winkel θ gestreut wird. Beobachtet man die gestreuten Compton-Photonen γ' unter einem Winkel $\theta = 90^\circ$ und $\phi = 90^\circ$, so ist die Strahlung zu einem gewissen Anteil linear polarisiert. Somit kann der Aufbau wie folgt aussehen: Die Röntgenquelle befindet sich auf der y-Achse, das Atom, an dem gestreut wird, im Ursprung und der Detektor auf der x-Achse eines gedachten Koordinatensystems. In diesem Fall werden nur Photonen den Detektor erreichen, deren elektrischer Feldvektor in z-Richtung weist.	69
5.2	Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Winkel ϕ für verschiedene Energien E_γ des einfallenden Photons. Für den Winkel θ wurde 90° gewählt. Die rote Kurve (in der Legende mit $j(x)$ bezeichnet) entspricht dem Polarisationsgrad für eine Energie von $E_\gamma = 100$ keV, grün ($k(x)$) entspricht $E_\gamma = 80$ keV, blau ($l(x)$) entspricht $E_\gamma = 60$ keV und magenta ($m(x)$) entspricht $E_\gamma = 40$ keV.	69
5.3	Schematischer Aufbau des Polapix-Detektors. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu.	70
5.4	Fotografie des Polapix-Detektors. Zu sehen sind die Kaptonfolie (braun) und die Zu- und Ableitung für das Gas.	71
5.5	Die Graphen wurden mit der Datenbank des “National Institute of Standards and Technology” (siehe [Nat]) erzeugt.	72
5.6	Beispiel für eine Elektronenspür. Dargestellt ist die Detektormatrix. Die Farbe codiert den TOA-Wert. Der Anfang der Spur befindet sich oben im Bild.	74

6.1	Messaufbau mit Röntgenröhre (hinter der Bleimauer), Streutarget (an hier nicht sichtbaren Fäden aufgehängt) und Polapix-Detektor. Der Winkel θ zwischen Primärstrahl und Verbindungslinie zwischen Target und Detektor beträgt 90°	76
6.2	Elektronenpfad, gemessen mit verschiedenen Gasmischungen im Polapix-Detektor. Die Farbe codiert den TOA-Wert.	77
6.3	Schritte zur Ermittlung eines Elektronenpfades.	79
6.4	Startwinkelverteilungen von gemessenen Elektronenspuren für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Die Röntgenröhre wurde bei 100 kV und 20 mA betrieben. Eine Bevorzugung von 0° und 90° ist erkennbar. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.	80
6.5	Verteilung der Startwinkel von gemessenen Elektronenspuren für unpolarisierte Strahlung einer Americiumquelle. 0° , 90° und 180° werden durch die pixelierte Struktur des Detektors bevorzugt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.	81
6.6	Mit Hilfe der unpolarisierten Americiummessung korrigierte Startwinkelverteilungen für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Den Datenpunkten kann eine Funktion der Form $f(\alpha) = A + B \cos^2(\alpha - \alpha_0)$ angepasst werden. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.	82
6.7	Mit Hilfe der unpolarisierten Americiummessung korrigierte Startwinkelverteilungen für das Argon/Isobutan-Gasgemisch. Den Datenpunkten kann eine Funktion der Form $f(\alpha) = A + B \cos^2(\alpha - \alpha_0)$ angepasst werden. Die Röntgenröhre wurde mit 100 kV und 20 mA betrieben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.	84
6.8	Startwinkelverteilung einer Messung mit Helium/Isobutan. Die Daten wurden mit Hilfe einer Messung von unpolarisierter Strahlung korrigiert. Die Röntgenröhre wurde bei 40 kV und 40 mA betrieben. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an und wurden mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.	85
6.9	Startwinkelverteilung einer unpolarisierten Americiummessung mit Helium/Isobutan. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.	85
6.10	Spur eines Elektrons, aufgenommen mit dem Argon/Isobutan-Gasgemisch. Die Pixel des Detektors wurden in einem Schachbrettmuster abwechselnd im TOT- bzw. TOA-Modus betrieben. Die roten Pixel zählen im TOA-Modus (Zeit), die anderen im TOT-Modus (Energie). Die TOT- bzw. TOA-Information ist farbcodiert wiedergegeben. Es ist gut zu erkennen, dass am Ende der Spur (links) die Energiedeposition größer ist, als am Anfang. . .	87
A1	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 7,5 kV.	94

A2	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV.	95
A3	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 12,5 kV.	96
A4	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 15 kV.	97
A5	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 17,5 kV.	98
A6	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.	99
A7	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.	100
A8	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 22,5 kV.	101
A9	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 23,75 kV.	102
A10	Zur Bestimmung der Breite der PSF verwendete Anpassungen der Funktion 3.7 an die verschiedenen Kanten des Linienschnittes durch die beleuchteten und unbeleuchteten Zonen des Detektors. Die Beschleunigungsspannung betrug 25 kV.	103
B1	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 7,5 kV.	104
B2	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 10 kV.	105
B3	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 12,5 kV.	105

B4	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 15 kV.	106
B5	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 17,5 kV.	106
B6	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.	107
B7	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.	107
B8	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 22,5 kV.	108
B9	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 23,75 kV.	108
B10	Anpassung einer Gaussfunktion an die gemessenen Daten zur Bestimmung der Breite der Punktbildfunktion. Die Beschleunigungsspannung betrug 25 kV.	109

Tabellenverzeichnis

2.1	Grenzwellenlängen für verschiedene Fenstermaterialien, entnommen aus Referenz [FM02].	17
3.1	Rate \dot{N}_n , mit der n Teilchen bei einer gegebenen Dunkelrate \dot{N}_{DR} in ein Zeitbin $\tau = 9,7 \text{ ns}$ fallen. Des Weiteren ist die Anzahl N an Ereignissen innerhalb von 50.000 Bildern angegeben, für die zwei bzw. drei Ereignisse in einem Zeitbin stattfinden. Die hier gewählten Werte für die Dunkelraten orientieren sich an den gemessenen Dunkelraten (abzüglich Ionenfeedback, siehe Kapitel 3.4.5) für die Messungen mit dem Aufbau am CERN bei 20 kV, 17,5 kV und 10 kV Beschleunigungsspannung.	37
3.2	Breite der PSF für verschiedene Kanten (im Linienschnitt von links nach rechts) bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen. (Bei 20 kV wurden zwei Messungen durchgeführt.) Die Anpassungen an die Kanten sind im Anhang (A) abgebildet.	47
3.3	Mittlere Anfangsenergie der von Ionen aus der Photokathode gelösten Elektronen in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.	52
6.1	Verwendete Spannungswerte für Kathodenspannung $U_{Kathode}$, Spannung an der Feldformungselektrode U_{guard} und Gitterspannung U_{Gitter} für die beiden Gasgemische.	77
6.2	Phasenverschiebung α_0 und Modulationsfaktor μ für verschiedene Detektorstellungen. Gemessen wurde mit der Argon/Isobutan-Gasmischung. Für die Auswertung wurde das Ende mit der geringeren Krümmung als Anfang der Spur definiert.	81
6.3	Phasenverschiebung α_0 und Modulationsfaktor μ für verschiedene Detektorstellungen. Gemessen wurde mit der Argon/Isobutan-Gasmischung. Der Anfang der Spur wird anhand der Dichte der Spur ermittelt.	83

Quellenverzeichnis

- [AAB⁺00] E. Albrecht, M. Alemi, G. Barber, J. Bibby, M. Campbell, A. Duane, T. Gys, J. Montenegro, D. Piedigrossi, R. Schomaker, W. Snoeys, S. Wotton, and K. Wyllie. Performance of hybrid photon detector prototypes with 80% active area for the rich counters of lhcb. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 442(1-3):164 – 170, 2000.
- [ACG⁺00] M. Alemi, M. Campbell, T. Gys, B. Mikulec, D. Piedigrossi, D. Puertolas, E. Rosso, R. Schomaker, W. Snoeys, and K. Wyllie. First operation of a hybrid photon detector prototype with electrostatic cross-focussing and integrated silicon pixel readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 449:48–59, 2000.
- [Bay09] Florian Bayer. Simulationen zur Anwendung photonenzählender pixelierter Halbleiterdetektoren in der Röntgenpolarimetrie. Master’s thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2009.
- [BBB⁺03] R. Bellazzini, L. Baldini, A. Brez, E. Costa, L. Latronico, N. Omodei, P. Soffitta, and G. Spandre. A photoelectric polarimeter based on a micropattern gas detector for x-ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 510(1-2):176 – 184, 2003. Proceedings of the 2nd International Symposium on Applications of Particle Detectors in Medicine, Biology and Astrophysics.
- [BvBJ⁺03] D. San Segundo Bello, M. van Beuzekom, P. Jansweijer, H. Verkooijen, and J. Vischers. An interface board for the control and data acquisition of the Medipix2 chip. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 509(1-3):164–170, August 2003.
- [cer11] <http://www.cern.ch>, April 2011.
- [DRL⁺04] Dias, Rachinhas, Lopes, Santos, Távora, Conde, and Stauffer. The transmission of photoelectrons emitted from csi photocathodes into xe, ar, ne and their mixtures: a monte carlo study of the dependence on e/n and incident vuv photon energy. *Journal of Appl. Physics*, 37:540–549, 2004.
- [eud] Eudet - detector r&d towards the international linear collider. <http://www.eudet.org>.
- [Fir09] Markus Firsching. *Material Reconstruction in X-ray Imaging*. PhD thesis, University of Erlangen, 2009.
- [FJLZ01] D. Frear, J. Jang, J. Lin, and C. Zhang. Pb-free solders for flip-chip interconnects. *JOM Journal of the Minerals, Metals and Materials Society*, 53:28–33, 2001. 10.1007/s11837-001-0099-3.

- [FM02] S. Flyckt and C. Marmonier, editors. *Photomultiplier Tubes: Principles and Applications*. Photonis imaging sensors, 2002.
- [FN28] R. H. Fowler and L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London*, 781:173 – 181, 1928.
- [Geb07] Ulrike Gebert. Untersuchung von Eigenschaften photonenzählender pixelierter Halbleiterdetektoren der Medipix-Familie. Master’s thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2007.
- [gla] Persönliche Kommunikation mit Rene Glazenborg, Technical Sales Manager Photonis, Niederlande.
- [ham] Hamamatsu. http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/eng/html/pmt_003.html.
- [Hec94] Eugene Hecht. *Optik*, volume 3. korrigierter Nachdruck. Addison-Wesley, 1994.
- [Hei54] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford at the clarendon press, 1954.
- [HJP⁺06] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisila, J. Uher, D. Vavrik, and Z. Vykydal. Data acquisition and processing software package for Medipix2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 563:254–258, 2006.
- [ILC] International linear collider. <http://www.linearcollider.org>.
- [JWP02] Se-Young Jang, Juergen Wolf, and Kyung-Wook Paik. Under bump metallurgy study for pb-free bumping. *Journal of Electronic Materials*, 31:478–487, 2002. 10.1007/s11664-002-0103-x.
- [Kno89] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [Kor07] A. Korn. *Spektrale und bildgebende Eigenschaften photonenzählender Röntgendetektoren am Beispiel des Medipix-Detektors*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, May 2007.
- [LHC] Large hadron collider. <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [Llo07] X. Llopart. *Design and Characterization of 64K Pixels Chips Working in Single Photon Processing Mode*. PhD thesis, Mid Sweden University, 2007.
- [MAB⁺06] T. Michel, G. Anton, M. Böhnelt, J. Durst, M. Firsching, A. Korn, B. Kreisler, A. Loehr, F. Nachtrab, D. Niederlöhner, F. Sukowski, and P. Takoukam Talla. A Fundamental Method to determine the Signal to Noise Ratio (SNR) and Detective Quantum Efficiency (DQE) for a Photon Counting Pixel Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 568:799–802, 2006.
- [mac] Persönliche Kommunikation mit Aaron Mac Raighne, Universität Glasgow.
- [MARA⁺04] M Moritz, G. Aglieri Rinella, L. Allebone, M. Campbell, T. Gys, C. Newby, A. Pickford, D. Piedigrossi, and K. Wyllie. Performance study of new pixel hybrid photon detector prototypes for the lhcb rich counters. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:1060–1066, 2004.

- [MD08] T. Michel and J. Durst. Evaluation of a hybrid photon counting pixel detector for x-ray polarimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 594(2):188 – 195, 2008.
- [Med] Medipix2 Collaboration. <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>.
- [MKN⁺05] T. Mizuno, T. Kamae, J.S.T. Ng, H. Tajima, J.W. Mitchell, R. Streitmatter, R.C. Fernholz, E. Groth, and Y. Fukazawa. Beam test of a prototype detector array for the pogo astronomical hard x-ray/soft gamma-ray polarimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 540(1):158 – 168, 2005.
- [Nat] National Institute of Standards and Technology. Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation. <http://www.nist.gov>.
- [Nau10] Sjoerd Nauta. Polapix: On the development of a micro pattern gaseous detector for the detection of polarized photons. Master’s thesis, Delft University of Technology, 2010.
- [NIK] National Institute for Subatomic Physics NIKHEF. <http://www.nikhef.nl>.
- [Pfe04] K.-F. Pfeiffer. *Evaluation of the Medipix Detectors for Medical X-Ray Imaging, with Special Consideration of Mammography*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, December 2004.
- [RBG⁺10] Aaron Mac Raighne, Colin Brownlee, Ulrike Gebert, Dzmitry Maneuski James Milnes, Val O Shea, and Tilman K. Rügheimer. Imaging visible light with medipix2. *Review of Scientific Instruments*, 81, 2010.
- [Rüg09] T. Rügheimer. *Konzept und Eigenschaften eines Hybriden Photonendetektors auf Basis des Timepix-Detektors*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2009.
- [VMT⁺05] John Vallergera, Jason McPhate, Anton Tremsin, Oswald Siegmund, Bettina Mikulec, and Allan Clark. Optically sensitive medipix2 detector for adaptive optics wavefront sensing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 546(1-2):263 – 269, 2005.
- [Wyl05] K. Wyllie. Readout of the lhcb pixel hybrid photon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 546:86–92, 2005.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich allen danken, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben.

Zunächst ist Gisela Anton zu nennen. Sie hat mir die Möglichkeit gegeben, in einem interessanten Themengebiet meine Doktorarbeit zu verfassen. Sie und Thilo Michel haben viele Stunden für meine Fragen und Probleme geopfert.

Außerdem sind da Christian Joram und Jacques Séguinot vom CERN zu erwähnen, ohne die die Messungen mit dem Testaufbau nicht möglich gewesen wären. Auch konnte ich mich bei Fragen bezüglich hybrider Photonendetektoren immer an sie wenden.

Bei den Messungen am CERN und mit dem Polapix haben mich Tilman Rügheimer, Michael Böhnelt und Florian Bayer unterstützt. Sie haben mich in so manchen frustrierenden, aber auch in erfolgreichen Stunden, begleitet.

Nach dem Messen müssen die Daten auch ausgewertet werden. Bei Problemen bezüglich der Programmierung von Auswerteskripten standen mir Jürgen Durst und Wilhelm Haas immer mit viel Geduld zur Seite.

Die Konstruktion des Testaufbaus für Erlangen hat Herr Kärcher übernommen, der darüber hinaus mit ans CERN gefahren ist, um sich das Original anzusehen. Henry Schott, Thorsten Kühn und Johannes Depner haben den Aufbau vervollständigt und viel Zeit und Mühe investiert. Viel Arbeit hatten auch die mechanische und elektronische Werkstatt der Universität, die den Testaufbau gefertigt haben.

Für ein angenehmes Arbeitsklima haben viele Kollegen und Kolleginnen am Institut inner- und außerhalb der Arbeitsgruppe gesorgt. Ob Kartenspielen, Grillen, Frust abladen, Lachen, Entspannen, ...

Danken möchte ich auch Ira Jung und Kati Kania für Ihre Mühe beim Korrekturlesen dieser Arbeit.

Ein ganz großer Dank geht an meine Eltern und Geschwister, die immer ein offenes Ohr hatten und mich in allem unterstützen, meine Tante, die sich die Zeit genommen hat, um meine Arbeit zu korrigieren, und meinen Freund, ohne den die Welt nur halb so schön wäre. Ich wüsste nicht, was ich ohne Euch machen sollte!