

# **Studien zur Entwicklung eines GridPix-basierten Röntgenpolarimeters**

Bachelorarbeit in Physik  
von

Leonie Richarz

angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Universität Bonn

Juli 2019

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
2. Gutachter: Dr. Jochen Kaminski

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Polarisation von Röntgenstrahlung . . . . .	3
2.2. Interaktion von Photonen und Materie (Photoeffekt) . . . . .	4
2.3. Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Materie . . . . .	7
2.3.1. Vielfachstreuung . . . . .	8
2.4. Funktionsweise gasbasierter Detektoren . . . . .	9
2.4.1. Ionisation . . . . .	9
2.4.2. Drift und Diffusion . . . . .	9
2.4.3. Gasverstärkung . . . . .	10
<b>3. Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse</b>	<b>11</b>
3.1. Röntgendetektor . . . . .	11
3.2. Wahl des Gases . . . . .	12
3.3. Quellen von Röntgenstrahlung . . . . .	13
3.3.1. $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	14
3.3.2. Beamline P09 . . . . .	14
3.4. Messaufbau . . . . .	15
3.5. Vorbereitung der Ereignisse . . . . .	17
<b>4. Winkelrekonstruktion</b>	<b>19</b>
4.1. Einstufiges Rekonstruktionsverfahren . . . . .	19
4.2. Einfluss von Vielfachstreuung und zweite Stufe der Rekonstruktion . . . . .	20
4.3. Einfluss der Exzentrizität . . . . .	21
4.4. Vorgehensweise bei der Auswertung der Messungen . . . . .	22
4.5. Statistische Vorüberlegungen . . . . .	23
<b>5. Messergebnisse und Auswertung</b>	<b>29</b>
5.1. Vorbemerkungen . . . . .	29
5.2. Ergebnisse mit der Eisenquelle . . . . .	29

## *Inhaltsverzeichnis*

5.3. Ergebnisse an P09 . . . . .	31
5.3.1. Pixelspektrum . . . . .	32
5.3.2. Schnitte . . . . .	36
5.3.3. Verbesserung der Winkelrekonstruktion . . . . .	42
5.3.4. Vergleich der Messungen . . . . .	45
5.4. Abschätzung der Fehler . . . . .	49
5.5. Abschätzung der Rekonstruktionsgüte . . . . .	49
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>51</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>53</b>
A.1. Simulation der statistischen Abhängigkeiten des Modulationsfaktors . . . . .	53
A.2. Spektren zur Bestimmung der Kriterien für das zweite Teilen . . . . .	57
A.3. Winkelspektren zur Abschätzung der Rekonstruktionsgüte . . . . .	60

# Einleitung

---

Für die Entdeckung und physikalischen Einordnung der Röntgenstrahlung durch Wilhelm Conrad Röntgen im Jahre 1895, erhielt dieser 1901 den ersten Nobelpreis für Physik. Seitdem ist Röntgenstrahlung vor allem in der Medizin zu einem unverzichtbaren Hilfsmittel und Diagnosewerkzeug geworden. Max von Laue erhielt 1914 einen weiteren Nobelpreis auf dem Gebiet der Röntgenstrahlung, für die Entdeckung der Röntgenbeugung. Bereits im darauf Folgenden Jahr erhielten William Henry Bragg und sein Sohn William Lawrence Bragg ebenfalls einen Nobelpreis für die Nutzung von Röntgenstrahlung zur Untersuchung von Kristallstrukturen. [1] Die wahre Flut an Nobelpreisen in dieser Zeit auf dem Gebiet der Röntgenstrahlung zeigt die Bedeutung und die zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten dieser. Seit der ersten Versuche von Laues und der beiden Braggs wird Röntgenstrahlung in Streu- und Beugungsexperimenten zur Materialuntersuchung eingesetzt, heute meist unter Verwendung von Synchrotronstrahlung.

Für viele der heutigen Anwendungen von Röntgenstrahlung in der Physik spielt dabei die Polarisation der Röntgenstrahlung vor und nach der Wechselwirkung mit der Probe eine große Rolle. So ist zum einen die Streuung von Röntgenstrahlung polarisationsabhängig, und eine genaue Kenntnis der ursprünglichen Polarisation der Strahlung ist wichtig, um dadurch entstehende Effekte korrigieren zu können. Weitere Anwendungsmöglichkeiten bietet die Polarisationsabhängigkeit der Absorption von Röntgenstrahlung in anisotropen Systemen, mit denen sich zum Beispiel die Orientierung chemischer Bindungen messen lässt. Und auch die Unterscheidung von Streuung an magnetischen und elektrischen Zentren ist anhand der Polarisation möglich, womit Informationen über die Verteilung von Spin und Bahndrehimpuls in Proben gewonnen werden können. [2]

Für all diese Anwendungen ist es also notwendig die Polarisation vor und vor allem nach der Probe möglichst exakt bestimmen zu können. Ziel dieser Arbeit ist es, die Eignung eines GridPix-Detektors für diese Polarisationsmessungen zu untersuchen.

Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die benötigten theoretischen Grundlagen erläutert. Anschließend wird der Messaufbau beschrieben. Die Messungen wurden zum einen mit Hilfe einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle und zum anderen an der Beamline P09 von PETRA III am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) durchgeführt (siehe Kapitel 3). Diese werden im Folgenden ausgewertet, wozu ein Algorithmus zur Rekonstruktion des Winkels des Photoelektrons implementiert wurde

## *1. Einleitung*

(siehe Kapitel 4). Zudem wird der Einfluss verschiedener Schnitte untersucht und eine Abschätzung der Fehler und Rekonstruktionsgüte gemacht (siehe Kapitel 5).

---

# Theoretische Grundlagen

---

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis der durchgeführten Experimente nötig sind, erläutert. Wesentlich sind dabei die Beschreibung der Polarisation von elektromagnetischer Strahlung, die Wechselwirkung von (Röntgen-)Photonen mit Materie und die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie. Die in dieser Arbeit beschriebenen Phänomene basieren aufgrund der verwendeten Photonenenergien im Bereich von 5-7 keV auf dem photoelektrischen Effekt (kurz Photoeffekt) und der Wechselwirkung des Photoelektrons mit dem Detektorgas. Daher wird sich vor allem auf diese beiden Prozesse konzentriert. Anschließend wird kurz auf die wesentlichen Prozesse in gasbasierten Detektoren eingegangen. Für weiterführende Informationen sei auf zahlreiche andere Arbeiten auf diesem Gebiet sowie auf [3] verwiesen.

## 2.1. Polarisation von Röntgenstrahlung

Als Röntgenstrahlung wird elektromagnetische Strahlung bezeichnet, welche durch Röntgenquellen erzeugt wird, also z.B. als Synchrotronstrahlung oder in einer Röntgenröhre.  $\gamma$ -Strahlung ist hingegen natürlichen Ursprungs und entsteht z.B. bei Kernzerfällen. Die in dieser Arbeit verwendeten Strahlungen weisen Energien im Bereich von 5-7 keV aus.

Als elektromagnetische Welle besteht Röntgenstrahlung aus einem zeitlich veränderlichen elektrischen und magnetischen Feld, welche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schwingen. Die Beziehung zwischen den beiden Feldern ist durch die Maxwellgleichungen gegeben, weshalb die Welle meist ausschließlich durch das elektrische Feld beschrieben wird. Dieses lässt sich in zwei orthogonale Vektoren zerlegen, welche durch eine zeitliche Phase getrennt sind. Der elektrische Feldvektor einer sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Welle lässt sich durch

$$\vec{E}(z,t) = \epsilon_x \vec{e}_x \cos(kz - \omega t) + \epsilon_y \vec{e}_y \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (2.1)$$

beschreiben. [4, S. 59] Dabei ist  $\vec{E}(z,t)$  der elektrische Feldvektor in Abhängigkeit der Zeit und Ausbreitung in  $z$ -Richtung,  $k$  die Wellenzahl,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $\vec{e}_x$  und  $\vec{e}_y$  die Einheitsvektoren in  $x$ - und  $y$ -Richtung.  $\epsilon_x$  und  $\epsilon_y$  sind die Amplituden der Welle in die jeweilige Richtung.

## 2. Theoretische Grundlagen

Bei einer Phasenverschiebung von  $\phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$  schwingen beide Vektoren in Phase, die Welle ist linear polarisiert. Für  $\phi = \pm\pi/2$  und  $\epsilon_x = \epsilon_y$  nennt man die Welle zirkular polarisiert. Erreicht der eine Vektor hier seine maximale Auslenkung, so hat der andere gerade seinen Nulldurchgang. Man unterscheidet zwischen links- und rechtspolarisierter Strahlung, je nachdem, ob sich der elektrische Feldvektor rechts oder links herum dreht. In allen anderen Fällen bezeichnet man die Strahlung als elliptisch polarisiert. [5, S. 22ff]

Die Polarisation verschiedener Photonen einer Quelle kann sich unterscheiden. Die Einheitlichkeit der Polarisation aller Photonen einer Quelle beschreibt man durch den Polarisationsgrad. Es gibt verschiedene Wege, den Polarisationsgrad einer Quelle zu definieren. Der einfachste Weg ist es, den Polarisationsgrad über die Intensität des polarisierten ( $I_p$ ) und des unpolarisierten Anteils ( $I_u$ ) der Welle zu definieren. Es gilt dann:

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_u} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.2)$$

Verwendet man ein Polarimeter, so kann man diese Größe auch über die maximale ( $I_{max}$ ) und minimale beobachtete Intensität ( $I_{min}$ ) in die verschiedenen Polarisationsrichtungen definieren. [5, S. 325f]

### 2.2. Interaktion von Photonen und Materie (Photoeffekt)

Photonen können über den Photoeffekt, den Comptoneffekt oder die Paarerzeugung mit Materie wechselwirken. Da die Wirkungsquerschnitte von Comptoneffekt und Paarerzeugung bei den in dieser Arbeit verwendeten Energien vernachlässigbar klein sind (siehe Abb. 2.1), wird im Folgenden nur der Photoeffekt erläutert.

Beim Photoeffekt wird ein einfallendes Photon vollständig von einem Elektron eines Atoms absorbiert. Ist die Energie größer als die Ionisationsenergie des entsprechenden Atoms, so löst es das Elektron vom Atom (äußerer Photoeffekt). In diesem Energiebereich können Photonen beliebiger Energie absorbiert werden. Die Differenz zwischen Photonenenergie und Austrittsarbeit des Materials erhält das Elektron dann als kinetische Energie. Bei Energien unterhalb der Ionisationsschwelle ist die Absorption eines Photons durch das Elektron nur für Photonenergien möglich, die genau der Differenz zweier Energieniveaus im Atom entsprechen (innerer Photoeffekt). [7, S. 119f]

Da in dieser Arbeit nur Photonenergien von einigen keV verwendet werden, ist es ausreichend den nichtrelativistischen Grenzfall für den äußeren Photoeffekt zu betrachten. In diesem ist der Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Photonen durch

$$\sigma_{photon}^{nr} \propto Z^5 E_\gamma^{7/2} \quad (2.3)$$

gegeben, wobei  $Z$  die Kernladungszahl und  $E_\gamma$  die Energie der einfallenden Photonen ist. [3, S. 78]

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photoelektrons für linear polarisierte Strahlung lautet in diesem Fall [7, S. 122]

$$\frac{d\phi}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{Z^5}{137^4} \left(\frac{\mu}{k}\right)^{7/2} 4\sqrt{2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \cdot \cos^2 \phi \quad (2.4)$$



## 2.2. Interaktion von Photonen und Materie (Photoeffekt)

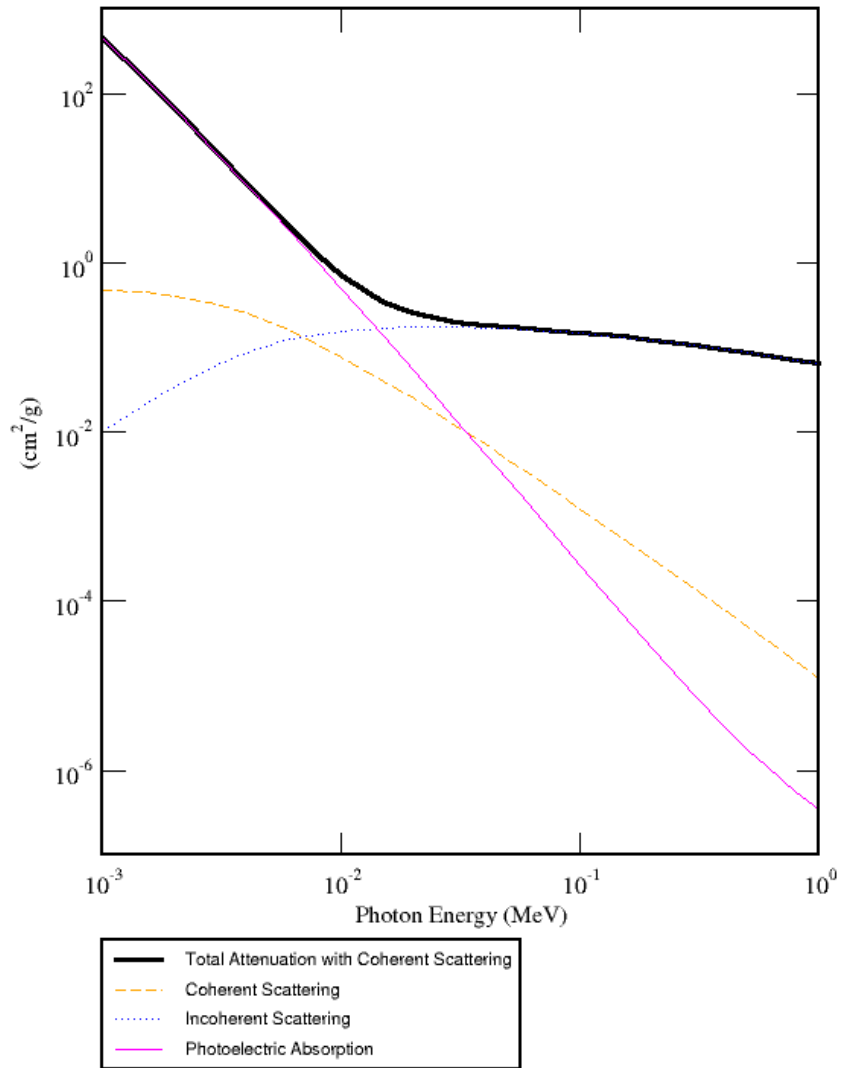


Abbildung 2.1.: Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Röntgenphotonen mit eine He-CO<sub>2</sub>-Mischung (90/10), erstellt mit [6]; Dabei ist Total Attenuation der totale Wirkungsquerschnitt, Photoelectric Absorption der Anteil des Photoeffekts an diesem und Coherent und Incoherent Scattering verschiedene Streuprozesse der Photonen im Gas

## 2. Theoretische Grundlagen

Dabei ist  $\mu$  die Ruheenergie,  $k$  der Betrag des Wellenvektors des einfallenden Photon.

Die Winkel sind entsprechend der Abb. 2.2 gewählt,  $\theta$  ist der Azimutal- und  $\phi$  der Polarwinkel.  $\theta$  bezeichnet also den Winkel zwischen der ursprünglichen Richtung des Photons und der Emissionsrichtung des Elektrons.  $\phi$  hingegen ist der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Photons und der Emissionsrichtung des Photoelektrons. Die Verteilung der Emissionsrichtungen der Elektronen ist also von der Polarisation des Photons abhängig. Dies kann man sich zur Bestimmung der Polarisation zu Nutze machen.

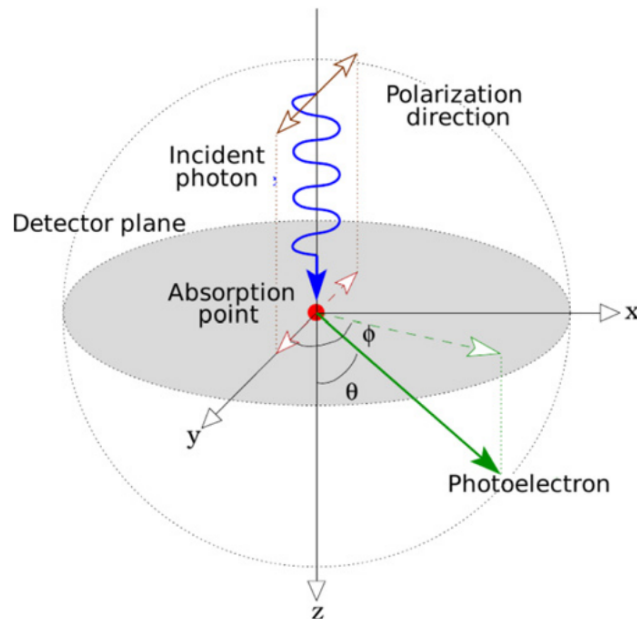


Abbildung 2.2.: Beschreibung der Winkel beim Photoeffekt [8]

In der Projektion auf die Ebene senkrecht zur Bewegungsrichtung des einfallenden Photons ist die Wahrscheinlichkeit also am Größten, dass das Elektron in der Polarisationsrichtung ausgesendet wird. Die Winkelverteilung des Azimutalwinkels ist hingegen energieabhängig. Für kleine Energien geht die Verteilung in die eines Dipols ( $\propto \sin^2(\theta)$ ) über, für große Energien verschiebt sich das Maximum immer mehr in Vorwärtsrichtung (siehe Abb. 2.3). [3, S. 79]

### 2.3. Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Materie

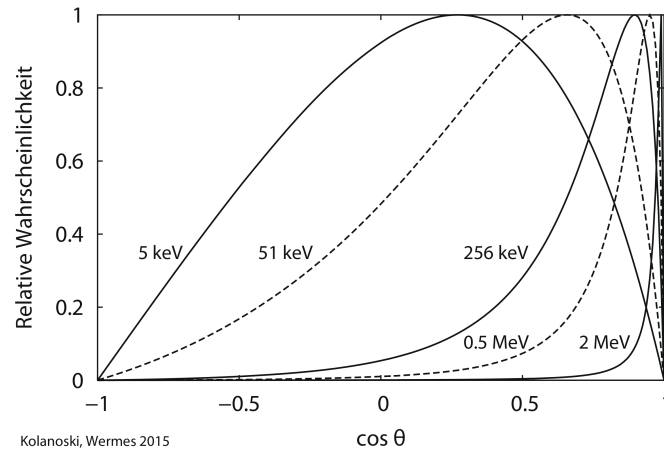


Abbildung 2.3.: Verteilung des Winkels  $\theta$  der Photoelektronen relativ zur Einfallsrichtung des Photons für verschiedene Photonenenergien [3, S. 79]

### 2.3. Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Materie

Schwere geladene Teilchen wechselwirken hauptsächlich über Ionisation und Anregung mit Materie. In dem in dieser Arbeit verwendeten Energiebereich gilt dies auch für Elektronen. Bei höheren Energien (besonders für Elektronen) dominieren Energieverluste durch Bremsstrahlung, diese sind aber bei den hier verwendeten Energien nicht von Bedeutung.

Der mittlere Energieverlust ionisierender Teilchen durch Ionisation und Anregung lässt sich durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschreiben. [3, S. 34ff] Diese lautet

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right] \quad (2.5)$$

wobei  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ ,  $z$  die Ladungszahl des wechselwirkenden Teilchens,  $\beta = v/c$  der Quotient aus Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit,  $\gamma$  der Lorentz-Faktor des Projektils,  $Z$  und  $A$  die Kernladungs- und Massenzahl des Mediums,  $I$  die mittlere Ionisationsenergie des Mediums und  $T_{max}$  der maximale Energieübertrag auf das Hüllennatom bei zentralem Stoß ist. Bei  $\delta$  handelt es sich um die sogenannte Dichtekorrektur, die erst bei großen Energien greift, und bei  $\frac{C}{Z}$  um die Schalenkorrekturen, die vor allem bei kleineren Energien wichtig sind.

Der Energieverlust steigt zu kleineren  $\beta\gamma$  hin mit  $\frac{1}{\beta^2}$  an. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die effektive Wechselwirkungszeit mit kleineren  $\beta$  zunimmt und somit auch der Impulsübertrag.

Bei sehr kleinen Energien ( $\beta < 0,3$ ) werden die Schalenkorrekturen bedeutsam. Diese rühren daher, dass bei diesen Energien die genaue Struktur der Energieniveaus in den Gasatomen an Bedeutung gewinnt, diese in der Herleitung von Gleichung 2.5 aber nicht berücksichtigt sind.

Bei noch kleineren Energien ( $< 100 \text{ eV}$ ) verlieren die Teilchen ihre Energie dann hauptsächlich durch elastische Stöße und thermalisieren. [3, S. 36]

Der mittlere Energieverlust ionisierender Teilchen ist in Abb. 2.4 zu sehen. Aufgrund des

## 2. Theoretische Grundlagen

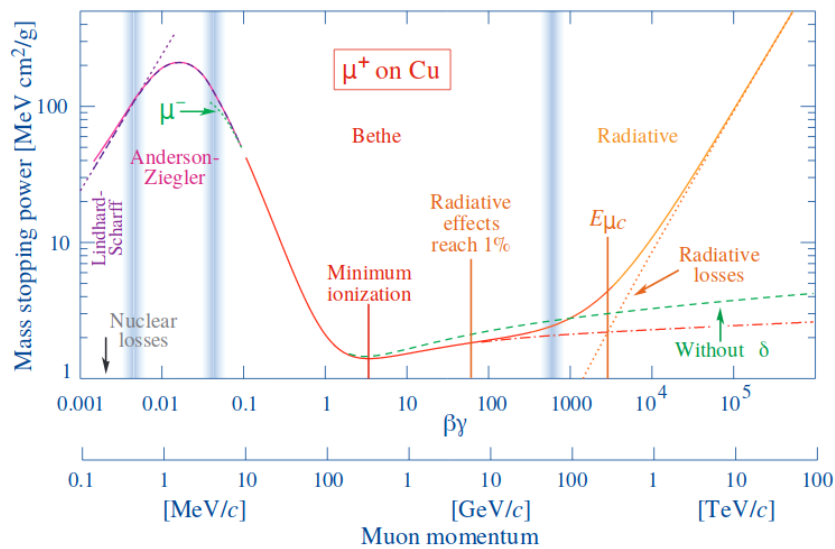


Abbildung 2.4.: Mittlerer Energieverlust geladener Teilchen in Materie [9]

Anstiegs des Energieverlusts zu kleinen Energien hin, wird die meiste Energie eines Teilchens am Ende seiner Spur deponiert. Dies resultiert in dem sogenannten Bragg-Peak (siehe Abb. 2.5).

### 2.3.1. Vielfachstreuung

In den Coulomb-Feldern der Atomkerne und Hüllenelektronen streuen geladene Teilchen gemäß des Rutherford-Wirkungsquerschnitts. Durch diese Streuung werden die Teilchen von ihrer geraden Bahn abgelenkt.

Da der Rutherford-Wirkungsquerschnitt proportional zu  $Z^2$  ist und auch die Anzahl an Hüllenelektronen mit steigender Ordnungszahl  $Z$  zunimmt, steigt der Einfluss der Vielfachstreuung mit  $Z$  an. [3, S. 69f]

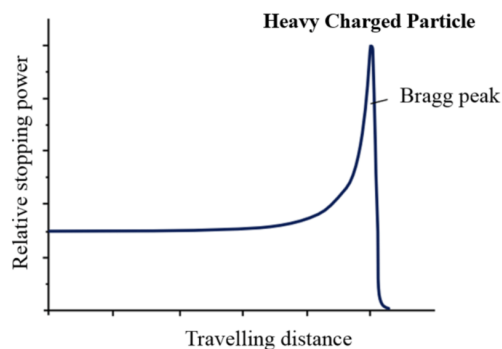


Abbildung 2.5.: Energieverlust pro Weglänge für schwere geladene Teilchen [10]

## 2.4. Funktionsweise gasbasierter Detektoren

Die Detektion von Teilchen in gasgefüllten Detektoren basiert auf den drei Grundprinzipien Ionisation, Drift- und Diffusion sowie der Gasverstärkung.

### 2.4.1. Ionisation

In einem gasgefüllten Detektor wird ionisierende Strahlung durch ihre Wechselwirkung mit dem Detektorgas nachgewiesen. Treffen Photonen auf dieses Volumen, so wechselwirken sie über die in 2.2 beschriebenen Prozesse mit dem Gas. Bei diesen Wechselwirkungen werden Ladungen erzeugt (z.B. das Photoelektron).

Wie in 2.3 beschrieben, verlieren geladene Teilchen (hier das Photoelektron) in Materie ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung. Durchquert ein Teilchen also ein gasgefülltes Volumen, so ionisiert es das Gas entlang seines Weges. Die dabei erzeugten Elektronen können dann, wenn sie genügend Energie besitzen, selbst das Gas weiter ionisieren. Es entsteht also eine Ladungswolke entlang der Teilchenspur. Die mittlere Energie  $w_i$  die zur Ionisation eines Gasatoms nötig ist und damit die Anzahl an erzeugten Elektron-Ionen-Paaren ist dabei von der Art des Gases abhängig. [3, S. 184f] Alle auf diesem Weg erzeugte Elektronen bezeichnet man als Primärelektronen.

Im Allgemeinen werden Edelgase als Detektorgase verwendet. Ihr großer Vorteil ist, dass Teilchen in ihnen ihre Energie fast ausschließlich über Ionisation verlieren, da es wenig mögliche Anregungsmoden gibt, und diese bei diskreten Energien liegen. Um jedoch die Erzeugung sekundärer Ladungslawinen zu verhindern, wird dem Detektorgas oft ein sogenannter Löschgas beigemischt. Dabei handelt es sich um mehratomige Moleküle (etwa  $\text{CO}_2$ ). Im Gegensatz zu den einatomigen Edelgasen, haben sie zusätzliche Vibrationsmodi und können so Photonen in einem breiten Energiebereich absorbieren und somit verhindern, dass im Verstärkungsprozess (siehe 2.4.3) entstehende UV-Photonen die Kathode oder Anode treffen und ein weiteres Photoelektron herauslösen. Zudem ist es möglich, dass ein Ladungsaustausch zwischen den ionisierten Edelgasatomen und den Molekülen statt findet und sich diese daher entionisieren. Da auch das Auftreffen von Ionen an der Kathode zu sekundärer Strahlung führen kann, ist dies wünschenswert. [3, S. 198ff]

### 2.4.2. Drift und Diffusion

Geschähe die Ionisation in einer feldfreien Umgebung, so würden die Ladungen nach einer gewissen Zeit wieder rekombinieren und es wäre nicht möglich die ursprüngliche Wechselwirkung nachzuweisen. Daher wird an Gasdetektoren ein elektrisches Feld (Driftfeld) angelegt, welches eine Ladungstrennung verursacht.

Aufgrund der unterschiedlichen Ladungsdichte in der vom Teilchen erzeugten Ladungswolke und dem Rest des Gases verbreitert sich die Ladungswolke durch Diffusion. Aus einer ursprünglich punktförmigen Verteilung entsteht auf diese Weise eine dreidimensionale Gaußverteilung, deren Breite über  $\sigma = \sqrt{2Dt}$  vom Diffusionskoeffizienten  $D$  und der Driftzeit  $t$  abhängt. Über die Driftzeit ist auch die Diffusionsbreite vom Driftfeld abhängig. [3, S. 104ff]

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.4.3. Gasverstärkung

Durch die zuvor beschriebenen Prozesse werden nicht genügend Elektronen erzeugt, als dass man diese direkt detektieren könnte. Daher werden in Gasdetektoren die Elektronen vervielfacht. Diese Verstärkung kann beispielsweise in Regionen mit sehr starkem elektrischen Feld erreicht werden. Zwischen zwei Stößen werden die Elektronen dann so stark beschleunigt, dass sie erneut in der Lage sind Gasatome zu ionisieren. Es kommt zu einem Lawineneffekt. [3, S. 189f]

---

# Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse

---

In diesem Kapitel werden zunächst die für die Messung verwendeten Aufbauten und Einstellungen beschrieben. Zudem wird die Wahl des im Detektor verwendeten Gases begründet und die Vorbereitung der aufgenommenen Ereignisse für die Winkelrekonstruktion kurz erläutert.

### 3.1. Röntgendetektor

Zur Detektion der Röntgenphotonen wird ein GridPix-Detektor verwendet. Dessen Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt.

Die Photonen erreichen den Detektor durch ein in die Kathode (einer 3 mm dicken Kupferplatte) eingelassenes Fenster. Dieses ist mit einem  $2\ \mu\text{m}$  dicken, aluminiumbeschichteten Mylar-Film bedeckt. [11, S. 65] Somit ist in diesem Bereich eine größere Transparenz für die Photonen gegeben. Die Ionisation findet in dem darunter liegenden, gasgefüllten Driftvolumen statt, welches durch einen 3 cm hohen Zylinder begrenzt wird. In diesen ist ein Feldkäfig eingebaut, um ein möglichst homogenes Driftfeld zu gewährleisten. Unterhalb des Feldkäfigs liegt die Anode, in welche ein Loch für den GridPix eingelassen ist.

Bei der den Micro-Mesh Gaseous Structure Detektoren (MicroMegas) entlehnten Grid-Pix-Technologie sind Drift- und Verstärkungszone durch ein feines Netz, das sogenannte Grid, getrennt. Zwischen diesem und dem  $50\ \mu\text{m}$  darunter liegenden Auslesechip herrscht ein Feld in der Größenordnung von 60 bis 100 kV/cm. Dadurch kommt es zwischen Grid und Chip zu dem in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Verstärkungseffekt. Die Abstände im Detektor und die in dieser Arbeit verwendeten Spannungen sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Das Grid und die Verstärkungszone (InGrid) ist nun so auf dem Auslesechip (Timepix) positioniert, dass die Position der Löcher des Grids mit den Pixeln des Chips übereinstimmen. Ein Pixel ist  $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$  groß. Ist nun die Diffusion im Driftvolumen groß genug, dass fast immer genau ein Primärelektron ein Netzloch durchquert, so wird die zugehörige Verstärkungslawine auch von nur einem Pixel detektiert. Dies führt zu einer sehr hohen Ortsauflösung.

Der Detektor registriert alle Ladungen auf dem Chip in einem Messfenster mit einstellbarer Länge. Dabei wird (im Time-over-Threshold-Modus) die Ladung pro Pixel auf einem Konden-

### 3. Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse

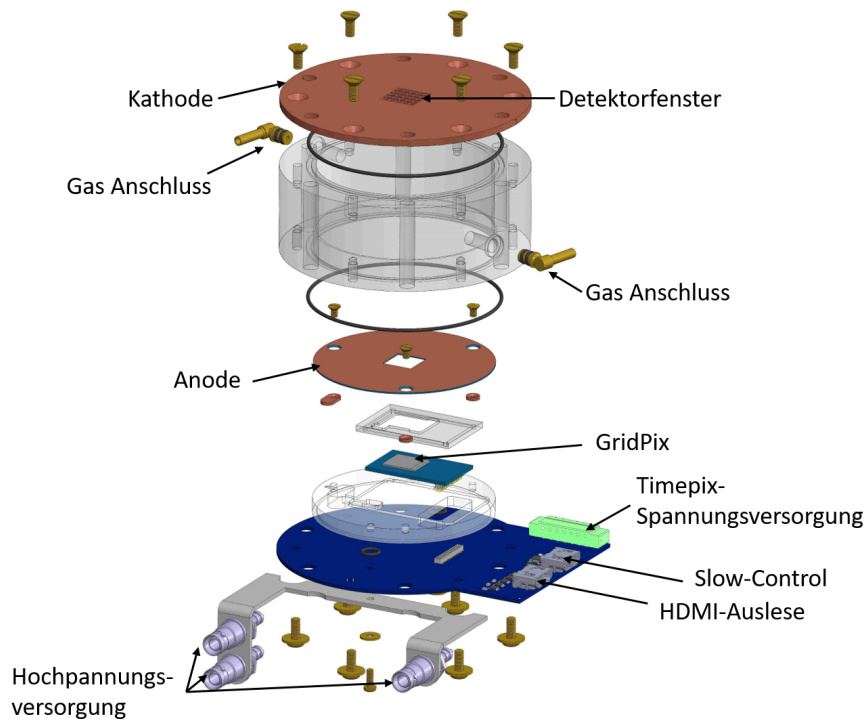


Abbildung 3.1.: Bestandteile des verwendeten Röntgendetektors [12]

sator gesammelt. Die Entladungszeit des Kondensators kann dann in die gesammelte Ladung umgerechnet werden. Anschließend werden die gesammelten Daten ausgelesen. In dieser Zeit können keine Ladungen detektiert werden.

Zur Unterdrückung des Rauschens wird zudem eine untere Schwelle auf die Ladung eingestellt. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine Schwelle von 365 verwendet. Über eine Serie von Testpulsen kann der Zusammenhang zwischen dem Wert der Schwelle und der zugehörigen Anzahl an Elektronen bestimmt werden. Für den verwendeten Chip entspricht eine Schwelle von 365 nach dieser Kalibration ( $1187 \pm 1$ ) Elektronen.

### 3.2. Wahl des Gases

Die Rekonstruktion der Elektronenspuren kann durch die Wahl eines geeigneten Gases verbessert oder überhaupt erst ermöglicht werden. An das Gas werden verschiedene sich teils widersprechende Anforderungen gestellt: Zum einen sollte die Reichweite von 5-7 keV-Elektronen in dem Gas möglichst groß sein, so dass sich eine große Spurlänge ergibt. Gleichzeitig ist eine kleine Diffusion wünschenswert, so dass die Position der Spur eindeutiger festgelegt werden kann. Die Diffusion sollte jedoch groß genug sein, dass möglichst nur ein Elektron in ein Loch des Gitters kommt, damit auch die erzeugte Ladung gut rekonstruiert werden kann und somit



### 3.3. Quellen von Röntgenstrahlung

Gas	Mischung	$w_i$	$R$ in mm @ 7 keV	$D_{trans}$ in $\mu\text{mcm}^{-1/2}$ @ 333 V/cm	$A/3$ cm in % @ 7 keV	$R/D_{trans}$ in $\text{cm}^{1/2}$
He/CO <sub>2</sub>	90/10	40,2	(4,01 ± 0,06)	(186,38 ± 3,13)	0,77	(21,52 ± 0,48)
He/CO <sub>2</sub>	70/30	38,6	(2,06 ± 0,03)	(141,25 ± 2,05)	2,30	(14,58 ± 0,30)
Ne/CO <sub>2</sub>	90/10	35,7	(1,87 ± 0,03)	(210,42 ± 5,16)	8,06	(8,89 ± 0,26)
Ne/CO <sub>2</sub>	70/30	35,1	(1,43 ± 0,02)	(145,49 ± 2,42)	7,86	(9,83 ± 0,21)
Ar/CO <sub>2</sub>	90/10	26,7	(3,34 ± 0,05)	(226,93 ± 3,90)	54,36	(14,72 ± 0,34)
Ar/CO <sub>2</sub>	70/30	28,1	(1,20 ± 0,02)	(145,88 ± 2,54)	46,34	(8,23 ± 0,20)

Tabelle 3.1.: Eigenschaften ausgewählter Gasmischungen ( $w_i$  berechnet mit Werten aus [3, S. 186], Reichweite  $R$  berechnet mit Werten aus [13],  $D_{trans}$  simuliert mit Magboltz, Konversionsrate  $A$  simuliert mit Garfield)

auch eine Energiezuordnung der einzelnen Photonen möglich und der Bragg-Peak gut erkennbar ist. Zudem wäre eine hohe Konversionsrate für Röntgenphotonen wünschenswert. Da dies die Verwendung von Gasen mit hohem  $Z$  erforderlich machen würde, nähme gleichzeitig die Vielfachstreuung zu. Dies würde die Richtungsrekonstruktion der Elektronenspuren erschweren. Da die verwendeten Röntgenquellen jedoch eine sehr hohe Intensität aufweisen, wurde auf die Konversionsrate bei der Auswahl des Gases zunächst kein Schwerpunkt gelegt.

Es wurden die Eigenschaften verschiedener verfügbarer Gasmischungen mit Magboltz und ESTAR ([13]) simuliert. Die Ergebnisse für einige ausgewählte Gase sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Aus diesen Werten lässt sich erkennen, dass eine Gasmischung aus 90% Helium und 10% CO<sub>2</sub> von den untersuchten Gasmischungen das beste (d.h. größte) Verhältnis von Reichweite und transversaler Diffusion aufweist. Daher wurde diese Gasmischung für die Messungen in dieser Arbeit verwendet. Der Nachteil dieser Gasmischung liegt bei einer sehr geringen Konversionsrate und einer relativ hohen im Mittel für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares nötigen Energie  $w_i$ .

Aufgrund der Ordnungszahlabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des Photoeffekts werden die meisten Photonen am Sauerstoff absorbiert. Aus Impulserhaltungsgründen ist die Wahrscheinlichkeit am Größten, dass das Photon von einem Elektron in der K-Schale absorbiert wird ( $\approx 82\%$ ). In Sauerstoff beträgt die Bindungsenergie für die K-Elektronen jeweils 543.1 eV [14]. Das Photoelektron besitzt nach Verlassen des Atoms also mindestens die Energie  $E_e = E_\gamma - 543.1$  eV. Zudem werden etwa 12% der wechselwirkenden Photonen an der K-Schale des Kohlenstoffs und 4% an der L-Schale des Sauerstoffs absorbiert (Simulation der prozentualen Anteile mit Magboltz bei  $E_\gamma = 7$  keV).

### 3.3. Quellen von Röntgenstrahlung

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Quellen von Röntgenstrahlung verwendet. Für erste Testmessungen, anhand derer eine erste Version der Winkelrekonstruktion implementiert werden konnte, wurde eine <sup>55</sup>Fe-Quelle verwendet.

Für die Abschätzung der Güte der Polarisationsbestimmung wurde dann polarisierte Synchrotronstrahlung der Beamline P09 an PETRA III am DESY in Hamburg verwendet.

### 3. Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse

Linie	Energie in keV
$K_{\alpha 1}$	5,8988
$K_{\alpha 2}$	5,8876
$K_{\beta}$	6,4904

Tabelle 3.2.: Röntgenlinien von  $^{55}\text{Mn}$  [14]

#### 3.3.1. $^{55}\text{Fe}$

$^{55}\text{Fe}$  ist ein Eisenisotop welches über Elektroneneinfang in angeregtes  $^{55}\text{Mn}$  zerfällt. Die Halbwertszeit beträgt 2,73 Jahre. Die  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\alpha 2}$  und  $K_{\beta}$  Linien der Abregung von Mangan haben Energien im Röntgenbereich (siehe Tabelle 3.2). [15, S. 29f]

#### 3.3.2. Beamline P09

Die Beamline P09 [16] nutzt Synchrotronstrahlung des Elektron-Positron-Kreisbeschleunigers PETRA III am Deutschen Elektron Synchrotron (DESY). Synchrotronstrahlung ist eine Form von Bremsstrahlung und wird somit emittiert, sobald Ladungen beschleunigt werden. Da dies in einem Kreisbeschleuniger ständig der Fall ist (außer auf den geraden Streckenanteilen), emittieren alle Kreisbeschleuniger Synchrotronstrahlung. Diese Synchrotronstrahlung ist in der horizontalen Ebene polarisiert. Da sie jedoch in der horizontalen Ebene in einem breiten Fächer emittiert wird, kann stets nur ein kleiner Teil der Strahlung genutzt werden. [17]

Die Beamline P09 befindet sich daher an einem geraden Teilstück des Beschleunigers und nutzt einen sogenannten Undulator zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung. Dieser basiert auf einem periodisch wechselnden magnetischen Feld (siehe Abb. 3.2), welches die Teilchen im Beschleuniger auf eine sinusförmige Bahn ablenkt. Durch diese Beschleunigung entsteht Synchrotronstrahlung. Durch Interferenzeffekte entsteht ein diskretes Energiespektrum, bestehend aus den sogenannten Harmonischen. Auch hier ist die entstehende Strahlung linear polarisiert, allerdings deutlich fokussierter als bei durch Ablenkmagneten erzeugter Synchrotronstrahlung. [18]

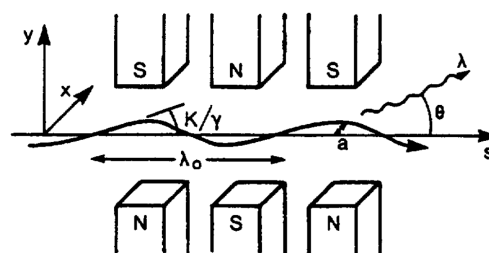


Abbildung 3.2.: Ablenkung des Elektrons in einem Undulator [18]

Um eine variable Polarisation und Energie erzeugen zu können, wird der so entstandene Strahl an der Beamline durch verschiedene Optiken geführt. Zunächst wird die Energie mittels eines kristallinen Monochromators eingestellt. Dieser ermöglicht es Energien zwischen 2,7 und 27

keV auszuwählen. Die Polarisation der Strahlung kann dann mit Hilfe eines „Double Phase Retarders“ eingestellt werden. [16]

So kann ein Polarisationsgrad von etwa 99% in horizontale und etwa 70% in vertikale Richtung erreicht werden. Da bis zur Beendigung dieser Arbeit keine genaue Messung der Polarisationsgrade vorlag, handelt es sich bei diesen Werten jedoch nur um einen groben Richtwert, basierend auf Aussagen vor Ort.

Der Strahl kann durch ein System von Röntgenlinsen (Compound Refractive Lenses, kurz CRL) zusätzlich fokussiert werden. Da alle Materialien für Röntgenstrahlung einen Brechungsindex nahe 1 haben, werden zahlreiche Linsen hintereinander angeordnet. Um die Abschwächung des Strahls durch dieses Linsensystem zu verringern, werden Materialien mit kleiner Ordnungszahl  $Z$  verwendet. [19] Ohne CRL erreicht man so einen Strahldurchmesser von ca. 1 mm und mit CRL einen Durchmesser von etwa  $22\ \mu\text{m}$ . Die Strahlintensität kann zusätzlich durch einen Abschwächer gesteuert werden. [16]

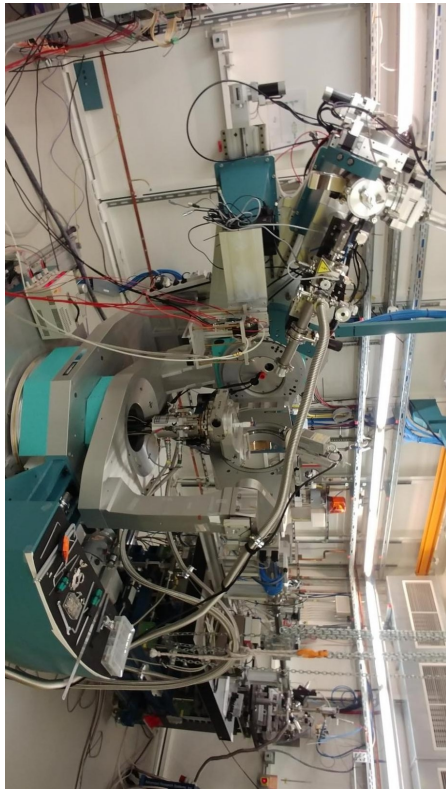
### 3.4. Messaufbau

Nach einzelnen Testmessungen mit einer direkt auf den Detektor aufgesetzten  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle wurden die eigentlichen Messungen aufgrund der Möglichkeit einer wählbaren Polarisierungseinstellung an der Strahllinie P09 am Beschleuniger PETRA III des DESY durchgeführt. Der Detektor wurde dazu direkt in die Strahlachse montiert (siehe Abb. 3.3) und seine Position so angepasst, dass der Strahl den Detektor etwa in der Mitte traf.

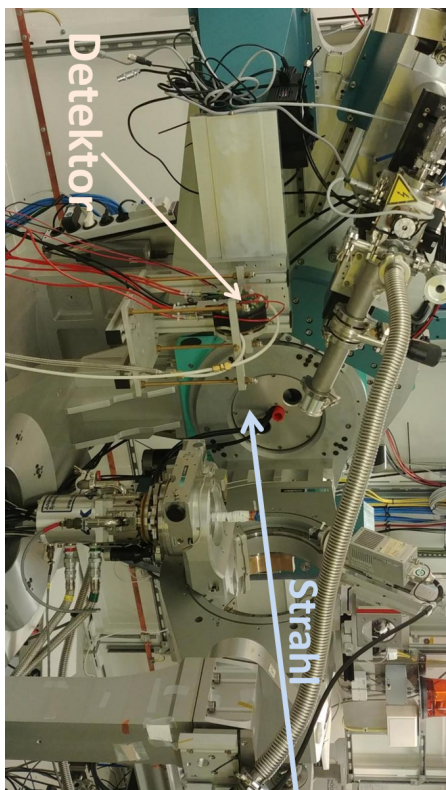
Um Schäden am Detektor zu verhindern, wurde dieser erst nach der Ausrichtung eingebaut. Durch Variation der Messfensterlänge und der Strahlabschwächung konnte erreicht werden, dass in etwa jedem fünften Messfenster ein Photon detektiert wurde. Bei einer höheren Intensität oder längeren Dauer eines Messfensters würde die Anzahl an Messfenstern zunehmen, in denen zwei oder mehr Photonen konvertieren. Da es schwierig ist diese in der späteren Rekonstruktion voneinander zu trennen, besonders aufgrund der starken Fokussierung des Strahls, wären solche Ereignisse nicht gut auszuwerten. Die abschließenden Messungen wurden mit einer Messfenster von 11 ms Dauer und einem Abschwächungsfaktor von  $2,7 \cdot 10^7$  durchgeführt. Nur 1 von  $2,7 \cdot 10^7$  Photon aus dem ursprünglichen Strahl durchquert also den Detektor.

Um zu verhindern, dass durch die Ladungsschwelle des Chips einzelne Elektronen nicht detektiert werden, wurde die Spannung zwischen Grid und Chip so hoch wie möglich eingestellt. So wird eine möglichst hohe Gasverstärkung erreicht. Die höchste Spannung bei der ein dauerhafter Betrieb sicher, d.h. ohne Überschlüge vom Grid auf den Chip, möglich war, lag bei 500 V auf dem Grid. Für die Tests mit der Eisenquelle wurden alle Spannungen so eingestellt, dass im Driftvolumen des Detektors ein Feld von 500 V/cm anlag. Bei den Messungen an PETRA III führte ein Betrieb des Detektors mit dieser Spannung jedoch zu weiteren Überschlügen an Feldkäfig und Kathode, so dass die Spannung zwischen dem oberen und unteren Ende des Feldkäfigs auf 1000 V gesenkt werden musste. Dies entspricht etwa 333 V/cm. Versehentlich verblieben die anderen Spannungen jedoch so, dass zwischen dem Grid und dem unteren Ende des Feldkäfigs, sowie zwischen dem oberen Ende des Feldkäfigs und der Anode weiterhin ein Feld von 500 V/cm herrschte. Es ist möglich, dass die dadurch entstehenden Feldverzerrungen zu einer Veränderung der Diffusion führen.

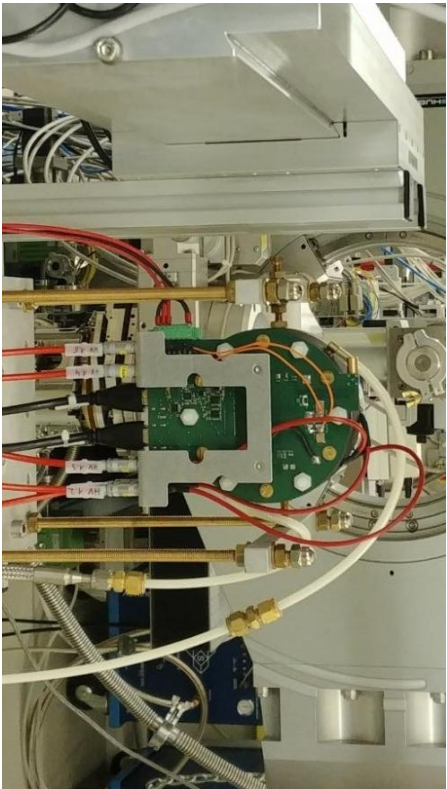
### 3. Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse



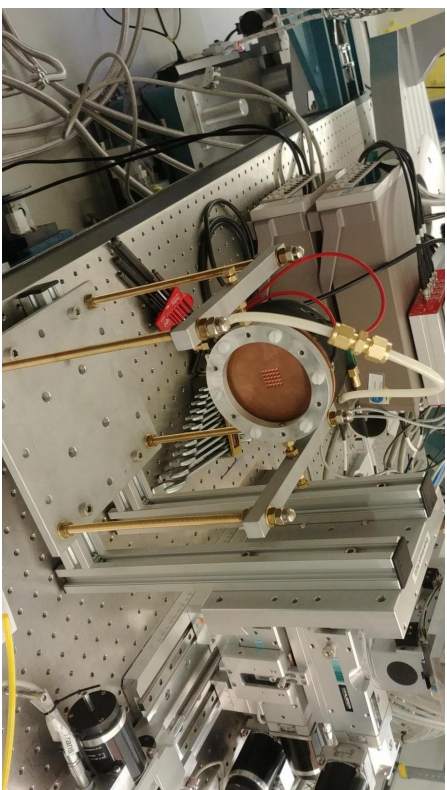
(a) Gesamte Strahllinie



(b) Detektor am drehbaren Detektorarm befestigt



(c) Rückseite des Detektors



(d) Detektor in Halterung vor Einbau

Abbildung 3.3.: Bilder des Aufbaus an P09 bei PETRA III

### 3.5. Vorbereitung der Ereignisse

	Höhe über Chip in $\mu\text{m}$	Spannung bei PETRA III in V	Spannung Testmessung in V
Grid	50	500	500
Anode	1050	550	550
Feldkäfig unten	2050	600	600
Feldkäfig oben	32050	1600	2100
Kathode	33050	1650	2150

Tabelle 3.3.: Spannungen und Abstände im Detektor

	Tag 1	Tag 2
Abschwächungsfaktor	variabel	$2,7 \cdot 10^7$
Photonenenergie	6990 eV	6977 eV
Shutterzeit	variabel	11 ms
Schwelle	$(1187 \pm 1) e^-$	

Tabelle 3.4.: Zusammenfassung der Betriebsparameter der Messung an PETRA III

Eine Zusammenfassung der verwendeten Parameter und Spannungen ist in Tabelle 3.3 und 3.4 zu sehen. In Tabelle 3.5 findet sich eine Übersicht aller für diese Arbeit gemachten und ausgewerteten Messungen.

### 3.5. Vorbereitung der Ereignisse

Der Detektor fasst, wie in 3.1 beschrieben, alle registrierten aktivierten Pixel und die zugehörigen Ladungen in einem Messfenster zusammen. Eine solche Messung wird im Folgenden als Ereignis bezeichnet.

Die Vorbereitung der Ereignisse für die anschließende Winkelrekonstruktion geschieht mit Hilfe eines auf [11, S. 126f] basierenden und von Sebastian Schmidt implementierten Algorithmus [20]. Zunächst werden die aktivierten Pixel in jedem Ereignis in sog. Cluster aufgeteilt. Idealerweise entspricht ein Cluster allen von einem einzelnen Photon aktivierten Pixeln. Dazu werden, ausgehend von einem Pixel, stets alle Pixel die innerhalb eines gewissen Radius um diesen Pixel liegen dem Cluster hinzugefügt und anschließend von jedem dieser Pixel aus genauso verfahren. Die in dieser Arbeit verwendete Rekonstruktion verwendet einen Radius von 50 Pixeln. Cluster mit weniger als 5 Pixeln werden verworfen, da solche Cluster aller Wahrscheinlichkeit nach durch zufälliges Rauschen und nicht durch ein Photon verursacht werden.

Anschließend wird zusätzlich der Ladungsschwerpunkt, die Breite (RMS) in transversaler ( $rms_{trans}$ ) und longitudinaler ( $rms_{long}$ ) Richtung sowie die Exzentrizität  $\epsilon = rms_{trans}/rms_{long}$  der Cluster berechnet.

### 3. Messprozess und Vorbereitung der Ereignisse

Nummer der Messung	Quelle	Polarisation	Driftfeld in V/cm	Länge Messfenster in ms	Anzahl Ereignisse
49	$^{55}\text{Fe}$	keine	500	14	32674
77	PETRA III (ohne Polarisator)	horizontal	333	7	14902
86	PETRA III	vertikal	333	7	20618
87	PETRA III	horizontal	333	7	198875
88	PETRA III	$\sigma^+$	333	7	20108
89	PETRA III	$\sigma^-$	333	7	9888
67	$^{55}\text{Fe}$	keine	333	11	25564

Tabelle 3.5.: Übersicht der in dieser Arbeit ausgewertete Messungen in chronologischer Reihenfolge; bei PETRA III wenn nicht anders vermerkt mit Polarisator

---

## Winkelrekonstruktion

---

Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist die Verteilung der Emissionswinkel der Photoelektronen über Gleichung 4.1 mit der Polarisation des Photons verknüpft. Um nun aus den Ereignisbildern die Polarisation bestimmen zu können, ist es also notwendig, die ursprüngliche Richtung jedes Photoelektrons möglichst genau zu bestimmen.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2(\theta)}{(1 - \beta \cos(\theta))^4} \cos^2\phi \quad (4.1)$$

Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren wird im Folgenden genauer beschrieben. Es orientiert sich an [21].

### 4.1. Einstufiges Rekonstruktionsverfahren

Der Detektor erfasst eine Projektion der Elektronenspür in die Ebene des Chips. Um die Polarisationsrichtung bestimmen zu können, wird analog zu [21] die Bildrotation bestimmt. Dies ist ein Prinzip aus der digitalen Bildverarbeitung und basiert darauf diejenige Gerade zu finden, welche den ladungsgewichteten, quadratischen Abstand der einzelnen Pixel von dieser Gerade minimiert.

Damit erhält man als Rotationswinkel des Bildes (Herleitung, siehe [7])

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\mu_{11}}{\mu_{20} - \mu_{02}}\right) \quad (4.2)$$

wobei die jeweiligen zentralen Momente als

$$\mu_{ij} = \sum_x \sum_y (x - \bar{x})^i (y - \bar{y})^j q_{xy} \quad (4.3)$$

gegeben sind und  $q_{xy}$  die Ladung im Pixel  $(x,y)$ , und  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  die Ladungsschwerpunkte in x- bzw. y-Richtung sind. Die durch diesen Winkel beschriebene Gerade geht zudem durch den Ladungsschwerpunkt. [22]

#### 4. Winkelrekonstruktion

Für ein Elektron, welches nicht durch Vielfachstreuung abgelenkt wird, ergibt dies den Winkel der Geraden entlang derer es emittiert wurde relativ zur x-Achse. Sie beschreibt allerdings nicht seine Richtung. Um diese zu bestimmen muss ein weiteres Kriterium angewandt werden. Wie in 2.3 beschrieben, steigt der Energieverlust der Elektronen mit sinkender Energie an. Der Großteil der Energie wird also am Ende der Spur deponiert (dem sogenannten Bragg-Peak). Um die Position des Bragg-Peaks bestimmen zu können, kann nun analog zu [21] die Schiefe der Ladungsverteilung entlang der zuvor bestimmten Gerade verwendet werden. Dazu wird die Ladung aller Pixel auf diese projiziert (Koordinate  $x'$ ) und das eindimensionale dritte Moment

$$\mu_3 = \sum_{x'} (x' - \bar{x}')^3 q_{x'} \quad (4.4)$$

berechnet. Dieser Wert ist je nach Definition proportional zu der Schiefe der Verteilung. Ist er kleiner 0, so heißt die Verteilung linksschief, was bedeutet, dass sich das Maximum der Verteilung rechts vom Mittelwert befindet. Ist  $\mu_3$  größer 0, so ist die Verteilung rechtsschief und das Maximum der Verteilung links vom Mittelwert.

Aufgrund des Bragg-Peaks würde man erwarten, dass das Maximum der Verteilung weiter in Richtung des Spurendes liegt als der Mittelwert. Vernachlässigt man nun erneut Vielfachstreuung, so lässt sich über die Schiefe also die Position von Spuranfang und -ende und somit in Verbindung mit Gleichung 4.2 die Emissionsrichtung des Elektrons bestimmen. Ein Beispiel für eine mit dieser Methode Rekonstruierte Elektronenspur ist in Abb. 4.1 zu sehen.

### 4.2. Einfluss von Vielfachstreuung und zweite Stufe der Rekonstruktion

Auf seinem Weg wechselwirkt das Elektron jedoch mit dem darin befindlichen Gas und wird dabei von seiner geraden Bahn abgelenkt (Vielfachstreuung, siehe Abschnitt 2.3.1). Dies führt in den meisten Fällen zu einer fehlerhaften Rekonstruktion des Winkels (siehe z.B. Abb. 4.2(a)).

Um den Einfluss der Vielfachstreuung zu reduzieren wird im Folgenden (analog zu [21]) nur der Anfang der Teilchenspur betrachtet. Durch die bereits in der einstufigen Rekonstruktion bestimmte Richtung ist Anfang und Ende der Spur bereits definiert. Als Halbierende wird die Senkrechte zu der im ersten Schritt bestimmten Gerade durch den Ladungsschwerpunkt verwendet. Dies hat zunächst den Grund, dass es sich beim Ladungsschwerpunkt um einen bereits bestimmten und klar definierten Punkt handelt. Bei einzelnen Ereignissen kann es sinnvoll sein, einen noch kleineren Anteil der Spur zu betrachten (siehe 5.3.3).

Auf die Pixel in dem so bestimmten Spuranfang wird nun erneut das in 4.1 beschriebene Verfahren angewandt. Da jedoch bereits im vorherigen Schritt Spuranfang und -ende bestimmt wurde, wird die Richtung des Elektrons nun nicht nach dem Schiefekriterium bestimmt, sondern die Richtung gewählt, die zu der im ersten Schritt Rekonstruierten eine Winkeldifferenz von weniger als  $90^\circ$  aufweist. Wie man in Abb. 4.2(b) sieht, führt dieses Verfahren bei entsprechend langen und nur einfach gestreuten Spuren zu einer deutlichen Verbesserung der Winkelrekonstruktion.



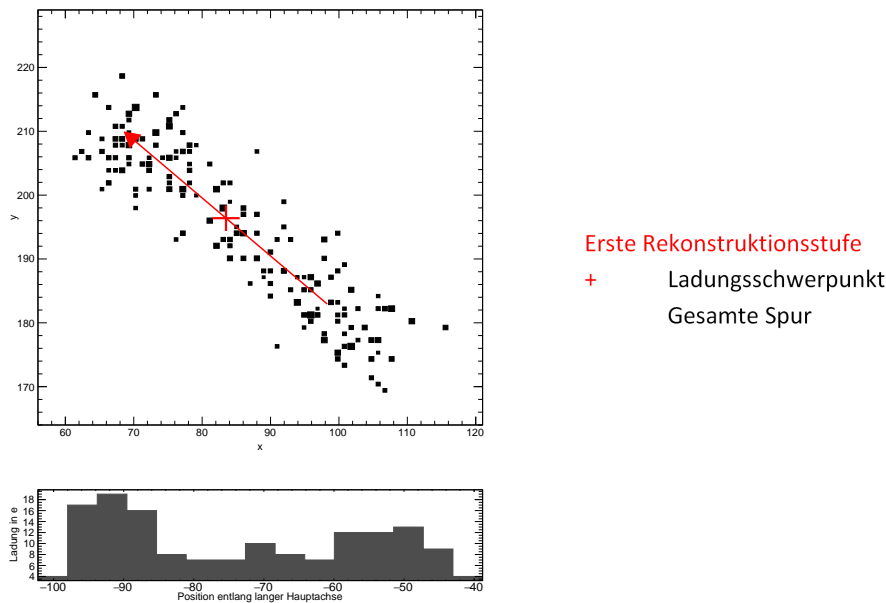


Abbildung 4.1.: Beispiel für das Ergebnis der einstufigen Winkelrekonstruktion für ein kaum von Vielfachstreuung betroffenes Ereignis (obere Abbildung) und die auf die rekonstruierte Gerade projizierte Ladung (untere Abbildung), für ein Photon aus einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle

### 4.3. Einfluss der Exzentrizität

Betrachtet man die einzelnen Ereignisse, so fällt auf, dass bei besonders „runden“ Ereignissen, der Winkel der zweiten Rekonstruktionsstufe um etwa  $90^\circ$  vom Winkel der ersten Stufe abweicht (siehe z.B. Abb. 4.3). Dies liegt daran, dass das Ereignis halbiert wird und sich so bei „runden“ Ereignissen eine ovale Form senkrecht zur ursprünglich rekonstruierten Richtung ergibt. Dies wird deutlich erkennbar, wenn man den Winkelunterschied zwischen den Winkeln der ersten und zweiten Stufe der Rekonstruktion für Ereignisse mit verschieden großer Exzentrizität  $\epsilon$  (hier: Quotient aus transversalen und longitudinalen RMS) betrachtet (siehe Abb. 4.4). Man erkennt, dass bei niedrigen Exzentrizitäten die meisten Ereignisse eine Änderung von  $\pm 90^\circ$  von der ersten auf die zweite Stufe aufweisen. Für größere Exzentrizitäten bildet sich eine Verteilung mit einem Maximum bei einer Winkeldifferenz von 0 aufweist und zu den Rändern hin abfällt.

Im Folgenden werden daher Ereignisse mit einer besonders niedrigen Exzentrizität (d.h. „runde“ Ereignisse) nicht mehr betrachtet. Aufgrund der Ergebnisse in Abb. 4.4 scheint es sinnvoll, die Schwelle auf die Exzentrizität bei mindestens  $\epsilon > 2$  anzusetzen, um einen Fehler in der zweiten Rekonstruktionsstufe zu vermeiden.

Ein weiteres Erhöhen der Schwelle kann jedoch darüber hinaus auch zu einer Verbesserung der Rekonstruktion im Allgemeinen führen, da längeren Spuren mehr Information über die ursprüngliche Richtung zu entnehmen ist.

#### 4. Winkelrekonstruktion

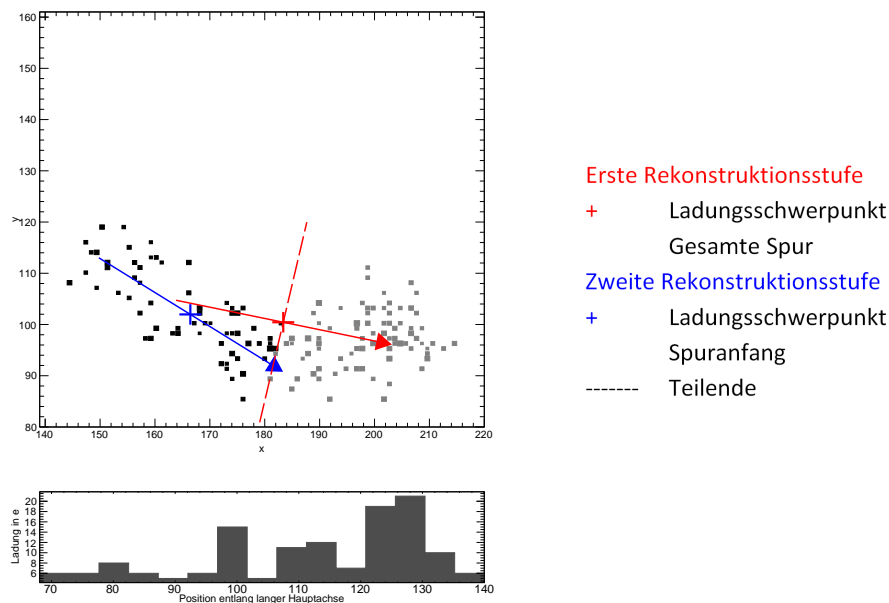


Abbildung 4.2.: Beispiel für das Ergebnis der einstufigen (rot) und zweistufigen (blau) Winkelrekonstruktion für ein durch Vielfachstreuung betroffenes Ereignis (obere Abbildung) und die auf die einstufig rekonstruierte Gerade projizierte Ladung (untere Abbildung), für ein Photon aus einer <sup>55</sup>Fe-Quelle

#### 4.4. Vorgehensweise bei der Auswertung der Messungen

Die für alle Ereignisse rekonstruierten Winkel sollten nach Gleichung 4.1 eine  $\cos^2$ -Verteilung bilden, wenn sie in ein Histogramm eingetragen werden. Aufgrund von Unsicherheiten in der Winkelrekonstruktion und der Verbreiterung der Spuren durch Diffusion ist diese jedoch um einen konstanten Offset in y-Richtung verschoben. An die Messdaten wird daher eine  $A \cdot \cos^2(\phi - \phi_0) + B$  Kurve mit variablem Offset  $B$  und Amplitude  $A$  angepasst.  $\phi_0$  beschreibt dann die Polarisationsrichtung. In Anlehnung an die Definition des Polarisationsgrades (Gleichung 2.2) definiert man nun den sogenannten Modulationsfaktor als:

$$m = \frac{f_{max} - f_{min}}{f_{max} + f_{min}} \quad (4.5)$$

Dabei ist  $f_{max/min}$  der maximale bzw. minimale Wert der angepassten Kurve. Aufgrund der analogen Definitionsweise sollten Modulationsfaktor und Polarisationsgrad korreliert sein. Wäre die Winkelrekonstruktion und Auflösung des Detektors perfekt (und die Statistik sehr hoch), würde der Modulationsfaktor dem Polarisationsgrad entsprechen. Da die Winkelrekonstruktion jedoch beispielsweise aufgrund von Vielfachstreuung fehlerbehaftet ist, ist zu erwarten, dass der Modulationsfaktor stets kleiner ist als der tatsächliche Polarisationsgrad. Es sollte also das Ziel sein, diesen zu maximieren.

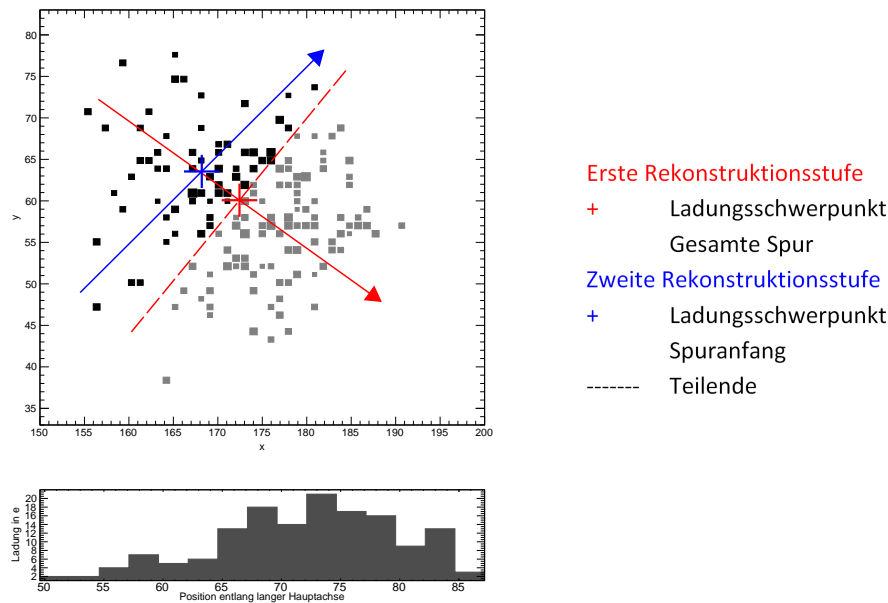


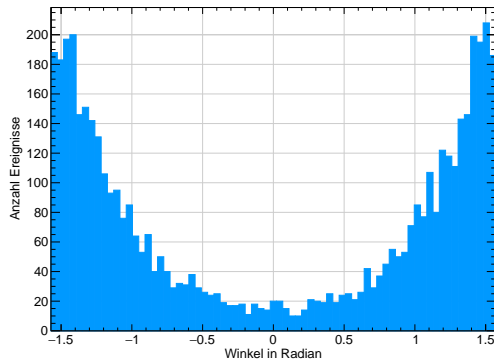
Abbildung 4.3.: Beispiel für die Auswirkung der zweiten Stufe der Rekonstruktion auf ein Ereignis mit niedrigerer Exzentrizität, aus einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle

Gleichzeitig ist es für eine eventuelle spätere Anwendung notwendig, eine ausreichend gute Rekonstruktion des Polarisationsgrades in einer möglichst kurzen Messzeit zu erreichen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Quelle mit einer sehr hohen (und frei einstellbaren) Strahlintensitäten ist daher vor allem von Bedeutung, dass möglichst viele der aufgenommenen Ereignisse zur Rekonstruktion verwendet werden können. In einem Nutzungsszenario mit geringerer Intensität wäre zusätzlich die Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen im Gas relevant.

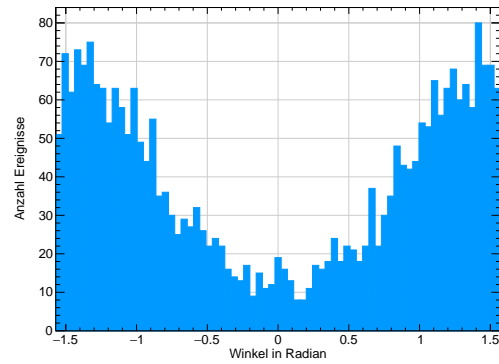
## 4.5. Statistische Vorüberlegungen

Bei der Auswertung ist zu beachten, dass die Anzahl an ausgewerteten Ereignissen nicht so weit reduziert wird, dass sie Statistik nicht mehr für eine sichere Kurvenanpassung ausreicht. Einen zusätzlichen Einfluss hat die Methode der Kurvenanpassung. In Abb. 4.5 sind die Ergebnisse einer Simulation zu sehen, bei der zufällige Werte der erwarteten  $\cos^2$ -Verteilung folgend erzeugt wurden. Die Verteilung wurde so gewählt, dass im Limit großer Ereigniszahlen ein Modulationsfaktor von 78% erwartet wird. Wie man sieht, schwankt der ermittelte Modulationsfaktor sowohl für die Likelihood- als auch die  $\chi^2$ -Methode von hohen Ereigniszahlen ausgehend zunächst um diesen Wert. In beiden Fällen beginnt der Wert dann zu kleineren Ereigniszahlen hin anzusteigen, im Falle der  $\chi^2$ -Methode deutlich stärker. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass bei derartig wenigen Ereignissen, die Einträge in den Bins (Histogrammklassen) am Minimum der  $\cos^2$ -Verteilung statt als gaußverteilt als poissonverteilt gesehen werden müssen und die  $\chi^2$ -Methode dies nicht berücksichtigt. Die Likelihood-Anpassung berücksichtigt diese

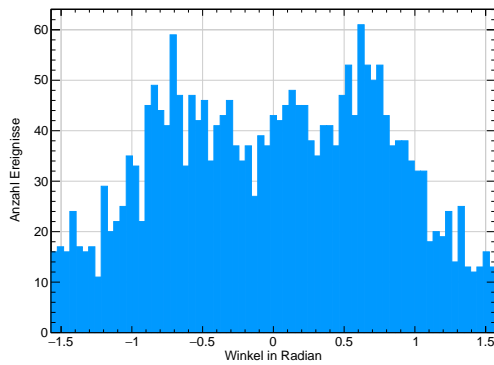
#### 4. Winkelrekonstruktion



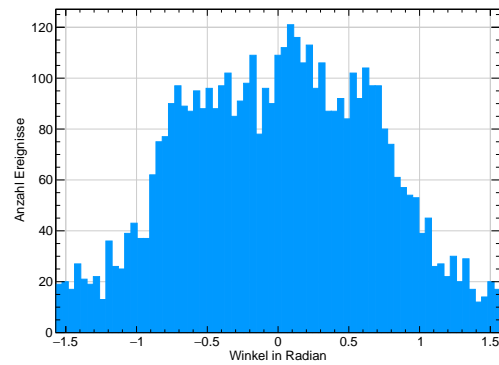
(a)  $\epsilon < 1.5$



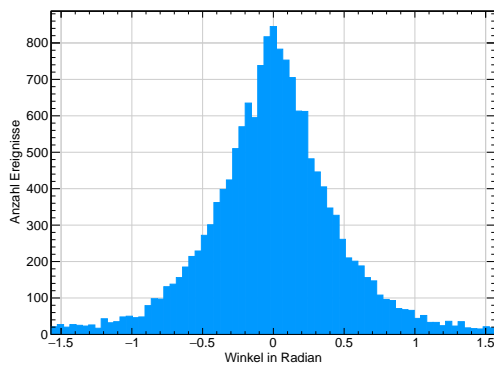
(b)  $1.25 < \epsilon < 1.5$



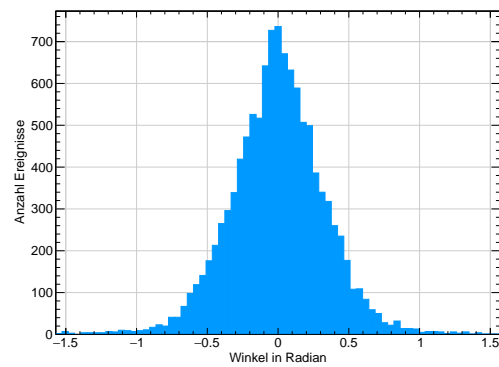
(c)  $1.5 < \epsilon < 1.75$



(d)  $1.5 < \epsilon < 2$



(e)  $1.5 < \epsilon$



(f)  $2 < \epsilon$

Abbildung 4.4.: Änderung der rekonstruierten Winkel von der einstufigen auf die zweistufige Rekonstruktion, für eine Messung mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle

Tatsache besser, so dass die Anzahl an Ereignissen einen schwächeren Einfluss auf den Modulationsfaktor hat. Diese Methode der Kurvenanpassung ist daher für die weitere Auswertung vorzuziehen.

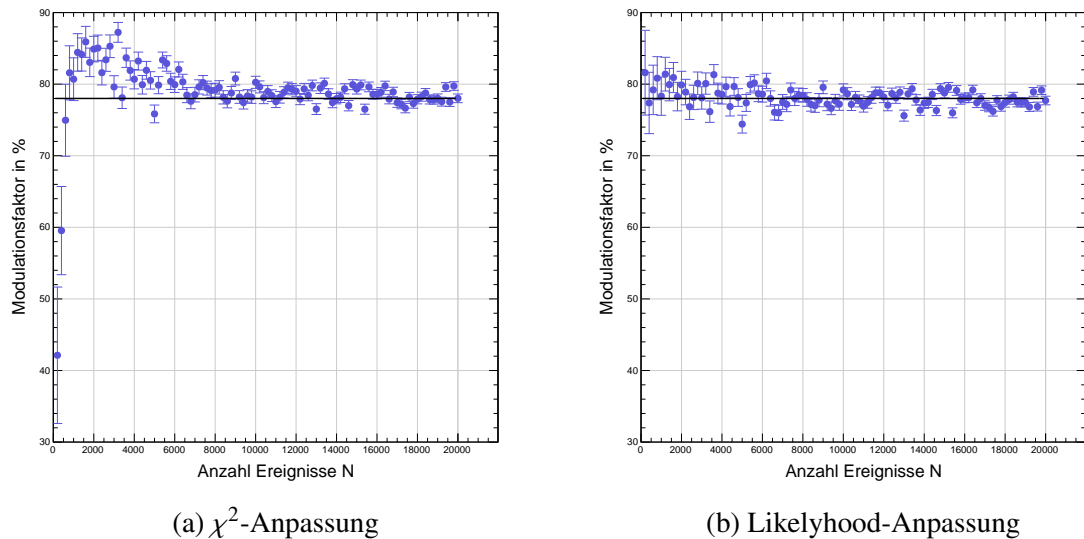


Abbildung 4.5.: Vergleich der simulierten Entwicklung des Modulationsfaktors bei verschiedenen vielen Ereignissen und 124 Bins für  $\chi^2$ - und Likelihood-Methode

Zusätzlich muss die richtige Anzahl an Bins für das Winkelhistogramm gewählt werden. Mit zu wenigen Bins könnte die Verteilung nicht detailliert genug dargestellt werden, bei zu vielen Bins wird sie durch statistische Fluktuationen dominiert. In Abb. 4.6 ist der nach der gleichen Methode simulierte Modulationsfaktor für verschiedene Anzahlen an Bins aufgetragen. Wie man sieht schwankt dieser für  $N = 9000$  über die gesamte betrachtete Breite in einem Intervall von etwa  $\pm 2\%$  um den Wert von 78%. Die Wahl des Binnings scheint im Bereich von 20 bis 600 Bins also einen geringeren Einfluss auf den Modulationsfaktor zu haben als die Anzahl der Ereignisse und kann somit relativ frei getroffen werden. Für  $N = 2000$  ist die Schwankung deutlich größer, und es ist ein Anstieg zu kleineren Binanzahlen hin sichtbar. Ab etwa 100 Bins bleibt die Schwankung hingegen auch hier etwa gleich groß. Aus Gründen der guten optischen Nachvollziehbarkeit der Kurvenanpassung wurden im Folgenden stets 124 Bins verwendet.

Aufgrund der mit abnehmender Statistik zunehmenden Schwankung des Modulationsfaktors ist es wichtig, stets möglichst viele Ereignisse in die Auswertung mit einzubeziehen. Dafür ist es sinnvoll eine untere Grenze zu bestimmen, ab der die Schwankung zu groß wird, um den Wert für den Modulationsfaktor sicher bestimmen zu können. Dazu wurde die Simulation aus 4.5 mit der fünffachen Anzahl an Datenpunkten wiederholt und die Ergebnisse in ein Histogramm eingetragen (siehe Abb. 4.7). Passt man an diese Verteilung eine Gaußkurve an, so zeigt sich, dass diese ihr Maximum mit  $(77,96 \pm 0,05)\%$  sehr nah am vorgegebenen Wert von 78% hat. Die Breite der Kurve beträgt  $(1,05 \pm 0,05)\%$ .

#### 4. Winkelrekonstruktion

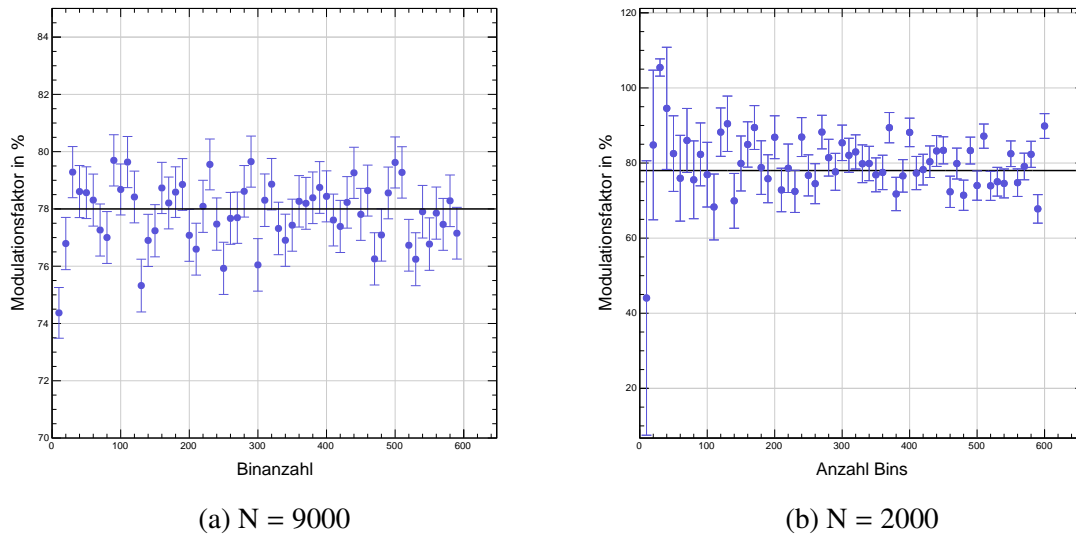


Abbildung 4.6.: Simulierte Entwicklung des Modulationsfaktors bei verschiedenen vielen Bins und 2000 bzw. 9000 Ereignissen

Vergleicht man die errechneten Werte mit dieser Breite (siehe Abb. 4.8), so sieht man, dass bei einem Modulationsfaktor von 78% der Bereich von  $2\sigma$  um den wahren Wert ab etwa  $N < 6000$  regelmäßig deutlich verlassen wird. Für eine möglichst genaue Bestimmung des Modulationsfaktors wäre es also wünschenswert mehr als 6000 Ereignisse in die Auswertung einzubeziehen. Dieser Wert wird auch bei Simulationen mit anderen Modulationsfaktoren ungefähr bestätigt (siehe Anhang A.1). Zudem beobachtet man, dass die Standardabweichung mit sinkendem Modulationsfaktor zunimmt. Dies liegt vermutlich daran, dass bei einer ausgeprägteren Modulation eine eindeutigeren Kurvenanpassung möglich ist.

Die zweite wichtige Größe ist der rekonstruierte Winkel. Wie man in Abb. 4.9 sieht, nimmt auch die Unsicherheit auf den rekonstruierten Winkel mit abnehmender Statistik zu. Die Schwankungen bewegen sich ab 6000 Ereignissen im Bereich von maximal  $\pm 0,02$  was etwa  $1,2^\circ$  entspricht.

Auch hier ist zu beobachten, dass die Schwankungen mit steigendem Modulationsfaktor abnehmen (siehe Anhang A.1). Dies ist vermutlich ebenfalls auf die eindeutigeren Kurvenanpassung bei ausgeprägterer Modulation zurückzuführen.

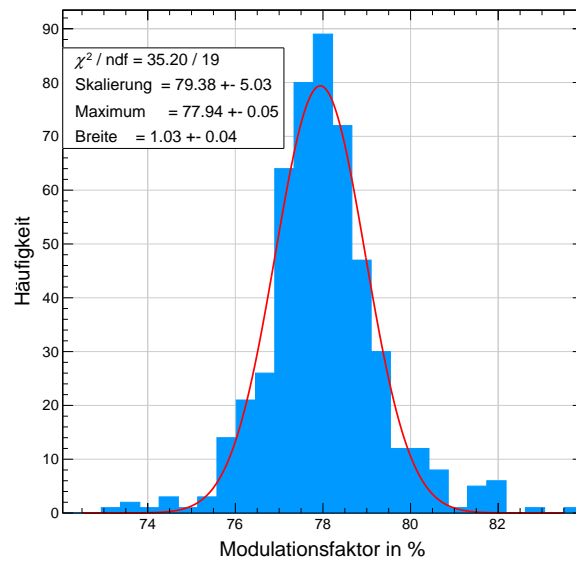


Abbildung 4.7.: Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve

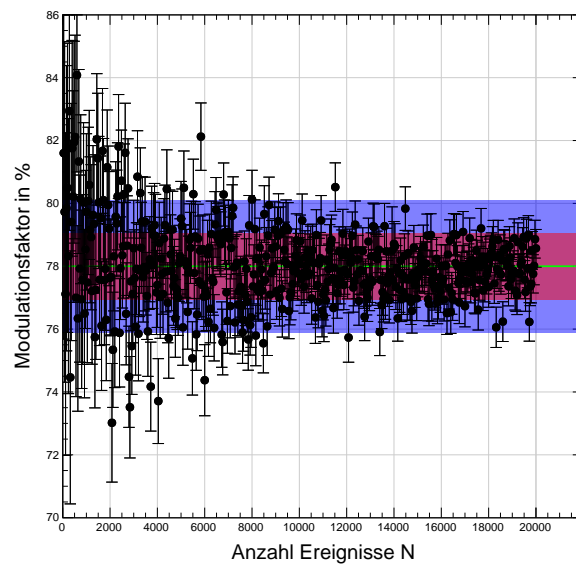


Abbildung 4.8.: Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 78%, rosa =  $1\sigma$ , lila =  $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert

#### 4. Winkelrekonstruktion

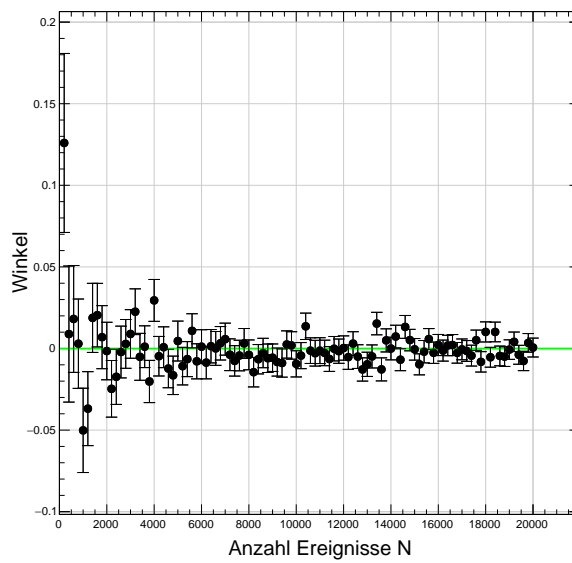


Abbildung 4.9.: Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 78%



# Messergebnisse und Auswertung

---

In diesem Kapitel werden mit Hilfe der in Kapitel 4 diskutierten Methoden die mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle erstellten Testmessungen und die bei PETRA III mit einer polarisierten Quelle gemachten Messungen ausgewertet. Zudem wird der Einfluss verschiedener Schnitte auf den Modulationsfaktor untersucht und versucht diesen zu maximieren. Abschließend wird der Fehler auf diesen untersucht und die Güte der Winkelrekonstruktion abgeschätzt.

## 5.1. Vorbemerkungen

In der gesamten Auswertung werden Winkel, sofern nicht anders angegeben, in Radian bezeichnet. Der rekonstruierten Winkel einer Spur bewegt sich im Intervall  $[-\pi, \pi]$ . Die Winkel sind so gewählt, dass der Winkel 0 der positiven x-Richtung entspricht, und  $\pi/2$  der positiven y-Richtung. Eine Polarisation von  $0^\circ$  wird im Folgenden auch als horizontal, eine Polarisation von  $90^\circ$  entsprechend als vertikal polarisiert bezeichnet.

Aufgrund der geringen Datenlage in dieser Arbeit, werden in dieser Arbeit auch Auswertungen durchgeführt, bei denen die in Abschnitt 4.5 bestimmte Grenze von 6000 ausgewerteten Ereignissen unterschritten wird. Hier muss dann der entsprechend vergrößerte Fehler berücksichtigt werden und jeder Schnitt muss sich daran messen, dass er das Ergebnis über statistische Schwankungen hinweg verbessert.

## 5.2. Ergebnisse mit der Eisenquelle

Das in 4.2 beschriebene, zweistufige Verfahren wurde zunächst an Daten getestet, die mit Hilfe der  $^{55}\text{Fe}$  Quelle erzeugt wurden. Da die aus dieser Quelle stammende Strahlung nicht polarisiert ist, erwartet man bei der Auswertung der Emissionswinkel eine Gleichverteilung. Wie man in Abb. 5.1 sieht, scheint dies bis auf statistische Fluktuationen der Fall zu sein. Passt man an die Verteilung eine Gleichverteilung an, so ergibt sich ein konstanter Wert von  $(262,00 \pm 1.45)$  und  $\chi^2/\text{ndf} \approx 1,43$ .

## 5. Messergebnisse und Auswertung

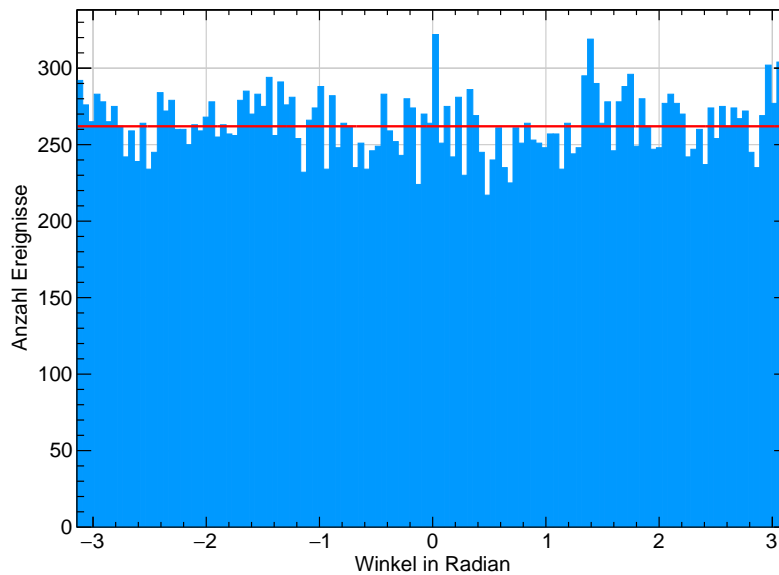


Abbildung 5.1.: Winkelverteilung nach der zweistufigen Rekonstruktion, aufgenommen mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle (Messung 49)

Zusätzlich wurde die Verteilung der Anzahl an aktivierten Pixel in den Ereignissen untersucht. In Abb. 5.2 ist diese Verteilung aufgetragen. Wie man sieht weist das Pixelspektrum ein deutliches Maximum auf, welches von den Photonen aus der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle erzeugt wird (Photopeak). Die Verbreiterung des Maximums wird durch statistische Fluktuationen in der Ionisation und Gasverstärkung verursacht. Die Energieauflösung ist hier nicht gut genug, als dass man die verschiedenen Röntgenlinien der Quelle unterscheiden könnte.

Wie in 3.1 beschrieben, entspricht idealerweise ein aktivierter Pixel genau einem Primärelektron. Da die Anzahl der erzeugten Elektronen von der Energie des einfallenden Photons abhängt, ist theoretisch zu erwarten, dass die Anzahl aktivierter Pixel proportional zur Energie ist.

Aus der mittleren benötigten Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares für Helium (41 eV) [3, S. 186] und  $\text{CO}_2$  (33 eV) [3, S. 186] lässt sich die im Mittel für eine Ionisation nötige Energie für das verwendete Gasgemisch berechnen:

$$w_i = 0.9 \cdot w_{i,\text{He}} + 0.1 \cdot w_{i,\text{CO}_2} = 40.2 \text{ eV} \quad (5.1)$$

Die Eisenquelle würde mit einer Photonenenergie von 5.9 keV etwa 147 Elektron-Ion-Paare erzeugen. Wie man in Abb. 5.2 sieht, liegt das Maximum des Photopeaks leicht unterhalb dieses Wertes. Ein leichter Verlust an Elektronen kann beispielsweise dadurch entstehen, dass nicht immer genau ein Elektron ein Loch trifft. Auch kann es durch Fremdgase im Detektor zu einer Veränderung des  $w_i$ 's kommen. Da der Detektor jedoch bei einem leichten Überdruck betrieben wird, ist es unwahrscheinlich, dass sich ein signifikanter Anteil anderer Gase im Detektor befindet.

Bei höheren Pixelzahlen findet sich ein weiteres, schwächeres Maximum, welches vermutlich von Ereignissen verursacht wird, in denen zwei Photonen gleichzeitig konvertieren. Dies ist an der etwa doppelt so großen Pixelanzahl zu erkennen.

Es ist nicht abschließend geklärt woher die beiden Maxima links vom Photopeak stammen. Es gibt verschiedene Mechanismen, wodurch Elektronen oder Pixel im Detektor verloren gehen können, beispielsweise durch eine im Verhältnis zur Gasverstärkung zu hoch gewählte Schwelle. Auch durch eine zu geringe Diffusion würde es zu einer Verringerung der Pixelanzahl kommen. Allerdings sollten diese Prozesse alle zu einer Verschiebung oder Verbreiterung des gesamten Photopeaks führen, womit sich das gemessene Pixelspektrum nicht erklären lässt.

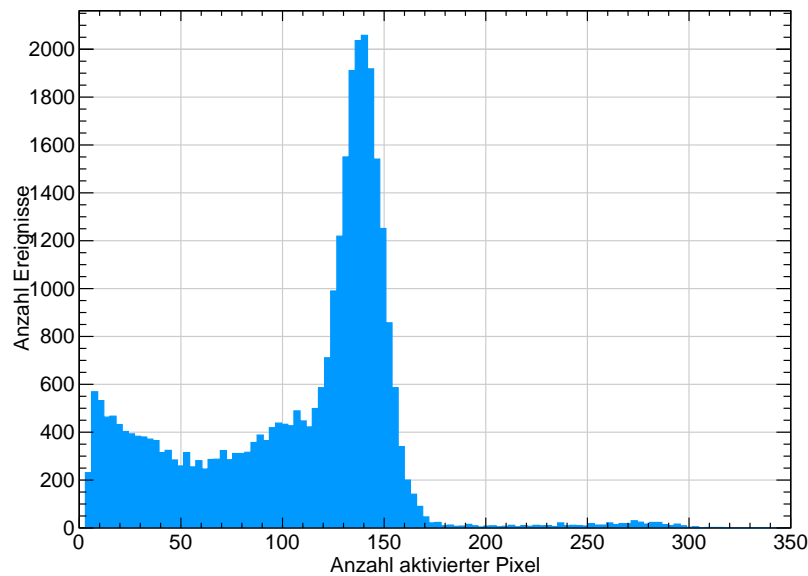


Abbildung 5.2.: Verteilung der Anzahl an aktivierten Pixeln (Messung 49)

### 5.3. Ergebnisse an P09

Da an P09 polarisierte Strahlung verfügbar ist, bieten die Messungen dort die Möglichkeit den Erfolg der Winkelrekonstruktion zu prüfen. Es wurden je eine Messung mit horizontal, vertikal und links- ( $\sigma^-$ ) bzw. rechtszirkular ( $\sigma^+$ ) polarisierter Strahlung durchgeführt (siehe Tabelle 3.5). Die Messungen mit der zirkularen Polarisation können als Referenz verwendet werden, da sie in diesem Aufbau wie unpolarisierte Strahlung erscheinen sollten. Dies liegt daran, dass sich zirkular polarisierte Strahlung als Überlagerung zweier senkrecht zueinander linear polarisierter Strahlungen auffassen lässt. Als Winkelverteilung erhielt man also die Summe zweier um  $\pi/2$  phasenverschobener  $\cos^2(x)$ -Verteilungen und somit eine Gleichverteilung.

Wendet man die in 4.2 beschriebene zweistufige Winkelrekonstruktion ohne jegliche Schnitte auf die Ereignisse an, so erhält man die in Abb. 5.3 dargestellten Winkelverteilungen. Wie man

## 5. Messergebnisse und Auswertung

sieht (siehe auch Tabelle 5.1) ist insbesondere die Rekonstruktion der Polarisationsrichtung sehr genau (unter der Annahme, dass der Detektor gerade ausgerichtet ist, liegen die theoretischen Werte stets innerhalb der Fehlergrenzen). Auch beobachtet man, dass der Modulationsfaktor bei vertikaler Polarisation etwas geringer ist. Da der Polarisationsgrad in diese Richtung kleiner ist als für die horizontale Polarisation, entspricht dies den Erwartungen. Auch ist der Modulationsfaktor für die zirkular polarisierten Proben deutlich kleiner, als für die linear polarisierten, allerdings nicht 0.

Messung	Polarisation	rekonstruierte Polarisation	Modulationsfaktor in %	$\chi^2/\text{ndf}$
87	$0^\circ$	$-0,01 \pm 0,01$	$39,91 \pm 0,72$	1,16
86	$90^\circ$	$1,59 \pm 0,02$	$29,72 \pm 0,75$	1,16
88	$\sigma^+$	$-3,14 \pm 0,10$	$2,05 \pm 0,97$	1,07
89	$\sigma^-$	$1,38 \pm 0,27$	$2,62 \pm 1,38$	1,18

Tabelle 5.1.: Ergebnisse der zweistufigen Winkelrekonstruktion ohne Schnitte

### 5.3.1. Pixelspektrum

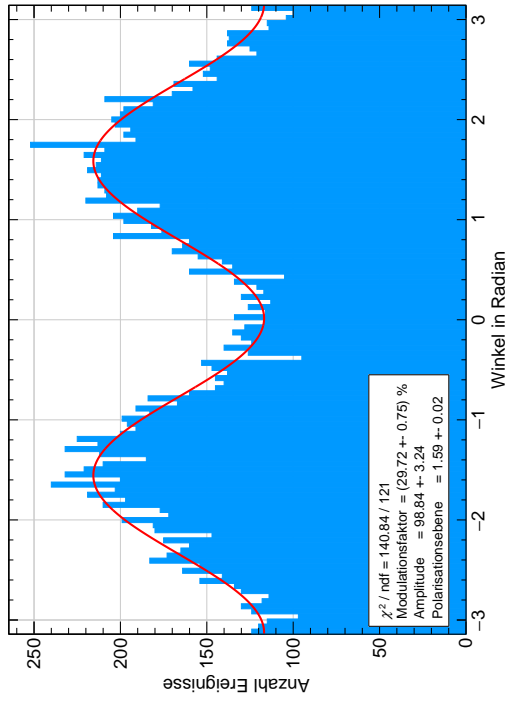
Zum Vergleich mit den mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle aufgenommenen Messungen wird auch für die Messungen bei PETRA III das Pixelspektrum aufgetragen (siehe Abb. 5.4). Mit der in Abschnitt 5.2 gemachten Berechnung der mittleren für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares nötigen Energie ergeben sich bei einer Strahlenergie von etwa 7 keV etwa 174 erzeugte Elektronen.

In Abb. 5.4 ist deutlich das Maximum des Photopeaks zu erkennen. Allerdings liegt dieses bei  $(110 \pm 5)$  Pixeln und somit deutlich unter der erwarteten Anzahl an Pixeln. Der Unterschied fällt zudem deutlich größer aus, als bei den Messungen mit der Eisenquelle.

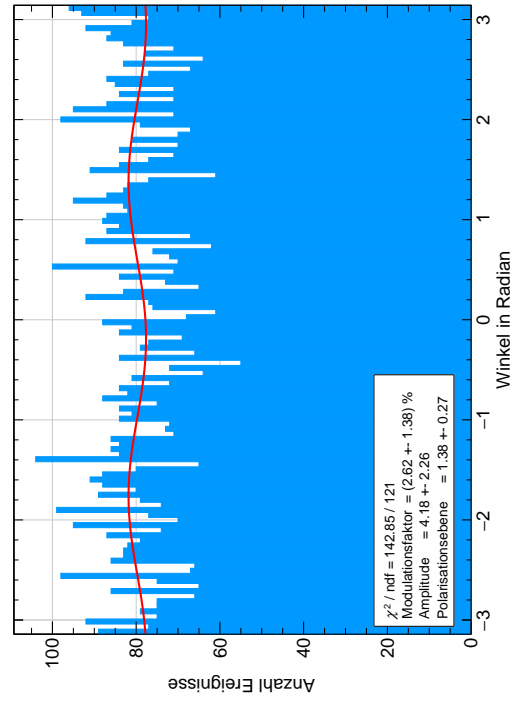
Um zu untersuchen, ob dieser Verlust an Pixeln durch eine mangelnde Diffusion verursacht worden sein kann, wird abgeschätzt, wie viele verschiedene Löcher des Grids von den Elektronen getroffen werden. Eine Elektronenspur von Elektronen mit einer Energie von 7 keV ist in He/CO<sub>2</sub> im Mischungsverhältnis 90/10 etwa 4 mm lang (siehe Tabelle 3.1). Durch die Diffusion über die 3 cm Driftlänge entsteht eine Gaußverteilung der Elektronen in die Richtung senkrecht zur Spur. Da sich die Konversionspunkte aufgrund der geringen Konversionsrate in etwa gleichmäßig über die gesamte Driftlänge  $l_{\text{drift}}$  verteilen, kann die mittlere Breite dieser Verteilung als

$$\sigma = \frac{D_{\text{trans}}}{l_{\text{drift}}} \cdot \int_0^{l_{\text{drift}}} \sqrt{l} dl = \frac{186.38 \mu\text{mcm}^{-1/2}}{3 \text{ cm}} \cdot \int_{0 \text{ cm}}^{3 \text{ cm}} \sqrt{l} dl \approx 214.34 \mu\text{m}$$

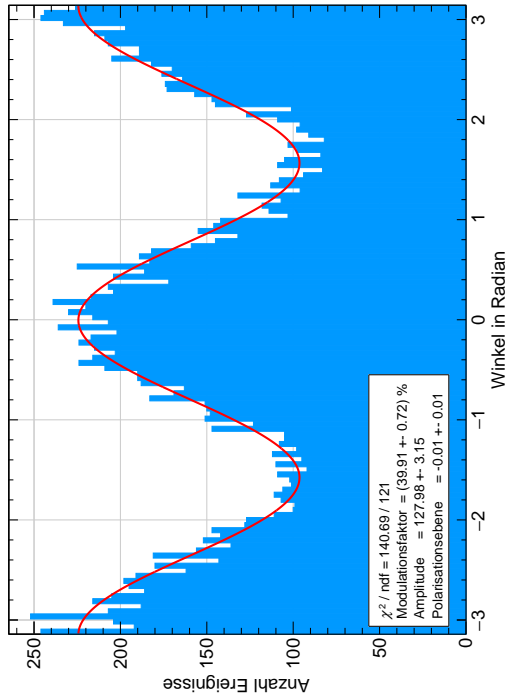
berechnet werden. Man kann nun annehmen, dass die Elektronen in longitudinale Richtung gleichverteilt sind. Aufgrund des Braggpeaks ist dies allerdings nur eine Näherung. Zusätzlich wird angenommen, dass die Elektronen jeweils in einem  $\pm\sigma$  breiten Streifen um den Spurmittelpunkt in transversale Richtung gleichverteilt sind, d.h. in den Intervallen  $\pm\sigma$  (68,3% der Elektronen),  $[-2\sigma, -\sigma]$  und  $[\sigma, 2\sigma]$  (insgesamt 23,1% der Elektronen), sowie in  $[-3\sigma, -2\sigma]$  und  $[2\sigma, 3\sigma]$  (4,3% der Elektronen). Jedes dieser Intervalle umfasst etwa 566 Pixel. Mit diesen Informationen lässt sich die Anzahl an in diesen Bereichen jeweils getroffenen Pixeln als



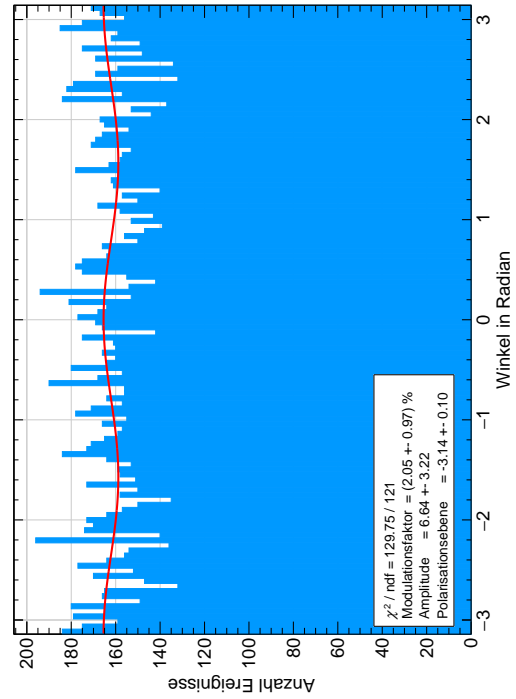
(b) Polarisation  $90^\circ$  (Messung 86)



(d) Polarisation  $\sigma^-$  (Messung 89)



(a) Polarisation  $0^\circ$  (Messung 87)



(c) Polarisation  $\sigma^+$  (Messung 88)

Abbildung 5.3.: Winkelverteilung nach der zweistufigen Rekonstruktion ohne Schnitte der an P09 genommenen Messungen

## 5. Messergebnisse und Auswertung

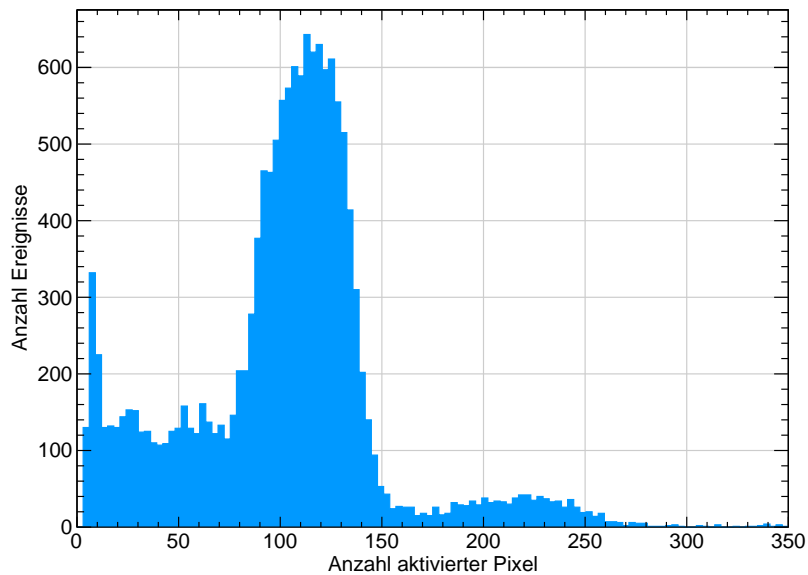


Abbildung 5.4.: Pixelspektrum einer Messung am ersten Messtag (Messung 77), Länge des Messfensters 7 ms

$N_{pixel} \cdot \left(1 - \left(\frac{N_{pixel}-1}{N_{pixel}}\right)^{N_e}\right)$  berechnen, wobei  $N_{pixel}$  die Anzahl der im jeweiligen Bereich liegenden Pixel und  $N_e$  die Anzahl an Elektronen ist, die auf den Bereich treffen. Für die oben berechnete Breite und eine Elektronenanzahl von 174 folgen insgesamt etwa 159 getroffene Pixel. Obwohl es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung handelt, kann eine zu geringe Diffusion also nur einen Teil des Verlustes an Pixeln erklären.

Ein weiterer Verlust könnte sich durch die Tatsache ergeben, dass an P09 nur eine Abgasleitung vorhanden war, welche einen Sog ausübte. Es wurde versucht diesen zu minimieren, indem die Abgasleitung des Detektors vor das Rohr gelegt wurde anstatt es hineinzustecken. Dennoch ist es möglich, dass sich hierdurch ein leichter Unterdruck aufbaute und so zusätzliche Fremd-gase in den Detektor eindringen konnten. Dies würde zu einer Veränderung der im Mittel für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares notwendigen Energie  $w_i$  und somit zu einer Veränderung der Anzahl an erzeugten Elektronen führen.

Das kleinere Maximum bei etwa 230 aktivierten Pixeln stammt von Ereignissen in denen zwei Photonen konvertiert sind. Wie auch bei den Messungen mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle sind zudem zwei weitere Maxima bei kleineren Pixelzahlen als dem Photopeak sichtbar. Zudem ist ein deutliches Maximum am untersten Rand des Spektrums zu sehen. Dieses wird vermutlich durch Rauschen verursacht, welches nicht vollständig durch die gewählte Schwelle unterdrückt wird.

Betrachtet man hingegen die Pixelspektren der Messungen 86 bis 89, welche am zweiten Tag aufgenommen wurden (siehe Abb. 5.5), so fällt auf, dass sich ihre Form deutlich verändert hat. Es ist weiterhin ein Maximum bei etwa 110 Pixeln sichtbar, jedoch gibt es ein zusätzliches,

stärkeres Maximum bei etwa der halben Pixelanzahl. Dieses könnte entweder durch einen zusätzlichen Verlust von Elektronen im Detektor verursacht worden sein, oder aber durch Photonen einer zweiten Energie.

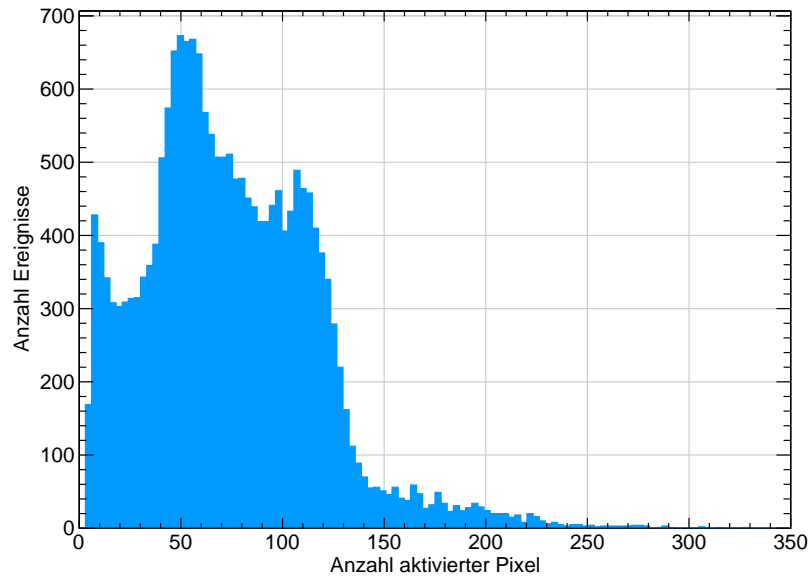


Abbildung 5.5.: Pixelspektrum einer Messung am zweiten Messtag (Messung 87), Länge des Messfensters 11 ms

Zwischen dem ersten und zweiten Messtag gab es im experimentellen Aufbau nur eine größere Veränderung und zwar den Einbau des Polarisators. Dieser basiert auf Diamantplatten. Da Diamant keine Fluoreszenzen im Röntgenbereich aufweist, ist es unwahrscheinlich, dass es sich bei dem zweiten Peak um eine durch das Diamant erzeugte zweite Photonenenergie handelt. Durch Vergleich aller vier am zweiten Tag gemachten Messungen, sowie der ersten und zweiten Hälfte einer Messung konnte zudem eine zeitliche Veränderung der im Mittel aktivierten Pixel ausgeschlossen werden (siehe Abb. 5.6). Dies hätte zu einem deutlich verbreiterten Spektrum führen können. Zudem ist es möglich, dass der Sog des Abgasrohres am ersten und zweiten Messtag unterschiedlich stark war.

Eine Wiederholung der Messungen mit den exakt gleichen Einstellungen nach der Rückkehr von DESY mit einer Eisenquelle (siehe Abb. 5.7) zeigte ein dem ersten Messtag (siehe Abb. 5.4) und den Messungen von vor der Messung an PETRA III (siehe Abb. 5.2) ähnliches Pixelspektrum. Der Grund, dass das Maximum für diese Messung bei einer größeren Pixelanzahl liegt als bei den Messungen bei PETRA III sind vermutlich veränderte Umweltumstände. So ist es möglich, dass durch Temperatur- oder Druckunterschiede eine unterschiedliche Diffusion und/oder Gasverstärkung vorliegt welche sich auf die Anzahl an aktivierten Pixeln auswirkt. Zudem ist es möglich, dass Fremdgase bei PETRA III zu einer Veränderung der mittleren für eine Ionisation notwendigen Energie führten. Es ist also nahezu auszuschließen, dass der Detektor zwischen

## 5. Messergebnisse und Auswertung

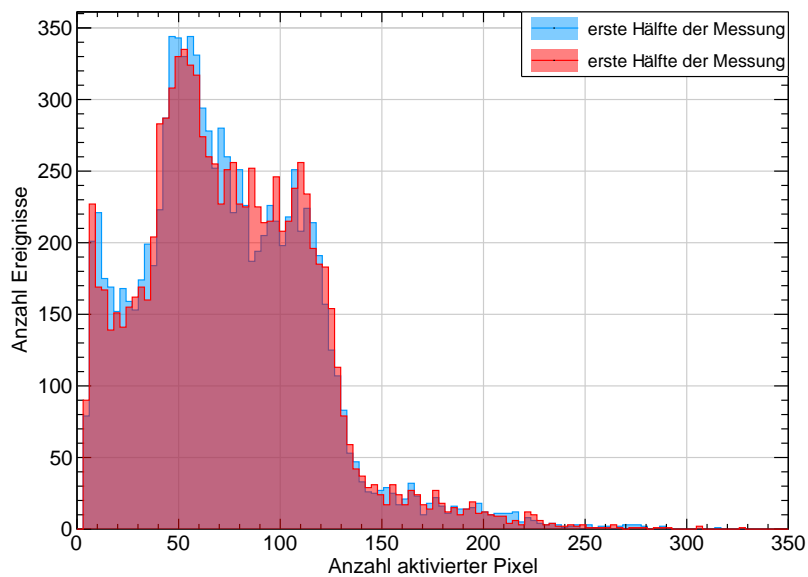


Abbildung 5.6.: Vergleich der Pixelspektren der zeitlich ersten und zweiten Hälfte der horizontal polarisierten Messung am zweiten Messtag

den beiden Messtagen beschädigt wurde und sich das Spektrum dadurch veränderte.

Auffällig ist, dass die Ereignisse in diesem Maximum bei kleineren Pixelzahlen bei der Rekonstruktion einen um etwa 14 Prozentpunkte (in Messung 87) niedrigeren Modulationsfaktor aufweisen, als Ereignisse aus dem Photopeak (siehe Abb. 5.8). Dies kann durch die kleinere Anzahl an aktivierten Pixeln verursacht werden, welche die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion verschlechtert. Da zudem nicht klar ist, wodurch diese Ereignisse verursacht werden, werden sie in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt. Es werden also nur Ereignisse mit mehr als 85 und weniger als 150 Pixeln berücksichtigt. Die obere Grenze dient der Reduzierung von Ereignissen in denen zwei Photonen konvertiert sind. Da alle Photonen ihren Ursprung in dem sehr fokussierten Strahl haben, sind die Spuren zweier Photonen in einem Ereignis nicht trennbar und Doppelereignisse beeinflussen so die Winkelrekonstruktion negativ. Dadurch, dass zwei Photonen aus dem linken Maximum eine ähnliche Pixelanzahl wie ein Photon aus dem rechten Maximum ergeben, werden so jedoch nicht alle Doppelereignisse ausgeschlossen.

### 5.3.2. Schnitte

Durch geeignete Kriterien (Schnitte) kann das Ergebnis verbessert werden, indem zum einen nur Ereignisse betrachtet werden, die auch sicher aus dem Strahl stammen, und zum anderen nur Ereignisse, die sich gut mit dem in 4.2 beschriebenen Algorithmus auswerten lassen.



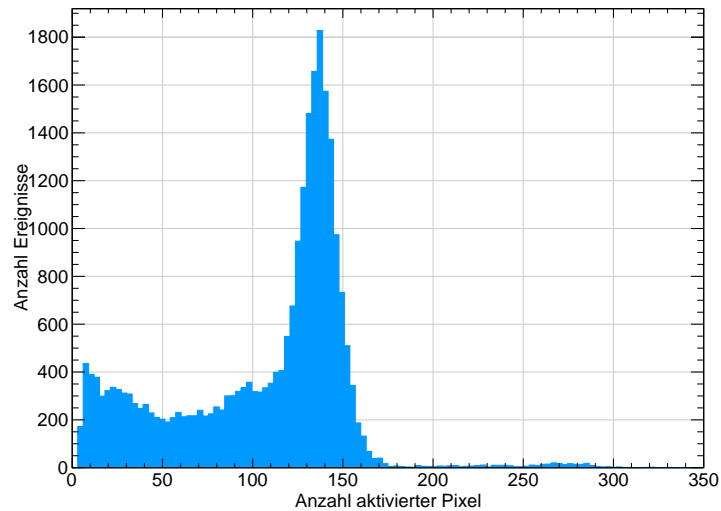


Abbildung 5.7.: Pixelspektrum einer Messung mit  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle nach der Rückkehr vom DESY (Messung 67), Länge des Messfensters 11 ms

### Positionsschnitte

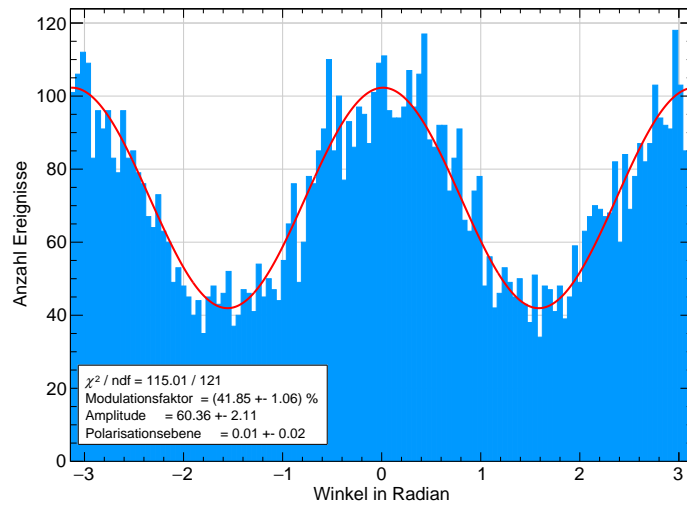
Das erste Kriterium lässt sich vor allem über den Abstand des Ursprungspunktes der Spur vom Auftreffpunkt des Strahls überprüfen. Um letzteren zu bestimmen, werden die aktivierten Pixel über alle Ereignisse einer Messung auf die x- bzw. y-Achse projiziert (siehe Abb. 5.9).

Aus dem Mittelpunkt der Verteilungen erhält man ein Strahlzentrum bei etwa 145 Pixeln in x-Richtung und 125 Pixeln in y-Richtung. Da die Verteilung nach der in 2.2 beschriebenen Winkelverteilung symmetrisch sein sollte und man davon ausgehen kann, dass Feldverzerrungen in der Mitte des Detektors annähernd vernachlässigbar sind, ist dies ein guter Schätzwert für die Position des Strahlzentrums. Wie man sieht, ist die Verteilung in Abb. 5.9(a) in x-Richtung breiter als die in y-Richtung und bei Abb. 5.9(b) umgekehrt. Dies liegt daran, dass es sich bei Abb. 5.9(a) um die Messung mit horizontal polarisierter Strahlung (d.h. in x-Richtung) und bei Abb. 5.9(b) um die mit vertikaler Polarisation handelt (d.h. in y-Richtung).

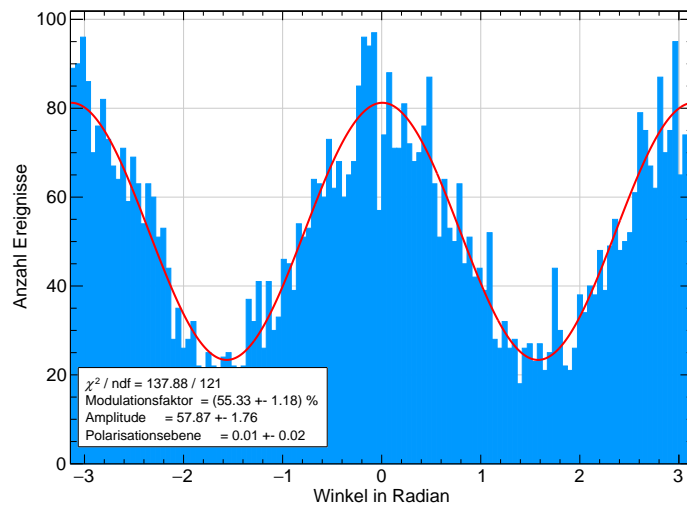
Da der Ausgangspunkt der Spur in der Winkelrekonstruktion nicht berechnet wird, wird alternativ der minimale Abstand eines aktivierten Pixels im Ereignis vom Strahlzentrum bestimmt. Betrachtet man die Verteilung dieses Abstandes am Beispiel der horizontal polarisierten Messung (Abb. 5.10), so fällt auf, dass die meisten Ereignisse Pixel in sehr kleiner Entfernung vom Auftreffpunkt beinhalten. Dass nicht alle Ereignisse aktivierte Pixel an der genauen Position des Strahlzentrums aufweisen, wird durch die Diffusion verursacht. Es scheint also relativ wenig Ereignisse zu geben, die nicht durch Photonen aus dem Strahl verursacht werden. Aus diesem Grund wurde auf die Anwendung von Positionsschnitten im Folgenden verzichtet.

In zukünftigen Anwendungen des Detektors steht zudem vermutlich selten eine derart fokussierte Photonenquelle zur Verfügung. Durch Verzicht auf Positionsschnitte ist somit eine besserer Vorhersage der Qualität der Winkelrekonstruktion für solche Anwendungen möglich.

## 5. Messergebnisse und Auswertung

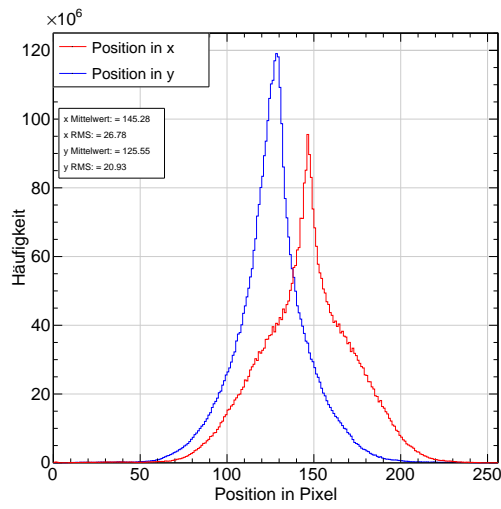


(a) mehr als 35, weniger als 85 Pixel

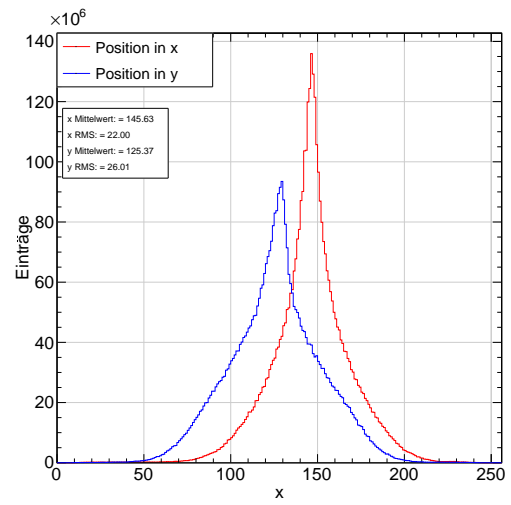


(b) mehr als 85, weniger als 150 Pixel

Abbildung 5.8.: Vergleich der Winkelspektren der beiden Maxima im Pixelspektrum für Messung 87 ( $0^\circ$  Polarisation)



(a) Polarisation  $0^\circ$  (Messung 87)



(b) Polarisation  $90^\circ$  (Messung 89)

Abbildung 5.9.: Position der aktivierten Pixel projiziert auf die x- bzw. y-Achse

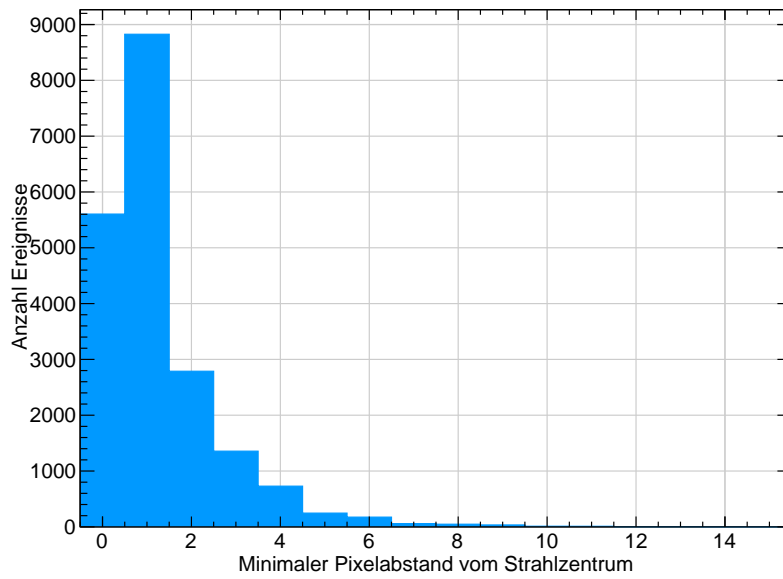


Abbildung 5.10.: Abstand des nächsten Pixels vom Strahlzentrum für die horizontal polarisierte Messung 87

### Exzentrizitätsschnitte

Das zweite Kriterium (gute Rekonstruierbarkeit der Ereignisse) wird vor allem durch die Exzentrizität der Photoncluster gegeben (wie in 5.2 beschrieben). Eine Erhöhung des Schnittes auf die Exzentrizität führt jedoch zu einer teils deutlichen Verringerung der Anzahl der untersuchten Ereignisse (siehe Abb. 5.11). Um zu untersuchen, ob der Schnitt auf die Exzentrizität den Modulationsfaktor tatsächlich positiv beeinflusst, wird der Modulationsfaktor und die Anzahl der ausgewerteten Ereignisse für verschiedene Untergrenzen für die Exzentrizität (von 1 bis 7 in 0,2er Schritten) bestimmt. Zum Vergleich wird analog zu 4.5 die rein auf der sinkenden Statistik beruhende Entwicklung des Modulationsfaktors aufgetragen (siehe Abb. 5.12 und 5.13). Diese wird für den Modulationsfaktor simuliert, der sich ohne Exzentrizitätsschnitt aus den Messungen ergibt (Punkt ganz rechts in Abb. 5.12, entspricht Schwelle von  $\epsilon > 1$ ). Wie man sieht führt die Erhöhung der Schwelle für die Exzentrizität bis zu einer Ereigniszahl von etwa 2400 zu einer Erhöhung des Modulationsfaktors. Dies entspricht einer Schwelle von  $\epsilon > 4$ . Der Anstieg geht deutlich über die statistischen Variationen der simulierten Werte hinaus. Die Einführung einer unteren Schwelle für die Exzentrizität führt also wie erwartet zu einer Verbesserung der Winkelrekonstruktion und somit zu einer Erhöhung des Modulationsfaktors.

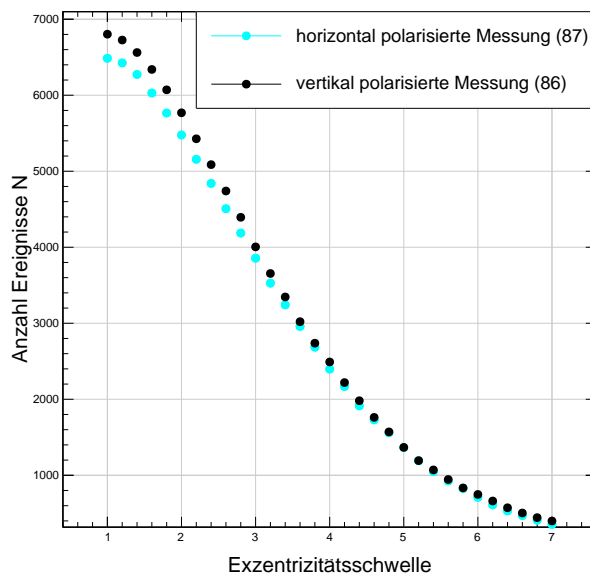


Abbildung 5.11.: Auswirkung der Exzentrizitätsschnitte auf die Anzahl an Ereignissen

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch bei der vertikal polarisierten Messung. Allerdings erreicht der Modulationsfaktor hier kein ausgeprägtes Plateau, sondern steigt kontinuierlich weiter an. Um die Statistik nicht noch weiter zu reduzieren, wird hier die gleiche Schwelle auf die Exzentrizität angelegt, wie für die horizontal polarisierte Messung

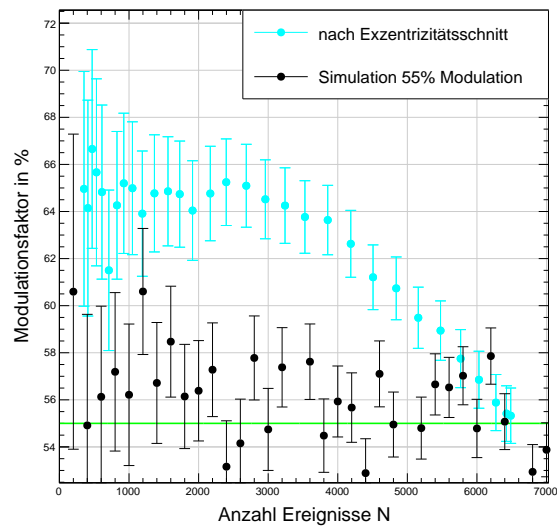


Abbildung 5.12.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt der horizontal polarisierten Messung (87) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 55% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse; Exzentrizitätsschnitte von  $\epsilon > 1$  (rechts) bis  $\epsilon > 7$  (links) in 0,2er Schritten

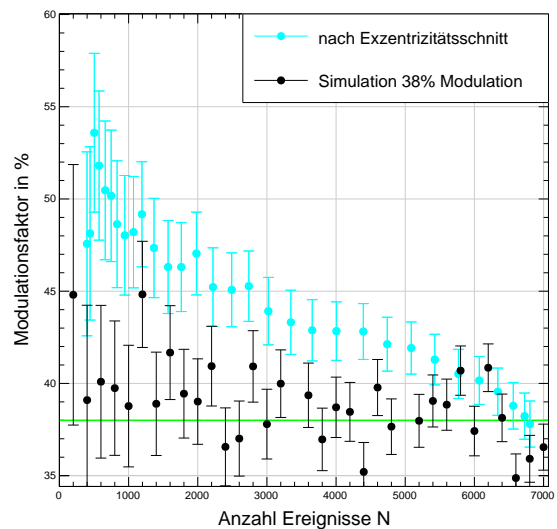


Abbildung 5.13.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt der vertikal polarisierten Messung (86) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 38% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse; Exzentrizitätsschnitte von  $\epsilon > 1$  (rechts) bis  $\epsilon > 7$  (links) in 0,2er Schritten

### 5.3.3. Verbesserung der Winkelrekonstruktion

Betrachtet man nun explizit Ereignisse, bei denen der rekonstruierte Winkel annähernd senkrecht zur rekonstruierten Polarisationsrichtung liegt, so stellt man fest, dass sich die Winkelrekonstruktion einiger dieser Ereignisse durch ein weiteres Teilen des Spuranfangs verbessern ließe (siehe z.B. Abb. 5.14). Für diesen Schritt müssen jedoch strenge Kriterien an Form und Größe des Spuranfangs gestellt werden, damit sich die Rekonstruktion nicht wieder verschlechtert. Analog zu dem in Abschnitt 4.3 bestimmten Mindestkriterium für die Exzentrizität, werden auch hier nur Spuranfänge erneut geteilt, die ein  $\epsilon > 2$  aufweisen. Um sicherzustellen, dass auch der so geteilte Spuranfang über genügend Pixel verfügt, dass eine Richtungsrekonstruktion sinnvoll möglich ist, wird zusätzlich eine Bedingung an die minimale Anzahl an Pixeln gestellt. Eine maximale Erhöhung des Modulationsfaktors wurde bei den hier verwendeten Daten erreicht, wenn nur Spuranfänge mit mehr als 35 Pixeln erneut geteilt werden (siehe Anhang A.2).

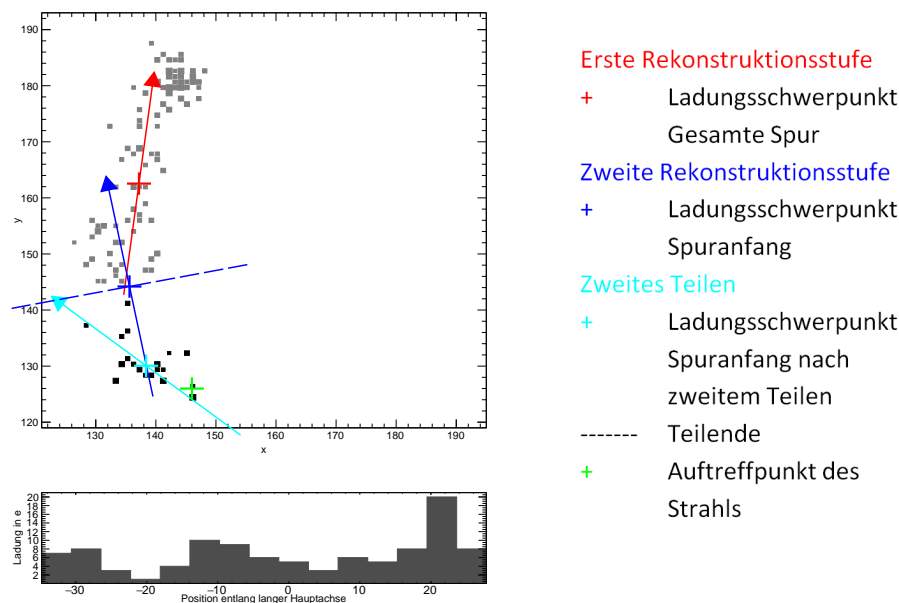


Abbildung 5.14.: Beispiel für Ereignis aus der horizontal polarisierten Messung (87) bei dem ein weiteres Halbieren des Spuranfangs sinnvoll ist

Trägt man nun erneut die mit den Exzentrizitätsschnitten bestimmten und die simulierten Modulationsfaktoren zusammen gegen die Anzahl an Ereignissen auf (siehe Abb. 5.15 und 5.16), so stellt man fest, dass der maximale Modulationsfaktor bei beiden Messungen ggü. dem vor dem zweiten Teilen um etwa 3-5 Prozentpunkte zugenommen hat. Das zweite Teilen verbessert die Winkelrekonstruktion also deutlich. Zusätzlich steigt nun auch bei der horizontal polarisierten Messung der Modulationsfaktor stetig weiter an. Aufgrund der Bedingungen für Exzentrizität und Pixelanzahl der Spuranfänge geschieht das zweite Teilen vermutlich öfter bei Ereignissen größerer Exzentrizität und verbessert so dort die Winkelrekonstruktion stärker.

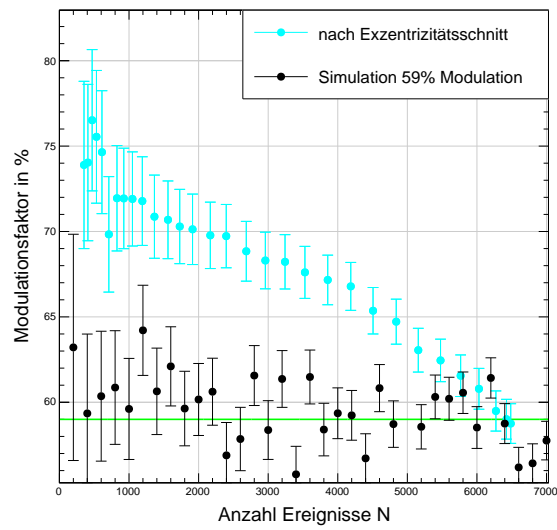


Abbildung 5.15.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt und zweitem Teil der horizontal polarisierten Messung (87) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 59% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse

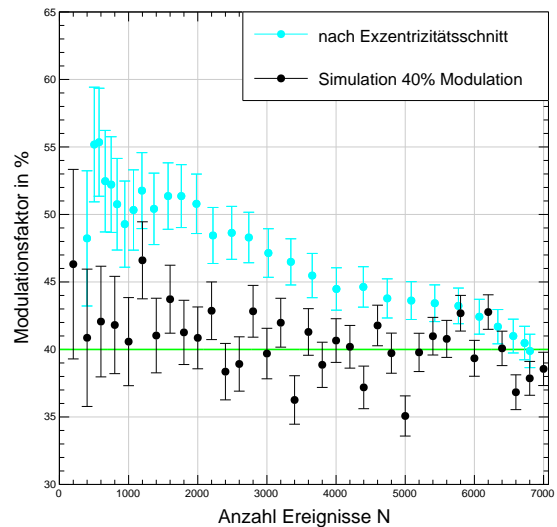


Abbildung 5.16.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt und zweitem Teil der vertikal polarisierten Messung (86) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 40% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse

## 5. Messergebnisse und Auswertung

Der kleine Strahldurchmesser von  $22\ \mu\text{m}$  ermöglicht es nun zusätzlich, die Rekonstruktion der Spurrichtung mit dem Schiefekriterium zu überprüfen und zu verbessern. Da alle Photoelektronen ihren Spuranfang im Auftreffpunkt des Strahls haben müssen, muss die ursprüngliche Spurrichtung zwingend von diesem weg zeigen. Daher würde man erwarten, dass der Ladungsschwerpunkt der gesamten Spur weiter vom Auftreffpunkt des Strahls entfernt liegt, als der Ladungsschwerpunkt des Spuranfangs. Vergleicht man diese beiden Abstände für alle Ereignisse in der horizontal polarisierten Messung vom zweiten Tag (Messung 87), so zeigt sich, dass dies bei etwa 22% nicht der Fall ist. Grenzt man die Ereignisse entsprechend der zuvor bestimmten Schnitte auf die Pixelanzahl ein und fordert, dass  $\epsilon > 4$ , so gilt dies noch für etwa 10% der Ereignisse.

Die Ortsinformation kann nun auf verschiedene Weisen zur Verbesserung der Rekonstruktion genutzt werden. Die einfachste Möglichkeit ist es, das oben genannte Kriterium als Veto zu verwenden. Betrachtet man die Ereignisse, die unter dieses Veto fallen, näher, so stellt man fest, dass es sich bei etwa 1/3 um Ereignisse handelt, die zwei Photonen enthalten. Wenn die zugehörigen Photoelektronen in annähernd entgegengesetzte Richtung emittiert werden, liegt der Ladungsschwerpunkt des gesamten Clusters sehr nahe am Auftreffpunkt des Strahls. (siehe Abb. 5.17) Bei den anderen Ereignissen handelt es sich größtenteils um Ereignisse, die relativ am Beginn der Spur um einen großen Winkel ( $\geq 90^\circ$ ) gestreut wurden. Daher verläuft ihr Spuranfang in etwa senkrecht zur einstufig rekonstruierten Gerade. Werden nun zur Berechnung der Schiefe die Ladungen auf die rekonstruierte Gerade projiziert, so führt dies zu einer Ladungsanhäufung an dieser Stelle und kann so einen Bragg-Peak vortäuschen. Dadurch wird die Spurrichtung genau falsch herum rekonstruiert und der in der zweiten Stufe verwendete Teil der Spur ist nicht der Spuranfang, sondern das Spurende (siehe Abb. 5.18). In beiden Fällen ist der Algorithmus nicht in der Lage die Spurrichtung korrekt zu rekonstruieren.

Auch die Verwendung des Vetos führt zu einer weiteren, deutlichen Erhöhung des Modulationsfaktors um etwa 5 Prozentpunkte (siehe Abb. 5.19 und 5.20). Bei beiden Messungen lässt sich nun sagen, dass ab etwa  $N = 1400$  ein Plateau erreicht ist, bzw. der Modulationsfaktor nicht unmittelbar weiter ansteigt. Dies entspricht einem Schnitt auf die Exzentrizität von  $\epsilon > 4,8$ .

### Weiterführende Ansätze

Alternativ wäre es außerdem denkbar, die Ortsinformation direkt in der Rekonstruktion zu nutzen und die Gerade beispielsweise statt durch den Ladungsschwerpunkt durch das Strahlzentrum zu legen. Eine weitere Möglichkeit wäre es festzulegen, dass die Spurrichtung stets vom Strahlzentrum weg zeigen muss und damit das Schiefekriterium zu ersetzen.

Erste Tests mit diesen beiden Rekonstruktionsmethoden führten jedoch nicht zu einer Verbesserung des Ergebnisses. Vor allem bei der ersten Methode wird das Ergebnis stark durch eventuelle Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Strahlzentrums und die Diffusion verfälscht. Liegt der tatsächliche Ursprungspunkt hier auch nur etwas vom angenommenen Punkt entfernt, so hat dies bereits einen großen Einfluss auf den errechneten Winkel.

Die zweite Methode führt in der ersten Stufe der Rekonstruktion nur zu einer Verschiebung des rekonstruierten Winkels um  $\pm\pi$ . Somit hat dies nur einen Einfluss auf die Wahl des Spuranfangs und somit auf die zweite Stufe der Rekonstruktion. Dies führt bei der ausschließlichen Auswertung mit Abstands- und Exzentrizitätsschnitten zu einer leichten (1-2 Prozentpunkte)



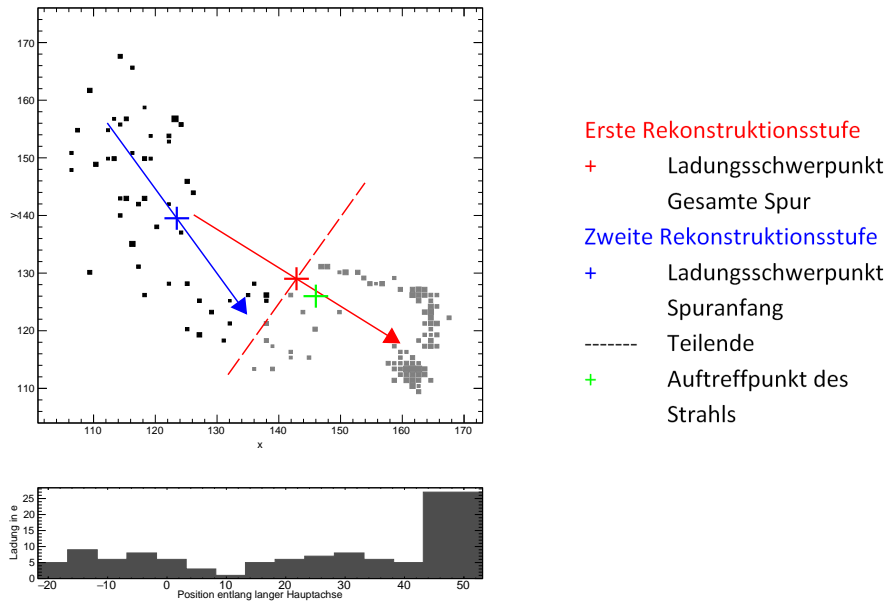


Abbildung 5.17.: Ereignis, das zwei Photonen enthält (aus horizontal polarisierter Messung 87)

Verbesserung des Modulationsfaktors. Der Nachteil dieser Methode ist, dass es im Nachhinein nicht mehr möglich ist die Ereignisse zu bestimmen, die über das zuvor beschriebene Veto verworfen wurden. Es ist somit kein einfaches Kriterium mehr vorhanden, welches einen Teil der Doppelereignisse herausfiltert. Dies führt dazu, dass die Auswertung mit dieser Methode einen deutlich niedrigeren Modulationsfaktor aufweist als die Auswertung über das Schiefekriterium mit dem Veto.

#### 5.3.4. Vergleich der Messungen

Mit den im Verlauf dieses Kapitels gewählten Schnitten (Pixelanzahl zwischen 85 und 150,  $\epsilon > 4,8$ ) und dem verbesserten Algorithmus (zweites Teilen und Veto) werden nun abschließend noch einmal die Winkelverteilungen aller vier am zweiten Tag gemachten Messungen verglichen. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.21 und Tabelle 5.2 zu sehen. Erneut sieht man, dass die Anwendung der Schnitte und die Veränderungen im Algorithmus auf die beiden linear polarisierten Messungen zu einer Vergrößerung des Modulationsfaktors ggü. der Auswertung vor Anwendung der Schnitte geführt hat (siehe Abb. 5.3). Gleichzeitig hat auch aufgrund der abnehmenden Statistik der Fehler auf diesen zugenommen. Die Statistik hatte zudem Auswirkungen auf die Winkelrekonstruktion, welche nun ebenfalls mit einem größeren Fehler behaftet ist, als vor Anwendung der Schnitte. Für den horizontale Messung liegt ein Polarisationswinkel von  $0^\circ$  allerdings innerhalb der Fehlergrenzen, für die vertikal polarisierte Messung knapp außerhalb.

Auch der Modulationsfaktor der zirkular polarisierten Messungen hat sich vergrößert. Da man hier unter der Annahme einer fast perfekten Polarisation eigentlich eine Gleichverteilung

## 5. Messergebnisse und Auswertung

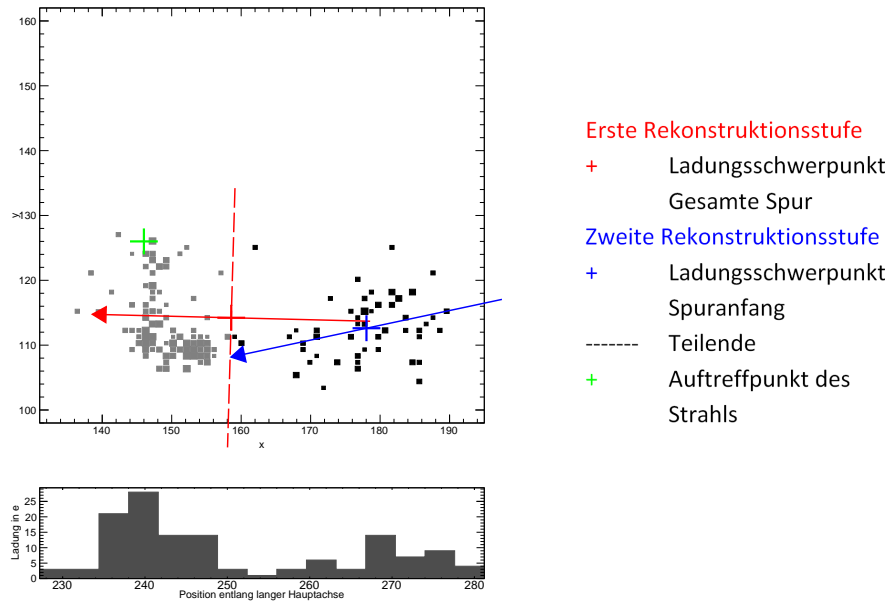


Abbildung 5.18.: Ereignis, dessen Spuranfang senkrecht zur rekonstruierten Richtung verläuft (aus horizontal polarisierter Messung 87)

erwarten würde, ist anzunehmen, dass dies auf die abnehmende Statistik zurückzuführen ist. Besonders deutlich ist dies bei der Messung mit  $\sigma^-$  Polarisation sichtbar, deren Modulationsfaktor um einen Faktor 5,5 angestiegen ist. Da diese Messung nur etwa die halbe Anzahl an Ereignissen beinhaltet wie die anderen drei Messungen stützt dies die zuvor gemachte Hypothese.

Unter der Annahme, dass die zirkulare Polarisation der Quelle perfekt ist, definiert der für zirkulare Polarisation bestimmte Modulationsfaktor eine untere Grenze auf die Polarisations sensitivität des Detektors. Strahlung mit einem Polarisationsgrad, der in einem Modulationsfaktor unterhalb der beobachteten ( $4,41 \pm 3,68$ )% resultieren würde, könnte nicht von unpolarisierter Strahlung unterschieden werden.

Messung	Polarisation	rekonstruierte Polarisation	Modulationsfaktor in %	$\chi^2/\text{ndf}$
87	$0^\circ$	$0,02 \pm 0,02$	$77,26 \pm 2,29$	1,71
86	$90^\circ$	$1,61 \pm 0,03$	$55,83 \pm 2,52$	1,10
88	$\sigma^+$	$0,40 \pm 0,43$	$4,41 \pm 3,68$	1,48
89	$\sigma^-$	$1,32 \pm 0,19$	$14,51 \pm 4,54$	1,58

Tabelle 5.2.: Ergebnisse der zweistufigen Winkelrekonstruktion der an P09 genommenen Messungen, mit den final gewählten Schnitten (Pixelanzahl zwischen 85 und 150 und  $\epsilon > 4.8$ ) sowie den Verbesserungen des Algorithmus (zweites Teilen und Veto)

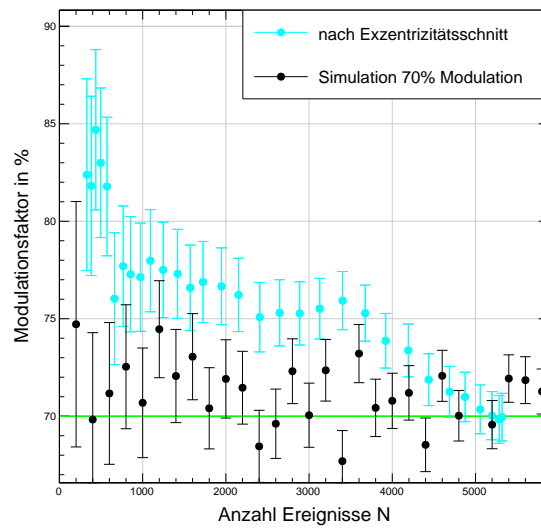


Abbildung 5.19.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt, zweitem Teilen und Verwendung des Vetos der horizontal polarisierten Messung (87) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 70% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse

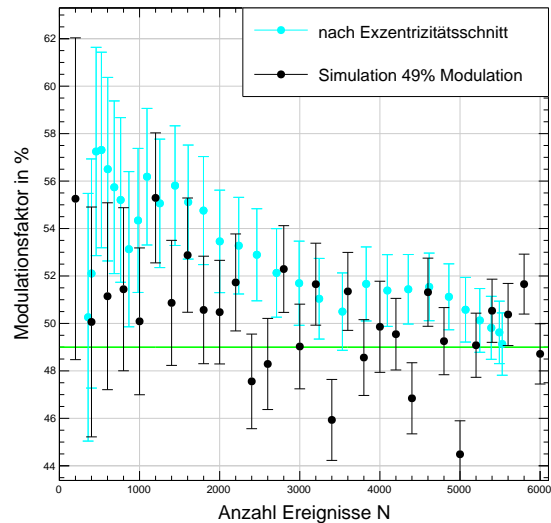
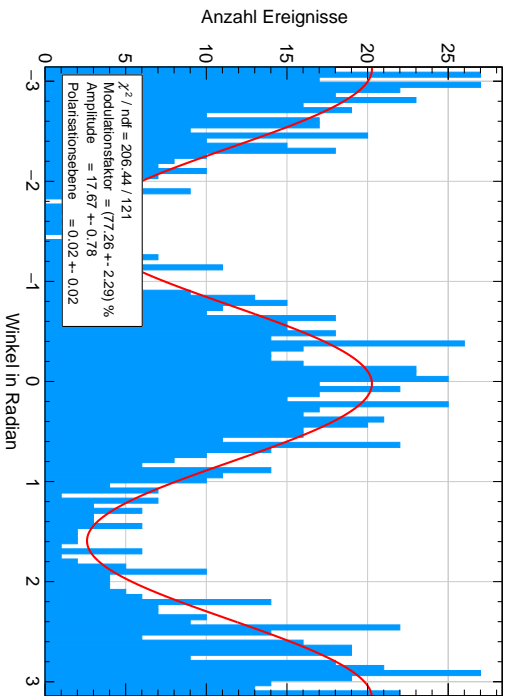
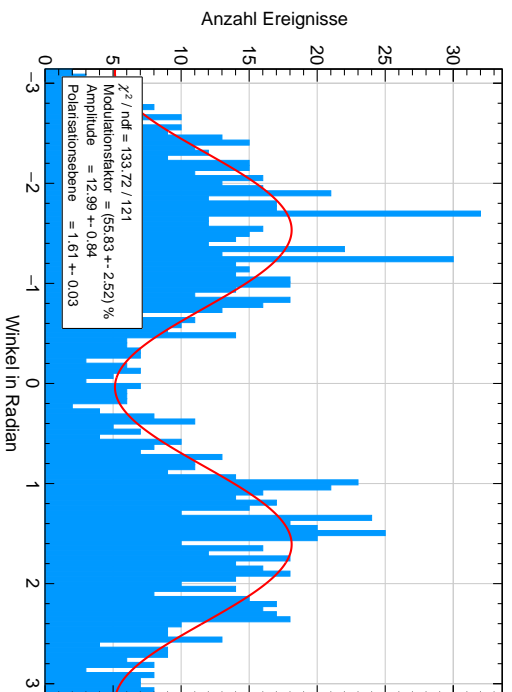


Abbildung 5.20.: Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätsschnitt, zweitem Teilen und Verwendung des Vetos der vertikal polarisierten Messung (86) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 49% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse

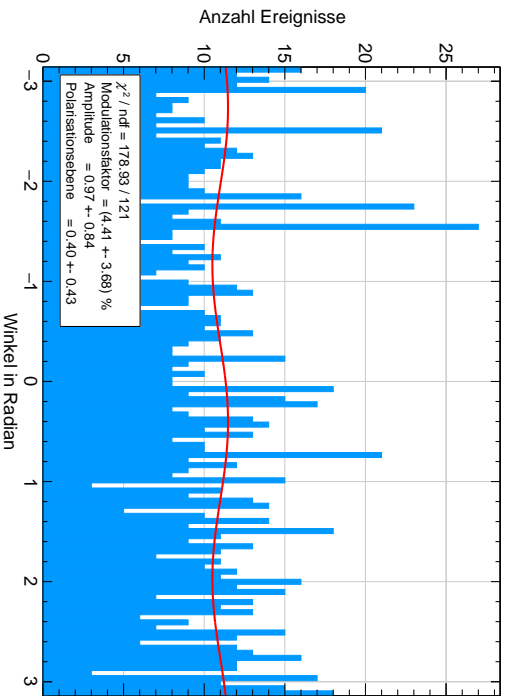
## 5. Messergebnisse und Auswertung



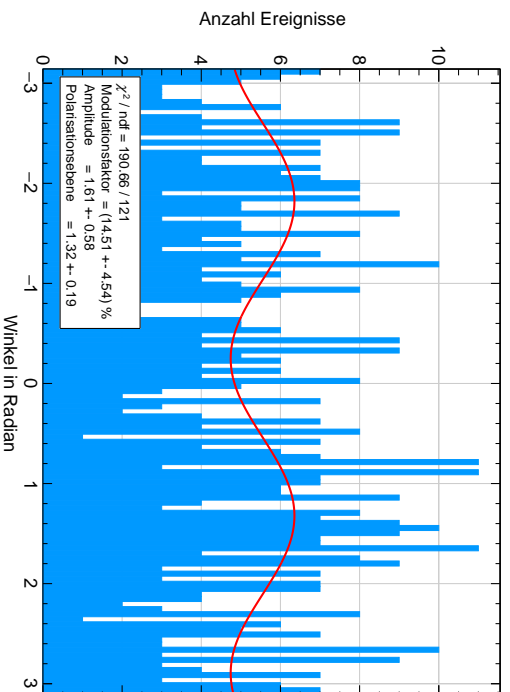
(a) Polarisation  $0^\circ$  (Messung 87)



(b) Polarisation  $90^\circ$  (Messung 86)



(c) Polarisation  $\sigma^+$  (Messung 88)



(d) Polarisation  $\sigma^-$  (Messung 89)

Abbildung 5.21.: Winkelverteilung nach der zweitstufigen Rekonstruktion der an P09 genommenen Messungen, mit den final gewählten Schnitten (Pixelanzahl zwischen 85 und 150 und  $\epsilon > 4.8$ ) sowie den Verbesserungen des Algorithmus (zweites Teilen und Veto)

## 5.4. Abschätzung der Fehler

Der aus den Messungen berechnete Modulationsfaktor wird immer kleiner als der tatsächliche Polarisationsgrad sein. Idealerweise sollte zwischen beiden (bei konstanter Energie) ein linearer Zusammenhang bestehen. Es gilt nun zwei Fehler zu unterscheiden: Zum einen der Fehler in der Rekonstruktion, der zu der Abweichung zwischen ermitteltem Modulationsfaktor und tatsächlich vorliegendem Polarisationsgrad führt, zum anderen den Fehler auf den berechneten Modulationsfaktor.

Letzterer wird zunächst durch den Fehler auf die Kurvenanpassung gegeben, der von ROOT berechnet wird. Zusätzlich wird er durch statistische Fluktuationen überlagert. Wie in 4.5 beschrieben hat die Anzahl an Ereignissen einen starken Einfluss auf diese. Die Abweichung des errechneten Wertes vom tatsächlich vorliegenden Modulationsfaktor nimmt ab etwa  $N < 6000$  zu. Somit steigt auch der Fehler auf den Modulationsfaktor.

Vergleicht man die jeweiligen Abweichungen vom errechneten Wert (siehe Abb. 5.22(a)), mit den errechneten Fehlern, so stellt man fest, dass in etwa 63% der Fälle die Abweichung des ermittelten Modulationsfaktors vom wahren Wert kleiner ist als der von ROOT errechnete Fehler auf den Modulationsfaktor. Betrachtet man nur die Ereignisse mit  $0 < N < 2200$ , also mit besonders wenigen Ereignissen, so liegen sogar 66% innerhalb der Fehlergrenzen.

Für eine Normalverteilung würde man erwarten, dass 68% der Werte innerhalb der Fehlergrenzen um den Mittelwert liegen. Da dies hier in etwa der Fall ist, wird im Folgenden davon ausgegangen, dass ROOT die durch niedrigere Statistik verursachten Fehler angemessen bei der Berechnung des Fehlers auf den Modulationsfaktor berücksichtigt.

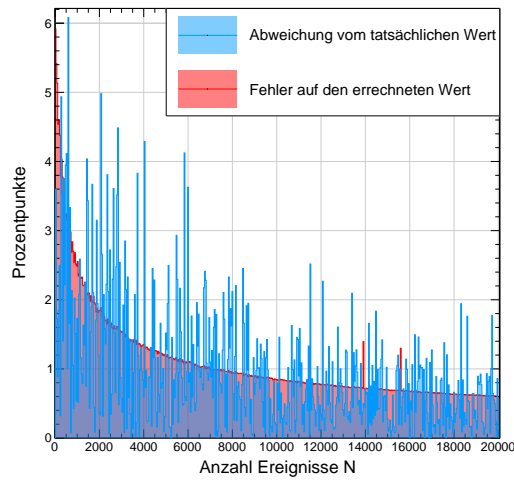
Die gleiche Überlegung lässt sich auch für die Berechnung der Polarisationsrichtung wiederholen (siehe Abb. 5.22(b)). Hier liegen etwa 72% der Werte innerhalb der Fehlergrenzen um den wahren Wert. Auch hier scheint also keine weitere Berücksichtigung der Statistik über den von ROOT berechneten Fehler hinaus notwendig.

## 5.5. Abschätzung der Rekonstruktionsgüte

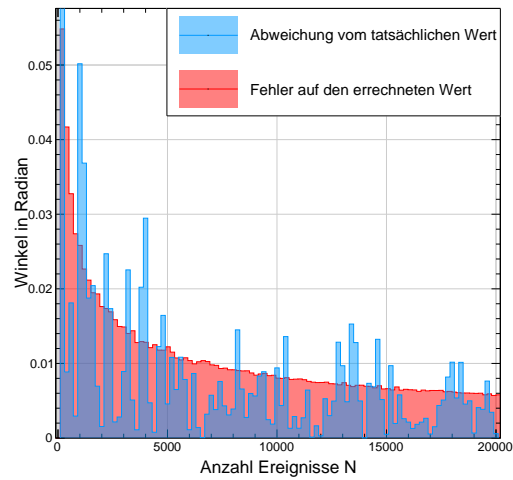
Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Winkelrekonstruktion ermittelt aufgrund von Vielfachstreuung und Diffusion nicht die exakt richtige Emissionsrichtung des Elektrons. Aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes sollte sich für in eine eindeutige Richtung emittierte Photonen eine Gaußverteilung der rekonstruierten Winkel um den Emissionswinkel ergeben. Aus einer Monte-Carlo-Simulation lässt sich nun die Breite der Gaußverteilung ermitteln, welche bei einer zu 99% polarisierten Quelle zu einem Modulationsfaktor von 78% (wie bei der horizontal polarisierten Messung 87) bzw. von 70% zu 56% führt (wie bei der vertikal polarisierten Messung 86). Dazu werden zunächst zufällige Werte ermittelt, die einer  $\cos^2(x)$ -Verteilung mit einem Offset folgen, welche dem Polarisationsgrad der Quelle entspricht. Anschließend wird jeder dieser Wert entsprechend einer Gaußverteilung mit voreingestellter Breite variiert. Die so entstehende Verteilung weist dann einen geringeren Modulationsfaktor auf als die Ursprüngliche.

Für den Übergang von 99% auf 78% benötigt die Gaußverteilung eine Breite von etwa  $0,35 \approx 20^\circ$  (siehe Abb. A.13), für den Übergang von 70% auf 56% eine Breite von etwa  $0,33 \approx 19^\circ$  (siehe Abb. A.14). Da in dieser Abschätzung keine Fehler auf die durch die Winkelrekonstruk-

## 5. Messergebnisse und Auswertung



(a) Modulationsfaktor



(b) Polarisationswinkel

Abbildung 5.22.: Vergleich der Abweichung des Modulationsfaktors und des Polarisationswinkels vom wahren Wert mit den von ROOT berechneten Fehlern für eine Simulation mit einem Modulationsfaktor von 78% und einer Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  (Messung 87)

tion in Messung 86 und 87 entstandenen Modulationsfaktoren berücksichtigt werden und die Polarisationsgrade des Strahls nur ungefähr bekannt sind, kann dies jedoch nur eine sehr grobe Abschätzung darstellen. Sie zeigt jedoch, dass die Rekonstruktion bei beiden Messungen ungefähr gleich gut arbeitet.

---

# Zusammenfassung und Ausblick

---

Ziel dieser Arbeit war es die Eignung des vorhandenen GridPix-Detektors für die Polarisationsmessung zu untersuchen. Dafür wurde zunächst ein geeignetes Gas für den Betrieb gesucht, welches sich für die Darstellung der Elektronenspuren eignete. Aufgrund von Simulationsergebnissen wurde eine Mischung aus Helium und CO<sub>2</sub> in Verhältnis 90 zu 10 gewählt. Erste Messungen mit einer <sup>55</sup>Fe-Quelle zeigten, dass die Elektronenspuren gut sichtbar waren. Aufgrund dieser Messungen wurde eine erste Version der Rekonstruktion des ursprünglichen Emissionswinkels des Photoelektrons implementiert und getestet. Wie erwartet zeigte sich für die unpolarisierte <sup>55</sup>Fe-Quelle ein bis auf statistische Fluktuationen gleichverteiltes Winkelspektrum.

Um Eignung für die Rekonstruktion der Polarisation einer Quelle genauer untersuchen zu können, wurden weitere Messungen an der Beamline P09 bei PETRA III am DESY durchgeführt. Dort konnten Messungen mit zwei verschiedenen linearen und zwei zirkularen Polarisationen aufgenommen werden. Mit dem verwendeten Algorithmus konnte die Polarisationsrichtung auf etwa  $\pm 1,2^\circ$  genau bestimmt werden. Durch eine weitere Verbesserung der Rekonstruktion und die Verwendung eines Schnittes auf die Pixelanzahl und somit die Energie der Photonen und auf die Exzentrizität der Ereignisse, konnte der Modulationsfaktor um fast einen Faktor 2 verbessert werden (siehe Tabelle 6.1). Durch die deutliche Reduktion der Statistik, die mit den Schnitten einhergeht, nimmt jedoch gleichzeitig der Fehler auf den Modulationsfaktor und die rekonstruierte Polarisationsrichtung zu. Für mögliche spätere Anwendungen ist es daher wichtig abzuwägen, welche Genauigkeit auf Polarisation und Winkel gefordert ist und eine entsprechend hohe Statistik zu wählen. Simulationsergebnisse zeigen, dass mindestens 6000 ausgewertete Ereignisse wünschenswert wären, was bei den hier gewählten Schnitten einer Messung entspricht, die etwa 86.000 Ereignisse umfasst. Mit dem aktuellen Chip, wären dafür etwa 4,5 Stunden Messzeit nötig. Bei der Verwendung des neuen Auslesechips Timepix 3, ließe sich diese Zeit in Zukunft vermutlich deutlich reduzieren.

Die Winkelauflösung der verwendeten Rekonstruktion pro Ereignis konnte auf etwa  $\pm 20^\circ$  bestimmt werden. Für die Zukunft wäre es insbesondere interessant, die Energieabhängigkeit der Winkelrekonstruktion zu untersuchen. Zusätzlich sind weitere Verbesserungen am Algorithmus oder auch ein gänzlich verschiedener Ansatz denkbar. Es gilt außerdem zu klären, wodurch die zusätzlichen Maxima, die in den Pixelspektren beobachtet wurden, hervorgerufen wurden.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Schnitt	Messung	Modulationsfaktor in %	Winkel	$\chi^2/\text{ndf}$	$\epsilon_{aus}$ in %	N
keine	77	$(40,20 \pm 0,84)$	$(0,01 \pm 0,01)$	1,02	100	14902
	86	$(29,83 \pm 0,75)$	$(1,56 \pm 0,02)$	1,16	100	20618
	87	$(39,84 \pm 0,72)$	$(0,01 \pm 0,01)$	1,15	100	19887
	88	$(2,02 \pm 0,97)$	$(3,14 \pm 0,10)$	1,07	100	20108
	89	$(2,73 \pm 1,38)$	$(-1,39 \pm 0,26)$	1,19	100	9888
Pixelanzahl	77	$(52,61 \pm 0,98)$	$(-0,00 \pm 0,01)$	0,87	65,13	9705
	86	$(37,80 \pm 1,25)$	$(1,55 \pm 0,02)$	1,30	33,00	6803
	87	$(55,33 \pm 1,18)$	$(0,01 \pm 0,02)$	1,14	32,62	6486
	88	$(3,06 \pm 1,70)$	$(0,10 \pm 0,29)$	0,87	32,53	6541
	89	$(2,82 \pm 2,46)$	$(-1,24 \pm 0,44)$	1,23	31,86	3150
$\epsilon > 4.8$	77	$(70,12 \pm 2,59)$	$(-0,02 \pm 0,03)$	1,34	8,11	1290
	86	$(46,31 \pm 2,52)$	$(1,62 \pm 0,04)$	1,29	7,62	1570
	87	$(64,86 \pm 2,32)$	$(0,01 \pm 0,03)$	1,29	7,84	1560
	88	$(0,69 \pm 4,76)$	$(0,54 \pm 0,17)$	1,06	7,47	1501
	89	$(10,62 \pm 4,63)$	$(1,34 \pm 0,25)$	1,81	7,53	744
zweites Teilen	77	$(73,96 \pm 2,51)$	$(-0,00 \pm 0,03)$	1,25	8,11	1290
	86	$(51,36 \pm 2,46)$	$(1,60 \pm 0,03)$	1,28	7,62	1570
	87	$(70,68 \pm 2,28)$	$(0,03 \pm 0,02)$	1,64	7,84	1560
	88	$(0,69 \pm 5,05)$	$(0,77 \pm 2,30)$	1,55	7,47	1501
	89	$(0,00 \pm 1,16)$	$(3,07 \pm 1,41)$	1,47	7,53	744
Veto	77	$(76,71 \pm 2,52)$	$(-0,00 \pm 0,02)$	1,18	7,83	1168
	86	$(55,83 \pm 2,52)$	$(1,61 \pm 0,03)$	1,10	7,00	1455
	87	$(77,26 \pm 2,29)$	$(0,02 \pm 0,02)$	1,71	7,13	1434
	88	$(4,41 \pm 3,68)$	$(0,40 \pm 0,43)$	1,48	6,78	1375
	89	$(14,51 \pm 4,54)$	$(1,32 \pm 0,19)$	1,58	6,97	693

Tabelle 6.1.: Zusammenfassung der verschiedenen Auswertungsschritte und ihrer Auswirkungen;  $\epsilon_{aus}$  = Anteil der ausgewerteten Ereignisse an den aufgenommenen Ereignissen,  $N$  = Anzahl ausgewerteter Ereignisse



---

# Anhang

---

## A.1. Simulation der statistischen Abhängigkeiten des Modulationsfaktors

Modulationsfaktor 90%

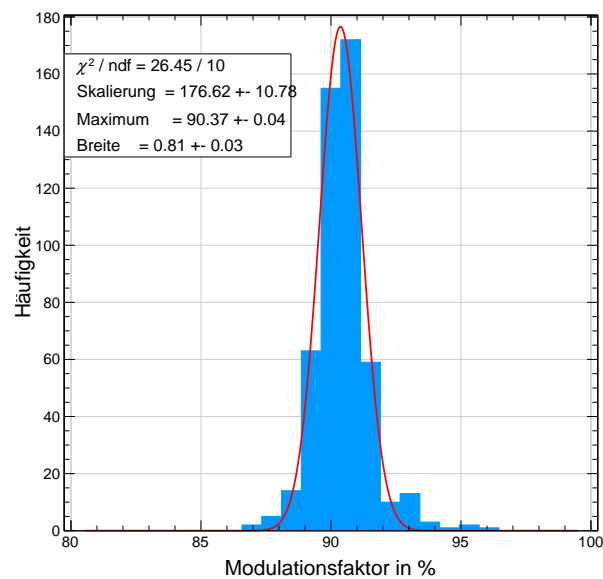


Abbildung A.1.: Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für einen wahren Wert von 90% für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve

A. Anhang

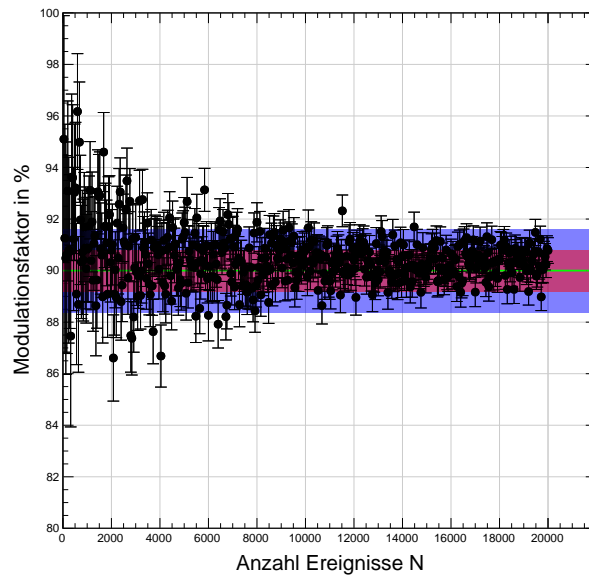


Abbildung A.2.: Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 90%, rosa =  $1\sigma$ , lila =  $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert

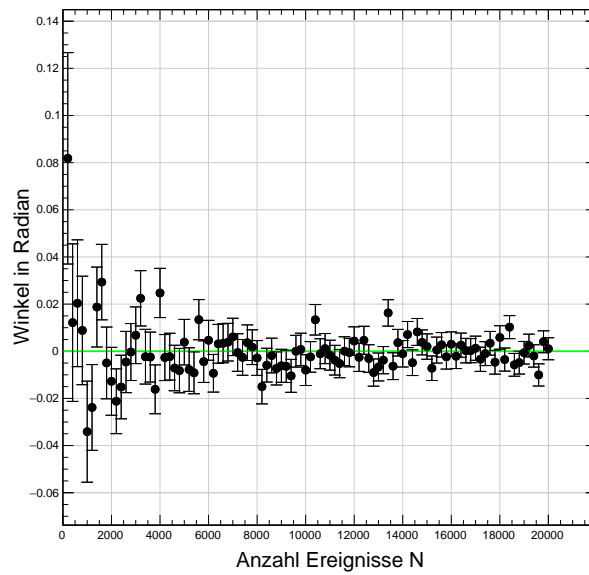


Abbildung A.3.: Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 90%

**Modulationsfaktor 50%**

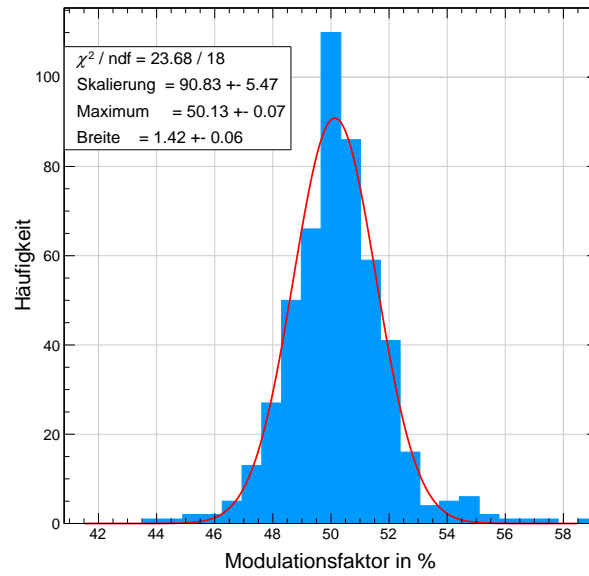


Abbildung A.4.: Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für einen wahren Wert von 50% für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve

A. Anhang

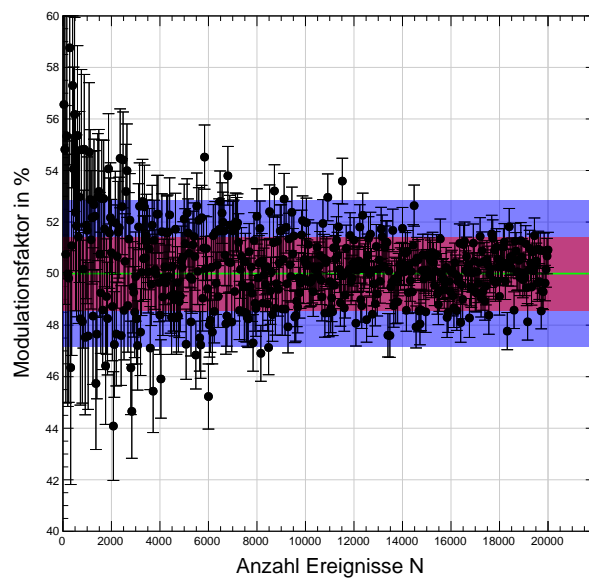


Abbildung A.5.: Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 50%, rosa =  $1\sigma$ , lila =  $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert

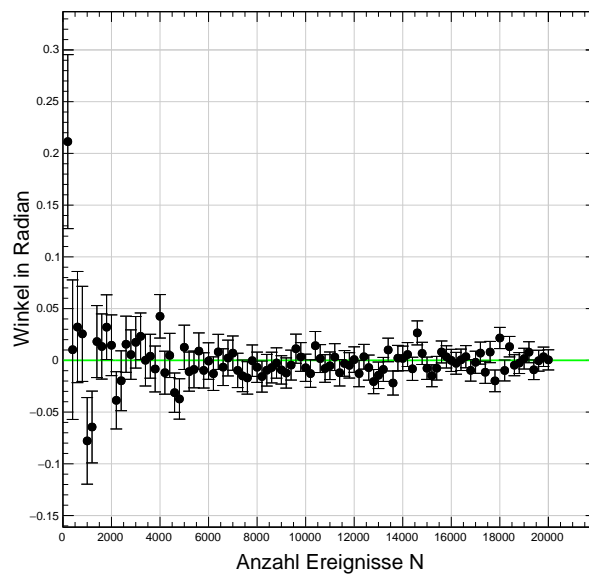


Abbildung A.6.: Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 50%

## A.2. Spektren zur Bestimmung der Kriterien für das zweite Teilen

Alle Spektren wurden mit Daten der Messung 87 und mit den folgenden Schnitten erstellt:  $\epsilon > 4.8$ , Pixelanzahl zwischen 85 und 150.

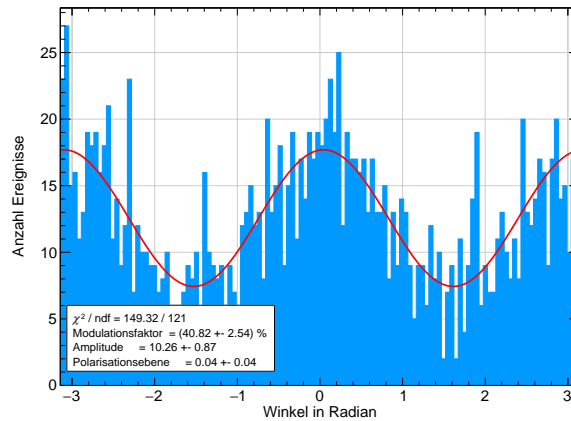


Abbildung A.7.: Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mindestens 11 Pixeln in der ersten Spurhälfte

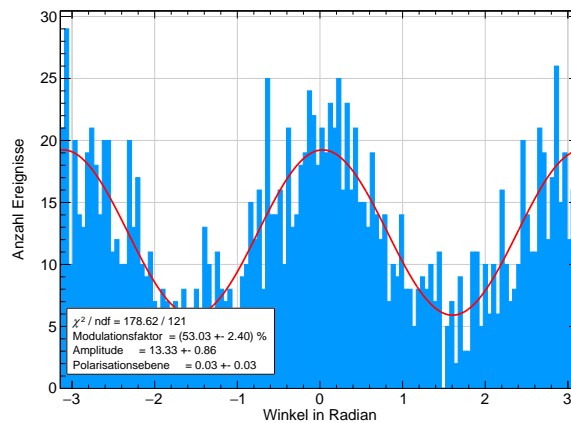


Abbildung A.8.: Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 20 Pixeln in der ersten Spurhälfte

## A. Anhang

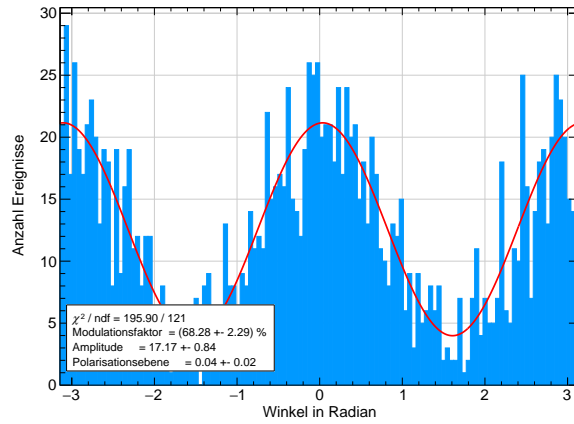


Abbildung A.9.: Winkelspektrum für ein zweites Teilchen bei mehr als 30 Pixeln in der ersten Spurhälfte

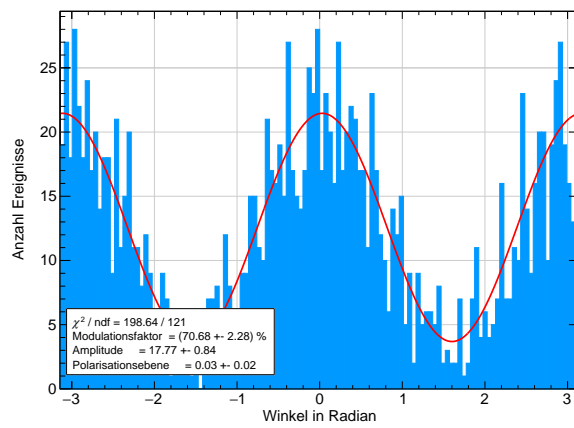


Abbildung A.10.: Winkelspektrum für ein zweites Teilchen bei mehr als 35 Pixeln in der ersten Spurhälfte

## A.2. Spektren zur Bestimmung der Kriterien für das zweite Teilen

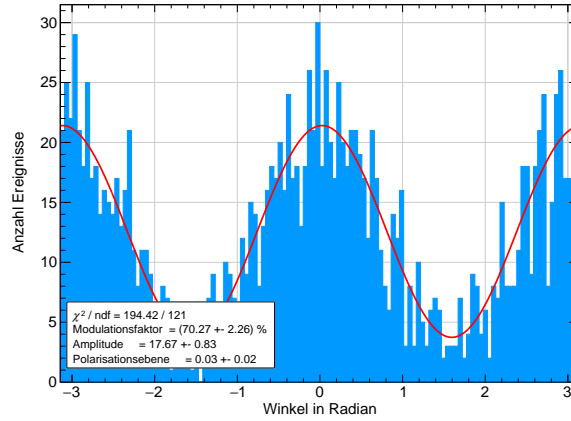


Abbildung A.11.: Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 40 Pixeln in der ersten Spurhälfte

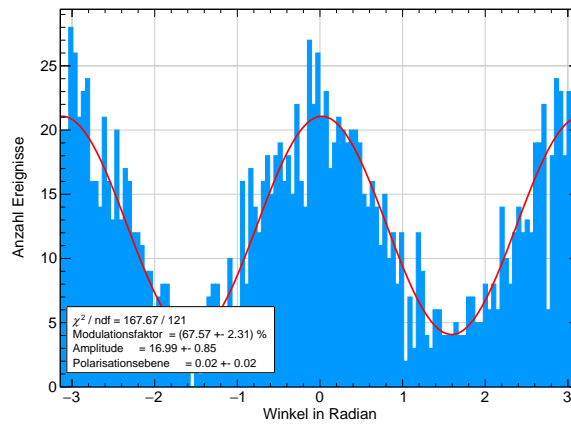


Abbildung A.12.: Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 50 Pixeln in der ersten Spurhälfte

### A.3. Winkelspektren zur Abschätzung der Rekonstruktionsgüte

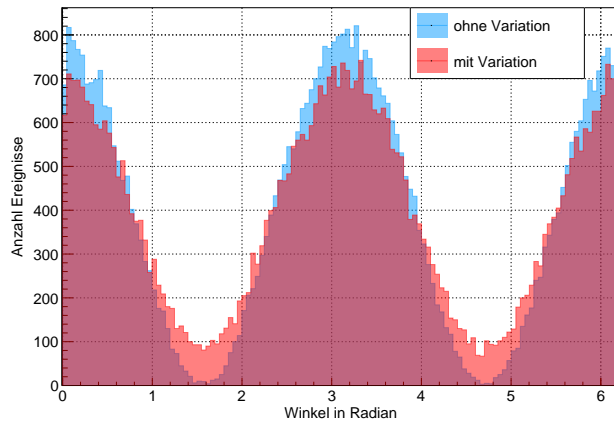


Abbildung A.13.: Simulierte Verteilung für einen Modulationsfaktor von 99% mit und ohne gaußförmige Variation der einzelnen Werte mit einer Breite von 0,35

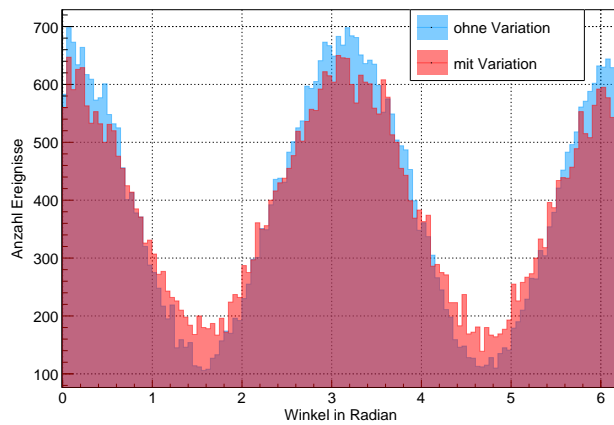


Abbildung A.14.: Simulierte Verteilung für einen Modulationsfaktor von 70% mit und ohne gaußförmige Variation der einzelnen Werte mit einer Breite von 0,33



---

## Literatur

---

- [1] R. Rölleke H.-D. Barke. *Röntgen , Von Laue und Bragg: die Struktur der Kristalle (Elektronischer Anhang zu Chemiedidaktik kompakt: Lernprozesse in Theorie und Praxis)*. 3. Aufl. Springer Spektrum, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-56492-9. URL: <https://www.springer.com/de/book/9783662564912#aboutBook>.
- [2] Diamond Light Source UK S. P. Collins et al. *Polarization Dependence in X-ray Spectroscopy and Scattering*. URL: [https://indico.cern.ch/event/153576/contributions/1397970/attachments/161818/228381/RREPS11\\_Collins.pdf](https://indico.cern.ch/event/153576/contributions/1397970/attachments/161818/228381/RREPS11_Collins.pdf) (besucht am 02.07.2019).
- [3] N.Wermes H. Kolanoski. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen*. Springer, 2016.
- [4] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. 2. Aufl. Teubner, 2005.
- [5] D. Kühlke. *Optik. Grundlagen und Anwendung*. 3. Aufl. Verlag Harri Deutsch, 2011.
- [6] National Institute of Standards and Technology (NIST), Physics Laboratory (now Physical Measurement Laboratory (PML)). *Photon Cross Sections Database (XCOM)*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (besucht am 17.05.2019).
- [7] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. 2. Aufl. Oxford University Press. URL: <https://archive.org/details/in.ernet.dli.2015.37198/page/n133>.
- [8] S. Fabiani et al. „The gas pixel detector as a solar X-ray polarimeter and imager“. In: *Advances in Space Research* 49.1 (2012), S. 143–149. ISSN: 0273-1177. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.09.003>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117711006491>.
- [9] M. Tanabashi et al. *Review of Particle Physics*. Bd. 98. American Physical Society, Aug. 2018, S. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [10] S. Grdanovska. „Characterization Of Radiation Damage To A Novel Photonic Crystal Sensor“. Dissertation. University of Maryland, 2015. DOI: 10.13016/M2BZ0D.
- [11] C. Krieger. „Search for solar chameleons with an InGrid based X-ray detector at the CAST experiment“. Dissertation. Universität Bonn, 2017. URL: <http://hss.ulb.uni-bonn.de/2018/5141/5141.pdf>.

## LITERATUR

- [12] M. Gruber. „Charakterisierung von InGrids mittels Röntgenstrahlung“. Bachelorarbeit. Universität Bonn, 2016. URL: <https://www.lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/ergebnisse/dateien/t00000077.pdf?c=t&id=77>.
- [13] National Institute of Standards and Technology (NIST), Physics Laboratory (now Physical Measurement Laboratory (PML)). *Stooping-Power & Range Tables for Electrons (ESTAR)*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR-u.html> (besucht am 11.06.2019).
- [14] A. Thompson et al. *X-Ray Data Booklet*. Bd. 3. Lawrence Berkeley National Laboratory, Sep. 2009. URL: <http://xdb.lbl.gov/xdb-new.pdf>.
- [15] A. Deisting. „Readout and Analysis of the Induced Ion Signal of an InGrid Detector“. Masterarbeit. Universität Bonn, 2014. URL: <https://www.lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/ergebnisse/dateien/t00000049.pdf>.
- [16] J. Stempfer et al. „Resonant scattering and diffraction beamline P09 at PETRA III“. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 20.4 (Juli 2013), S. 541–549. doi: 10.1107/S0909049513009011. URL: <https://doi.org/10.1107/S0909049513009011>.
- [17] U. Schindler. *Ein supraleitender Undulator mit elektrisch umschaltbarer Helizität*. Techn. Ber. 55.01.01; LK 01; Wissenschaftliche Berichte, FZKA-6997 (August 2004). 2004. doi: 10.5445/IR/270058615. URL: <http://bibliothek.fzk.de/zb/abstracts/6997.htm>.
- [18] R. P. Walker. „Insertion Devices: Undulators and Wigglers“. In: *CERN Accelerator School: Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers* (1996), S. 129–146. doi: 10.5170/CERN-1998-004.129. URL: <https://cds.cern.ch/record/382656>.
- [19] A. Snigirev et al. „A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays“. In: *Nature* 384.6604 (1996), S. 49–51. ISSN: 1476-4687. doi: 10.1038/384049a0. URL: <https://doi.org/10.1038/384049a0>.
- [20] *TimepixAnalysis*. URL: <https://github.com/Vindaar/TimepixAnalysis> (besucht am 11.03.2019).
- [21] T. Kitaguchi et al. „An optimized photoelectron track reconstruction method for photoelectric X-ray polarimeters“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 880 (2018), S. 188–193. ISSN: 0168-9002. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.070>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217311592>.
- [22] R. Owens. *Binary Images*. URL: [http://homepages.inf.ed.ac.uk/rbf/CVonline/LOCAL\\_COPIES/OWENS/LECT2/node3.html](http://homepages.inf.ed.ac.uk/rbf/CVonline/LOCAL_COPIES/OWENS/LECT2/node3.html) (besucht am 25.06.2019).

---

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1. Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Röntgenphotonen mit eine He-CO <sub>2</sub> -Mischung (90/10) . . . . .	5
2.2. Beschreibung der Winkel beim Photoeffekt . . . . .	6
2.3. Verteilung des Winkels $\theta$ der Photoelektronen relativ zur Einfallrichtung des Photons für verschiedene Photonenenergien . . . . .	7
2.4. Mittlerer Energieverlust geladener Teilchen in Materie . . . . .	8
2.5. Energieverlust pro Weglänge für schwere geladene Teilchen . . . . .	8
3.1. Bestandteile des verwendeten Röntgendetektors . . . . .	12
3.2. Ablenkung des Elektrons in einem Undulator . . . . .	14
3.3. Bilder des Aufbaus an P09 bei PETRA III . . . . .	16
4.1. Beispiel für das Ergebnis der einstufigen Winkelrekonstruktion . . . . .	21
4.2. Vergleich der einstufigen und zweistufigen Rekonstruktion an einem gestreuten Ereignis . . . . .	22
4.3. Auswirkung der zweiten Stufe der Rekonstruktion auf ein Ereignis mit niedrigerer Exzentrizität . . . . .	23
4.4. Änderung der rekonstruierten Winkel von der einstufigen auf die zweistufige Rekonstruktion, für eine Messung mit der <sup>55</sup> Fe-Quelle . . . . .	24
4.5. Vergleich der simulierten Entwicklung des Modulationsfaktors bei verschieden vielen Ereignissen und 124 Bins für $\chi^2$ - und Likelihood-Methode . . . . .	25
4.6. Simulierte Entwicklung des Modulationsfaktors bei verschieden vielen Bins und 2000 bzw. 9000 Ereignissen . . . . .	26
4.7. Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve . . . . .	27
4.8. Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 78%, rosa = $1\sigma$ , lila = $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert . . . . .	27
4.9. Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 78% . . . . .	28
5.1. Winkelverteilung nach der zweistufigen Rekonstruktion, aufgenommen mit der <sup>55</sup> Fe-Quelle (Messung 49) . . . . .	30

## Abbildungsverzeichnis

5.2.	Verteilung der Anzahl an aktivierten Pixeln (Messung 49) . . . . .	31
5.3.	Winkelverteilung nach der zweistufigen Rekonstruktion ohne Schnitte der an P09 genommenen Messungen . . . . .	33
5.4.	Pixelnspektrum einer Messung am ersten Messtag . . . . .	34
5.5.	Pixelnspektrum einer Messung am zweiten Messtag . . . . .	35
5.6.	Vergleich der Pixelnspektren der zeitlich ersten und zweiten Hälfte der horizontal polarisierten Messung am zweiten Messtag . . . . .	36
5.7.	Pixelnspektrum einer Messung mit $^{55}\text{Fe}$ -Quelle nach der Rückkehr vom DESY . . . . .	37
5.8.	Vergleich der Winkelspektren der beiden Maxima im Pixelnspektrum . . . . .	38
5.9.	Position der aktivierten Pixel projiziert auf die x- bzw. y-Achse . . . . .	39
5.10.	Abstand des nächsten Pixels vom Strahlzentrum für die horizontal polarisierte Messung 87 . . . . .	39
5.11.	Auswirkung der Exzentrizitätsschnitte auf die Anzahl an Ereignissen . . . . .	40
5.12.	Einfluss der Exzentrizitätsschnitte auf die horizontal polarisierte Messung . . . . .	41
5.13.	Einfluss der Exzentrizitätsschnitte auf die vertikal polarisierte Messung . . . . .	41
5.14.	Beispiel für Ereignis, bei dem ein weiteres Halbieren des Spuranfangs sinnvoll ist . . . . .	42
5.15.	Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätschnitt und zweitem Teilen der horizontal polarisierten Messung (87) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 59% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse . . . . .	43
5.16.	Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätschnitt und zweitem Teilen der vertikal polarisierten Messung (86) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 40% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse . . . . .	43
5.17.	Ereignis, das zwei Photonen enthält (aus horizontal polarisierter Messung 87) . . . . .	45
5.18.	Ereignis, dessen Spuranfang senkrecht zur rekonstruierten Richtung verläuft (aus horizontal polarisierter Messung 87) . . . . .	46
5.19.	Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätschnitt, zweitem Teilen und Verwendung des Vetos der horizontal polarisierten Messung (87) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 70% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse . . . . .	47
5.20.	Vergleich der Modulationsfaktoren nach Exzentrizitätschnitt, zweitem Teilen und Verwendung des Vetos der vertikal polarisierten Messung (86) mit den simulierten Verteilungen mit einem Modulationsfaktor von 49% nach Anzahl der ausgewerteten Ereignisse . . . . .	47
5.21.	Winkelverteilung nach der zweistufigen Rekonstruktion der an P09 genommenen Messungen, mit den final gewählten Schnitten sowie den Verbesserungen des Algorithmus . . . . .	48
5.22.	Vergleich der Abweichung des Modulationsfaktors und des Polarisationswinkels vom wahren Wert mit den von ROOT berechneten Fehlern für eine Simulation mit einem Modulationsfaktor von 78% und einer Polarisationsrichtung von $0^\circ$ (Messung 87) . . . . .	50
A.1.	Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für einen wahren Wert von 90% für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve . . . . .	53

A.2. Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 90%, rosa = $1\sigma$ , lila = $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert .	54
A.3. Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 90% . . . . .	54
A.4. Histogramm der simulierten Modulationsfaktoren für einen wahren Wert von 50% für verschiedene N mit Anpassung einer Gaußkurve . . . . .	55
A.5. Vergleich der Schwankungen mit der errechneten Standardabweichung für einen Modulationsfaktor von 50%, rosa = $1\sigma$ , lila = $2\sigma$ , grüne Linie = wahrer Wert .	56
A.6. Simulierter Winkel für verschieden viele Ereignisse bei einem Modulationsfaktor von 50% . . . . .	56
A.7. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mindestens 11 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	57
A.8. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 20 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	57
A.9. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 30 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	58
A.10. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 35 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	58
A.11. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 40 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	59
A.12. Winkelspektrum für ein zweites Teilen bei mehr als 50 Pixeln in der ersten Spurhälfte . . . . .	59
A.13. Simulierte Verteilung für einen Modulationsfaktor von 99% mit und ohne gaußförmige Variation der einzelnen Werte mit einer Breite von 0,35 . . . . .	60
A.14. Simulierte Verteilung für einen Modulationsfaktor von 70% mit und ohne gaußförmige Variation der einzelnen Werte mit einer Breite von 0,33 . . . . .	60



---

## Tabellenverzeichnis

---

3.1. Eigenschaften ausgewählter Gasmischungen . . . . .	13
3.2. Röntgenlinien von $^{55}\text{Mn}$ . . . . .	14
3.3. Spannungen und Abstände im Detektor . . . . .	17
3.4. Zusammenfassung der Betriebsparameter der Messung an PETRA III . . . . .	17
3.5. Übersicht der in dieser Arbeit ausgewertete Messungen . . . . .	18
5.1. Ergebnisse der zweistufigen Winkelrekonstruktion ohne Schnitte . . . . .	32
5.2. Ergebnisse der zweistufigen Rekonstruktion der an P09 genommenen Messungen, mit den final gewählten Schnitten sowie den Verbesserungen des Algorithmus	46
6.1. Zusammenfassung der verschiedenen Auswertungsschritte und ihrer Auswirkungen . . . . .	52





---

## Danksagung

---

Ich danke DESY (Hamburg, Deutschland), einem Mitglied der Helmholtz-Gesellschaft, für das Bereitstellen der Experimentieranlagen. Teile dieser Arbeit wurden an Beamline P09 an PETRA III durchgeführt und ich danke Dr. Sonia Francoual und Dr. Jose Linares Mardegan für die Unterstützung während der Messungen und für die kurzfristige Bereitstellung der Strahlzeit.

Ich danke zudem Prof. Dr. Klaus Desch für die Vergabe des spannenden Themas und die Hilfe und Anregungen auf dem Weg zu dieser Arbeit. Außerdem möchte ich der ganzen Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und insbesondere Markus Gruber und Dr. Jochen Kaminski für die Beantwortung all meiner Fragen und die viele Hilfe danken.

Zuletzt danke ich Andreas Löschcke Centeno für die vergnügliche, gemeinsame Zeit als Büronachbarn und meinen anderen Freunden und meiner Familie für die Unterstützung auf meinem bisherigen Weg.