

Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Helmholtz-Institut Jena

Master-Arbeit

**Energie- und polarisationssensitiver  
Nachweis harter Röntgenstrahlung an  
Hochintensitätslasern**

Christoph Hahn

12. Oktober 2013

Betreut durch  
Prof. Thomas Stöhlker  
Dr. Günter Weber



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Polarisation elektromagnetischer Strahlung . . . . .	7
2.2	Grundlagen der Photon-Materie-Wechselwirkung . . . . .	9
2.2.1	Konzepte zur Quantisierung von Wechselwirkungsprozessen . . . . .	10
2.2.2	Photoionisation . . . . .	12
2.2.3	Thomson- und Rayleighstreuung . . . . .	14
2.2.4	Comptonstreuung . . . . .	15
2.2.5	Paarbildung . . . . .	20
<b>3</b>	<b>CdTe-Detektoren mit Timepix-Readout-Chip</b>	<b>21</b>
3.1	Cadmiumtellurid als Detektormaterial . . . . .	21
3.2	Der Timepix-Chip . . . . .	23
3.2.1	Auslesemodi . . . . .	26
3.2.2	Energiekalibration für den ToT-Aufnahmemodus . . . . .	29
3.2.3	Verwendung zur Comptonpolarimetrie . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Energiekalibration und Charakterisierung der Timepix-Detektoren</b>	<b>33</b>
4.1	Aufbau und Ablauf der Messungen . . . . .	33
4.2	Auswertung und Ergebnisse . . . . .	36
4.2.1	Erzeugung der Einzelpixel-Spektren . . . . .	39
4.2.2	Glättung der Spektren . . . . .	40
4.2.3	Lokalisierung der Maxima . . . . .	41
4.2.4	Schlussfolgerungen und erste Ergebnisse . . . . .	41
4.2.5	Berechnung der Kalibrationsparameter . . . . .	44
4.2.6	Untersuchungen zur Energieauflösung der Timepix-Detektoren . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Comptonpolarimetrie harter Röntgenstrahlung</b>	<b>57</b>
5.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	57
5.2	Resultate und Diskussion . . . . .	61
5.2.1	Experimente an PETRA III . . . . .	61
5.2.2	Testmessung an einem Lasersystem mit kHz-Wiederholrate . . . . .	71

<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
<b>A Anhang</b>	<b>85</b>
A.1 Die MATLAB-Klasse <code>TpxCal</code> . . . . .	85
A.2 Die MATLAB-Klasse <code>TpxFrame</code> . . . . .	91
A.3 Die MATLAB-Klasse <code>TpxEvts</code> . . . . .	95

# Tabellenverzeichnis

3.1	Quanteneffizienz für Si, Ge und CdTe . . . . .	22
3.2	Physikalische Eigenschaften typischer Halbleitermaterialien für Röntgen- detektoren . . . . .	23
4.1	Übersicht der verwendeten Fluoreszenztargets und $\gamma$ -Quellen . . . . .	37
4.2	Einfluss der Biasspannung auf die Anzahl der Rauschpixel . . . . .	53
5.1	Einfluss des polaren Akzeptanzwinkels auf die spektrale Breite der detek- tierten, comptongestreuten Strahlung . . . . .	60
5.2	Kontrast der parallel und senkrecht zum Feldvektor gestreuten Intensitä- ten, <i>ohne</i> Ta-Kollimator . . . . .	64
5.3	Kontrast der parallel und senkrecht zum Feldvektor gestreuten Intensitä- ten, <i>mit</i> Ta-Kollimator . . . . .	69
5.4	Anzahl der pro Sekunde registrierten primären Streuereignisse für ver- schiedene Targetmaterialien . . . . .	70
A.1	Eigenschaften der MATLAB-Klasse <code>TpxCal</code> . . . . .	86
A.2	Eigenschaften der MATLAB-Klasse <code>TpxFrame</code> . . . . .	92
A.3	Eigenschaften der MATLAB-Klasse <code>TpxEvts.</code> . . . . .	96



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektroskopie mittels Filteranordnungen . . . . .	3
1.2	Messaufbau zur Polarimetrie einzelner Röntgenpulse . . . . .	4
2.1	Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung . . . . .	8
2.2	Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten für CdTe . . .	12
2.3	Photoionisationsquerschnitt von Cd und Te . . . . .	13
2.4	Comptonstreuung an ruhendem Elektron . . . . .	16
2.5	Winkelverteilung der Comptonstreuung für verschiedene Photonenenergien	17
2.6	Totaler Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung und Verteilung der Energie des Rückstoßelektrons . . . . .	18
2.7	Azimutale Verteilung bei Comptonstreuung linear polarisierter Strahlung	19
3.1	Absorptionseffizienz von Si, Ge und CdTe . . . . .	22
3.2	Schema der Bump-Bonding-Technik des Timepix-Chips . . . . .	24
3.3	Layout des Timepix-Chips . . . . .	25
3.4	Inhomogenität der Nachweisschwelle für den Detektor DO3 . . . . .	27
3.5	Messmodi des Timepix-Chips . . . . .	27
3.6	Abhängigkeit des Messwertes von der in einem Pixel des Timepix-Chips deponierten Energie . . . . .	29
3.7	Schema des verwendeten Aufbaus zur Comptonpolarimetrie . . . . .	31
4.1	Aufbau für Kalibrationsmessungen . . . . .	34
4.2	Auswirkungen von Inhomogenitäten des Sensormaterials . . . . .	35
4.3	Beispieldaten zur pixelweisen Kalibration der Timepix-Detektoren . . . .	39
4.4	Häufigkeit von Einzelpixel-Ereignissen . . . . .	43
4.5	Beispielkalibrationskurve für Detektor DO4 . . . . .	44
4.6	Effekt der Kalibration auf $^{133}\text{Ba}$ -Spektrum von DO4 . . . . .	45
4.7	Beispielkalibrationskurve für Detektor DO3 . . . . .	47
4.8	$^{133}\text{Ba}$ -Spektrum des Detektors DO3 . . . . .	48
4.9	Häufigkeit von Escape-Ereignissen . . . . .	49
4.10	Korrektur von Escape-Ereignissen in $^{57}\text{Co}$ -Spektren . . . . .	50
4.11	Energieauflösung des Timepix-Sensors DO4 . . . . .	52
4.12	Energieauflösung der Beiträge verschiedener Clustergrößen . . . . .	54
4.13	Einfluss der Biasspannung auf die Häufigkeit bestimmter Clustergrößen .	54

4.14	Verschiebung der Peakpositionen bei hohen Energien . . . . .	55
4.15	Energieauflösung nach Korrektur der Peakverschiebung . . . . .	56
5.1	Aufbau für comptonpolarimetrische Messungen . . . . .	59
5.2	Timepix-Spektren der comptongestreuten Strahlung, <i>ohne</i> Ta-Kollimator	62
5.3	Spektren der gestreuten Strahlung bei verschiedenen Targetmaterialien, <i>ohne</i> Ta-Kollimator . . . . .	65
5.4	Verteilung der gestreuten Intensität bei Verwendung des Plattenkollimators	66
5.5	Timepix-Spektren der comptongestreuten Strahlung, <i>mit</i> Ta-Kollimator .	67
5.6	Spektren der gestreuten Strahlung bei verschiedenen Targetmaterialien, <i>mit</i> Ta-Kollimator . . . . .	69
5.7	Ausmaß des Strahlungsuntergrundes am kHz-Lasersystem . . . . .	72
5.8	Timepix-Spektren der an einem PMMA-Target gestreuten Strahlung . . .	73
5.9	Vergleich der Spektren bei <i>s</i> - und <i>p</i> -polarisierter Laserstrahlung . . . . .	74

# 1 Einleitung

Der technische Fortschritt in der Entwicklung von Hochleistungslasern hat die mit solchen Systemen realisierbaren Pulsenergien und -leistungen in den letzten Jahren wesentlich gesteigert, sodass mittlerweile Intensitäten von mehr als  $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$  erzeugt werden können [1–3]. Bei der Fokussierung solcher Laserpulse auf bzw. in ein Target werden dessen Atome durch die Vorpulse sowie die ansteigende Flanke des Hauptpulses ionisiert und damit ein sogenanntes Vorplasma erzeugt. Das Gemisch aus Ionen und freien Elektronen wechselwirkt in der Folge mit dem Hauptpuls des Lasers, wobei die geladenen Teilchen auf sehr hohe Energien bis in den MeV-Bereich beschleunigt werden; für den sogenannten Wakefield-Beschleunigungsmechanismus wurden sogar Elektronenenergien von einigen GeV erreicht [4]. Diese Erzeugung extrem schneller Elektronen und Ionen stellt ein wichtiges Anwendungsgebiet leistungsstarker Laser dar und wird als wesentlicher Baustein für zukünftige Teilchenbeschleuniger gesehen. So verfügen aktuelle, „konventionelle“ Systeme wie der geplante International Linear Collider (ILC) über von außen angelegte Beschleunigungsfelder von etwa  $30 \text{ MV m}^{-1}$  [5], wohingegen mit hochintensiven Laserpulsen in Plasmen Feldstärken von  $1 \text{ TV m}^{-1}$ , bei wesentlich geringerem Platzaufwand, erreicht werden können [6, 7]. Gleichzeitig steigt die Nachfrage nach kompakten und vergleichsweise kostengünstigen Beschleunigern, etwa zur Ionenstrahltherapie von Tumorpatienten [8].

Die von den schnellen Elektronen des erzeugten Plasmas emittierte Bremsstrahlung verleiht diesem zudem den Charakter einer äußerst kleinen und zugleich hellen Quelle harter Röntgenstrahlung, deren Energie leicht in den MeV-Bereich reicht [9]. Die Dauer der Strahlungspulse kann zudem durch die Laserpulslänge kontrolliert werden und lässt sich so auf die Größenordnung von  $10^{-13} \text{ s}$  beschränken. Sie ermöglichen auf diese Weise die hochauflösende Beobachtung extrem schneller Prozesse, etwa im Rahmen der Strukturaufklärung von Molekülen oder zur dynamischen Untersuchung von Materialeigenschaften [10].

Da die Dynamik in lasergenerierten Plasmen von einer Vielzahl von Parametern wie beispielsweise der räumlichen und zeitlichen Struktur des Laserpulses, den Eigenschaften des Targets, dem Auftreffwinkel sowie der Polarisation des Lasers abhängt [11], stellt die Vertiefung des Verständnisses der Laser-Plasma-Wechselwirkung neben der Weiterentwicklung von Hochleistungslasern einen wichtigen Schritt in Richtung neuartiger Beschleunigersysteme und Röntgenstrahlungsquellen dar. Die Diagnose solcher Plasmen ist zur Erforschung und Aufklärung der Grundlagen der stattfindenden Prozesse daher unerlässlich.

Zu ihrer Untersuchung wurden verschiedene Verfahren entwickelt, wie die zeitaufgelöste Plasmadiagnose mittels optischer Interferometrie [12, 13], Röntgen-Backlighting [14] und die Protonenradiographie [15, 16]. Mit elektromagnetischen Spektrometern werden aus dem Plasma emittierte Elektronen und Ionen untersucht; auch die charakteristische Strahlung des Targetmaterials wird analysiert. Die Analyse der von den Elektronen des Plasmas ausgehenden Bremsstrahlung verspricht weitere Erkenntnisse: Ihre spektrale Verteilung gibt Aufschluss über die Temperatur der Elektronen des Plasmas<sup>1</sup> [17], während Untersuchungen der Winkelverteilung und der linearen Polarisation der emittierten Röntgenstrahlung Rückschlüsse auf Richtungsabhängigkeiten der Beschleunigungsprozesse in lasergetriebenen Plasmen ermöglichen.

Für das Regime unterhalb von ca. 20 keV haben sich CCD-Kameras zum Nachweis von Röntgenstrahlung etabliert und werden vielfach erfolgreich eingesetzt [18–20]. Ihre hohe Granularität bis in den Megapixel-Bereich erlaubt sowohl präzise orts aufgelöste Messungen als auch den energie aufgelösten Einzelphotonennachweis selbst bei hohen Strahlungsflüssen, da die Wahrscheinlichkeit für das Überlappen von Ereignissen gering ist. Die große Anzahl von Segmenten führt dazu, dass auch beim quasi-gleichzeitigen Einfall vieler Photonen Segmente kaum mehrfach getroffen werden und die Ereignisse somit trennbar bleiben. Sobald die Photonenenergie jedoch die oben genannte Grenze von etwa 20 keV überschreitet, geht die Nachweiseffizienz von CCDs auf Silizium-Basis stark zurück. In diesem Energiebereich ist die Wechselwirkung durch Photoabsorption gegenüber Streuprozessen wie der Comptonstreuung nur noch marginal.

Zum spektralaufgelösten Nachweis harter Strahlung bis in den MeV-Bereich werden deshalb üblicherweise Halbleiterdetektoren auf Basis von stickstoffgekühltem Germanium sowie Szintillationsdetektoren eingesetzt. Diese Systeme sind jedoch in der Regel großvolumig und weisen eine nur geringe Granularität auf. Die intensiven, kurzen Pulse hochenergetischer Strahlung, die von lasergenerierten relativistischen Plasmen emittiert werden, führen bei derartigen Detektoren dazu, dass mit dem Nachweis einer Vielzahl von Photonen pro Detektorsegment zu rechnen ist. Eine energie aufgelöste Messung einzelner Photonen ist unter diesen Umständen nicht möglich. Um die spektrale Verteilung der Röntgenstrahlung dennoch zumindest näherungsweise charakterisieren zu können, werden häufig Kombinationen von Filteranordnungen mit dahinterliegenden Image Plates verwendet [21–23]. Aus der Belichtungsstärke nach dem Durchgang durch Filter mit jeweils unterschiedlichem Absorptionsvermögen lässt sich grob das Spektrum der einfallenden Strahlung ableiten. Die Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abbildung 1.1 wiedergegeben [21]; die so erreichte Energieauflösung liegt jedoch lediglich bei etwa 20 % bis 50 %. Demgegenüber wären mit dem Einsatz von Detektorsystemen, welche die einfallende Strahlung direkt in ein Signal konvertieren, weit bessere Auflösungen zu erzielen.

---

<sup>1</sup>Der Begriff der Temperatur wird hier sehr weit gefasst, da in der Regel nicht von Gleichgewichtsbedingungen und einer damit verbundenen Maxwellverteilung der Elektronen ausgegangen werden kann.

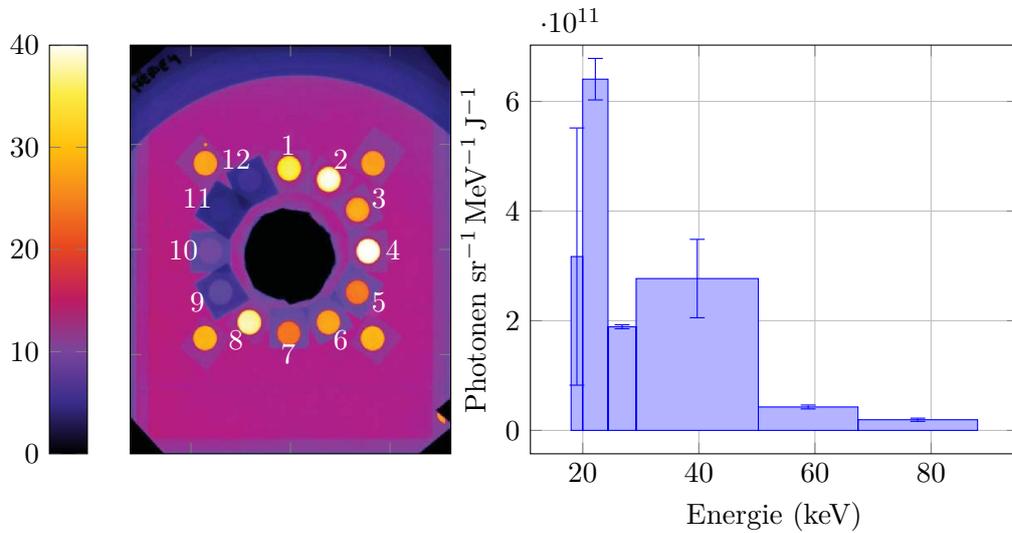


Abbildung 1.1: Die linke Grafik zeigt das Ergebnis eines Spektroskopieaufbaus unter Verwendung 12 verschiedener Filter unterschiedlicher Absorptionseffizienz vor einer Image Plate. Das durch Entfaltung aus den unterschiedlichen Belichtungsstärken gewonnene Spektrum ist rechts dargestellt. Die erreichte relative Energieauflösung liegt größtenteils im Bereich von lediglich 20 % bis 50 %. (Grafik reproduziert nach [21])

Zusätzlich lassen sich solche Detektoren im Gegensatz zu Image Plates mit hohen Raten und ohne Eingriff in den Messaufbau auslesen.

Im Bereich harter Röntgenstrahlung, wie sie an Hochleistungslasern auftritt, bieten orts- und energieaufgelöste Messungen weiterhin die Möglichkeit, die Polarisation der aufgenommenen Strahlung zu untersuchen. Liegt die Energie der Photonen lediglich im Bereich von einigen keV, lässt sich der Grad der linearen Polarisation beispielsweise durch die Reflexion an unter dem Brewsterwinkel angeordneten Kristallen bestimmen ([6], siehe Abbildung 1.2). In einem schmalen Energiebereich wird so ausschließlich der jeweils  $\sigma$ -polarisierte Anteil der Strahlung auf eine Röntgen-CCD gelenkt, deren Signal so Rückschlüsse auf die Polarisation der Strahlung erlaubt. Bei höheren Energien sind diese und andere Methoden jedoch wenig effizient, sodass hier im Regelfall auf die Comptonstreuung als polarisationssensitiven Wechselwirkungsmechanismus zurückgegriffen wird. Im Fall linear polarisierter Strahlung hängt die azimuthale Intensitätsverteilung der auf diese Weise gestreuten Photonen maßgeblich von der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors ab. Die Abtastung dieser Verteilung eröffnet damit einen Weg zur Bestimmung der Polarisationsparameter der Primärstrahlung. Geht die Strahlung von einem laserinduzierten Plasma aus, so liegt ihre Polarisationsrichtung in der Schwingungsebene der abstrahlenden Elektronen, die im Feld des Laserpulses beschleunigt werden [24].

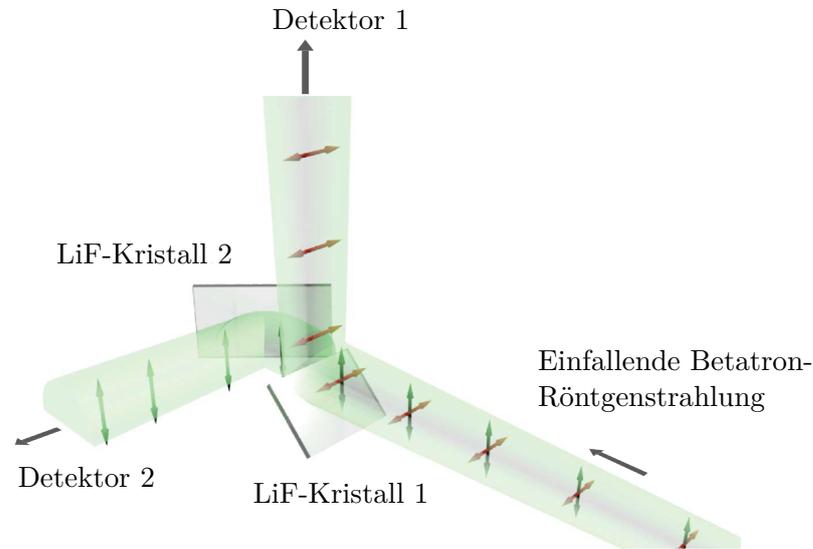


Abbildung 1.2: Messaufbau zur Polarimetrie einzelner Röntgenpulse. Die unter dem Brewsterwinkel angeordneten LiF-Kristalle reflektieren in einem schmalen Energiebereich die horizontal bzw. vertikal polarisierte Komponente der einfallenden Röntgenstrahlung auf Röntgen-CCDs. (Grafik reproduziert nach [6])

Solche Untersuchungen der emittierten Strahlung lassen daher Rückschlüsse auf die Elektronenbewegung im Plasma zu.

Die Medipix-Familie von Auslesechips, insbesondere ihr Timepix-Abkömmling, bieten in Verbindung mit absorptionsstarken Sensoren ein einzigartiges Potential für derartige energieaufgelöste Untersuchungen harter Röntgenstrahlung an Hochleistungslasern. Durch die Kopplung des Absorbermaterials an einen generischen Readout-Chip [25–27] wird eine Segmentierung der ca.  $2 \text{ cm}^2$  großen Detektorfläche in Pixel mit einer Größe von  $55 \times 55 \mu\text{m}^2$  erreicht, die jeweils über eine eigene Ausleseelektronik verfügen. Der orts aufgelöste Einzelphotonennachweis von Röntgenstrahlung bleibt damit auch bei hohen Flüssen möglich. Als Absorbermaterialien können unter anderem Verbindungshalbleiter wie Cadmiumtellurid (CdTe) eingesetzt werden, deren verhältnismäßig große Bandlückenenergie den Betrieb der Sensoren bei Raumtemperatur erlaubt. Die Klasse der Timepix-Detektoren besitzt darüber hinaus einen Messmodus zur energieaufgelösten Detektion der einfallenden Strahlung, dessen Ausgabesignal bis in den MeV-Bereich linear ist. Damit steht ein kompaktes, schnell auszulesendes und hochdynamisches System für Messungen in einem weiten Spektralbereich zur Verfügung.

Der modulare Aufbau, der die Ankopplung verschiedenster Absorber- bzw. Detektorarten an den Auslesechip ermöglicht, hat bereits zu unterschiedlichsten Anwendun-

---

gen geführt: neben der Detektion von Neutronen [28] und dem Nachweis von Sekundärstrahlung im Rahmen der Ionenstrahltherapie von Krebspatienten [29] werden entsprechend angepasste Sensoren beispielsweise zur Untersuchung von Protonenstrahlen eingesetzt [30]. Die energieauflösende Timepix-Variante steht in Verbindung mit CdTe-Absorbern allerdings erst seit Kurzem kommerziell zur Verfügung. Für den geplanten Einsatz an Hochleistungslasern müssen diese Detektorsysteme deshalb zunächst getestet und charakterisiert werden.

Die vorliegende Arbeit stellt die Ergebnisse der Kalibration und Charakterisierung zweier Timepix-Sensoren vor. Die Diskussion erster Experimente mit einem für röntgenpolarimetrische Messungen an Hochleistungslasern entwickelten Aufbau bildet einen weiteren Kernaspekt dieser Arbeit. Sie gliedert sich wie folgt:

Kapitel 2 legt die physikalischen Prinzipien der für diese Arbeit relevanten Mechanismen der Photon-Materie-Wechselwirkung dar. Es führt dazu zunächst in die Polarisation elektromagnetischer Strahlung ein, bevor die Grundlagen der entsprechenden Wechselwirkungsprozesse erläutert werden. Besondere Beachtung findet dabei die Comptonstreuung: Deren Sensitivität auf die Polarisation der gestreuten Strahlung wird eingehend dargestellt und die darauf aufbauende Comptonpolarimetrie in Grundzügen geschildert.

Die für die diskutierten Messungen verwendeten Timepix-Detektoren werden in Kapitel 3 vorgestellt. Die Ausführungen beginnen dabei mit einem Vergleich des hier zum Einsatz kommenden Cadmiumtellurids mit anderen, typischerweise zum Nachweis von Röntgenstrahlung verwendeten Materialien wie Silizium und Germanium. Dem schließt sich ein Abriss der technischen Eigenschaften des Detektorsystems an. In diesem Zusammenhang werden die verschiedenen Aufnahmemodi des Chips vorgestellt und ein Ausblick auf die zum erfolgreichen Einsatz notwendige Kalibration des Sensors gegeben.

Die dazu durchgeführten Messungen mit verschiedenen Röntgen- und  $\gamma$ -Quellen werden zu Beginn des Kapitels 4 diskutiert. Dieser Abschnitt stellt weiterhin einige der MATLAB-Programme vor, die zur Kalibration und Auswertung der gewonnenen Daten erstellt wurden. Ausführungen zur mit den Sensoren erreichbaren Energieauflösung sowie zum Einfluss der Biasspannung auf das Verhalten der Detektoren schließen das Kapitel ab.

Kapitel 5 widmet sich den ersten Experimenten zur Comptonpolarimetrie, die mit den Timepix-Sensoren am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY sowie an einem kHz-Lasersystem des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena durchgeführt wurden. Der eingehenden Beschreibung des Messaufbaus folgt dabei die Diskussion der gewonnenen Daten. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist die volle Bestimmung von Polarisationsgrad und -richtung zwar noch nicht möglich, das Vorhandensein einer linear polarisierten Komponente im aufgenommenen Spektrum kann jedoch bereits festgestellt werden. Daneben wird der Einfluss eines zusätzlichen Plattenkollimators auf die Messung dargestellt.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der vorangegangenen Betrachtungen zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Untersuchungen gegeben.



## 2 Grundlagen

Den Schlüssel zum Nachweis elektromagnetischer Strahlung stellt ihre Wechselwirkung mit Materie dar. Die charakteristischen Eigenschaften dieser Wechselwirkungen begrenzen einerseits Art und Energie der detektierbaren Strahlung, eröffnen jedoch andererseits unter Umständen weitergehende Analysemöglichkeiten, wie beispielsweise im Fall der Comptonpolarimetrie (siehe Abschnitt 3.2.3).

Das folgende Kapitel stellt zunächst einige grundlegende Aspekte der Polarisation elektromagnetischer Strahlung dar. Eine Erläuterung der für die vorliegende Arbeit relevanten Photon-Materie-Wechselwirkungen, insbesondere der Comptonstreuung, bildet den zweiten Teil des Abschnitts.

### 2.1 Polarisation elektromagnetischer Strahlung

Eine elektromagnetische Welle wird per Konvention über das räumliche und zeitliche Verhalten des elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$  beschrieben. Der Vektor der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}$  ist bei bekannter Ausbreitungsrichtung  $\mathbf{k}$  zu jedem Zeitpunkt über die Maxwell-Gleichungen, präziser das Induktions- und das Ampèresche Gesetz, mit dem elektrischen Feld verknüpft und daher für die Beschreibung der Welle redundant.

Die Einführung eines zunächst willkürlich festgelegten Koordinatensystems erlaubt die Zerlegung des elektrischen Feldvektors in zwei orthogonale Komponenten, die ihrerseits senkrecht zum Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}$  der – transversalen – elektromagnetischen Welle stehen. Für monochromatische, sich im gewählten Koordinatensystem in  $z$ -Richtung ausbreitende Wellen führt dies auf die Darstellung

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\phi_x} \\ E_{y0} e^{i\phi_y} \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.1)$$

mit reellen Amplituden  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$  der in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung schwingenden Komponenten; tatsächlich beobachtbar ist allerdings nur der durch den Realteil von Gleichung 2.1 beschriebene Anteil der Welle. Die Kreisfrequenz  $\omega$  geht über eine Dispersionsrelation aus dem Betrag  $k$  des Ausbreitungsvektors hervor und bestimmt die Periodizität des Feldes hinsichtlich der Zeit  $t$ . Die Phasendifferenz  $\delta = |\phi_x - \phi_y|$  der beiden Komponenten führt zu einer charakteristischen Trajektorie der Projektion des Feldvektors in die  $xy$ -Ebene, wie in Abbildung 2.1 dargestellt:

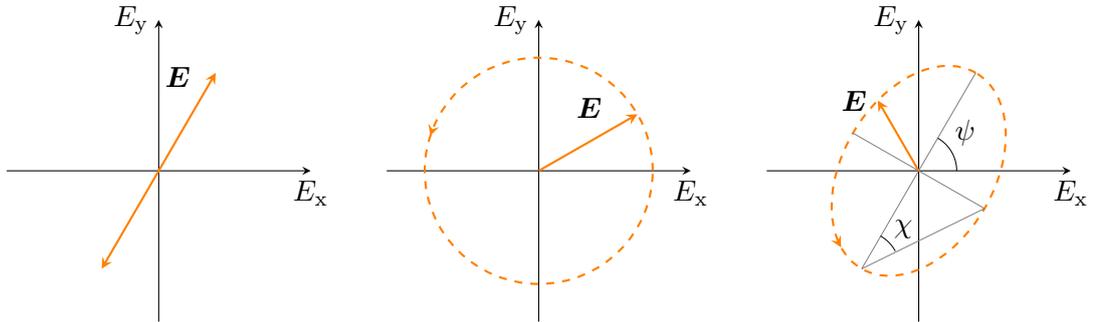


Abbildung 2.1: Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung: von links nach rechts lineare, zirkulare sowie elliptische Polarisation. Es ist jeweils der zeitliche Verlauf der Projektion des elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$  in die  $xy$ -Ebene dargestellt. Die Festlegung der  $x$ - und  $y$ -Achse erfolgt willkürlich, wie im Text ausgeführt. Der Wellenvektor  $\mathbf{k}$ , der die Ausbreitungsrichtung der Welle angibt, steht senkrecht auf der Blattebene.

- Für Vielfache von  $\pi$ , d. h.  $\delta = 0$  oder  $\delta = \pi$ , schwingt die Projektion des elektrischen Feldvektors in die  $xy$ -Ebene in einer durch die Amplituden  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$  vorgegebenen Richtung; dieser Fall wird als lineare Polarisation bezeichnet.
- Ist  $\delta$  ein ungerades Vielfaches von  $\pi/2$ , und gilt zusätzlich  $E_{x0} = E_{y0}$ , so liegt zirkulare Polarisation vor. Eilt die  $y$ -Komponente von  $\mathbf{E}$  der  $x$ -Komponente vor, so spricht man von rechts-, andernfalls von linkszirkular polarisierter Strahlung.
- In allen übrigen Fällen konstanter Phasendifferenz beschreibt die Spitze des elektrischen Feldvektors eine Ellipsenbahn.

Zur Charakterisierung des Polarisationszustandes einer ebenen Welle hat sich der Stokesvektor etabliert, der die sogenannten *Stokesparameter* zusammenfasst. Diese lassen sich aus Messungen der Strahlungsintensität nach dem Durchgang durch verschiedene Polarisationsfilter gewinnen:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ I_{rc} - I_{lc} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{x0}^2 + E_{y0}^2 \\ E_{x0}^2 - E_{y0}^2 \\ 2E_{x0}E_{y0} \cos \delta \\ 2E_{x0}E_{y0} \sin \delta \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Durch  $I_\varphi$  wird dabei die Intensität der Welle nach dem Durchgang durch einen um den Winkel  $\varphi$  zur  $x$ -Achse gedrehten linearen Polarisationsfilter bezeichnet, analog entsprechen  $I_{rc}$  und  $I_{lc}$  der nach dem Passieren eines Filters für rechts- bzw. linkszirkular

polarisiertes Licht gemessenen Intensität. Mit Gleichung 2.2 ist leicht ersichtlich, dass der Anteil linear bzw. zirkular polarisierten Lichts durch

$$P_L = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \quad \text{bzw.} \quad P_C = \frac{S_3}{S_0} \quad (2.3)$$

angegeben werden kann.

Eine äquivalente, geometrisch anschaulichere Darstellung der Parameter  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  ist durch

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi) \\ S_0 \cos(2\chi) \sin(2\psi) \\ S_0 \sin(2\chi) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

gegeben, wobei der Winkel  $\psi$  die Orientierung und  $\chi$  Form und Umlaufsinn der Ellipsenbahn des Feldvektors angeben [31], wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Genauere Betrachtung von Gleichung 2.4 legt die Deutung dieses Teils des Stokesvektors als Punkt auf einer Kugeloberfläche mit dem Radius  $S_0$  nahe, wobei  $2\psi$  und  $2\chi$  die Rolle der sphärischen Winkelkoordinaten annehmen. Diese Interpretation führt auf das Konzept der Poincarékugel.

Der Messung des Polarisationszustandes elektromagnetischer Strahlung muss ein darauf sensitiver Wechselwirkungsmechanismus zugrunde liegen; für harte Röntgenstrahlung ist das überwiegend die Comptonstreuung. Diese Methode der Polarimetrie stellt neben der Charakterisierung der Timepix-Detektoren daher einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar.

## 2.2 Grundlagen der Photon-Materie-Wechselwirkung

Zum Verständnis des Messprinzips der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren, sowie zur korrekten Interpretation der aufgenommenen Daten, ist eine Darstellung der grundlegenden Mechanismen der Wechselwirkung von Röntgenphotonen mit Materie unerlässlich. Zur Quantifizierung dieser Wechselwirkungen wird oftmals auf die Konstrukte des Wirkungsquerschnitts und der mittleren freien Weglänge zurückgegriffen; beide sollen hier zunächst kurz eingeführt werden. Der übrige Teil dieses Abschnitts widmet sich der Erläuterung der für die vorliegende Arbeit relevanten Mechanismen der Wechselwirkung von Röntgenphotonen mit Materie, vornehmlich der Photoionisation sowie der Thomson-, Rayleigh- und Comptonstreuung. Die oberhalb einer Photonenenergie von etwa 1 MeV einsetzende Paarbildung wird der Vollständigkeit halber ebenfalls kurz erläutert.

### 2.2.1 Konzepte zur Quantisierung von Wechselwirkungsprozessen

Das Bild des Wirkungsquerschnitts legt ein punktförmiges Target sowie einen zeitlich und räumlich homogenen Photonen- oder Teilchenfluss<sup>1</sup>  $\Phi$  zugrunde, der senkrecht auf das Target trifft. Zwar ist für ein einzelnes Teilchen dieses einfallenden Flusses das Eintreten einer Wechselwirkung mit dem Target sowie deren Art und Parameter rein zufällig, nach einer genügend langen Messzeit lässt sich jedoch eine statistische Verteilung ableiten. Bezeichnet man mit  $dN_\xi$  die Anzahl an Teilchen, die innerhalb einer Zeiteinheit eine Wechselwirkung mit dem Parametersatz  $\xi$  erfahren, so gibt die Größe

$$d\sigma = \frac{dN_\xi}{\Phi} \quad (2.5)$$

ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Eintretens einer Wechselwirkung mit diesem Parametersatz an, beispielsweise die Streuung in einen bestimmten Raumwinkel oder den Transfer eines gegebenen Energiebetrags. Da  $\sigma$  die Dimension einer Fläche hat, wird diese Größe als *Wirkungsquerschnitt* bezeichnet; ihre Einheit ist das *Barn* ( $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Die oftmals verwendete Analogie dieser Größe zu einer „effektiven Targetgröße“ sollte mit Vorsicht verwendet werden, tatsächlich ist  $\sigma$  allein in der dargelegten Deutung als Maß der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit aufzufassen.

Im für die vorliegende Arbeit relevanten Regime handelt es sich bei den betrachteten Wechselwirkungen oftmals um Streuprozesse, sodass der Raumwinkel, in den das Photon gestreut wird, ein maßgeblicher Parameter ist. Man führt daher durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\Phi} \frac{dN_\Omega}{d\Omega} \quad (2.6)$$

den *winkeldifferenziellen Streuquerschnitt* ein, der im allgemeinen Fall auch von der Energie  $E$  des einfallenden Photons abhängt, wie in Gleichung 2.6 angegeben. Die Wahrscheinlichkeit für die Streuung in einen beliebigen Raumwinkel, d. h. der *totale Wechselwirkungsquerschnitt*, ist in diesem Fall durch  $\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$  gegeben.

Die eingangs gemachte Annahme eines punktförmigen Targets ist selbstverständlich im Regelfall nicht gerechtfertigt. Dennoch kann das Konzept des Wirkungsquerschnitts weiter verwendet werden, sofern die Ausdehnung des Targets in Strahlrichtung,  $\delta x$ , vernachlässigbar klein ist. Bei einer Teilchendichte  $n$  der Wechselwirkungszentren und einer Bestrahlungsfläche  $A$  trifft der einfallende Strahl auf insgesamt  $nA\delta x$  Streuzentren, und die Zahl der in den Winkel  $\Omega$  gestreuten Photonen  $dN_\Omega$  ist

$$dN_\Omega = \Phi \cdot nA\delta x \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.7)$$

Betrachtet man statt eines Strahls einzelne Teilchen, so erweist es sich als hilfreich, entlang des vom Teilchen zurückgelegten Pfades die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten

---

<sup>1</sup>Beide Begriffe werden in diesem Abschnitt synonym verwendet, sofern nicht anders angegeben.

einer Wechselwirkung zu untersuchen. Dieser Ansatz mündet im Konzept der *mittleren freien Weglänge*, die eng mit dem oben eingeführten Wechselwirkungsquerschnitt verknüpft ist. Unter der einfachen Annahme, dass das Teilchen im Intervall  $[z, z + dz]$  mit der Wahrscheinlichkeit  $p dz$  genau eine Wechselwirkung erfährt<sup>2</sup>, lässt sich für die Wahrscheinlichkeit  $P(x)$ , dass die Strecke  $x$  ohne Wechselwirkung zurückgelegt wird, die Gleichung

$$P(x) = \exp(-px) \quad (2.8)$$

ableiten; ein Beweis ist beispielsweise in [32] zu finden.

Die mittlere Distanz zwischen zwei Wechselwirkungen ergibt sich somit zu

$$\lambda = \frac{\int x P(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{1}{p}. \quad (2.9)$$

Eine Relation zwischen  $\lambda$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zeigt sich, wenn zunächst Gleichung 2.7 über den gesamten Raumwinkel integriert und durch  $\Phi \cdot A$ , die Anzahl einfallender Photonen pro Zeiteinheit, dividiert wird:  $P = \frac{N}{\Phi A} = n\sigma \delta x$ . Andererseits ist nach Gleichung 2.8 die Wahrscheinlichkeit  $1 - P(\delta x)$ , dass ein Photon auf der Strecke  $\delta x$  wechselwirkt, in erster Näherung durch  $\frac{\delta x}{\lambda}$  gegeben. Offenbar muss dann

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.10)$$

gelten.

Verlässt man die Ebene einzelner Photonen und betrachtet stattdessen einen kollimierten, monochromatischen Strahl der anfänglichen Intensität  $I_0$ , so beträgt die Intensität nach einer Wegstrecke  $x$  gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz noch

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x). \quad (2.11)$$

Der *lineare Schwächungskoeffizient*  $\mu$  ist eine von der Photonenenergie abhängige Materialkonstante. Sofern  $\mu$  über die Strecke  $x$  variiert, muss in Gleichung 2.11 der Exponent durch  $-\int \mu(x) dx$  ersetzt werden.

Unter der vereinfachenden Annahme, dass jede Wechselwirkung zur Entfernung des entsprechenden Photons aus dem Strahl führt, gilt  $\mu = \sum_i \frac{1}{\lambda_i}$ ; die Summe läuft dabei über alle relevanten Wechselwirkungsprozesse. Um weiterhin den Einfluss der Massendichte des Materials auf die Dichte der Wechselwirkungszentren zu berücksichtigen, dividiert man  $\mu$  durch die Dichte  $\rho$  und erhält den *Massenschwächungskoeffizienten*. Wird  $\mu$  stattdessen durch die Teilchendichte  $n$  des Materials dividiert, resultiert der oben bereits eingeführte Wirkungsquerschnitt, nun jedoch bezogen auf die Gesamtheit der Wechselwirkungsprozesse. Die Größen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , mittlere freie Weglänge  $\lambda$  und linearer Schwächungskoeffizient  $\mu$  sind also in gewisser Weise austauschbar.

---

<sup>2</sup>Tatsächlich stellt diese Bedingung keine Einschränkung dar, da  $dz$  infinitesimal klein gewählt werden kann.

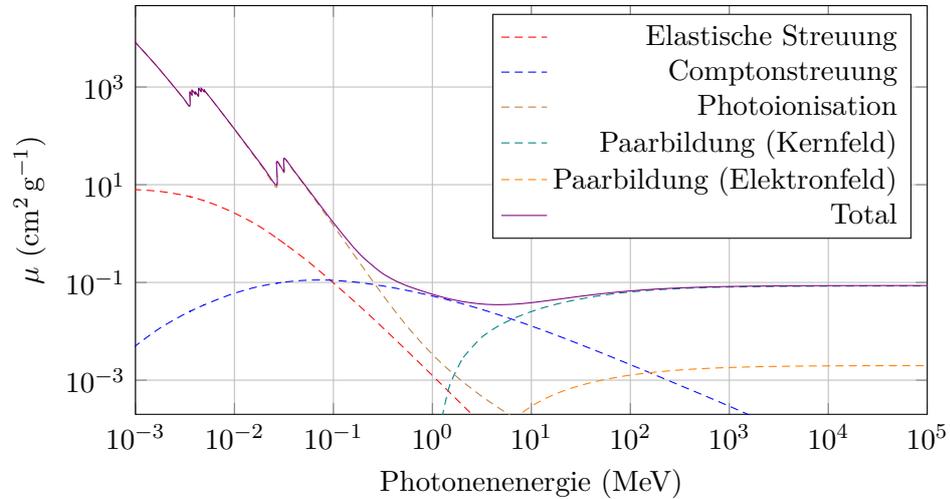


Abbildung 2.2: Abhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten für Cadmiumtellurid von der Photonenenergie. Er setzt sich aus den Beiträgen von Rayleighstreuung, Photoionisation, Comptoneffekt und Paarbildung, sowohl im Kern- als auch im Elektronfeld, zusammen. (Daten nach [33])

Für das als Absorbermaterial der Timepix-Detektoren bedeutsame Cadmiumtellurid ist der lineare Schwächungskoeffizient für Photonenenergien im Bereich zwischen 1 keV und 100 GeV in Abbildung 2.2 dargestellt. Verschiedene Wechselwirkungsmechanismen tragen dabei je nach Photonenenergie unterschiedlich stark zur Abschwächung bei: unterhalb einiger 100 keV stellen Rayleighstreuung und vor allem Photoionisation die vorherrschenden Prozesse dar, bevor die Comptonstreuung, bis in den Bereich einiger MeV, der dominante Mechanismus wird. Die bei einer Schwellenergie von  $2m_e c^2 = 1,022$  MeV einsetzende Paarbildung – zunächst im Coulombfeld der Atomkerne, bei höheren Energien auch im Feld der gebundenen Elektronen – ist für die hier dargestellten Untersuchungen nicht weiter von Belang und beginnt erst oberhalb von 6 MeV einen relevanten Beitrag zum Schwächungskoeffizienten zu leisten.

### 2.2.2 Photoionisation

Als *Photoionisation*, oder äußeren photoelektrischen Effekt, bezeichnet man die Freisetzung eines gebundenen Elektrons, nachdem dieses ein Photon absorbiert hat. Aus Gründen der Impulserhaltung nimmt der Kern des Atoms dabei einen Teil des Impulses auf. Die Energie des freien Elektrons entspricht der Differenz zwischen der Photonenenergie  $\hbar\omega$  und dem Absolutbetrag der per Konvention negativen Bindungsenergie des Elektrons  $|E_B|$ . Elektronen aus höheren Niveaus füllen die entstandene Vakanz in einer inneren Schale nahezu instantan auf, sodass der photoelektrische Effekt in der Regel mit

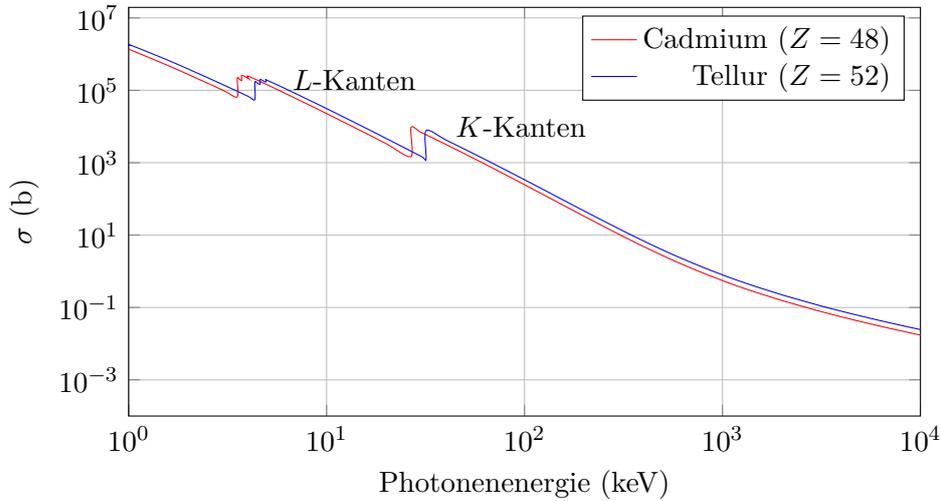


Abbildung 2.3: Der Photoionisationsquerschnitt von Cadmium und Tellur für Energien zwischen 1 keV und 10 MeV. Die Absorptionskanten der  $K$ - und  $L$ -Schalen sind klar erkennbar. (Daten nach [33])

der Emission von Fluoreszenzstrahlung oder Auger-Elektronen einhergeht.

Abbildung 2.3 stellt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Photoionisation von Cd- und Te-Atomen dar. Bei Photonenenergien jenseits der  $K$ -Schalen-Bindungsenergie ist der Querschnitt verhältnismäßig klein, steigt jedoch rapide an, sobald sich die Energie der Bindungsenergie nähert. Das Unterschreiten dieser Energie schließt die Elektronen der  $K$ -Schale von der Ionisation aus. Dies äußert sich in einem steilen Abfall des Wirkungsquerschnitts, den man auch als Absorptionskante bezeichnet. Ein analoges Verhalten tritt auch in der Nähe der Bindungsenergien höherer Schalen auf; die Absorptionskanten der aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung separierten  $L$ -Unterschalen sind in Abbildung 2.3 ebenfalls erkennbar. Zahl und Lage der Absorptionskanten sind charakteristisch für das bestrahlte Material.

Die volle quantenmechanische Beschreibung des freigesetzten Elektrons macht die theoretische Behandlung der Photoionisation schwierig. Für Photonenenergien oberhalb der  $K$ -Bindungsenergie kann der Querschnitt über die (nicht relativistische) Bornsche Näherung berechnet werden [34]:

$$\sigma_{\text{Ph}} = 4\sqrt{2}\alpha^4\sigma_{\text{Th}}Z^5\left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\right)^{\frac{7}{2}}. \quad (2.12)$$

Neben der Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , dem Thomson-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Th}}$  (siehe Abschnitt 2.2.3), der Elektron-Ruhemasse  $m_e$  und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c$  tritt

die Kernladungszahl  $Z$  des streuenden Materials in der fünften Potenz auf. Experimente, insbesondere im relativistischen Bereich, zeigen einen energieabhängigen Exponenten zwischen 4 und 5, sodass Elemente mit hoher Kernladungszahl zur Detektion und Abschirmung harter Röntgenstrahlung besonders geeignet sind.

Der schnelle Abfall des Photoionisationsquerschnitts bei hohen Energien – beachte die Abhängigkeit  $\propto (\hbar\omega)^{-\frac{7}{2}}$  in Gleichung 2.12 – führt allerdings dazu, dass die Comptonstreuung bei wachsenden Photonenenergien, im Fall von CdTe ab etwa 300 keV, der dominante Prozess der Wechselwirkung wird.

### 2.2.3 Thomson- und Rayleighstreuung

Als *Thomson-* und *Rayleighstreuung* bezeichnet man die quasi-elastische Streuung von Photonen an freien Elektronen bzw. an einem Atom. Im letzteren Fall tragen die gebundenen Elektronen kohärent zur gestreuten Welle bei; dieser Prozess wird daher auch als *kohärente Streuung* bezeichnet. Die Energie des gestreuten Photons bleibt bei Wechselwirkungen dieser Art unverändert.

Eine Beschreibung der gebundenen Elektronen als harmonische Oszillatoren der Eigenfrequenz  $\omega_0$ , die durch das einfallende Photon mit einer Frequenz  $\omega$  angeregt werden, liefert für den winkeldifferenziellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{\text{R}}}{d\Omega} = \frac{r_{\text{e}}^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (2.13)$$

mit dem klassischen Elektronenradius  $r_{\text{e}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_{\text{e}} c^2} \approx 2,8 \text{ fm}$ , der Elementarladung  $e$  und dem polaren Streuwinkel  $\theta$ ; die Streuung unpolarisierter Strahlung ist bezüglich des Azimutalwinkels symmetrisch. Falls weiterhin die Bindungsenergie der Elektronen vernachlässigbar ist, vereinfacht sich Gleichung 2.13 zum *Thomson-Streuquerschnitt*  $\frac{d\sigma_{\text{Th}}}{d\Omega} = \frac{r_{\text{e}}^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)$ , bzw., nach Integration über den Raumwinkel  $\Omega$ ,  $\sigma_{\text{Th}} = \frac{8}{3}\pi r_{\text{e}}^2$ .

Diese Näherung liefert akzeptable Ergebnisse, sofern die Wellenlänge der Strahlung wesentlich größer als die Abmessungen der streuenden Atome ist. Beim Übergang zu Röntgenstrahlung, und damit zu wesentlich kleineren Wellenlängen, werden jedoch Korrekturen notwendig. Die Formfaktor-Näherung [35] hat sich in diesem Regime als geeignet erwiesen. Sie berücksichtigt das nunmehr nicht länger punktförmige Streuzentrum, indem der Thomson-Streuquerschnitt um einen Korrekturfaktor erweitert wird:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Th}}}{d\Omega} |f(q)|^2. \quad (2.14)$$

Der Faktor  $|f(q)|^2$  ist das Absolutquadrat des durch Fouriertransformation der Ladungsverteilung  $\rho(r)$  des Elektrons gewonnenen *Formfaktors*, wobei  $q$  proportional zum Betrag des mit der Streuung verbundenen Impulsübertrags  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}'$  ist. In der Nähe der Elektron-Bindungsenergien ist allerdings auch diese Näherung aufgrund einsetzender Resonanzphänomene nicht mehr gerechtfertigt.

### 2.2.4 Comptonstreuung

Die inelastische Streuung eines Photons an einem freien oder (verglichen mit der vom Photon übertragenen Energie) nur schwach gebundenen Elektron wird als *Comptonstreuung* bezeichnet. In Abgrenzung zur oben erläuterten Thomsonstreuung, in die die Comptonstreuung im Grenzfall niedriger Photonenenergien übergeht, bezieht sich der Begriff „inelastisch“ lediglich auf die mit der Streuung verbundene Verringerung der Photonenenergie; es findet kein Energieübertrag in innere Freiheitsgrade statt.

Abbildung 2.4 stellt die Situation der Streuung an einem zunächst ruhenden Elektron dar. Aus Energie- und Impulserhaltung lassen sich die Relationen

$$\hbar\omega = \hbar\omega' + m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \quad (2.15)$$

$$\frac{\hbar\omega}{c} = \frac{\hbar\omega'}{c} \cos \theta + \frac{m_e c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cos \eta, \quad (2.16)$$

$$0 = \frac{\hbar\omega'}{c} \sin \theta + \frac{m_e c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \eta \quad (2.17)$$

ableiten [34], wobei die Streugeometrie durch den polaren Streuwinkel  $\theta$  und den azimutalen Streuwinkel  $\phi$  des Photons sowie den Winkel  $\eta$  beschrieben wird, unter dem sich das Elektron nach der Streuung gegenüber der Richtung des einfallenden Photons bewegt. Dessen Energie  $\hbar\omega$  verringert sich im Zuge der Streuung zu  $\hbar\omega'$ . Weiterhin tritt die Geschwindigkeit  $\beta$  des auslaufenden Elektrons in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$  auf, sodass  $E'_{\text{kin}} = m_e c^2 \left( (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right)$ . Nach der Elimination von zwei der Größen  $\beta$  und  $\eta$  verbleiben die Gleichungen

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (2.18)$$

$$E'_{\text{kin}} = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (2.19)$$

in denen der Kürze halber für das Verhältnis von Photonenenergie und Ruheenergie des Elektrons der Parameter  $\gamma = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}$  eingeführt wurde. Die Streuwinkel  $\theta$  und  $\eta$  sind über  $\cot \eta = (1 + \gamma) \tan(\theta/2)$  ebenfalls miteinander verknüpft, wohingegen der in Abbildung 2.4 zusätzlich bezeichnete Winkel  $\phi$  in dieser, die Polarisation des Photons vernachlässigenden, Betrachtung bisher nicht auftritt.

Wird Gleichung 2.18 in Wellenlängen anstatt in Frequenzen ausgedrückt, so führt das auf die simple Beziehung

$$\lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos \theta) \quad \text{mit} \quad \lambda_C = \frac{h}{m_e c}. \quad (2.20)$$

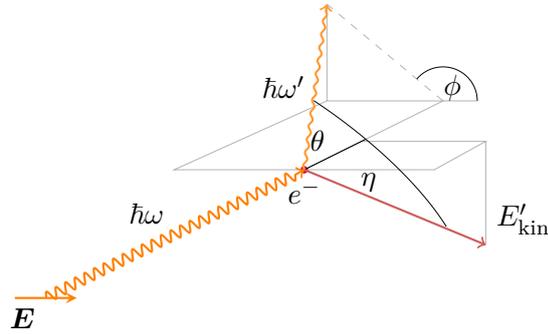


Abbildung 2.4: Schema des Comptonstreuungsprozesses an einem ruhenden Elektron. Das einfallende Photon der Energie  $\hbar\omega$  wird am zunächst ruhenden Elektron um den polaren Streuwinkel  $\theta$  gestreut. Die dabei auf das Elektron übertragene Energie  $E'_{\text{kin}}$  führt zu einer entsprechenden Minderung der Photonenenergie zu  $\hbar\omega'$ ; das Elektron bewegt sich nach der Streuung infolgedessen unter dem Winkel  $\eta$  gegenüber der Einfallsrichtung des Photons.

Die Verschiebung der Wellenlänge der unter dem Winkel  $\theta$  gestreuten Strahlung gegenüber der ursprünglichen Wellenlänge hängt demnach weder von der Art der Probe noch von der Wellenlänge der einfallenden Photonen ab, sondern allein vom Streuwinkel  $\theta$  und der *Comptonwellenlänge*  $\lambda_C$ . Sind die streuenden Teilchen wie bisher angenommen Elektronen, so liegt diese Konstante bei etwa 2,426 pm. Im Fall der wesentlich schwereren Protonen beträgt sie 1,321 fm.

Aus Gleichung 2.18 ist außerdem leicht ersichtlich, dass die vom einfallenden Photon infolge des Streuprozesses auf das Elektron übertragene Energie im Fall von Rückwärtsstreuung, d. h.  $\theta = 180^\circ$ , maximal ist. Eine eingehendere Betrachtung zeigt zudem, dass die beim gestreuten Photon verbleibende Energie für alle Streuwinkel stets größer als die kinetische Energie des Elektrons ist, solange  $\hbar\omega < m_e c^2 / 2 \approx 255 \text{ keV}$  gilt.

Die im Abstand  $r$  vom Streuzentrum gemessene Intensität der durch Comptonstreuung in den Raumwinkel  $\Omega$  emittierten Strahlung ist im Wesentlichen der durch den winkeldifferenziellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma_C}{d\Omega}$  gegebene Anteil der einfallenden Intensität  $I_0$ . Notwendige Korrekturen sind der Faktor  $r^{-2}$ , dem Abstandsgesetz Rechnung tragend, sowie die Multiplikation mit  $\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}$ , da die Energie der Photonen linear in die Definition der Intensität eingeht:

$$I(r, \Omega) = I_0 \frac{1}{r^2} \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \frac{d\sigma_C}{d\Omega}. \quad (2.21)$$

Klein und Nishina [36] berechneten 1929 den Wechselwirkungsquerschnitt des Compton-

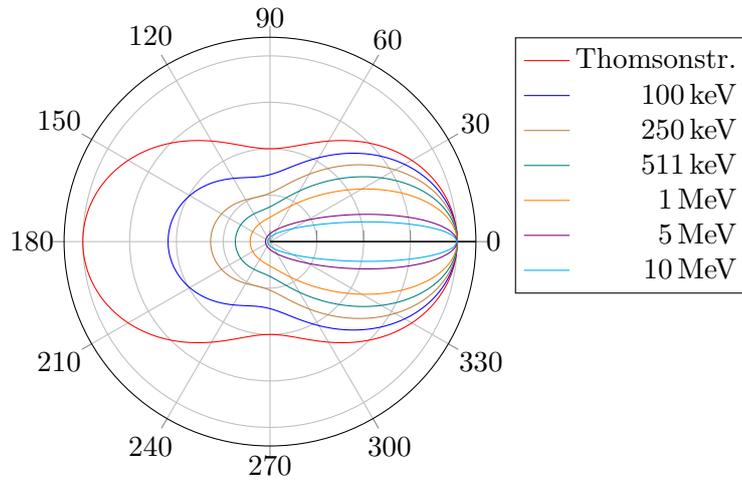


Abbildung 2.5: Differenzieller Streuquerschnitt des Comptonprozesses bzgl. des polaren Streuwinkels für verschiedene Photonenenergien. Der bei  $\hbar\omega \ll m_e c^2$  eintretende Grenzfall des Thomson-Streuquerschnitts ist ebenfalls eingezeichnet. Klar erkennbar ist die Tendenz zur Vorwärtsstreuung bei hohen Photonenenergien.

prozesses auf Basis der damals noch jungen Quantenelektrodynamik zu

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right)^2 \left( \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} + \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} - \sin^2 \theta \right). \quad (2.22)$$

Einsetzen der durch Gleichung 2.18 gegebenen Relation zwischen  $\hbar\omega$  und  $\hbar\omega'$  liefert einen expliziten Ausdruck in  $\theta$ . Die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Photonenenergien, sowie der sich im Grenzfall  $\hbar\omega \ll m_e c^2$  ergebende Thomsonquerschnitt (siehe Abschnitt 2.2.3), sind in Abbildung 2.5 zusammengestellt. Die Präferenz für Vorwärtsstreuung bei steigenden Energien impliziert eine Verringerung des relativen Energieübertrags, wobei im Grenzfall  $\theta \rightarrow 0$  das Regime der quasi-elastischen Rayleighstreuung erreicht wird. Weiterhin wird in dieser Grafik deutlich, dass der totale Streuquerschnitt mit wachsender Photonenenergie schrumpft. Tatsächlich liefert die Integration von 2.22 über den Raumwinkel für den Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung [32]

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[ \frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\}. \quad (2.23)$$

Die resultierende Kurve ist in Abbildung 2.6(a) wiedergegeben. Zwar fällt der Wirkungsquerschnitt nach dem Überschreiten von etwa 1 MeV ab, dennoch stellt die Comptonstreuung selbst bei Photonenenergien von 10 MeV noch einen erheblichen Anteil des

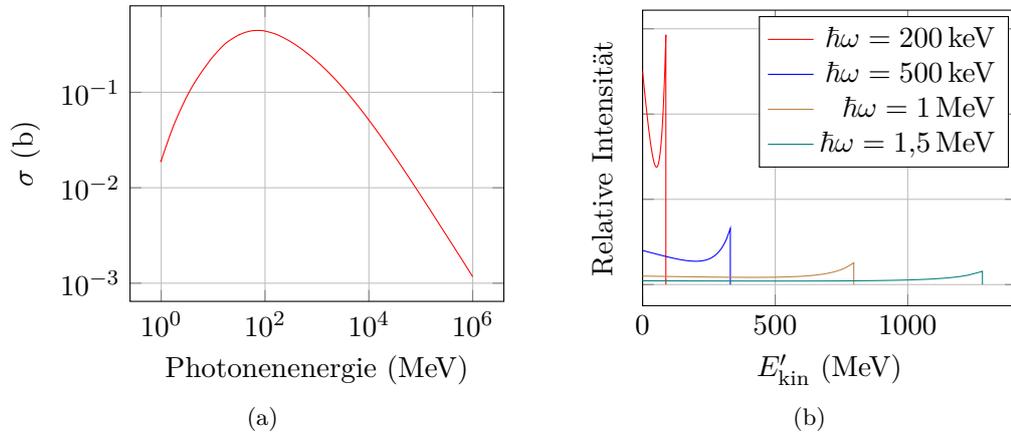


Abbildung 2.6: (a) Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons. Bei Photonenergien zwischen 10 keV und einigen 100 keV ist der Querschnitt nahezu konstant; oberhalb von 1 MeV fällt die Kurve rapide ab.

(b) Verteilung der kinetischen Energie  $E'_{\text{kin}}$  des Rückstoßelektrons. Die maximal übertragene Energie wird durch einen scharfen Peak, die sogenannte Comptonkante, gekennzeichnet.

totalen Schwächungskoeffizienten (siehe auch Abbildung 2.2). Gleichung 2.23 gibt den Querschnitt für ein *einzelnes* Elektron im Streuzentrum an – der gesamte Wirkungsquerschnitt für die  $Z$  Elektronen eines Atoms skaliert daher zusätzlich mit dessen Kernladungszahl.

Die Verteilung der kinetischen Energie des streuenden Elektrons lässt sich mithilfe von Gleichung 2.22 gewinnen, da die übertragene Energie, wie bereits erläutert, direkt mit dem Streuwinkel korreliert ist. Es lässt sich zeigen, dass  $\frac{d\sigma_C}{dE'_{\text{kin}}} = \left[ (2\pi m_e c^2) / (\hbar\omega')^2 \right] \cdot \frac{d\sigma_C}{d\Omega}$  [34]. Nach Einführung der auf die Energie des einfallenden Photons normierten kinetischen Energie des Elektrons  $t$ ,  $t = E'_{\text{kin}}/\hbar\omega$ , findet man

$$\frac{d\sigma_C}{dE'_{\text{kin}}} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[ 2 + \frac{t^2}{\gamma^2 (1-t)^2} + \frac{t}{1-t} \left( t - \frac{2}{\gamma} \right) \right]. \quad (2.24)$$

Die Energieverteilung der Rückstoßelektronen weist, wie in Abbildung 2.6(b) ersichtlich, durch die Limitierung der maximalen Rückstoßenergie  $\hbar\omega \frac{2\gamma}{1+2\gamma}$  einen markanten Peak auf, der als *Comptonkante* bezeichnet wird.

Eine exaktere Behandlung des Comptonprozesses verlangt nach der Berücksichtigung der Bindungsenergie der Elektronen, bzw. ihres vor dem Stoß vorhandenen Impulses – sämtliche bisher aufgeführten Beziehungen gehen von einem zunächst ruhenden Elek-

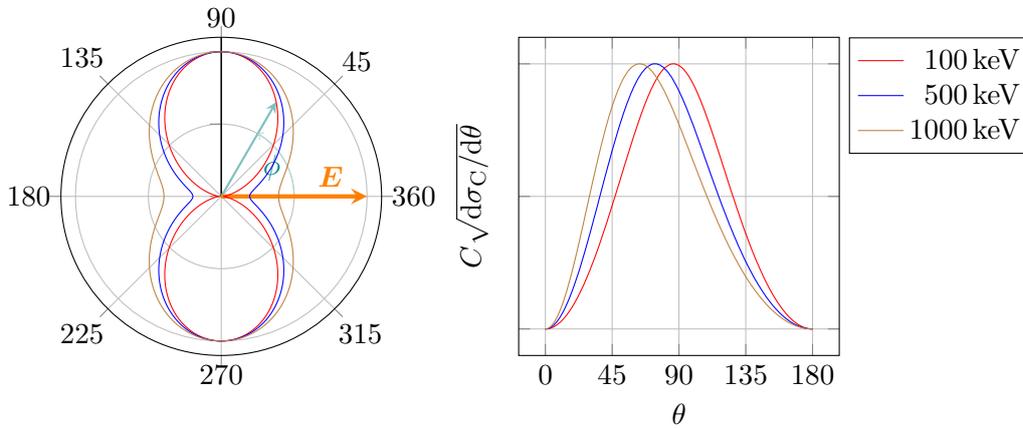


Abbildung 2.7: Die linke Grafik zeigt schematisch die Verteilung des azimuthalen Querschnitts der Comptonstreuung für linear polarisierte Photonen verschiedener Energie bei  $\theta = 90^\circ$ . Die einfallende Strahlung wird bevorzugt senkrecht zu ihrer Polarisationsrichtung gestreut, die Streuung parallel zum elektrischen Feldvektor ist demgegenüber wesentlich weniger wahrscheinlich. Diese Asymmetrie kann zur Polarimetrie der Strahlung genutzt werden. Dazu empfiehlt sich ein polarer Streuwinkel nahe  $90^\circ$ , da das rechts dargestellte Produkt der Modulation  $C$  der Azimutalverteilung mit  $\sqrt{d\sigma_C/d\theta}$  sein Maximum nahe  $\theta = 90^\circ$  annimmt.

tron aus. Bei bezüglich dieser Bindungsenergie großen Impulsüberträgen bietet sich hierzu die Impulsnäherung an, die dem quasi-freien Elektron eine seinem Bindungszustand entsprechende Impulsverteilung zuordnet. Der zuvor streng monoenergetische Comptonpeak erfährt in diesem Fall eine Dopplerverbreiterung, die durch die Verteilung der parallel zur Richtung des Impulsübertrages  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}'$  liegenden Komponente des Elektronenimpulses beeinflusst wird [37]. An den Gleichungen zur Energie (2.18) und zur Verteilung des gestreuten Photons (2.22) sind entsprechende Korrekturen vorzunehmen, wie beispielsweise in [38] ausgeführt.

### Polarisationsabhängigkeit der Comptonstreuung

Für die in Abschnitt 5.2 erläuterten Ergebnisse der Testmessungen zur Comptonpolarimetrie ist eine weitere Eigenschaft des Comptonprozesses von großer Bedeutung: Wird linear polarisierte Strahlung – anstatt, wie bisher angenommen, unpolarisierte Photonen – verwendet, so tritt eine Asymmetrie bezüglich des azimuthalen Streuwinkels  $\phi$  auf. Dieser ist relativ zur Polarisationsrichtung der einfallenden Photonen definiert und in Abbildung 2.4 ebenfalls eingezeichnet. Die Klein-Nishina-Gleichung des winkeldifferenziellen Wirkungsquerschnitts 2.22 muss zur Berücksichtigung dieser Asymmetrie korrigiert

werden:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right)^2 \left( \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} + \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right). \quad (2.25)$$

Man überprüft leicht, dass Gleichung 2.22 durch Integration über  $\phi$  aus Gleichung 2.25 hervorgeht. Der Fall teilweise linear polarisierten Lichts kann durch die Substitution  $\cos^2 \phi \rightarrow \frac{1}{2}(1 - P_L) + P_L \cos^2 \phi$  erfasst werden.

Die resultierende azimutale Verteilung ist in Abbildung 2.7 für verschiedene Photonenenergien und einen polaren Streuwinkel von  $\theta = 90^\circ$  wiedergegeben; zur besseren Erkennbarkeit sind die Kurven jeweils normiert. Offensichtlich wird die Streuung senkrecht zum elektrischen Feldvektor der Photonen bevorzugt, während sie parallel zu diesem wesentlich weniger wahrscheinlich ist. Die Verteilung der gestreuten Intensität erweist sich daher als sensitiv auf die lineare Polarisation der einfallenden Strahlung; umgekehrt kann sie genutzt werden, um deren Polarisationsparameter zu ermitteln. Dazu sollte ein polarer Streuwinkel nahe  $90^\circ$  gewählt werden, da das Produkt der Modulation der Azimutalverteilung mit der Wurzel des  $\theta$ -differenziellen Streuquerschnitts, wie in Abbildung 2.7 gezeigt, dort sein Maximum annimmt. Abschnitt 3.2.3 erläutert die sich so ergebenden Möglichkeiten der Polarimetrie näher.

### 2.2.5 Paarbildung

Mit dem Überschreiten der doppelten Ruheenergie  $m_e c^2 \approx 511 \text{ keV}$  des Elektrons durch die Photonenenergie eröffnet sich ein weiterer Wechselwirkungspfad: im Coulombfeld des Atomkerns kann ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert werden, man nennt diesen Vorgang *Paarbildung*. Oberhalb von  $4m_e c^2$  ist ein analoger Prozess auch im Coulombfeld von Elektronen möglich. In beiden Fällen liegen die fraglichen Photonenenergien jedoch weit oberhalb des Bereichs, der für die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse relevant ist.

## 3 CdTe-Detektoren mit Timepix-Readout-Chip

Als kompakte, vielseitige Sensorfamilie zum ortsaufgelösten Nachweis von Photonen und Teilchen stellen die Medipix- und Timepix-Auslesechips ein vielversprechendes Detektionssystem dar. Durch den Einsatz von Cadmiumtellurid (CdTe) als Absorbermaterial mit hoher Kernladungszahl wird auch der Bereich harter Röntgenstrahlung mit Photonenenergien von einigen hundert keV zugänglich.

Dieses Kapitel stellt zunächst die Eigenschaften des Verbindungshalbleiters Cadmiumtellurid dar, der bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Sensoren als Absorber zum Einsatz kommt. Dabei wird dieser mit anderen typischen Detektormaterialien wie Silizium und Germanium verglichen. Dem schließen sich Ausführungen zur Technik der Timepix-Chips sowie zu deren Energiekalibration an.

### 3.1 Cadmiumtellurid als Detektormaterial

Traditionell finden vor allem Silizium und Germanium Verwendung in Halbleiterdetektoren. Im niederenergetischen Spektralbereich bis etwa 20 keV zeichnen sie sich durch eine gute Energieauflösung und, bedingt durch die hohe Qualität der verwendeten Einkristalle, eine lange Lebensdauer der erzeugten Ladungsträger aus. Allerdings sinkt ihre Absorptionseffizienz erheblich, sobald die Photonenenergie in den Röntgenbereich vorstößt, sodass zum Nachweis energiereicher Strahlung Kristalldicken von einigen Zentimetern erforderlich sind. Die Verwendung von Hoch- $Z$ -Materialien wie CdTe bietet daher insbesondere für die Röntgen- und  $\gamma$ -Detektion eine attraktive Alternative. Die mit 1,44 eV verhältnismäßig große Bandlücke ermöglicht es zudem, Cadmiumtellurid-Detektoren bei Raumtemperatur zu betreiben, während beispielsweise Geräte auf Germaniumbasis permanent mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden müssen. Gleichzeitig eröffnen Verbindungshalbleiter wie  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  die Möglichkeit, die Eigenschaften der konstruierten Detektoren auf die jeweilige Anwendung zuzuschneiden [39].

Abbildung 3.1 stellt die Absorptionseffizienz von Si, Ge und CdTe bis zu einer Photonenenergie von 300 keV gegenüber; für Vergleichszwecke wurde eine Sensordicke von 1 mm angenommen, wie sie bei den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren vorliegt. Der Beitrag der Photoionisation wird in der Grafik gesondert aufgeführt, da dies im betrachteten Energiebereich der einzige Wechselwirkungsmechanismus ist, der die Energie

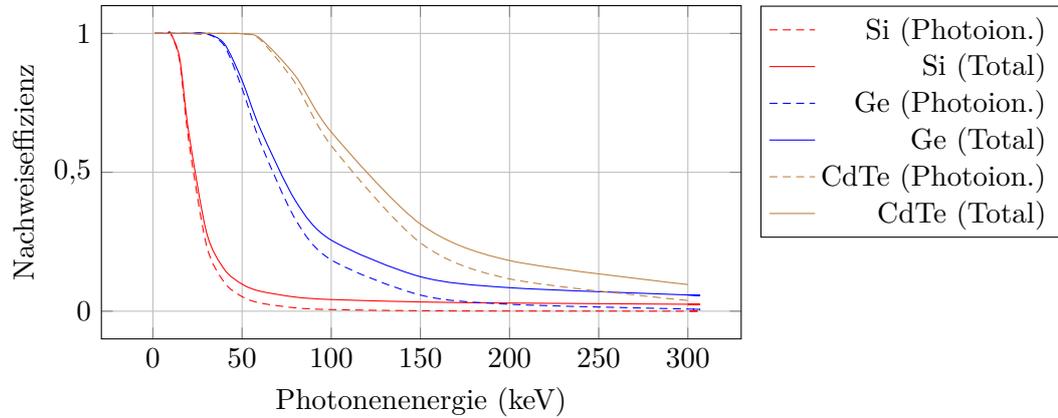


Abbildung 3.1: Absorptionseffizienz von Si, Ge und CdTe bei einer angenommenen Detektordicke von 1 mm. Die separat dargestellte Photoionisation bildet in diesem Bereich den einzigen Prozess, der die Photonenenergie mit hoher Wahrscheinlichkeit komplett im Substrat deponiert. (Daten nach [33])

	Si	Ge	CdTe
50 keV	10 %	83 %	99 %
100 keV	4 %	26 %	65 %
200 keV	3 %	8 %	18 %

Tabelle 3.1: Quanteneffizienz für Si, Ge und CdTe bei einer angenommenen Substratdicke von 1 mm. (Daten nach [33])

des Photons mit hoher Wahrscheinlichkeit komplett im Substrat deponiert. Comptongestreute Photonen haben demgegenüber die Möglichkeit, das Detektorvolumen vor ihrer kompletten Absorption zu verlassen. Gerade im Fall dünner bzw. segmentierter Detektoren geht die Erzeugung von Fluoreszenzphotonen mit einem ähnlichen Problem einher: Sie können das Detektorvolumen verlassen oder zumindest in ein anderes Segment übertreten, sodass ein vollständiger Nachweis der Photonenenergie am Ort der ursprünglichen Wechselwirkung nicht möglich ist.

Die Quanteneffizienz dieser hypothetischen Detektoren ist für die Photonenenergien 50 keV, 100 keV und 200 keV in Tabelle 3.1 verdeutlichend aufgeführt. Da der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation mit wachsender Kernladungszahl des Absorbers stark zunimmt ( $\sigma_{\text{Ph}} \propto Z^{4-5}$ , siehe Abschnitt 2.2.2), ist CdTe ( $Z \approx 48$ ) sowohl Si ( $Z = 14$ ) als auch Ge ( $Z = 32$ ) bei Energien oberhalb von etwa 15 keV bzw. 50 keV überlegen.

Tabelle 3.2 stellt einige für die Verwendung als Detektormaterial relevante Parameter typischer Halbleiter zusammen. Als Verbindungshalbleiter leidet CdTe im Gegensatz

	Si	Ge	GaAs	CdTe
$Z$	14	32	31, 33	48, 52
Dichte ( $\text{g cm}^{-3}$ )	2,33	5,33	5,32	6,20
Bandlücke (eV)	1,12	0,67	1,43	1,44
$E_{\text{eh}}$ (eV)	3,62	2,96	4,2	4,43
Spez. Widerstand ( $\Omega \text{ m}$ )	$10^4$	50	$10^7$	$10^9$
$\mu_e \tau_e$ ( $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1}$ )	$> 1$	$> 1$	$10^{-5}$	$10^{-3}$
$\mu_h \tau_h$ ( $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1}$ )	$\approx 1$	$> 1$	$10^{-6}$	$10^{-4}$

Tabelle 3.2: Parameter typischer Halbleiter für den Einsatz in Strahlungsdetektoren. Während die hohe Kernladungszahl sowie die verhältnismäßig große Bandlücke CdTe als Substrat für die Röntgen- und  $\gamma$ -Detektion empfohlen, stellen die schlechten Eigenschaften des Ladungstransports, quantifiziert durch das Produkt von Mobilität  $\mu$  und Lebensdauer  $\tau$  der Ladungsträger, eine Limitierung an Größe und Energieauflösung potenzieller Detektoren dar. (Daten nach [39])

zu Elementhalbleitern wie Si oder Ge unter einer wesentlich höheren Konzentration an Störstellen, Vakanzan und Versetzungslinien. Im Vergleich mit Silizium weist CdTe daher ungleich schlechtere Ladungstransporteigenschaften, insbesondere für Löcher, auf. Die durch den teilweisen Verlust von Ladungsträgern verschlechterte Energieauflösung führt dazu, dass das Material nur bedingt für Anwendungen der hochauflösenden Spektroskopie geeignet ist. Der unvollständige Nachweis der generierten Ladungsträger limitiert außerdem die Dicke der Detektoren, diesem Problem kann allerdings in begrenztem Maße durch Anlegen einer Vorspannung begegnet werden [40]. Als Kenngröße wird hier oftmals das in Tabelle 3.2 angegebene Produkt aus Mobilität  $\mu$  und Lebensdauer  $\tau$  der Ladungsträger herangezogen: multipliziert mit der elektrischen Feldstärke im Detektorvolumen, liefert sie einen Schätzwert für die von einem freigesetzten Ladungsträger bis zu seiner Reabsorption zurückgelegte Distanz. Erreicht er innerhalb dieser Driftzeit keinen abführenden Kontakt, so trägt er nicht zum Messsignal bei. Die bei der Erstellung dieser Arbeit verwendeten Timepix-Detektoren mit CdTe-Substraten wurden daher stets mit einer Betriebsspannung von mindestens 250 V belegt.

## 3.2 Der Timepix-Chip

Der Timepix-Chip wurde 2007 von einem Konsortium unter Führung der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN entwickelt und baut die Möglichkeiten des bereits 2002 konstruierten Medipix2-Chips [41] weiter aus. Im Hinblick auf zeitaufgelöste

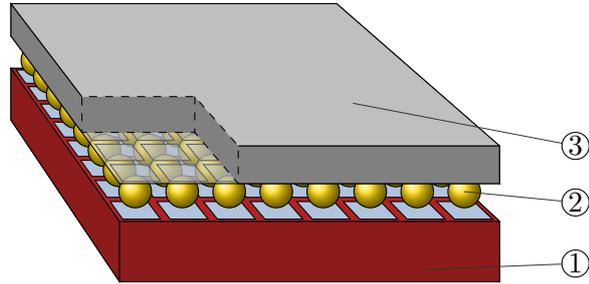


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der für die Timepix- bzw. Medipix2-Chips verwendeten Bump-Bonding-Technik. Da die Ausleseelektronik ① erst durch *bump bonds* ② mit dem eigentlichen Substrat ③ verbunden wird, ergibt sich bei dessen Wahl eine große Flexibilität.

Messungen an der geplanten Beschleunigeranlage ILC wurde die bestehende Medipix2-Architektur um ein globales Clocksignal erweitert [27, 42]. Damit ist es möglich, sowohl den Zeitpunkt einer Wechselwirkung wie auch die dabei deponierte Energie zu ermitteln. Ausführliche Erläuterungen finden sich in Abschnitt 3.2.1.

Die Flipchip-Technik, d. h. die Verbindung von Ausleseelektronik und Detektorsubstrat durch Lötunkte, sogenannte *bump bonds*, wurde für den Timepix-Chip von der Medipix2-Reihe übernommen. Er steht damit in der Tradition des ersten, 1998 vorgestellten Medipix-Chips [25], der über  $64 \times 64$  quadratische Pixel von  $170 \mu\text{m}$  Seitenlänge verfügte. Technologische Fortschritte, insbesondere das Aufkommen der Submikrometer-CMOS-Fertigung, ermöglichten es, den Medipix2-Chip mit  $256 \times 256$  kleineren,  $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ -Pixeln auszustatten; die sensitive Fläche beträgt damit etwa  $1,98 \text{ cm}^2$ . Im Interesse größtmöglicher Kompatibilität mit bestehender Auslesetechnik wurde diese Segmentierung beim Timepix-Chip beibehalten.

Die in Abbildung 3.2 illustrierte Bump-Bonding-Konstruktion erlaubt eine hohe Flexibilität bei der Auswahl des Detektormaterials, bis hin zu Mikrokanalplatten (MCP, engl. *micro-channel plates*) [28]. Zusätzlich kann der Chip zur Detektion sowohl negativer als auch positiver Ladungsträger verwendet werden – eine Fähigkeit, die gerade in Fällen stark unterschiedlicher Lebensdauern oder Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern vorteilhaft ist. Die in dieser Arbeit genutzten, am FMF – Freiburger Materialforschungszentrum der Universität Freiburg [43] gefertigten Modelle sind jeweils mit einem CdTe-Substrat von 1 mm Dicke ausgestattet. Durch das Auslassen jedes zweiten Lötpunktes wird die effektive Fläche jedes Pixels auf  $110 \times 110 \mu\text{m}^2$  vervierfacht; die Pixelanzahl verringert sich dementsprechend auf  $128 \times 128$ . Ein zweiter Detektor entspricht der oben genannten Standardausführung mit  $256 \times 256$  Pixeln. Zur Unterscheidung beider Sensoren wird im Rahmen dieser Arbeit auf Ersteren mit seiner Seriennummer DO4 Bezug genommen, während Letzterer mit DO3 bezeichnet wird. Mit seinem hohen spezifischen Widerstand wirkt das CdTe-Substrat als „Festkörper-Ionisationskammer“ [39],

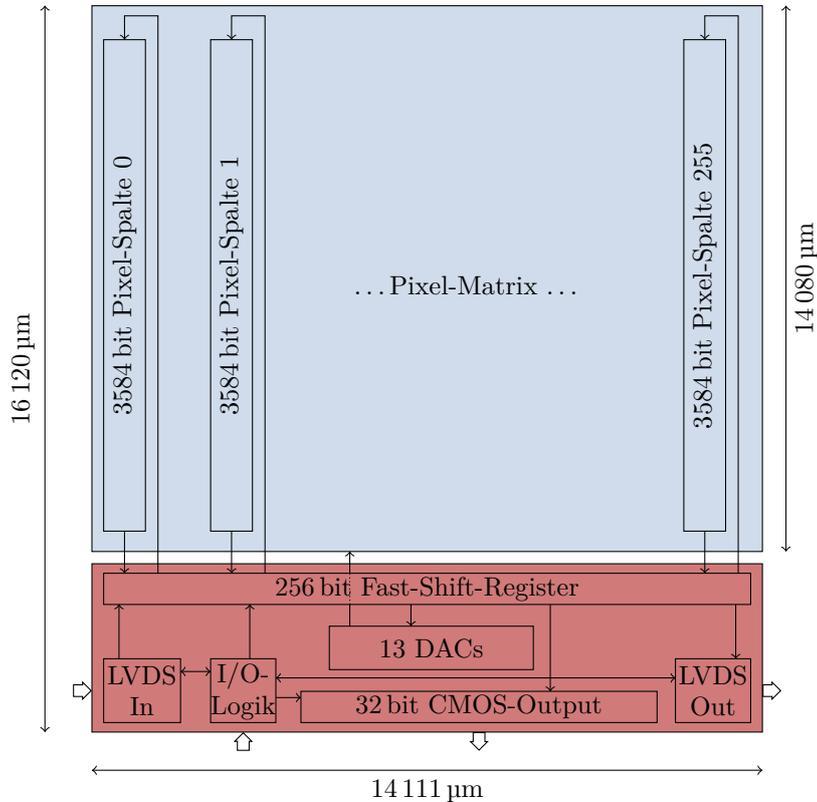


Abbildung 3.3: Layout des Timepix-Chips. Den Hauptteil der Chipfläche nimmt die Matrix der  $256 \times 256$  Pixel ein, während die Peripherie am unteren Rand unter anderem die Auslese- und Konfigurationselektronik beherbergt. (Grafik reproduziert nach [41])

der die generierten Elektron-Loch-Paare durch die an den Pixelelektroden anliegende Spannung entzogen werden. Weitergehende Ausführungen zum Messprinzip von Halbleiterdetektoren sind beispielsweise in [44] enthalten.

Das Layout des Timepix-Chips ist in Grundzügen in Abbildung 3.3 wiedergegeben. Die Verlagerung der elektronischen Peripherie an den unteren Rand des Chips vereinfacht eine eventuelle Kachelung mehrerer Detektoren erheblich – die Breite des nichtsensitiven Bereichs liegt an drei Kanten bei  $< 50 \mu\text{m}$  [27]. Der analoge Teil der Pixelelektronik, etwa des Verhalten des Vorverstärkers, wird über eine Reihe von Digital-Analog-Wandlern (DAC) gesteuert. Für die Auslese steht sowohl ein serieller als auch ein paralleler Port zur Verfügung, die das Messsignal aller Pixel in  $10 \text{ ms}$  bzw.  $300 \mu\text{s}$  ausgeben. Dessen Speicherung und weitere Verarbeitung ist durch die Option, den Chip über ein zusätzliches Modul via USB mit einem Rechner zu verbinden, sowie das an der Tschechischen

Technischen Universität Prag entwickelte Programm Pixelman [45] bequem möglich.

#### 3.2.1 Auslesemodi

Jedes der 65 536 Pixel verfügt über einen eigenen Analog-Digital-Wandler sowie nachgeschaltete Elektronik, die bis zu 11 810 Counts speichern kann und bei Erreichen dieser Schwelle die Messung in diesem Pixel automatisch abbricht. Die Feineinstellung der Nachweisschwelle sowie die Wahl des Messmodus' sind ebenfalls auf Pixelebene möglich.

Die beim Medipix2-Chip noch vorhandene obere Schwelle, bei deren Überschreiten das Ausgangssignal der Vorverstärker verworfen wurde, findet sich bei der Timepix-Serie nicht mehr. Da der unten erläuterte *Time-over-Threshold*-Modus des Timepix' energieaufgelöste Messungen erlaubt, wurde die bei dessen Vorgänger mögliche Einschränkung der detektierten Events mittels zweier Schranken redundant. Der verbliebene untere Schwellwert wird zunächst global vorgegeben und kann sodann auf Pixelebene über vier Bits nachjustiert werden, um Schwankungen im Ansprechverhalten der Elektronik unterschiedlicher Pixel auszugleichen.

Das Programm Pixelman bietet dazu die automatisierte Routine *Threshold Equalization* an. Während dieser Schwellwertangleichung wird die globale Schwelle schrittweise abgesenkt und die Pixel auf das Einsetzen von Rauschen überprüft, wobei der Korrekturwert einmal mit 0 und danach mit 15 initialisiert wird. Nach einer Interpolation liegt schließlich für jedes Pixel ein optimaler Korrekturwert vor, sodass der mit dem Einsetzen des elektronischen Rauschens verbundene Schwellwert über den gesamten Detektor hinweg nahezu gleich ist; der für die eigentliche Messung verwendete Wert wird dementsprechend etwas höher gewählt und der Rauschbeitrag damit weitestgehend unterdrückt.

Schon bei der Betrachtung des effektiven Schwellwertes werden Unterschiede im Verhalten der einzelnen Pixel deutlich. Abbildung 3.4 stellt beispielhaft die Verteilung der Korrekturwerte für den Detektor DO3 dar. Neben einer zufälligen Variation innerhalb kleiner Bereiche sind auch über größere Distanzen auftretende Tendenzen erkennbar, wie etwa das gehäufte Auftreten großer Korrekturen in der linken Sensorhälfte. Diese Häufungen sind auf Inhomogenitäten in den Eigenschaften des Substratmaterials zurückzuführen. Die in der linken oberen Ecke sowie rechts von der Bildmitte sichtbaren Gruppen von Pixeln, deren ermittelter Korrekturwert dem Maximum entspricht, sind defekte Pixel, geben bei jeder Messung den Maximalwert von 11 810 Counts zurück und stellen daher „tote“ Gebiete auf dem Sensor dar, die bei der Datenaufnahme ignoriert werden.

Neben der individuellen Maskierung von Pixeln stehen drei Messmodi zur Verfügung, die in Abbildung 3.5 illustriert sind. Die Messung beginnt stets zum Zeitpunkt  $t_i$  und wird zum Zeitpunkt  $t_f$  entweder manuell oder durch Ablauf eines Timers beendet. Als Messsignal wird die Anzahl an Zyklen des externen Clocksignals gespeichert, die im Pixel aufgezeichnet wurden.

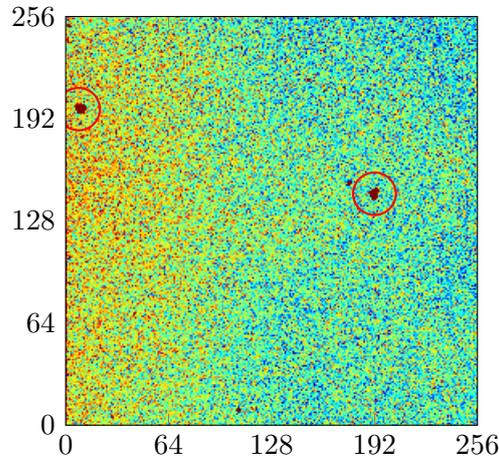


Abbildung 3.4: Variation des tatsächlichen Schwellwertes für den Detektor DO3. Die Abbildung gibt die im Rahmen der Schwellwertangleichung ermittelte 4bit-Korrektur an, wobei eine dunkelblaue Färbung dem Wert 0 und ein tieferer Farbton dem Wert 15 entspricht. Gruppen defekter Pixel, denen von der Software der maximale Korrekturwert zugewiesen wird, sind rechts vom Bildzentrum und am linken Rand markiert.

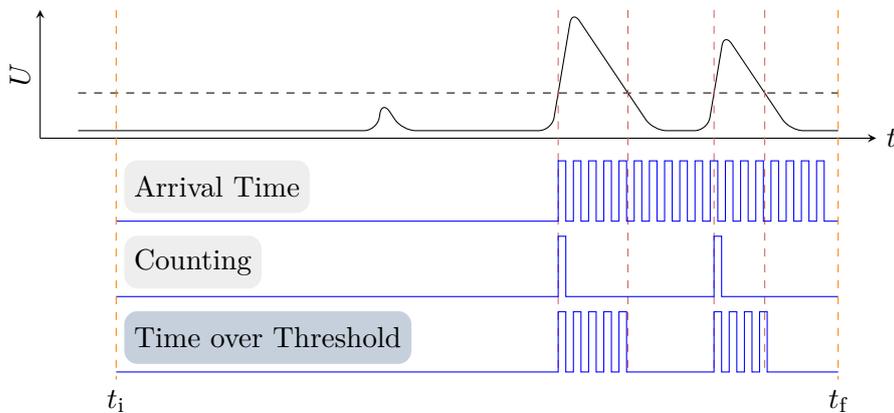


Abbildung 3.5: Die Messmodi des Timepix-Chips unterscheiden sich hinsichtlich der Bedingungen, die für ein gegebenes Ausgangssignal  $U$  des Vorverstärkers zur Inkrementierung des Countereintrags führen, wie im Text erläutert. Der abschließende Wert des Counters jedes Pixels stellt das eigentliche Messsignal dar. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Messmodus „Time over Threshold“ lässt sich die in jedem Pixel deponierte Energie bestimmen.

- *Arrival Time Mode*: Sobald das Ausgangssignal des Vorverstärkers den Schwellwert überschreitet, führt jeder Zyklus des Clocksignals zu einer Inkrementierung des Counters. Der nach Beendigung der Messung gespeicherte Wert gibt damit die Anzahl an Clockzyklen an, die seit dem ersten Überschreiten der Schwelle vergangen sind; die bekannte Frequenz des Clocksignals erlaubt es damit leicht, den Zeitpunkt dieses ersten Events zu errechnen. Das nachfolgende Überschreiten der Schwelle durch spätere Ereignisse hat keinen Einfluss auf das Messsignal. Der Timepix-Chip operiert in diesem Modus als Time-to-Digital-Converter (TDC).
- *Counting Mode*: In diesem Modus wird der Counter des Pixels bei jedem Überschreiten der Schwelle um eins erhöht. Nach Abklingen des Verstärkersignals unter den Schwellwert kann ein späteres Ereignis eine weitere Inkrementierung bedingen, sodass zum Ende der Messung die Anzahl registrierter Ereignisse im Pixel gespeichert ist. Dieser dem verbreiteten Scaler-Auslesemodul entsprechende Modus ist bereits beim Medipix2-Chip vorhanden.
- *Time over Threshold (ToT) Mode*: Die Inkrementierung des Counters erfolgt nur so lange, wie das Verstärkersignal über dem Schwellwert liegt. Die Pixelelektronik formt einen nahezu dreiecksförmigen Puls mit einer steil ansteigenden Flanke – das Maximum wird nach 90 ns bis 180 ns erreicht, abhängig von der Einstellung des DACs *Preamp* – und einer fallenden Flanke, deren Steilheit durch einen konstanten Entladestrom bestimmt wird und über den DAC *Ikrum* manipuliert werden kann. Das Signal einer generierten Ladung von  $10^4$  Elektronen kehrt dadurch nach einer Zeit von 500 ns bis 2500 ns auf Null zurück. Nachfolgende Ereignisse, deren Signale die Schwelle ebenfalls überschreiten, erhöhen den Messwert des Pixels entsprechend.

Im ToT-Modus ermöglicht es diese Pulsform, aus der Dauer, die der Puls über der Schwelle liegt, auf die im Detektorsubstrat generierte Ladung und damit auf die deponierte Energie zu schließen. Abbildung 3.6 stellt den prinzipiellen Verlauf dieser Abhängigkeit dar: die bei hinreichend hohen Energien lineare Kurve zeigt bei Annäherung an die dem gewählten Schwellwert entsprechende Energie ein nichtlineares Verhalten. Mathematisch lässt sich der Zusammenhang zwischen der Energie und der Zeit ToT über dem Schwellwert mit der Gleichung

$$f(x) = ax + b - \frac{c}{x - t} \quad (3.1)$$

beschreiben. Die Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $d$  hängen dabei sowohl von der gewählten Schwelle als auch vom individuellen Verhalten der Pixelelektronik ab. Die zuverlässige Ermittlung der in einem Pixel nachgewiesenen Energie setzt daher die Kalibration jedes einzelnen Pixels, beispielsweise mittels bekannter Referenzstrahlung, voraus.

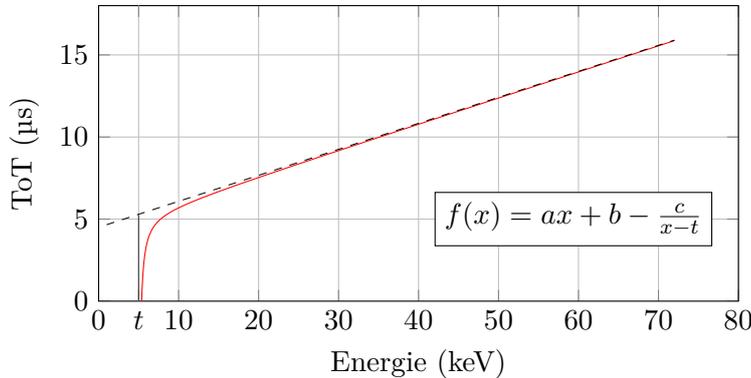


Abbildung 3.6: Die Abhängigkeit des Messsignals des Timepix-Chips von der im Substrat deponierten Energie ist bei hohen Energien linear, weicht jedoch bei Annäherung an die dem gewählten Schwellwert entsprechende Energie erheblich von diesem Verhalten ab.

### 3.2.2 Energiekalibration für den ToT-Aufnahmemodus

Zur Bestimmung des Parametersatzes für jedes Pixel ist es notwendig, Messpunkte zu der in Gleichung 3.1 gegebenen mathematischen Abhängigkeit zu ermitteln. Konventionellerweise bedient man sich dazu  $\gamma$ - oder Röntgenphotonen bekannter Energie, die durch Isotopenquellen bzw. in Form charakteristischer Röntgenstrahlung zur Verfügung stehen [46, 47].

Der Sensor wird über längere Zeit der Röntgen- oder  $\gamma$ -Quelle ausgesetzt, während die im ToT-Modus gemessenen Counts der Pixel aufgezeichnet werden. Nach Abschluss einer solchen Messung, d. h. mit dem Erreichen einer aussagekräftigen Statistik, wird für jedes Pixel ein Spektrum der gemessenen Werte erstellt und in diesem der den charakteristischen Photonen entsprechende Peak lokalisiert. Die Antwortfunktion jedes Pixels kann so durch Verwendung mehrerer Quellen unterschiedlicher Energie abgetastet werden. Sobald für den gesamten Detektor mindestens vier Messpunkte pro Pixel vorliegen, können die Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $d$  der individuellen Kalibrationskurven prinzipiell mittels einer geeigneten Fitprozedur bestimmt werden. Allerdings kann es notwendig sein, zusätzliche Messpunkte aufzunehmen und so die Stabilität und Zuverlässigkeit des Fits zu steigern. Nähere Ausführungen dazu finden sich in Abschnitt 4.1.

Das oben skizzierte Vorgehen ist häufig mit erheblichem Zeitaufwand verbunden. Zusätzlich haben eine Reihe von Betriebsparametern, wie der Schwellwert oder die Einstellungen *Ikrum* und *Preamp*, Einfluss auf die Antwortfunktion der einzelnen Pixel, sodass ihre Änderung regelmäßig eine erneute Kalibration notwendig macht. Unter diesen Umständen bietet der Testpulsmodus des Chips [27], der über einen bei Bedarf anzubringenden Stecker angesteuert werden kann, eine bedeutende Erleichterung. Mittels eines

externen Gerätes können Pulse definierter Parameter in den Chip eingespeist werden, die von dessen Elektronik auf die einzelnen Pixel verteilt werden und einen Kondensator am Eingang der Vorverstärker aufladen. Die Entladung dieses Kondensators erzeugt ein Ladungspaket, das von der Chipelektronik exakt wie eine durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial generierte Ladungsmenge verarbeitet wird. Sofern der Chip bereits einmal kalibriert wurde, können die Parameter der eingespeisten Pulse so angepasst werden, dass ein Photon definierter Energie „simuliert“ wird. Durch Verwendung eines elektronischen Pulsers erübrigt sich damit die zeitraubende Bestrahlung des Sensors mit Photonen einer  $\gamma$ - oder Röntgenquelle.

#### 3.2.3 Verwendung zur Comptonpolarimetrie

Die in Abschnitt 2.2.4 erläuterte azimutale Verteilung der Comptongestreuten Photonen kann mit ortsauflösenden Detektoren vermessen werden; andererseits beschreibt Gleichung 2.25 diese Verteilung mathematisch. Aus den gemessenen Intensitäten lässt sich daher der Grad und die Richtung der linearen Polarisation der Primärphotonen ableiten, sofern deren Energie und der polare Streuwinkel  $\theta$  bekannt sind<sup>1</sup>. Entsprechende Experimente mit Silizium- und Germanium-Streifendetektoren sind beispielsweise in [48] dargestellt.

Im Gegensatz zu den dort verwendeten Sensoren, deren Vorder- und Rückseite in orthogonale Streifen segmentiert ist, verfügen die in dieser Arbeit verwendeten Timepix-Detektoren über eine „echte“ zweidimensionale Pixelstruktur. Zusammen mit ihrer hohen Granularität und den kleinen Pixelabmessungen sind sie daher in der Lage, auch bei vergleichsweise hohen Photonenflüssen, wie sie beispielsweise an Hochleistungslasern auftreten, einzelne Ereignisse zu diskretisieren. Das eingesetzte CdTe-Substrat verfügt dabei auch bei Energien im Bereich um 100 keV noch über eine ausreichende Nachweiseffizienz, während Photonen von einigen 10 keV nahezu vollständig absorbiert werden (siehe Abbildung 3.1). Durch die Nutzung eines Streukörpers findet die Comptonstreuung zudem nicht länger im Sensorvolumen, sondern außerhalb des Detektors statt. Das Streutarget absorbiert effektiv niederenergetische Photonen, die andernfalls einen Großteil der in den Sensoren nachgewiesenen Intensität darstellen. Die Verringerung dieser Komponenten im Spektrum der detektierten Strahlung steigert so den Anteil einfach gestreuter Photonen an der Gesamtzahl der Ereignisse. Andererseits wird das detektierte Spektrum der Comptongestreuten Strahlung gegenüber dem einfallenden Spektrum nur wenig modifiziert, da der Querschnitt der Comptonstreuung im Energiebereich zwischen 10 keV und einigen hundert keV nahezu konstant ist. Der in Abbildung 3.7 skizzierte Aufbau bietet damit das Potential, die lineare Polarisation von Photonen auch bei hohen Photonenflüssen in einem weiten Energiebereich spektral aufgelöst zu untersuchen.

---

<sup>1</sup>Beachte, dass 2.25 eine Abhängigkeit von  $\phi$  beinhaltet. Dieser Winkel ist relativ zur Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung definiert.

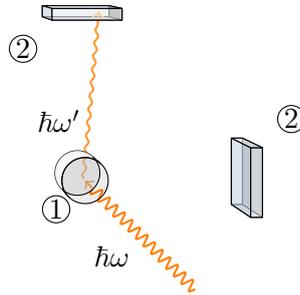


Abbildung 3.7: Schema eines einfachen Aufbaus zur Comptonpolarimetrie. Die Verteilung der im Target ① gestreuten Strahlung wird durch die Detektoren ② unter zwei verschiedenen Azimutalwinkeln aufgenommen.

Aus der senkrecht und parallel zur Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung gemessenen Intensität  $I_s$  bzw.  $I_p$  lässt sich der Grad der linearen Polarisation  $P_L$  rekonstruieren,

$$P_L = M \frac{|I_s - I_p|}{I_s + I_p}. \quad (3.2)$$

Der Modulationsfaktor  $M$  hängt sowohl vom Streuprozess als auch vom gewählten Aufbau ab. Er stellt ein wichtiges Kriterium für die Güte eines Polarimeters dar: Da der relative statistische Fehler von  $P_L$  invers proportional zu  $M\sqrt{N}$  ist [48], sinkt die Zahl der zur Erreichung einer festgelegten Messgenauigkeit notwendigen Ereignisse  $N$ , je höher der Modulationsfaktor ist. Für ein ideales Polarimeter gilt  $M = 1$ , d. h. senkrecht zur Polarisationsrichtung wird keine Streuintensität detektiert. Sofern allerdings, wie in dieser Arbeit, die Comptonstreuung als polarisationssensitive Wechselwirkung herangezogen wird, muss  $M$  allein aufgrund der endlichen Streuwahrscheinlichkeit in Richtung des Polarisationsvektors von 1 verschieden sein. Faktoren wie der Öffnungswinkel der Detektoren, der eine gewisse Toleranz hinsichtlich des polaren Streuwinkels einführt, und der Einfall von Photonen, die mehrfach im Target oder auch im Aufbau gestreut wurden, sind zusätzlich zu berücksichtigen.



## 4 Energiekalibration und Charakterisierung der Timepix-Detektoren

Das folgende Kapitel widmet sich der Darstellung der Kalibration der Detektoren sowie der Messungen, die dazu im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden. Einer Erläuterung des Messaufbaus schließen sich Ausführungen zur Kalibrationsprozedur und den dazu erstellten MATLAB-Programmen an. Die in Kapitel 2 dargestellte Auslegung der Timepix-Detektoren als Matrix von Pixeln, deren jedes über eine eigene Ausleseelektronik verfügt, bedingt Variationen des Ansprechverhaltens verschiedener Pixel. Jedes Pixel muss daher einzeln untersucht und ihm eine individuelle Kalibrationskurve zugewiesen werden.

Den Abschluss des Kapitels bildet die Untersuchung der erreichbaren Energieauflösung. Dabei wird auf deren Abhängigkeit von der Energie der gemessenen Strahlung, der Clustergröße und der Höhe der Vorspannung eingegangen, außerdem werden Unterschiede im Verhalten der Detektoren herausgestellt. Unter einem *Cluster* wird dabei eine Gruppe zusammenhängender Pixel verstanden, die innerhalb einer Aufnahme sämtlich ein von Null verschiedenes Signal ausgegeben haben. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine solche Gruppierung unabhängig von der Anzahl der beteiligten Pixel auch als *Ereignis* bezeichnet.

### 4.1 Aufbau und Ablauf der Messungen

Wie in Abschnitt 3.2.2 ausgeführt, werden die Timepix-Detektoren durch Bestrahlung mit Photonen definierter Energie kalibriert. Im Bereich bis 50 keV konnte dazu die charakteristische Röntgenstrahlung diverser Materialien genutzt werden. Technische Beschränkungen der Maximalspannung der zur Verfügung stehenden Röntgenröhren machten für höhere Photonenenergien den Wechsel zu radioaktiven Quellen notwendig, die  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von bis zu 122 keV emittieren. Eine Steigerung der verwendeten Photonenenergie über diesen Wert hinaus ist nicht praktikabel, da die Ausdehnung der generierten Ladungswolke dann in der Mehrzahl der Ereignisse die Pixelabmessungen übersteigt und die freigesetzten Ladungsträger damit in mehr als einem Segment nachgewiesen werden. Die in einem einzelnen Pixel deponierte Energie ist unter diesen Umständen nicht mehr festgelegt.

Im genannten Energiebereich sind pro Kalibrationslinie typischerweise mehrere 100 000 Einzelaufnahmen, aufgenommen über einen Zeitraum von etwa 48 h bis 120 h, nötig, um

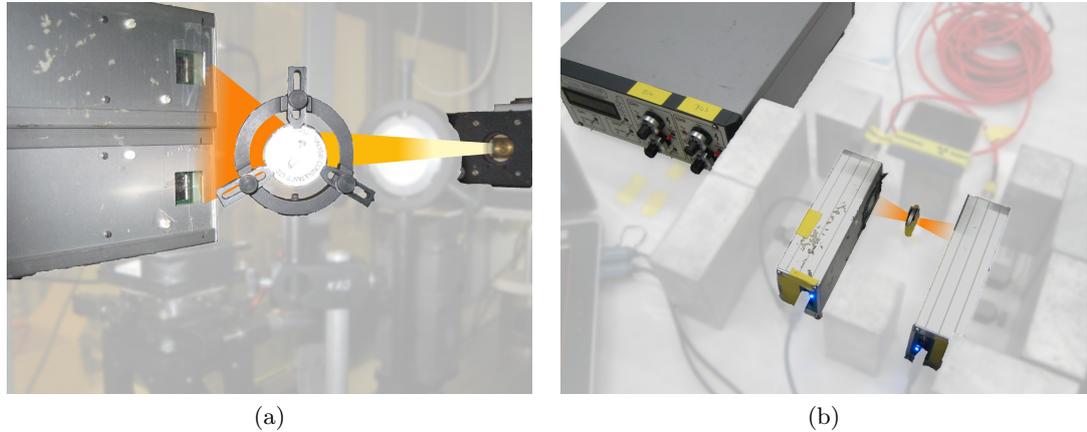


Abbildung 4.1: (a) Aufbau für Kalibrationsmessungen mit charakteristischer Röntgenstrahlung. Am rechten Bildrand ist die Röntgenröhre zu erkennen. Der in der Bildmitte befindliche Targethalter nimmt die verschiedenen Proben auf und positioniert sie in einem Winkel von  $45^\circ$  zum einfallenden Strahl. Die beiden Timepix-Sensoren sind in einem Schutzgehäuse untergebracht und registrieren die vom Target emittierte Fluoreszenzstrahlung. Zur Verdeutlichung ist diese schematisch zusammen mit dem Weg der einfallenden Röntgenstrahlung dargestellt.

(b) Aufbau für Kalibrationsmessungen mit  $\gamma$ -Strahlung. Die Detektoren sind symmetrisch um die in der Bildmitte sichtbare  $\gamma$ -Quelle angeordnet. Mehrlagige Kupferfolie unterdrückt einen Teil der niederenergetischen Strahlung und erhöht damit den Anteil detektierter Ereignisse, die auf Photonen der Referenzlinien zurückzuführen sind.

für alle Pixel eine ausreichende Anzahl von Ereignissen aufzuzeichnen. Die Belichtungszeit der einzelnen Aufnahmen sollte dabei so gewählt werden, dass die mittlere Anzahl der pro Zeiteinheit registrierten Einzelpixel-Ereignisse maximal wird: Zwar steigt deren Häufigkeit bei konstantem Photonenfluss mit wachsender Aufnahmedauer zunächst an, allerdings müssen Treffer benachbarter Pixel sowie Mehrfachtreffer eines Segmentes vermieden werden. Dementsprechend ergibt sich für die Belichtungszeit eine obere Schranke, ab der neu hinzukommende Treffer bestehende Einzelpixel-Ereignisse überdecken. Andererseits limitiert die Auslesezeit von etwa 0,3 s, die nach jeder Belichtung anfällt, die Aufnahmezeit nach unten. Zu Beginn einer Kalibrationsmessung wird daher eine kurze Messreihe mit verschiedenen Aufnahmedauern durchgeführt, um die für den jeweils vorhandenen Photonenfluss optimale Belichtungszeit der Timepix-Sensoren zu bestimmen.

Fotoaufnahmen des Aufbaus der Messungen sind in Abbildung 4.1 zusammengestellt.

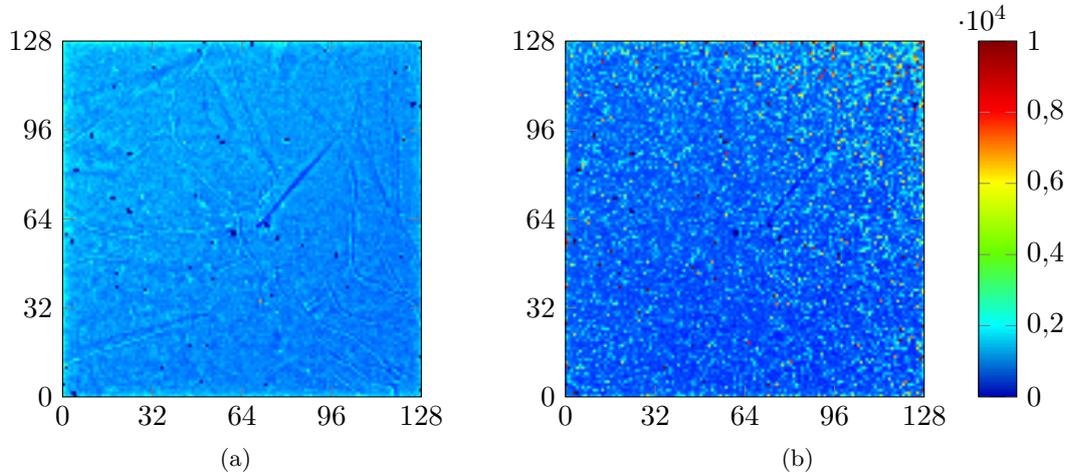


Abbildung 4.2: (a) Verteilung der gesamten im Sensor DO4 nachgewiesenen Energie bei Bestrahlung mit einer  $^{241}\text{Am}$ - $\gamma$ -Quelle auf der Detektorfläche. Die Versetzungslinien innerhalb des Halbleitermaterials treten mit einem Intensitätsunterschied von 20 % bis 50 % klar hervor.

(b) In der Darstellung der Häufigkeit, mit der das Signal der Pixel über der Nachweisschwelle liegt, finden sich diese Inhomogenitäten jedoch nicht wieder. Sie zeigt lediglich einige rauschanfällige („hot“) Pixel, die in nahezu jeder Aufnahme ein Signal ausgeben, daher eine tiefrote Färbung aufweisen und für die weitere Analyse maskiert werden. An den Versetzungslinien ist der Nachweis deponierter Energie demnach systematisch zu niedrig, obgleich der Einfall eines Photons zuverlässig registriert wird.

Die untersuchten Detektoren werden mit einer Spannung von  $-250\text{ V}$  bis  $-450\text{ V}$  belegt und über eine USB-Verbindung ausgelesen. Mehrere Lagen  $50\text{ }\mu\text{m}$  dicker Kupferfolie schwächen bei Bedarf den niederenergetischen Anteil des Spektrums der einfallenden Strahlung ab und erhöhen damit den relativen Anteil charakteristischer Photonen an den detektierten Ereignissen.

Nach ausreichend langer Belichtung des Sensors lassen sich Versetzungslinien innerhalb des Halbleitermaterials identifizieren, wie aus Abbildung 4.2(a) ersichtlich wird. Sie stellt die Verteilung der deponierten Energie bei Bestrahlung mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle dar, die vom Detektor DO4 über eine Dauer von 85 h registriert wurde. Versetzungslinien behindern die Drift der durch die Photonen generierten Ladungsträger und verursachen damit eine Inhomogenität des Detektorverhaltens. Die von Silizium- und Germanium-Detektoren bekannte, extrem hohe Homogenität des Absorbermaterials kann mit Verbindungs Halbleitern wie CdTe bisher nicht erreicht werden.

Die in Abbildung 4.2(b) dargestellte Häufigkeit, mit der das Signal eines Pixels über

der Nachweisschwelle liegt, weicht für die innerhalb der Versetzungslinien liegenden Segmente demgegenüber nicht vom typischen Verhalten „regulärer“ Pixel ab. Demnach erfolgt der Nachweis der deponierten Energie bei Pixeln, die innerhalb der in Abbildung 4.2(a) erkennbaren Linien liegen, aufgrund des Verlusts von Ladungsträgern oftmals unvollständig, während der bloße Einfall eines Photons zuverlässig detektiert wird. Für die Energiekalibration kann dieses Verhalten dazu führen, dass der Peak der Referenzstrahlung falsch lokalisiert wird. Da der Anteil der verlorenen Ladungsträger bei aufeinanderfolgenden Treffern charakteristischer Photonen variiert, ist die Bestimmung der Peakposition zudem mit einer höheren Unsicherheit behaftet.

Im Rahmen der Kalibration beider Detektoren wurden Messreihen mit verschiedenen Schwellwerten  $\text{THL}$  aufgenommen. Zusätzlich wurde der Einfluss der Biasspannung auf das Verhalten der Detektoren untersucht. Bei den im Folgenden vorgestellten Daten kam stets ein  $\text{THL}$ -Wert von 290 (für den Sensor DO3) bzw. 395 (im Fall von DO4) zum Einsatz, sodass der Schwellwert jeweils über dem Rauschniveau der Mehrzahl der Pixel lag. In wechselnden Kombinationen wurden verschiedene  $\gamma$ -Strahler und Fluoreszenztargets verwendet. Die begrenzte Auflösung der Timepix-Sensoren machte es dabei notwendig, den gewichteten Mittelwert der relevanten Emissionslinien der jeweils verwendeten Quelle zu bilden und die charakteristische Maxima der gemessenen Spektren mit diesem Mittelwert zu identifizieren. Ein Ausschnitt aus der Liste der verwendeten  $\gamma$ -Strahler und Fluoreszenztargets ist in Tabelle 4.1 aufgeführt.

## 4.2 Auswertung und Ergebnisse

Die Energiekalibration der Detektoren folgt im Wesentlichen dem in Abschnitt 3.2.2 dargestellten Weg, d. h., für eine gegebene  $\gamma$ -Quelle bzw. ein bestimmtes Fluoreszenztarget wird das Signalspektrum jedes Pixels ermittelt und die Position des Maximums festgestellt, das der charakteristischen Energie der einfallenden Strahlung entspricht. Nach der Lokalisierung von mindestens vier derartigen Peaks wird für jedes Pixel eine Funktion des in Gleichung 3.1 genannten Typs an die Messwerte angepasst. Zur Automatisierung dieser Schritte wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Algorithmen erstellt, die als MATLAB-Programme implementiert sind [51]. Diese Software stellt bereits in der Grundauführung eine Vielzahl von auf Matrizen operierenden Funktionen bereit; speziellere Algorithmen werden über sogenannte *Toolboxes* angeboten. Tatsächlich verfügt das Programmpaket über eine Reihe von Funktionalitäten, die bei der Auswertung der aufgenommenen Daten benötigt werden; allerdings wurde ein großer Teil dieser Algorithmen aus Laufzeit- und Lizenzgründen manuell neu implementiert.

Die Kernfunktionalitäten dieser Programme werden durch die Klasse `TpxCal` bereitgestellt, die in Anhang A.1 eingehend erläutert wird. Sie ermöglicht die Durchführung einer kompletten Kalibrationsprozedur, von der Erstellung der Einzelpixel-Spektren über die Lokalisierung der charakteristischen Maxima bis hin zum abschließenden Fit der Kali-

Quelle	Übergang	Energie (keV)	Rel. Intensität
$^{57}\text{Co}$	$\gamma$	122,1	85,6
	$\gamma$	136,5	10,7
$^{133}\text{Ba}$	$\gamma$	81,0	34,1
	$\gamma$	79,6	2,6
$^{241}\text{Am}$	$\gamma$	59,5	35,9
	$\gamma$	57,9	0,0052
Sm	$K_{\alpha 1}$	40,12	100
	$K_{\alpha 2}$	39,52	55
	$K_{\beta 1}$	45,41	19
	$K_{\beta 2}$	46,58	6
	$K_{\beta 3}$	45,29	10
Sb	$K_{\alpha 1}$	26,36	100
	$K_{\alpha 2}$	26,11	54
	$K_{\beta 1}$	29,73	18
	$K_{\beta 2}$	30,39	5
	$K_{\beta 3}$	29,68	9
Br	$K_{\alpha 1}$	11,92	100
	$K_{\alpha 2}$	11,88	52
	$K_{\beta 1}$	13,29	14
	$K_{\beta 2}$	13,47	1
	$K_{\beta 3}$	13,28	7
Fe	$K_{\alpha 1}$	6,40	100
	$K_{\alpha 2}$	6,39	50
	$K_{\beta 1,3}$	7,06	17

Tabelle 4.1: Ausschnitt aus der Liste der zur Kalibration verwendeten Fluoreszenztargets und  $\gamma$ -Strahler. Die angegebene relativen Intensitäten gelten lediglich bezüglich der jeweiligen Quelle. Sofern die Timepix-Detektoren einzelne Linien nicht auflösen konnten, wurde zur Kalibration ihr gewichteter Mittelwert herangezogen. (Daten nach [49, 50])

brationsparameter. Der objektorientierte Ansatz erlaubt dabei sowohl den „interaktiven“ Aufruf von der MATLAB-Befehlszeile als auch den kompakten Einsatz in übergeordneten Funktionen oder Skripten. Bestehende Instanzen der Klasse können über die `save`-Funktion des MATLAB-Pakets in einer Binärdatei gespeichert und zu einem späteren Zeitpunkt geladen werden, sodass eine Unterbrechung und spätere Wiederaufnahme des teilweise langwierigen Kalibrationsprozesses problemlos möglich ist. Eine grafische Benutzeroberfläche steht zur Inspektion der Spektren und Bestimmung praktikabler Einstellungen für die einzelnen Algorithmen zur Verfügung.

Zur Berechnung der die Kalibrationskurven  $f(x) = ax + b - \frac{c}{x-t}$  definierenden Parameter  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $t$  ist es nach der Aufnahme jeder der charakteristischen Linien (siehe Abschnitt 4.1) notwendig, für alle Pixel in einer Reihe von Schritten die entsprechenden Stützstellen für den Fit der Parameter zu ermitteln. Im Einzelnen sind das:

1. Generierung der Einzelpixel-Spektren für jedes Pixel des Sensors,
2. Eliminierung zufälliger Maxima durch Glättung der Spektren,
3. Lokalisierung des korrekten Referenzpeaks.

Die oben angesprochenen Möglichkeiten der Parallelisierung legen es nahe, diese Schritte nacheinander und jeweils für die Gesamtheit der Pixel durchzuführen. Eine benutzergesteuerte Durchführung dieser Algorithmen ist dabei aufgrund der großen Anzahl zu untersuchender Pixel nicht möglich. Stattdessen erfolgt die Identifizierung der Maxima weitgehend automatisch und ohne Benutzerkontrolle. Die dabei zum Einsatz kommenden Routinen sind jedoch oftmals sehr sensitiv auf Kontrollparameter wie beispielsweise die Anzahl der zum Fit der Peaks herangezogenen Punkte, sodass Glättung und Lokalisierung mehrmals mit leicht veränderten Einstellungen wiederholt und die ermittelten Peakpositionen im Anschluss um Ausreißer bereinigt werden. Aus dem sich ergebenden Satz möglicher Positionen wird ein geeignetes Mittel gebildet und so die Häufigkeit von Fehlidentifikationen erheblich vermindert. Der Algorithmus wird damit wesentlich robuster gegenüber zufälligen Schwankungen in den Spektren. Bei anfänglich 16 384 (im Fall von DO4) bzw. 65 536 Pixeln verbleiben so typischerweise 50 bzw. 250 Datensätze, die entweder nochmals mit angepassten Startparametern oder manuell, d. h. mittels der von den Programmen bereitgestellten Benutzerschnittstellen, auszuwerten sind. Die Korrektheit der Resultate kann im Anschluss visuell über die `TpxCal`-Methode `showpeakpos` überprüft werden.

Für die folgenden Ausführungen dient der in Abbildung 4.3 wiedergegebene Beispieldatensatz als Referenz. Er stellt das von einem Pixel des Detektors DO3 aufgenommene Spektrum bei Bestrahlung mit der charakteristischen 40,95 keV-Röntgenstrahlung eines Sm-Targets dar. Zur Illustration sind zusätzlich die nach der Korrektur vermuteter Escape-Ereignisse erhaltenen Resultate eingezeichnet.

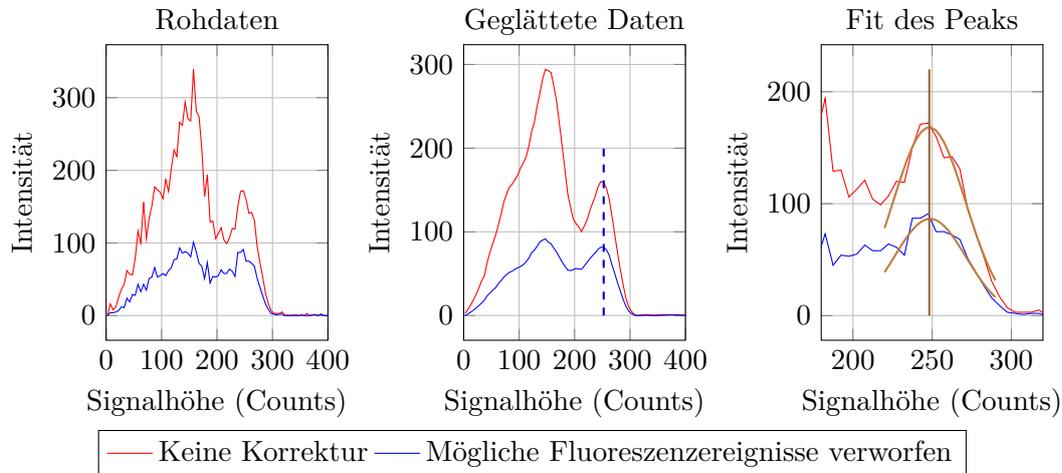


Abbildung 4.3: Beispieldatensatz zur pixelweisen Kalibration der Timepix-Sensoren (Detektor DO3, Pixel (93;116)), aufgenommen wurde die charakteristische 40,95 keV-Röntgenstrahlung eines Sm-Targets. Der Bereich unterhalb von 200 Counts wird durch Escape- und Fluoreszenzereignisse bestimmt. Zum Vergleich wurde zusätzlich das Spektrum eingezeichnet, das sich beim Ausschluss möglicher Fluoreszenzereignisse ergibt. Der mittlere Graph zeigt die mit einer Fensterbreite von 13 Datenpunkten geglätteten Daten, außerdem ist die durch den Algorithmus bestimmte, vorläufige Lage des Maximums markiert. Rechts ist das Ergebnis eines Fits über 12 Datenpunkte und die daraus resultierenden Peakpositionen dargestellt; sie weichen lediglich um etwa 0,5 keV voneinander ab.

#### 4.2.1 Erzeugung der Einzelpixel-Spektren

Die aus den Rohdaten gewonnenen Spektren der einzelnen Pixel bilden die Basis aller weiteren Schritte, sodass die oft sehr umfangreichen Aufnahmen der Timepix-Sensoren im Anschluss an diese Stufe nicht länger berücksichtigt werden müssen. Wie in Abschnitt 4.1 erläutert, werden die wesentlichen Algorithmen zur Kalibration der Detektoren sämtlich durch die Klasse `TpxCal` bereitgestellt. Sie lädt nacheinander die in den angegebenen Verzeichnissen liegenden Dateien, filtert mutmaßlich verrauschte Pixel und lokalisiert isolierte Einzelpixel-Ereignisse. Die dazu verwendete Routine ist Teil der `TpxFrame`-Klasse und arbeitet wesentlich schneller als der ebenfalls dort implementierte Algorithmus zur Identifikation zusammenhängender Pixelcluster. Dies ist vor allem durch die Tatsache begründet, dass Erstere isolierte Pixel durch den wiederholten Vergleich von verschobenen Kopien der ursprünglichen Matrix erkennt, während die generalisierte Routine das Array pixelweise abgeht und in der Umgebung jedes gefundenen Treffers nach weiteren Pixeln sucht, die ebenfalls Teil dieses Ereignisses sind.

### 4.2.2 Glättung der Spektren

Die weitere Verarbeitung eines Datensatzes macht es zunächst notwendig, zufällige Fluktuationen aus dem Spektrum zu entfernen, da die spätere Lokalisierung von Maxima über die Auswertung der ersten Ableitung der Daten erfolgt. Für derartige Glättungen wird oftmals auf das einfache Verfahren des *gleitenden Mittelwerts* (engl. *moving average*) zurückgegriffen. Dabei wird ein modifizierter Datensatz  $\tilde{f}(x)$  erzeugt, in dem der Wert an jedem Punkt  $x_0$  dem Mittel der Werte entspricht, die im ursprünglichen Datensatz  $y = f(x)$  in einer gegebenen Umgebung um die  $x_0$  entsprechende Stelle liegen:

$$\tilde{f}(x) = \frac{1}{2m+1} \sum_{k=-m}^m f(x_k). \quad (4.1)$$

Zur besseren Darstellung wurde hier auf ein temporäres Koordinatensystem zurückgegriffen, das den  $n$ -ten Messpunkt links von  $x_0$  mit  $x_{-n}$  und analog den  $n$ -ten Punkt rechts von  $x_0$  mit  $x_n$  identifiziert; außerdem bezeichne  $y_k$  den Messwert  $f(x_k)$  an der Stelle  $x_k$ . Die Breite  $2m+1$  des gewählten Fensters beeinflusst die „Stärke“ der Glättung wesentlich. Abweichend vom hier angegebenen symmetrischen Fall kann es insbesondere bei Zeitreihen angebracht sein, von  $x_0$  verschiedene Stellen asymmetrisch auszuwählen und damit beispielsweise zukünftige Werte von der Ermittlung von  $\tilde{f}$  auszuschließen.

Bei genauerer Betrachtung stellt sich Gleichung 4.1 als Spezialfall eines allgemeineren Ansatzes heraus, der die Glättung der Daten mathematisch mit einer Faltung identifiziert:

$$\tilde{f}(x) = \sum_{k=-m}^m a_k f(x_k). \quad (4.2)$$

Das oben erläuterte Verfahren wird darin durch die Festsetzung  $a_k = \frac{1}{2m+1}$  für alle  $k \in \{-m, \dots, m\}$  beschrieben. Im für die Kalibration der Timepix-Detektoren verwendeten Programmcode ist ein derartiger, allgemeiner Ansatz implementiert und über die Option `FitSmoothType='CUSTOM'` zugänglich. Der zusätzlich zu übergebende Faltungskern ( $a_k$ ) wird von der Routine automatisch normalisiert und zentriert. Damit ist es möglich, neben den vordefinierten und im Folgenden sowie in Anhang A.1 erläuterten Glättungsmethoden benutzerdefinierte Faltungskerne zu verwenden, sodass nahezu beliebige (d. h., durch Gleichung 4.2 beschreibbare, lineare) Verfahren zur Glättung der Daten leicht hinzugefügt werden können.

Neben dem Verfahren des gleitenden Mittelwerts (`FitSmoothType='MOVINGAVG'`) verfügt der Glättungsalgorithmus standardmäßig ebenfalls über einen Dreiecksfilter, der Werten in der Umgebung von  $x_0$  mit steigender Entfernung zum Zentrum linear abfallendes Gewicht zuordnet. Die Fensterbreite  $2m+1$  der Filter kann über den Parameter `FitSmoothW` modifiziert werden. Beiden Verfahren ist jedoch gemein, dass sie Maxima und Minima des ursprünglichen Datensatzes nur gedämpft wiedergeben. Standardmäßig wird daher ein *Least-Squares-Filter* zur Glättung verwendet, wie er ursprünglich von

Savitzky und Golay [52] vorgestellt wurde. Deren Publikation stellt den intensitätserhaltenden Charakter dieser Methode deutlich dar und vergleicht ihn mit dem Höhenverlust von Maxima, der beispielsweise bei Anwendung eines gleitenden Mittelwerts auftritt. Die hier verwendete, sich ebenfalls auf einen Faltungskern stützende Implementierung wird in Anhang A.1 eingehend erläutert.

### 4.2.3 Lokalisierung der Maxima

Die abschließende Lokalisierung des der jeweils verwendeten charakteristischen Energie entsprechenden Maximums erfolgt zunächst grob über die Untersuchung der Ableitung des Spektrums und wird danach mithilfe eines geeigneten Fits präzisiert.

Die ungefähre Identifizierung der Maxima wird dabei für jede der gewählten Glättungseinstellungen wiederholt, zusätzlich kann eine minimale Steilheit der ansteigenden Flanke definiert sowie eine untere Schwelle für die Intensität der Maxima festgesetzt werden. Die mehrfache Ausführung der Prozedur steigert einerseits die Robustheit des Algorithmus' gegenüber zufälligen Schwankungen und erlaubt es andererseits, die Genauigkeit der finalen Peakposition abzuschätzen. Aus den innerhalb eines gegebenen Fensters gefundenen Maxima wird anschließend der Medianwert gezogen und das ursprüngliche Spektrum in dessen Umgebung einem Fit unterworfen. Im Beispieldatensatz 4.3 ist diese vorläufige Position mit einer gestrichelten blauen Linie markiert, während eine über 12 Datenpunkte an die *ursprünglichen*, roten Daten angepasste Gaußkurve sowie die auf deren Basis ermittelte abschließende Position in brauner Farbe verdeutlicht sind.

Wie für den Glättungsalgorithmus, stehen auch für die Berechnung der Ausgleichskurve verschiedene Routinen zur Verfügung. Standardmäßig verwendet das MATLAB-Programm eine Gaußfunktion (`FitFitType='GAUSS'`):

$$y = f(x) = A \exp \left[ -\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (4.3)$$

Dabei ist die Kurve um den Wert  $\mu$  zentriert und weist eine volle Halbwertsbreite von  $2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2.35\sigma$  auf, die Höhe der Kurve wird durch den Faktor  $A$  bestimmt. Intern greift die Routine auf einen polynomiellen Fit der logarithmierten  $y$ -Daten zurück. Dadurch kann die in MATLAB standardmäßig vorhandene Funktion `polyfit` verwendet und auf den Einsatz lizenzpflichtiger Erweiterungen und langsamerer, generalisierter Funktionen verzichtet werden.

### 4.2.4 Schlussfolgerungen und erste Ergebnisse

Aus Abbildung 4.3 wird leicht deutlich, dass die gefundenen Ereignisse nicht ausschließlich durch den Referenzpeak verantwortet werden. Stattdessen tritt neben Rauschen und zufälligen Treffern durch andere Photonen auch häufig der Fall auf, dass die Energie eines einfallenden Photons nicht vollständig innerhalb eines Pixels absorbiert wird.

Sofern das Photon den Detektor danach verlässt, wird in der Auswertung ein Ereignis mit verminderter Signalhöhe vorgefunden. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass das Detektormaterial angeregt und ein zusätzliches Fluoreszenzphoton emittiert wird, das in der Umgebung des primären Ereignisses wechselwirkt. Ein in unmittelbarer Nachbarschaft des ursprünglichen Pixels absorbiertes Photon ist dabei hier nicht weiter von Interesse, da in diesem Fall kein isoliertes Einzelpixel-Ereignis mehr vorliegt und dieses Ereignis verminderter Energie damit auch nicht in das Spektrum aufgenommen wird. Wird das Fluoreszenzphoton dagegen erst in einiger Entfernung nachgewiesen, so kann unter Umständen nicht nur ein isoliertes Pixel mit verminderter Signalhöhe, sondern auch ein weiteres Pixel mit einem der Fluoreszenzenergie entsprechenden Signal aufgenommen und in den Spektren vermerkt werden. Das im dargestellten Spektrum sichtbare Maximum bei etwa 150 Counts ist auf derartige Fluoreszenzereignisse mit einer Energie von etwa 27 keV zurückzuführen, während die bei 100 Counts auf dessen Flanke erkennbare Häufung den um diese Energie verminderten Escapephotonen (ca. 14 keV) zuzuschreiben ist.

Zur Unterdrückung dieser Komponenten, insbesondere in Fällen, in denen die charakteristische Energie nahe an der Fluoreszenzenergie liegt und darum im resultierenden Spektrum schwer von dieser zu trennen ist, können bei der Identifikation von Einzelpixel-Ereignissen weitere Bedingungen gestellt werden. Neben der generellen Erweiterung der Umgebung, in der kein Signal gemessen worden sein darf, um ein Ereignis als isoliert zu behandeln und im Einzelpixel-Spektrum aufzunehmen, kann auch gezielt das Auftreten von Ereignissen charakteristischer Signalhöhe (beispielsweise zwischen 100 und 200 Counts) in der Umgebung eines Pixels überprüft und das betreffende Ereignis gegebenenfalls verworfen werden. Dieser Weg ist weniger restriktiv als der generelle Ausschluss beim Vorfinden weiterer Ereignisse in der Umgebung eines Pixels, sodass der damit einhergehende Verlust unproblematischer, jedoch irrtümlicherweise als kompromittiert erkannter Ereignisse geringer ausfällt. Die Parameter dieser Bedingungen werden zusammen mit einigen weiteren Einstellungen beim Aufruf der Methode übergeben oder können in einer Konfigurationsdatei festgelegt werden. Zur Illustration ist das derart korrigierte Spektrum ebenfalls in Abbildung 4.3 eingezeichnet. Der Anteil charakteristischer Ereignisse an den Daten kann auf diese Weise wesentlich gesteigert werden, allerdings verringert der genannte Ausschluss von Ereignissen den Gesamtumfang des Spektrums erheblich. Gleichzeitig wird durch das beschriebene Vorgehen zumindest im Fall des in Abbildung 4.3 dargestellten Datensatzes die Lokalisierung des Peaks nicht signifikant verbessert.

Gerade bei hohen Photonenenergien ist der Anteil von Einzelpixel-Ereignissen, die dem jeweils charakteristischen Peak zuzuordnen sind, jedoch ohnehin nur gering, wie Abbildung 4.4 zeigt. Sie stellt den Anteil dieser Ereignisse an der Gesamtzahl der ein Signal ausgebenden Pixel dar. So ist bei der Bestrahlung mit Br-Fluoreszenzstrahlung (12,1 keV) im Fall von DO4 zwar noch mehr als jedes zweite detektierte Ereignis auf ein Pixel beschränkt und lässt sich damit zur Kalibration des jeweiligen Detektors ver-

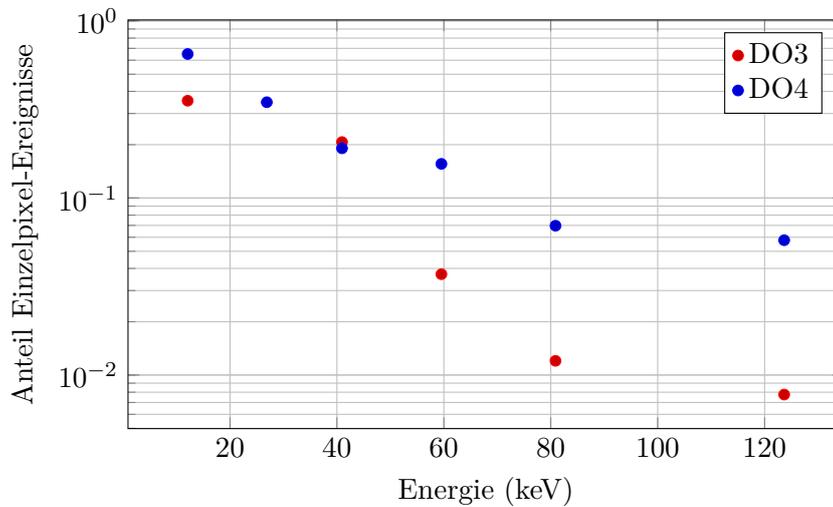


Abbildung 4.4: Häufigkeit von Einzelpixel-Ereignissen mit der jeweils charakteristischen Energie bei Bestrahlung mit Fluoreszenz- und  $\gamma$ -Quellen, bezogen auf die Gesamtzahl getroffener Pixel. Gerade bei hohen Energien ist nur ein geringer Anteil der insgesamt detektierten Ereignisse für die Kalibration der einzelnen Detektorpixel verwendbar; im Fall von DO3 verschärft sich dieses Problem aufgrund der kleinen Pixelabmessungen zusätzlich.

wenden, beim Einsatz eines Sm-Targets (41,0 keV) verringert sich dieser Anteil jedoch bereits auf etwa ein Fünftel. Für den Sensor DO3 ist die Ausbeute aufgrund seiner kleineren Pixelabmessungen stets entsprechend geringer. Sie führen mit wachsender Energie der einfallenden Strahlung zunehmend dazu, dass die Photonen oftmals Ladungswolken erzeugen, deren Ausdehnung die Dimensionen eines einzelnen Pixels übersteigt. Im Fall des Sensors DO4 ist dieses Problem aufgrund seiner viermal größeren Pixelfläche weniger gravierend, doch sinkt auch hier die Anteil verwendbarer Ereignisse oberhalb von etwa 80 keV auf ca. 10 %. Unter diesen Umständen wird die Heranziehung der noch verbleibenden Einzelpixel-Ereignisse zur Bestimmung des Ansprechverhaltens der Pixel mit wachsender Energie stetig fragwürdiger, sodass die Energiekalibration jenseits von 100 keV nur schwer durchführbar und mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.

Die in Abbildung 4.10 illustrierte Option, im Zuge der Korrektur von Fluoreszenzereignissen die ursprüngliche Photonenenergie durch Zusammenfassung mehrerer Ereignisse zu rekonstruieren, steht zur Behandlung der Kalibrationsspektren nicht zur Verfügung, da diese gerade zur Bestimmung der Antwortfunktion *einzelner* Pixel dienen. Durch den Ausschluss potenzieller Fluoreszenzereignisse ist es daher lediglich möglich, die Breite der charakteristischen Maxima geringfügig zu verringern; ihre Intensität kann dagegen nicht erhöht werden. Die zuverlässige Lokalisierung des jeweiligen Peaks in den Einzel-

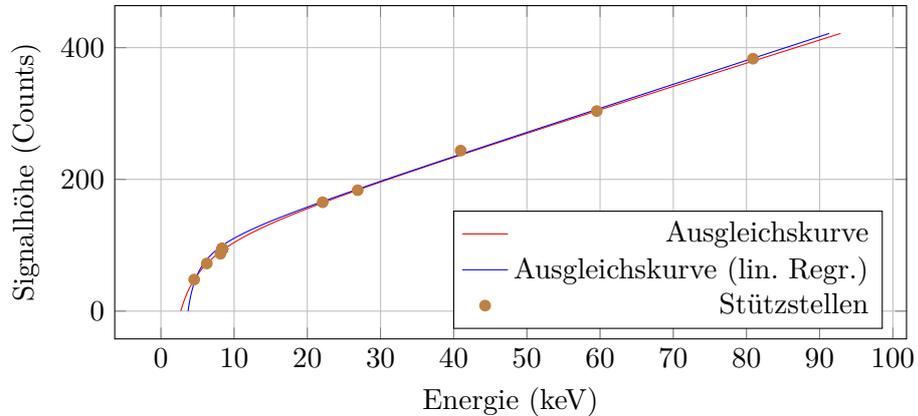


Abbildung 4.5: Kalibrationskurve für Pixel (86; 122) des Detektors DO4, zusammen mit den zur Berechnung verwendeten Stützstellen. Zusätzlich ist die sich nach der Fixierung des Parameters  $t$  und anschließender linearer Regressionsrechnung ergebende Kurve dargestellt. Die Unsicherheit der Bestimmung der jeweiligen Peakpositionen liegt innerhalb der Markierungen der Datenpunkte.

pixelspektren verlangt deshalb die Messung einer großen Anzahl von Einzelaufnahmen, wie in Abschnitt 4.1 ausgeführt.

#### 4.2.5 Berechnung der Kalibrationsparameter

Sobald für einige Quellen die Position der charakteristischen Maxima bekannt ist und den Referenzenergien damit für alle Pixel die entsprechende Signalhöhe zugeordnet werden kann, wird pixelweise eine Kalibrationskurve vom Typ  $f(x) = ax + b - \frac{c}{x-t}$  (siehe Gleichung 3.1) ermittelt. Der Summand  $\frac{c}{x-t}$  macht es dabei notwendig, die MATLAB-Funktion `nlinfit`, die Ausgleichskurven von beliebigem Typ berechnet, zu verwenden. Fixiert man die Verschiebung  $-t$  im Nenner dieses Terms, etwa bei der Hälfte der kleinsten gemessenen Energie, so lässt sich das Problem mittels linearer Regression lösen, einem wesentlich stabileren Verfahren. Abbildung 4.5 zeigt die ermittelte Kalibrationskurve für das Pixel (86; 122) des Sensors DO4, zusammen mit der durch lineare Regression berechneten Funktion. Die dennoch gute Übereinstimmung mit den Stützstellen lässt es zu, diese Methode etwa zur schnellen Bestimmung von Zwischenergebnissen während der Kalibrationsprozedur zu verwenden.

Die in Gleichung 3.1 beschriebene Kalibrationsfunktion stellt eine Beziehung zwischen der deponierten Energie und der Signalhöhe des jeweiligen Pixels her. Zur tatsächlichen Verwendung muss die Kurve daher invertiert werden, was für den physikalisch sinnvollen

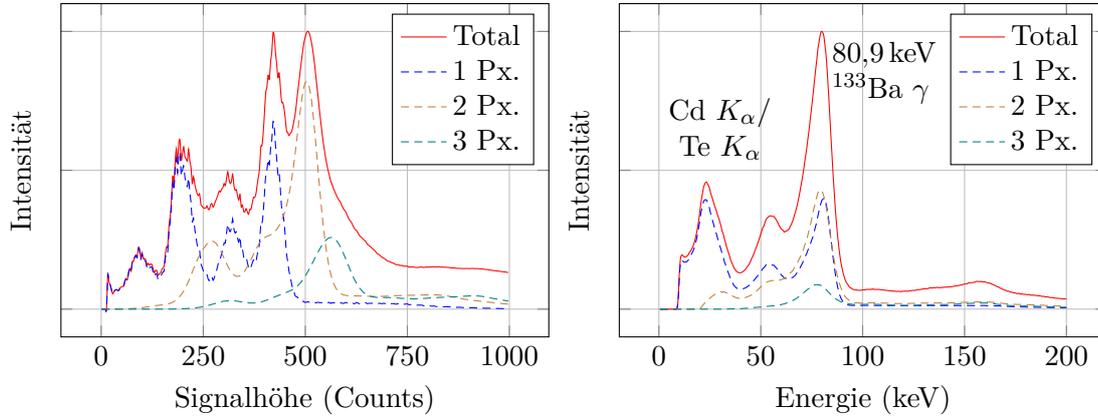


Abbildung 4.6: Vergleich des unkalibrierten (links) mit dem kalibrierten (rechts) Spektrum der  $^{133}\text{Ba}$ - $\gamma$ -Quelle, aufgenommen mit dem Timepix-Sensor DO4.

Bereich  $x > t$  analytisch möglich ist. Das Resultat

$$x = \frac{1}{2a} \left\{ y + (ta - b) \pm \sqrt{y^2 - 2y(ta + b) + [(ta + b)^2 + 4ac]} \right\} \quad (4.4)$$

ist von der Form

$$x = CF \left( y + CO + \sqrt{y^2 + CSQF \cdot y + CSQO} \right), \quad (4.5)$$

sodass zur eigentlichen Kalibration der Timepix-Daten die Werte der vier Parameter  $CF$ ,  $CO$ ,  $CSQF$  und  $CSQO$  für sämtliche Pixel benötigt werden. Man überprüft leicht, dass nur das positive Vorzeichen vor der Wurzel die Bedingung  $x > t$  erfüllt.

Abbildung 4.6 stellt das mit dem Detektor DO4 aufgenommene Spektrum der  $^{133}\text{Ba}$ -Kalibrationsquelle vor und nach der Kalibration gegenüber. Beide Spektren wurden auf Basis detektierter Ereignisse, d. h. Cluster zusammenhängender Pixel, und mit identischen Einstellungen zur Korrektur verrauschter Pixel erstellt. Die außerdem dargestellten Spektren der sich auf ein, zwei und drei Pixel erstreckenden Ereignisse entsprechen gewissermaßen Teilmengen der „totalen“ Spektren.

Die Betrachtung des unkalibrierten Spektrums zeigt zunächst, dass die auf Ein- und Zwei- bzw. Drei-Pixel-Ereignisse zurückgehenden Maxima geringfügig gegeneinander verschoben sind. Dies wird durch die Tatsache verursacht, dass die Energie-Signal-Abhängigkeit 3.1 eine nichtlineare Funktion darstellt, d. h.  $f(x + y) \neq f(x) + f(y)$ . Die Verteilung der deponierten Energie auf zwei Pixel führt daher nicht zu einer Auftrennung des ursprünglichen Messwertes im gleichen Verhältnis, sondern liefert ohne Kalibration stattdessen für beide Pixel Messwerte, deren Summe über dem für ein Einzelpixel-Ereignis zu erwartenden Wert liegt. Entsprechend sind die Maxima mit wachsender

Clustergröße zu höheren Werten verschoben: Während die charakteristische Häufung für Einzelpixel-Ereignisse bei etwa 420 Counts auftritt, verschiebt sie sich mit wachsender Clustergröße jeweils um etwa 80 Counts zu höheren Energien.

Im Gegensatz dazu stellt man im kalibrierten Spektrum eine gute Übereinstimmung der Maxima fest. Neben der charakteristischen 80,9 keV-Linie der Bariumquelle sind prominent auch die CdTe-Fluoreszenzstrahlung (26 keV) sowie der gegenüber dem charakteristischen Peak um diese Energie verminderte Escape-Peak sichtbar. Bei ca. 160 keV ist im Gesamtspektrum außerdem eine durch zufällige Doppeltreffer verursachte Häufung zu erkennen; diese tritt wegen der geringen Wahrscheinlichkeit und der Menge der dabei erzeugten Ladungsträger, die das Fassungsvermögen eines Pixels im Regelfall übersteigt, in den Ein- und Zwei-Pixel-Spektren nicht auf.

Im Vergleich mit DO4 gelingt die Kalibration des Sensors DO3, dessen Pixel mit einer Seitenlänge von 55  $\mu\text{m}$  eine um den Faktor vier kleinere Fläche aufweisen, nur bedingt. Die in Abbildung 4.7 dargestellte Kalibrationskurve ist exemplarisch für einen Großteil der Pixel dieses Detektors und fällt zunächst durch die Abweichung der  $^{241}\text{Am}$ -Stützstelle bei 59,5 keV nach unten auf. Möglicherweise wird dies durch die Tatsache bedingt, dass die Ausdehnung der im Substrat erzeugten Ladungswolke mit wachsender Energie der Primärphotonen zunimmt und damit ein (zunächst kleiner) Anteil der Energie in Pixeln deponiert wird, die dem zentralen Segment benachbart sind. Sofern durch diese „abgeflossene“ Energie in keinem der Nachbarpixel die Nachweisschwelle überschritten wird, erscheint das zentrale Pixel weiterhin als isoliertes Einzelpixel-Ereignis. Dieses wird in das entsprechende Spektrum aufgenommen, obwohl das tatsächlich gemessene Signal nicht der kompletten Energie des Referenzphotons entspricht. Falls die Mehrzahl der Einzelpixel-Ereignisse von derartigen Vorgängen betroffen ist, muss eine Verschiebung der Stützstelle zu niedrigeren Countzahlen erwartet werden. Unklar bleibt allerdings, warum die  $^{133}\text{Ba}$ - und  $^{57}\text{Co}$ -Linien bei 80,9 keV bzw. 123,7 keV durch diesen Effekt, so er existiert, offenbar unbeeinflusst bleiben. Die genauere Untersuchung des fraglichen Energiebereichs um 50 keV scheitert an der begrenzten Beschleunigungsspannung der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Röntgenröhren, die eine Anregung entsprechender charakteristischer Übergänge, beispielsweise der  $K_\alpha$ -Linien von Erbium (49 keV) oder Tantal (57,5 keV), ausschließt.

Das in Abbildung 4.8 dargestellte kalibrierte Spektrum der Barium-Quelle, wie es mit dem Detektor DO3 aufgezeichnet wurde, unterscheidet sich daher in mehreren Aspekten deutlich von dem entsprechenden Spektrum des Detektors DO4 (siehe Abbildung 4.6). Die kleineren Pixelabmessungen führen zunächst dazu, dass dem charakteristischen Peak bei 80,9 keV zuzuordnende Ereignisse vorrangig zwei oder mehr Pixel umfassen – dies ist auch im unkalibrierten Spektrum offensichtlich. In diesen Fällen liegt die pro Pixel deponierte Energie mit ca. 30 keV bis 50 keV in dem Bereich, der, wie oben erläutert, durch die Kalibrationskurve nur unzureichend beschrieben wird. Daher weicht die rekonstruierte Gesamtenergie des Ereignisses oftmals relativ stark von der charakteristischen Energie ab, sodass der entsprechende Peak stark verbreitert wird: die volle Halbwertsbreite

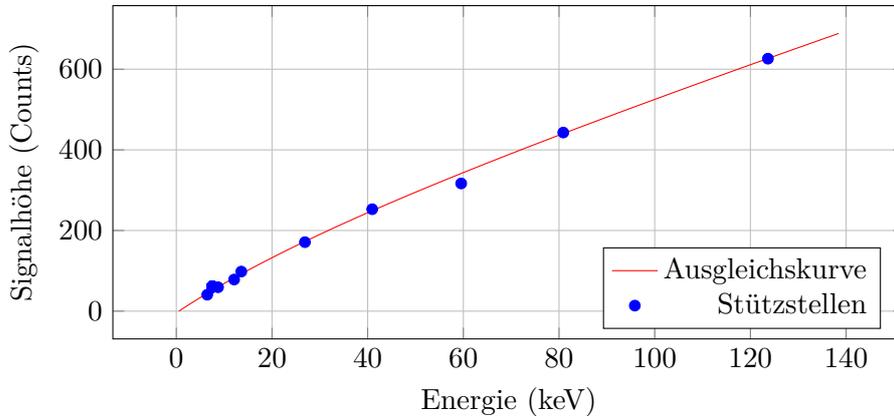


Abbildung 4.7: Kalibrationskurve für Pixel (253; 25) des Detektors DO3, zusammen mit den zur Berechnung verwendeten Stützstellen.

(FWHM) liegt für den Detektor DO3 bei  $(24,5 \pm 0,5)$  keV, während mit dem Sensor DO4 ein Wert von  $(14,5 \pm 0,5)$  keV erreicht wird. Weiterhin liegt das durch Escape-Ereignisse verursachte Maximum bei 54 keV auf der Flanke des primären Peaks und verringert die erreichbare Auflösung damit zusätzlich.

Bei 26 keV führt die Fluoreszenz im CdTe-Substrat zu einem weiteren Maximum, das hauptsächlich durch Einzelpixel-Ereignisse getragen wird. Die kleineren Pixelabmessungen des Sensors DO3 bedingen eine im Vergleich mit DO4 wesentlich stärkere Ausprägung dieses Peaks; seine Breite entspricht mit  $(17,5 \pm 0,5)$  keV etwa dem mit dem Sensor DO4 gemessenen Wert von  $(16,5 \pm 0,5)$  keV. Durch die unten erläuterte Korrektur von Escape-Ereignissen kann die Intensität des Fluoreszenzpeaks nahezu auf den bei DO4 beobachteten Wert verringert werden, allerdings geht dies mit einem Anstieg seiner vollen Halbwertsbreite auf  $(25,0 \pm 0,5)$  keV einher.

Der Anteil isolierter Pixel an der Gesamtzahl der beobachteten Ereignisse nimmt oberhalb dieser Fluoreszenzenergie schnell ab, sodass die Aufnahme von zur Kalibration verwendeten Datensätzen schnell wesentlich mehr Zeit beansprucht. Zwar lassen sich auch für die 123,66 keV-Linie einer  $^{57}\text{Co}$ -Quelle entsprechende Maxima in den pixelweisen Spektren der Einzelpixel-Ereignisse feststellen, allerdings liegt die Gesamtausbeute mit  $< 0,4$  Ereignissen pro Pixel und Stunde Aufnahmezeit weit unterhalb dem Aufkommen, das bei der Bestrahlung mit charakteristischen 40,95 keV-Röntgenphotonen eines Samarium-Targets (etwa 20 Ereignisse pro Pixel und Stunde) erreicht wird; für den Detektor DO4 liegt diese Häufigkeit bei ca. 1,3 Einzelpixel-Ereignissen, die im Mittel in jeder Stunde Aufnahmezeit in einem Pixel auftreten.

Zur Identifikation und, sofern möglich, Korrektur der Escape-Ereignisse wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von Funktionen entwickelt, die an entsprechender Stelle in die bereits angesprochenen Analysemethoden eingreifen. Die Qualität dieser Algorith-

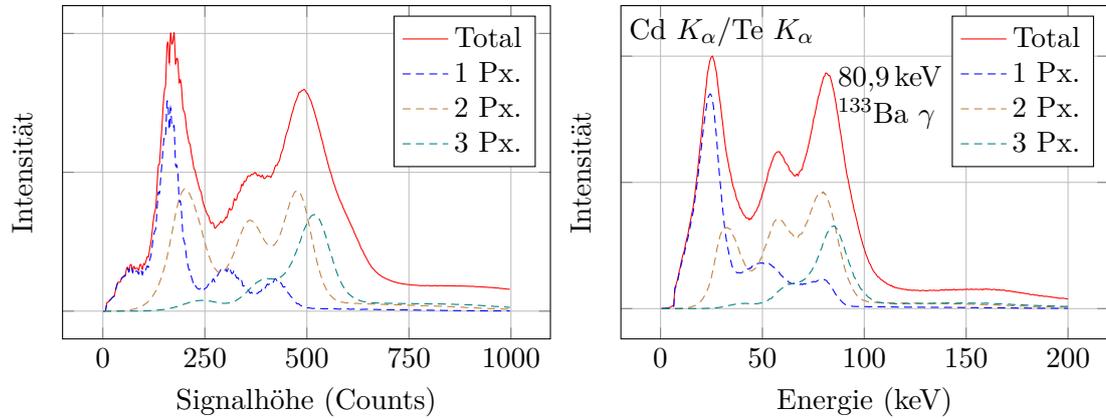


Abbildung 4.8: Vergleich des unkalibrierten (links) mit dem kalibrierten (rechts) Spektrum der  $^{133}\text{Ba}$ - $\gamma$ -Quelle, aufgenommen mit dem Detektor DO3. Siehe zum Vergleich auch das in Abbildung 4.6 wiedergegebene, mit dem korrekt kalibrierten Sensor DO4 aufgezeichnete Spektrum.

men lässt sich aus Abbildung 4.9 abschätzen. Dort ist der Anteil der insgesamt in den kalibrierten Aufnahmen identifizierten Cluster dargestellt, bei denen ein Escape-Ereignis vermutet wird. Zur Berechnung dieser Daten wurde ein maximal zulässiger Abstand von 2 (im Fall von DO4) bzw. 4 Pixeln (für DO3) zum Hauptereignis definiert und die entsprechende Umgebung auf Ereignisse mit Energien von  $(25 \pm 10)$  keV überprüft. Für den Detektor DO4 markiert die Routine dabei etwa 10 % der Ereignisse als mögliche Escape-Cluster, für den Detektor DO3 sind es sogar  $\approx 20$  %. Da Letzterer innerhalb einer gegebenen Distanz doppelt so viele Pixel wie DO4 aufweist, vermögen es erzeugte Fluoreszenzphotonen dort öfter, die unmittelbare Nachbarschaft des primären Ereignisses zu verlassen. Die geringen Unterschiede zwischen den Quellen werden nicht nur durch das einfallende Spektrum, sondern maßgeblich auch durch die Aufnahmeparameter wie Photonfluss und Belichtungszeit bestimmt.

Positiv ist zu bemerken, dass es in 50 % bis 75 % der erkannten Escape-Ereignisse gelingt, diesen ein Fluoreszenzereignis zuzuordnen und damit die ursprünglich deponierte Energie zu rekonstruieren. Diese Zusammenfassung erfolgt nur, wenn das betreffende Ereignis der einzige registrierte Treffer in der Umgebung des primären Ereignisses und die Zuordnung daher eindeutig möglich ist. Auf diese Weise kann in den Daten des Sensors DO4 für etwa 6 %, in denen des Sensors DO3 für ca. 10 % der insgesamt beobachteten Cluster ein die gemessene Energie minderndes Fluoreszenzereignis identifiziert und mit den ursprünglichen Ereignissen kombiniert werden.

Zur Illustration dieser Korrektur sind in Abbildung 4.10 die Spektren von  $^{57}\text{Co}$ - $\gamma$ -Strahlung dargestellt, die mit den Timepix-Detektoren aufgenommen wurden. Die Re-

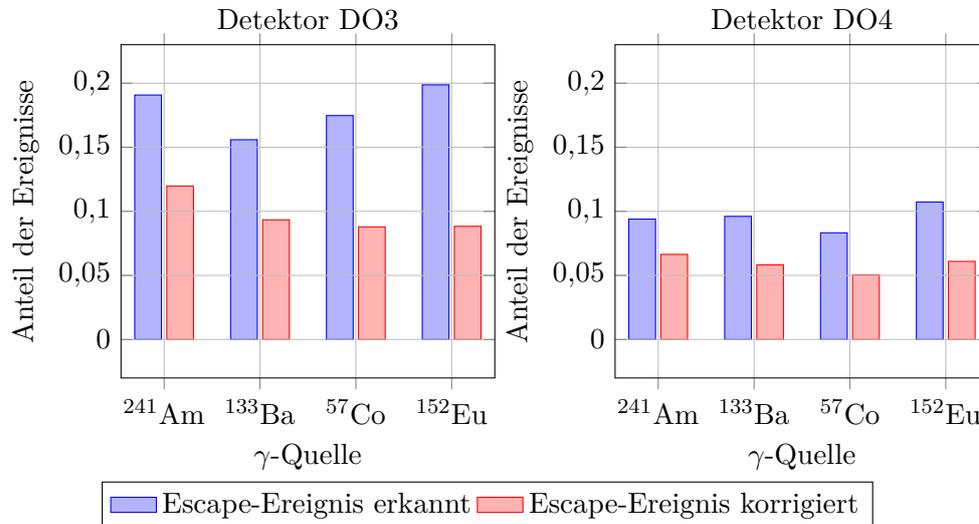


Abbildung 4.9: Relative Häufigkeit von Escape-Ereignissen, ermittelt nach der Kalibration der Daten. Mithilfe der entwickelten Programme gelingt es, etwa 50 % bis 75 % der Ereignisse, bei denen ein Escape-Ereignisse vermutet wird, zu rekonstruieren.

konstruktion von Fluoreszenzereignissen führt dazu, dass der charakteristische Peak bei etwa 123 keV erheblich stärker ausgeprägt wird. Gleichzeitig verringert der Ausschluss von Ereignissen, denen ein Fluoreszenzereignis nicht eindeutig zugeordnet werden kann, den Gesamtumfang des Spektrums um ca. 10 % bis 15 %. Zwischen beiden Effekten kann durch die Wahl des Energieintervalls, in dem Fluoreszenzereignisse vermutet werden – hier  $(25 \pm 10)$  keV –, vermittelt werden.

Die genannten Schwierigkeiten bei der Kalibration des 55  $\mu\text{m}$ -Sensors DO3 führen jedoch insgesamt dazu, dass die Korrektheit der kalibrierten Spektren dieses Detektors fraglich ist und sich die folgenden Ausführungen zur Energieauflösung der Timepix-Detektoren daher hauptsächlich auf den Chip DO4 beziehen.

#### 4.2.6 Untersuchungen zur Energieauflösung der Timepix-Detektoren

Neben den im vorigen Abschnitt 4.2.5 getroffenen grundlegenden Feststellungen zur Energieauflösung der untersuchten Detektoren wird im Folgenden deren Abhängigkeit von der Biasspannung und der Clustergröße der auftretenden Ereignisse untersucht.

Wie für die meisten Halbleiterdetektoren, basiert die Energiedetektion auch bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Timepix-Chips mit CdTe-Absorbern zunächst auf der Erzeugung von Ladungsträgerpaaren durch die in Kapitel 2.2 erläuterten Mechanismen der Photon-Materie-Wechselwirkung. Die Energie  $E_0$  der dabei generierten

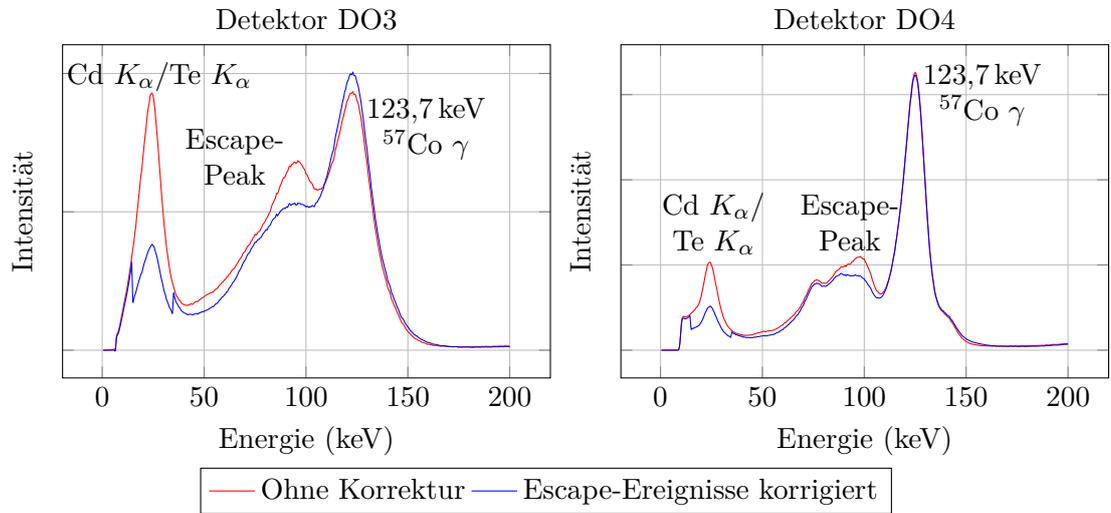


Abbildung 4.10: Vergleich der mit den Timepix-Detektoren aufgenommenen Spektren von  $^{57}\text{Co}$ - $\gamma$ -Strahlung, sowohl vor als auch nach der Korrektur von Escapeereignissen. Der charakteristische Peak bei 123 keV wird durch die Rekonstruktion dieser Ereignisse prägnanter, allerdings führt der Ausschluss von Ereignissen zu einem insgesamt geringeren Umfang des Spektrums.

primären Ladungsträger wird in der Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare aufgezehrt, wobei jeweils die Ionisationsenergie des Materials  $E_{\text{ion}}$  aufgebracht werden muss. Es bildet sich eine Ladungswolke mit im Mittel  $N = \frac{E_0}{E_{\text{ion}}}$  Ladungsträgerpaaren aus<sup>1</sup>.

Eine solche durch ein einfallendes Photon zu einem Zeitpunkt  $t_0 = 0$  im Substrat generierte Ladungswolke driftet aufgrund thermischer Diffusion auseinander und weist zur Zeit  $t > t_0$  eine mittlere Ausdehnung von

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (4.6)$$

auf [53]. Die Diffusionskonstante  $D$  ist über die Einsteinbeziehung

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (4.7)$$

mit der Ladungsträgermobilität  $\mu$  verknüpft;  $T$  ist die Temperatur des Substrats und  $k_B \approx 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  die Boltzmann-Konstante. Nimmt man im Rahmen einer einfachen Näherung an, dass die Ladungswolke mittig zwischen Vorder- und Rückseite, d. h.

<sup>1</sup>Weitere Prozesse wie beispielsweise die Anregung von Phononen können die tatsächlich in Elektron-Loch-Paare konvertierte Energie verringern, sodass  $N$  mit einer Schwankung  $\langle \Delta N^2 \rangle = FN$  behaftet ist. Der *Fano-Faktor*  $F$  korrigiert dabei den bei einer reinen Poisson-Verteilung zu erwartenden Wert  $N$  und liegt für die meisten Halbleiter bei etwa 0,1.

im Abstand von  $d/2$  zur Pixelelektrode, generiert wird und approximiert das im Substrat herrschende elektrische Feld durch  $\bar{E} = U/d$ , so ergibt sich mit  $t = \frac{d}{2v} = \frac{d}{2\mu E}$  ein von der Mobilität unabhängiger Ausdruck für die Ausdehnung der Ladungswolke beim Erreichen der Elektroden:

$$\sigma = \sqrt{2 \frac{k_B T}{e} \frac{d^2}{2U}}. \quad (4.8)$$

Eine höhere Biasspannung  $U$  sollte demnach die Häufigkeit des Auftretens größerer Cluster verringern. Zusätzlich verhindert die schnellere Kollektion der Ladungsträger den Verlust eines Teils der Ladung – und damit des Messsignals – durch Absorption an Störstellen und ähnliche Effekte, die andernfalls die erreichbare Energieauflösung mindern.

Abbildung 4.11 stellt die gemessene Breite  $w$  der charakteristischen Maxima einer Reihe von  $\gamma$ -Quellen, aufgenommen bei verschiedenen Biasspannungen, zusammen. Der entsprechende Teil der Spektren wurde dazu durch eine Kurve vom Typ

$$y = y_0 + A \exp \left[ -\frac{(x - x_C)^2}{2w^2} \right] \quad (4.9)$$

approximiert, indem die quadratische Abweichung der Datenpunkte von der Kurve minimiert wurde (*Least-Squares-Fit*). Bezüglich der Abszisse entspricht die Position der Datenpunkte dem jeweils ermittelten Wert  $x_C$ ; dessen Fehler liegt stets innerhalb der Ausdehnung der Markierungen. Zur besseren Vergleichbarkeit der Datenpunkte untereinander wurden die Breiten auf die für die jeweilige Linie bei einer Spannung von  $-250$  V gemessenen Werte normiert. Der Einfluss energetisch nahe beieinander liegender Linien, die mit den Sensoren nicht mehr aufgelöst werden können und daher zu einem gemeinsamen, breiteren Peak führen, wird damit in der Darstellung 4.11 eliminiert.

Während die Abnahme der Peakbreite bei der Erhöhung der Biasspannung von  $-250$  V auf  $-350$  V in den meisten Fällen lediglich marginal ist und innerhalb der Fehlerintervalle liegt, erweist sich der Übergang zu  $-450$  V Biasspannung als wesentlich effektiver: Die Breite der Maxima kann oftmals um mindestens 10 % reduziert werden; die Messungen bei höheren Energien, wie der 123,66 keV-Linie von  $^{57}\text{Co}$  oder der hier nicht dargestellten Emission von  $^{152}\text{Eu}$  bei 121,78 keV zeigen sogar eine Verbesserung von ca. 17 %. Gleichzeitig ist die Verschiebung der Peakposition beim Übergang zu höheren Biasspannungen nur gering. Sie ist durch die Tatsache begründet, dass die Kalibrationsmessungen bei  $-250$  V vorgenommen wurden und die Effizienz der Ladungskollektion bei höheren Spannungen steigt.

Diesem zunächst positiven Effekt höherer Biasspannungen muss allerdings die Zunahme verrauschter Pixel entgegengestellt werden, wie sie in Tabelle 4.2 dargestellt ist. Die dort angegebenen Werte wurden von der Analyseroutine ermittelt und geben die Anzahl an Pixeln an, die innerhalb des gesamten Datensatzes außergewöhnlich selten oder oft ein Signal ausgegeben haben<sup>2</sup>. Offensichtlich bringt die Erhöhung der Biasspannung von

<sup>2</sup>Konkret wird zunächst die mittlere Anzahl an Treffern berechnet, die ein Pixel während der unter-

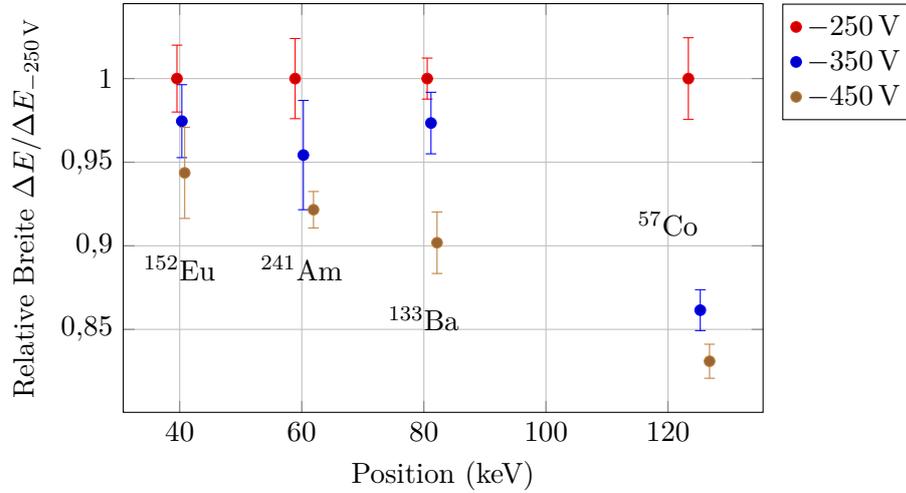


Abbildung 4.11: Energieauflösung des Timepix-Sensors DO4 für verschiedene Biasspannungen, jeweils normiert auf die bei  $-250\text{ V}$  gemessene Peakbreite. Die Kalibrationsmessungen wurden bei dieser Spannung durchgeführt, sodass sich die Position der Maxima bei höheren Spannungen leicht vom Sollwert unterscheidet.

$-250\text{ V}$  auf  $-450\text{ V}$  einen erheblichen Anstieg der Anzahl verrauschter und damit nicht für die Analyse zur Verfügung stehender Pixel mit sich. Da sich diese jedoch auch bei der höchsten angelegten Spannung unterhalb von  $1\%$  der Gesamtzahl der Elemente bewegt, können die Timepix-Sensoren problemlos bei dieser Spannung betrieben und der oben dargestellte Auflösungsgewinn genutzt werden. Allerdings tendieren die Sensoren bei hohen Biasspannungen dazu, im Laufe der Aufnahme eine wachsende Anzahl verrauschter Pixel aufzuweisen. Die Belichtungszeit muss daher für Messungen bei  $-450\text{ V}$  verringert und gelegentlich unter die Auslesezeit der Detektoren abgesenkt werden, sodass mitunter eine erhebliche Effizienz einbuße hingenommen werden muss.

Eine erneute Kalibration der Detektoren bei dieser Spannung ist im Hinblick auf die Verschiebung der Peakposition zwar wünschenswert und dementsprechend für die nahe Zukunft geplant; für Messungen im für die vorliegenden Untersuchungen genutzten Energiebereich ist sie jedoch nicht zwingend notwendig.

Die in Abbildung 4.11 angegebenen Werte beziehen sich jeweils auf die Spektren, die auf Basis der Gesamtheit der detektierten Ereignisse, d. h. bei Zusammenfassung aller Clustergrößen, erstellt werden. Demgegenüber schlüsselt Abbildung 4.12 für zwei Beispielenergien die Breite der Maxima nach der Größe der Ereignisse auf; zum Vergleich

suchten Serie ausgibt, sowie die empirische Standardabweichung dieser Zahl. Alle Pixel, für die die Differenz zwischen Trefferanzahl und dem Mittelwert größer als das Vierfache der Standardabweichung ist, werden als verrauscht angenommen.

Biasspannung (V)	$^{241}\text{Am}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{57}\text{Co}$	Durchschnitt
-250	34	19	24	25,7
-350	91	27	57	58,3
-450	119	57	106	94,0

Tabelle 4.2: Anzahl der als verrauscht erkannten Pixel des Timepix-Sensors DO4 bei unterschiedlichen Biasspannungen. Zusätzlich wurden 42 Pixel bereits bei der Aufnahme maskiert und stehen für die Auswertung ebenfalls nicht zur Verfügung.

ist zusätzlich die Gesamtbreite angegeben. Die dort erkennbare Zunahme der Peakbreiten mit wachsender Clustergröße überträgt sich von den unkalibrierten Spektren, sodass Fehler, die durch Unzulänglichkeiten bei der Kalibration der einzelnen Pixel auftreten, eine untergeordnete Rolle spielen. Insbesondere die außergewöhnlich große Differenz zwischen den Werten für Cluster der Größen 2 und 3 tritt bei den übrigen Linien und auch bei der Betrachtung der unkalibrierten Spektren in ähnlicher Stärke auf. Vermutlich ist bei Ereignissen, die drei Pixel (beispielsweise aus einer  $2 \times 2$ -Anordnung von vier Pixeln) umfassen, die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass ein Teil der Ladung in weiteren Pixeln deponiert wurde, ohne dort die Nachweisschwelle zu überschreiten. Zusätzlich liegt der Untergrund dieser Spektren in der Umgebung der Maxima durch zufällige Mehrfachtreffer und deren ausgedehnte Flanken wesentlich höher, während die Intensität des betrachteten Peaks abnimmt.

Da der Großteil der Ereignisse aus ein oder zwei Pixeln bestehen – im Fall von  $^{241}\text{Am}$  liegt der Anteil bei  $> 85\%$ , bei  $^{57}\text{Co}$  immer noch bei  $> 75\%$ , siehe Abbildung 4.13 –, wird die Form des Maximums im Spektrum aller Ereignisse maßgeblich durch diese Beiträge bestimmt. Daher wurde die Darstellung in Abbildung 4.12 auf die vier kleinsten Clustergrößen beschränkt, die in jedem Fall mindestens  $95\%$  der Ereignisse beinhalten. In analoger Weise wurde für die Daten einer Cs-Quelle<sup>3</sup> verfahren, die allerdings aufgrund der hohen Photonenergie von  $661,66\text{ keV}$  kaum Ereignisse mit weniger als vier Pixeln Umfang erzeugt. Hier ist zusätzlich zu bemerken, dass die relative Auflösung zwar ebenfalls im Bereich der Werte liegt, die für die niederenergetischen Quellen gemessen wurden, die Maxima der aufgezeichneten Spektren jedoch erheblich vom Tabellenwert abweichen und um ca.  $30\text{ keV}$  bis  $50\text{ keV}$  zu höheren Energien verschoben sind. Verantwortlich dafür ist die Tatsache, dass die Kalibrationsmessungen mit Energien von maximal  $120\text{ keV}$  durchgeführt wurden und die korrekte Wiedergabe einer derart hohen, außerhalb des abgetasteten Bereichs liegenden Energie unwahrscheinlich ist – obgleich die entstehenden Cluster in den meisten Fällen fünf bis sechs Pixel umfassen, wird bei über  $90\%$  der

<sup>3</sup>Der tatsächlich verwendete Übergang stammt vom kurzlebigen Tochternuklid  $^{137m}\text{Ba}$ , in das die  $^{137}\text{Cs}$ -Kerne mit einer Halbwertszeit von 30 Jahren über  $\beta^-$ -Zerfall übergehen.

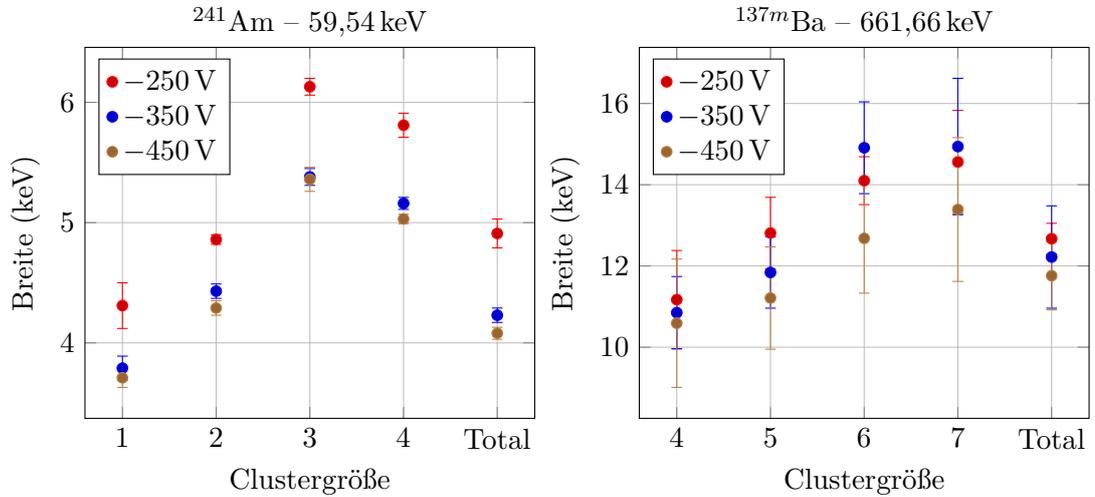


Abbildung 4.12: Energieauflösung der mit dem Detektor DO4 aufgenommenen Spektren, die sich bei Beschränkung auf Ereignisse definierter Größe ergeben, bei wachsenden Biasspannungen. Links für die Bestrahlung mit charakteristischen Photonen einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle, rechts für die  $^{137\text{m}}\text{Ba}$ - $\gamma$ -Emission einer Cs-Quelle. Beachte die unterschiedlichen Abszissenwerte.

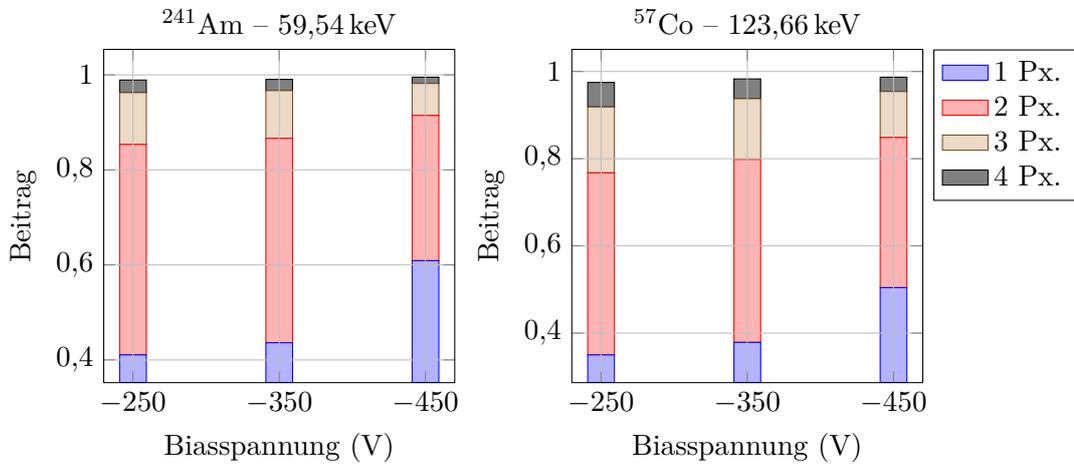


Abbildung 4.13: Häufigkeit des Auftretens von Ereignissen bestimmter Clustergröße für verschiedene Biasspannungen des Sensors DO4 bei der Bestrahlung mit Photonen einer  $^{241}\text{Am}$ - (links) bzw. einer  $^{57}\text{Co}$ -Quelle (rechts). In beiden Fällen sind die Beiträge von größeren Clustern vernachlässigbar.

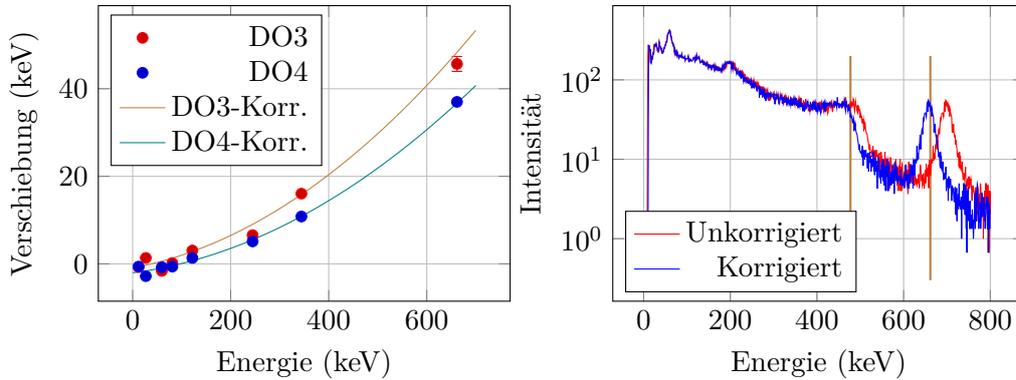


Abbildung 4.14: Bei Energien, die außerhalb des zur Kalibration verwendeten Bereichs liegen, tritt eine mit wachsender Energie zunehmende Verschiebung der Peakpositionen gegenüber den Tabellenwerten auf. Sie kann durch Subtraktion einer quadratischen Korrekturfunktion zumindest teilweise behoben werden. Der 662 keV-Peak einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle erscheint dann an der korrekten Position, wie in der rechten Grafik ersichtlich wird. In diesem mit dem Detektor DO4 aufgenommenen Spektrum sind die Peakposition sowie die Comptonkante bei 477 keV markiert.

Ereignisse in mindestens einem Pixel eine Energie von 200 keV oder mehr deponiert; fast die Hälfte der Cluster weist ein Pixel auf, dessen gemessene Energie  $> 300$  keV ist.

Auch bei niedrigeren Energien kann eine derartige Verschiebung der Peakpositionen beobachtet werden, wie Abbildung 4.14 zeigt. Im zur Kalibration der Detektoren herangezogenen Energiebereich wird die Lage der Energie hingegen im Rahmen einer Genauigkeit von wenigen keV korrekt wiedergegeben. Wie in Abschnitt 4.1 erläutert, erzeugen Photonen mit Energien von mehr als  $\approx 120$  keV bei der Wechselwirkung im Detektorvolumen vorrangig Ladungswolken, deren Abmessungen über die Dimensionen der Pixel hinausgehen. Solche Linien können daher zur Ausdehnung der Kalibration auf den betreffenden Energiebereich nicht verwendet werden. Stattdessen wird der Verschiebung der Peakpositionen durch Subtraktion einer quadratischen Korrekturfunktion entgegengewirkt. Abbildung 4.14 zeigt zur Illustration die Auswirkungen einer solchen Korrektur auf das Spektrum einer Cs-Quelle: Sowohl der 662 keV-Primärpeak als auch die Comptonkante bei etwa 476 keV werden auf diese Weise an der korrekten Position lokalisiert.

In einem weiteren Schritt könnten derartige Korrekturen für einzelne Ereignisgrößen individuell bestimmt werden. Auf diese Weise ließen sich leichte Verschiebungen, die Spektren verschiedener Clustergrößen gegeneinander aufweisen, korrigieren und damit die Auflösung der Detektorsysteme gerade bei hohen Energien verbessern. Da die bei Summation über alle Clustergrößen erreichte Energieauflösung jedoch für die Untersuchungen in dieser Arbeit ausreicht, wurde auf den Einsatz individueller, nach dem

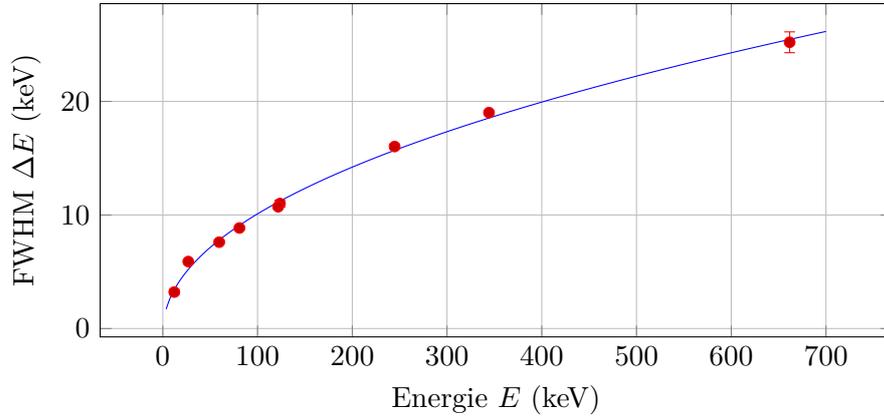


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Energieauflösung  $\Delta E$  des Detektors DO4 von der Photonenenergie  $E$ , nach Korrektur der Peakverschiebung. Die durch die eingezeichnete Kurve  $\Delta E = -0,43 \text{ keV} + 3,85 \text{ keV} \cdot (E/12,08 \text{ keV})^{0,48}$  approximierte Abhängigkeit von der Energie  $E$  entspricht nahezu dem theoretisch erwarteten Verhalten einer Proportionalität zu  $\sqrt{E}$ .

Umfang eines Ereignisses gestaffelter Korrekturfunktionen verzichtet.

Die bei einer von der Clustergröße unabhängigen Korrektur der Peakpositionen resultierende Energieauflösung ist für den Sensor DO4 in Abbildung 4.15 angegeben. Dazu wurden die Peaks durch eine Funktion vom Typ

$$y = f(x) = m \cdot x + y_0 + A \exp \left[ -\frac{(x - x_C)^2}{2w^2} \right] \quad (4.10)$$

genähert und der Fitparameter  $w$  als Maß für die Breite des jeweiligen Peaks interpretiert. Die in der Grafik zusätzlich dargestellte Kurve approximiert die Abhängigkeit der Auflösung von der Energie der einfallenden Strahlung und folgt der Gleichung  $a + b(E/E_0)^c$ , mit den Parametern  $a = (-0,43 \pm 1,06) \text{ keV}$ ,  $b = (3,85 \pm 0,75) \text{ keV}$  und  $c = 0,48 \pm 0,04$  sowie der auf den kleinsten verwendeten Energiewert  $E_0$  normierten Energie  $E$ . Die Energieauflösung des Detektors liegt damit nahe am erwarteten Verhalten einer Proportionalität zu  $\sqrt{E}$ , die sich aus der statistischen Verteilung der Zahl der Ladungsträgerpaare ergibt, die bei der Absorption eines Photons erzeugt werden. Hinsichtlich des Auflösungsvermögens ist der Timepix-Sensor mit für spektroskopische Messungen optimierten Szintillatoren vergleichbar, wobei sich die Energieauflösung, wie oben erläutert, durch detailliertere, von der Ereignisgröße abhängige Korrekturen noch steigern ließe.

## 5 Comptonpolarimetrie harter Röntgenstrahlung

Im folgenden Kapitel werden die Messungen mit einem Aufbau zur Comptonpolarimetrie, die 2012 und 2013 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY sowie 2013 an einem kHz-Lasersystem des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität Jena durchgeführt wurden, vorgestellt. Dazu wird in einem ersten Abschnitt der verwendete Aufbau näher erläutert. Seine prinzipielle Eignung zur Polarimetrie wurde mit der am PETRA-III-Synchrotron des DESY verfügbaren, monoenergetischen und nahezu vollständig linear polarisierten Röntgenstrahlung überprüft. Während die Bestimmung von Polarisationsgrad und -richtung aufgrund der Beschränkung auf zwei Sensoren noch sehr unsicher ist, kann die Anisotropie der aufgenommenen Strahlung gezeigt und der Einfluss des 2013 hinzugefügten Tantal-Kollimators bereits eingehend untersucht werden. In einer kurzen Messreihe wurde das System danach erstmalig zur Untersuchung der von einem laserinduzierten Plasma ausgehenden Strahlung eingesetzt. Die Diskussion der gewonnenen Ergebnisse bildet den zweiten Teil des Kapitels.

### 5.1 Experimenteller Aufbau

Das in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Messprinzip zur Polarimetrie von Röntgenstrahlung auf Basis der räumlichen Verteilung des an einem Target Compton-gestreuten Anteils einfallender Strahlung wurde zunächst mit zwei Timepix-Detektoren realisiert. Mit der zukünftigen Inbetriebnahme weiterer Sensoren ähnlicher Bauart wird eine Vergrößerung des abgedeckten Raumwinkels und damit eine Verfeinerung der Messungen angestrebt. Bei unbekannter Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung muss die Streuintensität zudem unter mindestens vier unterschiedlichen Azimutalwinkeln bestimmt werden, um eine eindeutige Charakterisierung der linearen Polarisation zu ermöglichen. Außerdem könnte durch die Hinzunahme weiterer Aufbauten unter unterschiedlichen Beobachtungswinkeln die zeitgleiche Untersuchung einer eventuellen Winkelabhängigkeit der Polarisation ermöglicht werden.

Gemäß Gleichung 3.2 geht der Grad der linearen Polarisation  $P_L$  durch Multiplikation mit dem Modulationsfaktor  $M$  aus dem Kontrast hervor. Dieser lässt sich prinzipiell als Produkt eines durch das Messprinzip – hier die Comptonstreuung – bestimmten Faktors  $M_{\text{Compton}}$  mit einem den Einfluss des gewählten Aufbaus beschreibenden Faktor  $M_{\text{Setup}}$  auffassen, der für ein ideales Comptonpolarimeter den Wert 1 annimmt.  $M_{\text{Setup}}$  stellt

so ein Maß für die Güte des Polarimeters, d. h. die Anzahl der zum Erreichen einer festgelegten Messgenauigkeit aufzunehmenden Ereignisse dar. Der Modulationsfaktor hängt damit in nichttrivialer Weise von den experimentellen Gegebenheiten ab, kann jedoch beispielsweise auf dem Wege einer Monte-Carlo Simulation ermittelt werden. Sobald er bekannt ist, kann der Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung anhand gemessener Kontrastwerte rekonstruiert werden.

Zur Fixierung der relativen Lage von Detektoren und Streukörper steht ein Metallrahmen zur Verfügung, in dem die Komponenten des Aufbaus platziert werden. Eine schematische Darstellung dieses Systems ist in Abbildung 5.1 wiedergegeben. Die beiden Timepix-Sensoren werden senkrecht zum einfallenden Strahl und unter einem Winkel von  $90^\circ$  zueinander um einen Streukörper ausgerichtet und mit einer Vorspannung von  $-250\text{ V}$  bis  $-350\text{ V}$  belegt. Entsprechend Abbildung 2.7 ist das Produkt der Modulation der azimutalen Streuverteilung mit der Wurzel des  $\theta$ -differenziellen Streuquerschnitts nahe  $\theta = 90^\circ$  maximal, sodass die Sensoren in einer solchen Anordnung eine möglichst hohe Intensität mit einem gleichzeitig starken Kontrast zwischen den Signalen beider Detektoren aufnehmen. Sie sind gegen die Primärstrahlung abgeschirmt und detektieren daher hauptsächlich deren im Streukörper gestreuten Anteil sowie dort erzeugte Fluoreszenzphotonen, falls deren Energie oberhalb der Nachweisschwelle von ca.  $5\text{ keV}$  liegt. Als Streutargets kommen Zylinder mit einer Höhe von  $20\text{ mm}$  und einer Grundfläche vom Durchmesser  $15\text{ mm}$  zum Einsatz. Die Energie der in das „passive“ Target einfallenden Strahlung sowie – im Fall der Comptonstreuung – die Rückstoßenergie des Elektrons wird demgegenüber nicht aufgezeichnet, sodass die Selektion bestimmter Streueignisse lediglich über die Geometrie des Aufbaus möglich ist. Dieser weist zunächst eine große Akzeptanz bezüglich des polaren Streuwinkels auf, die zwar die Effizienz des Systems steigert, jedoch dazu führt, dass die Modulation der Streuintensität – und damit die Polarisations sensitivität – abnimmt. Gleichzeitig wird aufgrund der in Gleichung 2.18 angegebenen Abhängigkeit der Energie der gestreuten Photonen vom polaren Streuwinkel ein breites Energiespektrum der Streustrahlung auf die Detektoren gelenkt. Um den polaren Streuwinkel entsprechend einzuschränken und die Abschirmung der Sensoren gegen Untergrundstrahlung aus dem sonstigen Aufbau zu erhöhen, wurde in den Messungen des Jahres 2013 zusätzlich ein Kollimator eingesetzt. Er unterdrückt Anteile der Strahlung, die unter großen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln gestreut wurden und deren räumliche Verteilung deshalb nur schwach von der Polarisation der einfallenden Photonen abhängt. Die resultierende Beschränkung auf einen polaren Streuwinkel von ca.  $90^\circ$  fördert so den zu erwartenden Kontrast bei der Streuung linear polarisierter Strahlung.

Sechs im Abstand von jeweils  $2\text{ mm}$  parallel angeordnete Tantal-Platten von je  $0,4\text{ mm}$  Dicke wirken als Kollimator und schränken den Streuwinkel der schließlich auf die Detektoren treffenden Photonen auf  $\approx (90 \pm 4)^\circ$  ein: zusammen mit dem Abstand des Streukörpers von den Timepix-Sensoren – etwa  $30\text{ mm}$  – lässt sich die maximale Abweichung vom senkrechten Einfall mit  $< \arctan \frac{2}{30} \approx 4^\circ$  abschätzen.

Außerhalb dieses Akzeptanzwinkels werden zumindest niederenergetische Photonen,

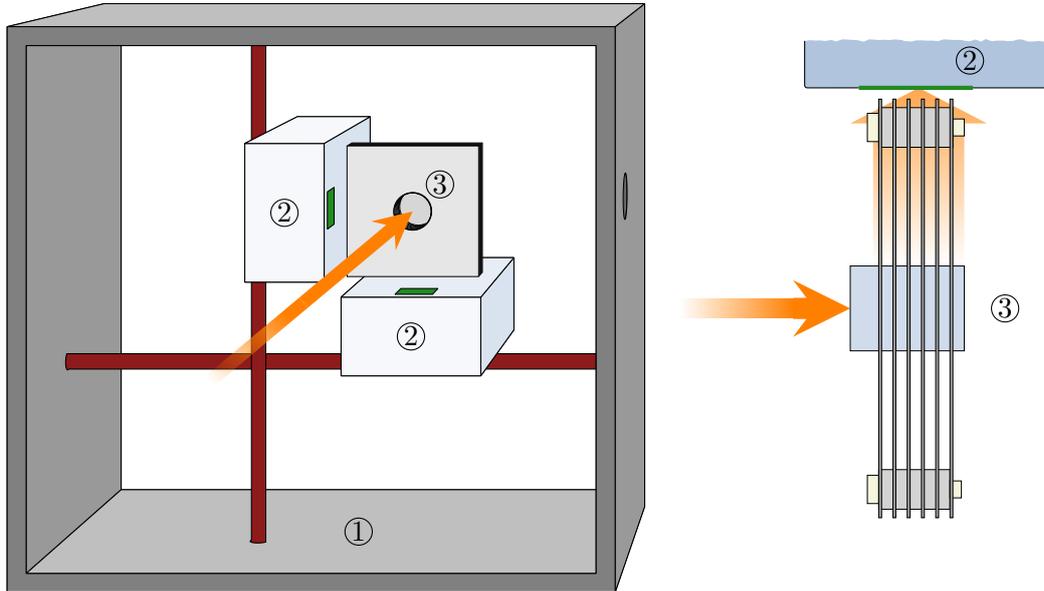


Abbildung 5.1: Für Comptonpolarimetrische Messungen verwendeter Aufbau. Im Rahmen ① werden die Detektoren ② senkrecht zueinander positioniert und nehmen die am Target ③ gestreute Strahlung auf. Ein Plattenkollimator aus Tantal schränkt den Streuwinkel der Photonen auf ca.  $90^\circ$  ein und ist rechts schematisch dargestellt.

mit Energien von bis zu 50 keV, zuverlässig absorbiert. Ihre mittlere freie Weglänge in Tantal bewegt sich unterhalb von 0,1 mm, sodass die Plattendicke von 0,4 mm selbst für den hypothetischen Fall eines senkrecht auf die Kollimatorplatten treffenden Photons ein Vielfaches von  $\lambda$  beträgt. Im wesentlich wahrscheinlicheren Fall einer nur geringen Abweichung des Streuwinkels von  $90^\circ$ , d. h. einem flachen Auftreffwinkel auf den Kollimator, steigt zudem der innerhalb der Tantalplatten zurückzulegende Weg der Photonen erheblich, sodass auch bei Energien von  $\approx 150$  keV ( $\lambda = 0,39$  nm) eine wesentliche Abschwächung zu erwarten ist. Ohne den Kollimator ist der Aufbau dagegen für Photonen mit Streuwinkeln von  $\approx 25^\circ$  bis zu  $\approx 135^\circ$  sensitiv. Die genannte Verengung des Akzeptanzwinkels geht mit einer Beschränkung der Energie der von den Detektoren registrierten Strahlung einher, da jene über Gleichung 2.18 mit dem polaren Streuwinkel  $\theta$  verknüpft ist. In Tabelle 5.1 ist zur Illustration für verschiedene Energien  $E$  der Primärphotonen die relative spektrale Breite  $\Delta E/E$  der Strahlung angegeben, die mit und ohne Einsatz des Kollimators detektiert wird.

Bei der Auswertung der aufgezeichneten Daten ist im Nachhinein einzig das zusätzliche Auftreten von charakteristischer Fluoreszenzstrahlung in den Spektren zu beachten, da die Abschwächung der Strahlungsintensität in diesem Spektralbereich überwiegend

	$\theta$	Spektrale Breite $\Delta E/E$			
		$E =$ 50 keV	$E =$ 125 keV	$E =$ 200 keV	$E =$ 350 keV
Ohne Kollimator	$25^\circ - 135^\circ$	0,15	0,34	0,51	0,81
Mit Kollimator	$86^\circ - 94^\circ$	0,01	0,03	0,04	0,06

Tabelle 5.1: Einfluss des polaren Akzeptanzwinkels auf die spektrale Breite  $\Delta E/E$  der detektierten, comptongestreuten Strahlung, für verschiedene Energien  $E$  der Primärphotonen. Da der polare Streuwinkel  $\theta$  über Gleichung 2.18 mit der Energie der Photonen verknüpft ist, wird mit der Installation des Kollimators sowohl der Streuwinkel als auch die Energie der detektierten Strahlung eingeschränkt.

auf dem Wege der Photoionisation geschieht. Sofern der polare Streuwinkel  $\theta$  der comptongestreuten Photonen bekannt ist, lässt sich aus ihrem Spektrum zudem die spektrale Verteilung der einfallenden Strahlung rekonstruieren. Derartige Comptonspektrometer profitieren dabei von der Tatsache, dass hochenergetische Primärstrahlung durch den Streuprozess in niederenergetische Photonen „konvertiert“ wird und so mit einer höheren Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden kann.

Eine Bohrung in der Mitte der Platten dient dem Streukörper als Halterung; gleichzeitig erlaubt diese Konstruktion den bequemen Wechsel des Streutargets. Da die Schutzgehäuse der Detektoren im Regelfall die Kollimatorplatten berühren, wird außerdem die Reproduzierbarkeit der relativen Position von Target und Sensoren gewährleistet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit PMMA, PTFE (Handelsname *Teflon*®) und Aluminium Targetmaterialien mit unterschiedlicher Elektronendichte verwendet. Energieabhängige Unterschiede der Streueffizienz erlauben es, den für verschiedene Energiebereiche der einfallenden Strahlung jeweils optimalen Streukörper auszuwählen. Dabei muss zwischen einer niedrigen Kernladungszahl  $Z$  des Streumaterials und einer möglichst hohen Elektronendichte abgewogen werden: Je höher letztere ist, desto größer ist der comptongestreute Anteil der Primärstrahlung. Gleichzeitig steigt mit wachsender Kernladungszahl jedoch auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein gestreutes Photon vor dem Verlassen des Streukörpers eine weitere Wechselwirkung erfährt und die zur Polarimetrie verwendete, azimutale Asymmetrie damit ausgewaschen wird.

Auch hier wird die weitere Auswertung der gemessenen Daten durch einen Satz von MATLAB-Programmen übernommen. Diese sind zunächst in den in den Anhängen A.2 und A.3 dokumentierten Klassen `TpxFrame` und `TpxEvts` implementiert. Dadurch gestaltet sich die Einbindung der Algorithmen in neuen Programmen einfach. Beide Klassen sind, wie auch die in Kapitel 4 bereits erwähnte Klasse `TpxCal`, als Abkömmlinge der MATLAB-Klasse `handles` konstruiert, die weite Teile des aus Programmiersprachen wie

C bekannten Pointer-Konzepts in MATLAB realisiert. Bei der Behandlung der großen Datenmengen, die bei der Auswertung einer Timepix-Messreihe anfallen können, ergeben sich damit wesentliche Geschwindigkeitsvorteile, da das Kopieren der eigentlichen Daten durch die Übergabe der Speicheradresse ersetzt wird.

Die in [44] vorgestellten Funktionen `timepixmain` und `timepixanal`, die als erste Auswerteroutinen für die Sensoren der Timepix-Klasse dienten, wurden auf Basis der `Tpx*`-Klassen komplett neu geschrieben und sind in der grafischen Programmoberfläche *TAnIA* aufgegangen. Diese bietet neben komfortablen Möglichkeiten zur Einstellung der Analyseparameter ein Fenster zur Anzeige der Rohdaten, wie sie von Pixelman gespeichert werden. Die Ergebnisse der Auswertung werden auf Wunsch als ASCII-Dateien gespeichert und stehen so der Verarbeitung mit MATLAB oder weiteren Programmen zur Verfügung.

## 5.2 Resultate und Diskussion

Um die unterschiedlichen experimentellen Gegebenheiten zu würdigen, gliedert sich dieser Abschnitt in zwei Teile: Zu Beginn werden die mit einer hochbrillanten, nahezu vollständig linear polarisierten Röntgenstrahlungsquelle am PETRA-III-Synchrotron durchgeführten Untersuchungen ausgewertet, die zur Charakterisierung des Aufbaus dienen. Im Anschluss werden die Ergebnisse einer Testmessung an einem Kilohertz-Lasersystem der Universität Jena diskutiert. Das System, zur Untersuchung der von einem laserinduzierten Plasma ausgehenden Röntgenstrahlung konstruiert, wurde hier erstmals in einer entsprechenden experimentellen Umgebung eingesetzt.

### 5.2.1 Experimente an PETRA III

Für die im Jahr 2012 am PETRA-III-Speicherring des DESY durchgeführten Messungen stand, wie oben ausgeführt, der zusätzliche Kollimator noch nicht zur Verfügung. Die mit einer Energie von etwa 50 keV einfallende Röntgenstrahlung war linear in horizontaler Richtung polarisiert und wurde nach der Comptonstreuung am Target von den Timepix-Sensoren aufgezeichnet, die ihrerseits gegen die Primärstrahlung abgeschirmt waren. Um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, wurden sie mit einem Abstand von  $\approx 46$  mm zur Achse des Streukörpers so nah beieinander angeordnet, wie es die Abmessungen der Schutzgehäuse zuließen. Entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 2.2.4 und Abbildung 2.7 ist für den in Richtung des elektrischen Feldvektors orientierten Detektor (in Abbildung 5.1 links vom Streutarget eingezeichnet) eine gemessene Intensität der gestreuten Strahlung zu erwarten, die wesentlich geringer als jene ist, die vom senkrecht zum Feldvektor ausgerichteten Sensor aufgenommen wurde.

Da zur Realisierung des Aufbaus auf den Detektor DO3 zurückgegriffen werden musste, für den keine zufriedenstellende Kalibration möglich ist (siehe Kapitel 4), stimmen

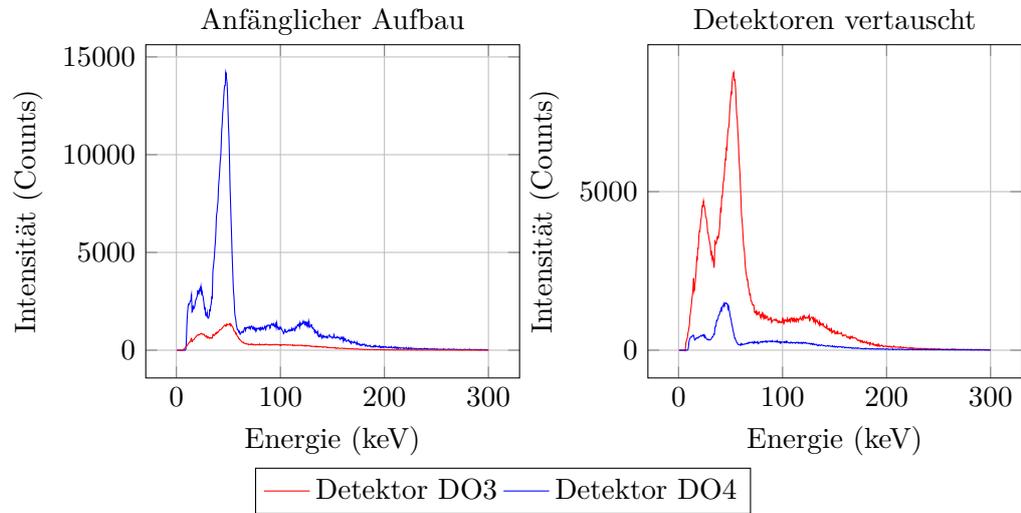


Abbildung 5.2: Spektren der mit den Timepix-Detektoren aufgenommenen, an einem PTFE-Target gestreuten Röntgenstrahlung *ohne* Verwendung des Ta-Kollimators. Um eine grob unterschiedliche Sensitivität der Detektoren auszuschließen, wurde zusätzlich eine Serie mit vertauschten Sensoren und ansonsten gleichem Aufbau aufgezeichnet.

die Positionen der Maxima in den Spektren der Messdaten nicht überein: Die in Abbildung 5.2 wiedergegebenen Spektren der gestreuten Strahlung zeigen zwar eine klare Intensitätsdifferenz, sind jedoch gegeneinander verschoben. Auch die Breite der Peaks liegt für DO3 etwa 50% über den mit DO4 ermittelten Werten. Eine energieaufgelöste Diskussion der gewonnenen Daten ist daher zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht möglich, sodass sich die folgenden Ausführungen auf Messwerte wie die mit beiden Detektoren jeweils detektierten Gesamtintensitäten, stützen, die von der relativen Lage der Spektren unabhängig sind.

Deren Kontrast  $C = |I_s - I_p| / (I_s + I_p)$  ist in Tabelle 5.2 für die verschiedenen Messreihen angegeben. Zusätzlich wurde die Intensität im bei ca. 46 keV auftretenden Peak geschätzt, indem dieser durch eine Gaußkurve

$$y = A \exp \left[ -\frac{(x - x_C)^2}{2w^2} \right] \quad (5.1)$$

approximiert und anschließend mit  $w \cdot A$  ein Maß für die Fläche unter dieser Kurve bestimmt wurde<sup>1</sup>. Die sich so ergebenden Kontrastwerte sind ebenfalls in Tabelle 5.2 eingetragen.

<sup>1</sup>Die komplette Fläche unter der durch Gleichung 5.1 gegebenen Kurve beträgt  $\sqrt{2\pi}wA$ . Bei Beschränkung auf den Bereich  $[x_C - w; x_C + w]$ , die beispielsweise durch die schlechte Approxima-

Idealerweise sollten für derartige Messungen Detektoren mit identischem Ansprechverhalten zum Einsatz kommen. Da dies jedoch für die beiden Timepix-Sensoren DO3 und DO4 nicht der Fall war, wurden die Positionen der Detektoren getauscht und eine weitere Messreihe mit ansonsten gleichem Aufbau durchgeführt. Auf diese Weise kann eine stark unterschiedliche Sensitivität der Detektoren als Ursache der Intensitätsdifferenz ausgeschlossen werden. Die vor und nach dieser Vertauschung detektierten Intensitäten entsprechen offensichtlich den Erwartungen: die Anzahl der vom horizontal ausgerichteten Detektor registrierten Ereignisse beträgt lediglich 10 % bis 20 % der senkrecht dazu gemessenen Intensität, dementsprechend resultieren Kontrastwerte zwischen 67 % und über 80 %. Die unzureichende Kalibration des Sensors DO3 führt zu einer erheblich vergrößerten Breite des Peaks in den mit diesem Detektor aufgezeichneten Daten. Infolge dessen liefert die Untersuchung der Form des Maximums eine zu hohe Schätzung der Intensität, sodass die in der Tabelle angegebenen Werte im Fall von DO4 wahrscheinlich oberhalb des tatsächlichen Wertes, bei DO3 dagegen unter diesem liegen.

Für eine Vergleichsmessung wurde der Abstand der Detektoren vom Streukörper erheblich vergrößert. In der Grundkonfiguration war die Oberfläche der Absorber 46 mm von der Mittelachse der zylindrischen Streukörper entfernt, sodass der von einem Sensor erfasste Azimutalwinkel ca.  $17^\circ$  betrug. Diese Distanz wurde um jeweils etwa 70 mm vergrößert und der abgedeckte Winkel damit auf  $7^\circ$  verringert. Die gleichzeitige Verkleinerung des polaren Akzeptanzwinkels bedeutet die bessere Erfüllung der Grundannahme eines Streuwinkels  $\theta$  nahe  $90^\circ$ , sodass der Kontrast zwischen parallel und senkrecht zum Polarisationsvektor detektierter Intensität ansteigen sollte. Tatsächlich verringert sich die horizontal gemessene Gesamtintensität um mehr als 20 %, während sie vertikal lediglich um 12 % zurückgeht bzw. im Fall des PMMA-Targets sogar ansteigt, sodass jedenfalls auf eine vergleichsweise geringe Einbuße der unter einem Azimutalwinkel von  $\phi \approx 90^\circ$  gestreuten Strahlung geschlossen werden kann. Der Preis für diese Erhöhung des Kontrasts ist zunächst die Reduktion des abgetasteten Azimutalwinkels, allerdings könnte dies durch die Hinzunahme weiterer Sensoren leicht ausgeglichen werden. Zusätzlich verringert die Beschränkung des von den Detektoren abgedeckten Raumwinkels die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten überlappender Mehrfachtreffer und kann bei hochintensiven Photonenquellen deshalb sogar wünschenswert sein. Sofern eine entsprechende Anzahl an Detektoren zur Verfügung steht, sollte deren Abstand zum Streuzentrum daher möglichst groß gewählt werden. Nicht zuletzt eröffnet ein solcher Aufbau Freiräume zur Installation weiterer Abschirmelemente.

Während das Material des Streukörpers auf die azimutale Verteilung der einfach gestreuten Strahlung keinen Einfluss hat, hängt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Comptonstreuung erheblich von der Anzahl bzw. Dichte  $n_e$  der Elektronen im Streukör-

---

tion der Daten mit wachsender Entfernung vom Peak gerechtfertigt wäre, ergibt sich stattdessen  $\sqrt{2\pi}\text{erf}(1/\sqrt{2}) wA$ . Da Tabelle 5.2 lediglich relative Verhältnisse erfasst, ist der konkrete Vorfaktor jedoch nicht weiter von Interesse.

Horizontaler Detektor		PMMA-Target	PTFE-Target
DO3	Peak	$(67,8 \pm 0,9) \%$	$(69,2 \pm 0,8) \%$
	Gesamt	66,9 %	68,4 %
DO4	Peak	$(82,1 \pm 0,4) \%$	$(75,3 \pm 0,7) \%$
	Gesamt	79,3 %	72,1 %
DO3 <sup>a</sup>	Peak	$(76,0 \pm 0,8) \%$	$(72,6 \pm 0,8) \%$
	Gesamt	74,0 %	71,5 %

<sup>a</sup>Abstand zum Streukörper erhöht.

Tabelle 5.2: Kontrast  $C = |I_s - I_p| / (I_s + I_p)$  der parallel und senkrecht zum elektrischen Feldvektor gestreuten Intensitäten ohne Verwendung des Ta-Kollimators, sowohl bzgl. der jeweils gemessen Gesamtintensität als auch bei Beschränkung auf das Hauptmaximum bei ca. 46 keV. Der jeweils horizontal angeordnete Detektor nimmt vorrangig Strahlung auf, die in Richtung des elektrischen Feldvektors gestreut wurde, und misst daher eine im Vergleich zum vertikal orientierten Sensor geringere Intensität. Zusätzlich sind die Ergebnisse einer Vergleichsmessung dargestellt, für die der Abstand der Detektoren zum Streukörper wesentlich erhöht und ihr polarer Akzeptanzwinkel damit weiter eingeschränkt wurde.

per ab. Diagramm 5.3 stellt die mit DO4 und den verwendeten PMMA- und PTFE-Streutargets gemessenen Spektren gegenüber. Erwartungsgemäß steigt die gestreute Intensität an, wenn statt eines PMMA-Targets ( $n_e = 3,83 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) ein Streukörper aus PTFE eingesetzt wird ( $n_e = 6,36 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ). Eine bloße Betrachtung der Elektronendichten lässt zunächst eine stärkere Erhöhung als die in Abbildung 5.3 sichtbare Zunahme der Intensität des Hauptpeaks bei ca. 46 keV um etwa 40 % erwarten. Allerdings weist ein PTFE-Target der hier verwendeten Dimensionen nicht nur eine höhere Wahrscheinlichkeit für die Comptonstreuung der mit einer Energie von ca. 50 keV einfallenden Photonen auf (37,2 %, gegenüber 22,9 % für PMMA), sondern verfügt auch über ein gesteigertes Absorptionsvermögen der gestreuten Strahlung (32,3 %, bzw. 18,6 % für PMMA), bevor diese den Streukörper verlassen kann. Die demnach zu erwartende Intensitätszunahme um etwa 35 % entspricht nahezu dem gemessenen Anstieg der Peakhöhe von 39 %.

Die Ergebnisse bei Verwendung des Aluminiumtargets ( $n_e = 7,83 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) lassen sich leider nicht in die bisherigen Resultate einordnen, da sich im Laufe des Experiments herausstellte, dass der verwendete Aluminium-Streukörper Beimischungen von Blei enthält, einem typischen Zusatz, der die Festigkeit des Aluminiums steigert. Den aufgenommenen Daten ist daher die Fluoreszenzstrahlung des Bleis überlagert, sodass

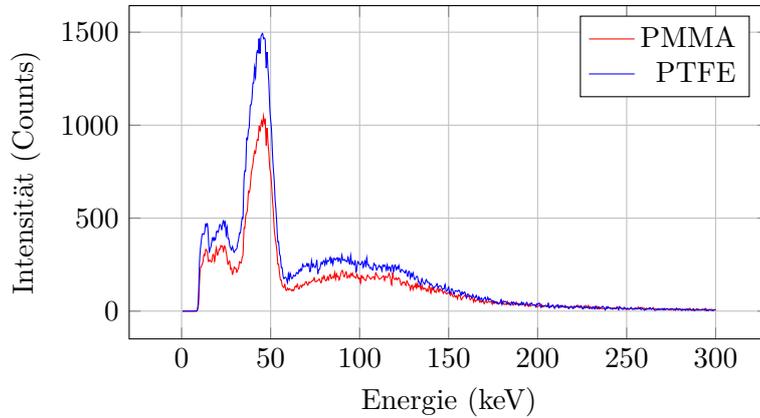


Abbildung 5.3: Spektren der gestreuten Strahlung bei verschiedenen Targetmaterialien, aufgenommen ohne Ta-Kollimator. Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung wächst mit der Elektronendichte des Targetmaterials, erwartungsgemäß führt der Einsatz eines PTFE-Targets zu einer höheren Intensität als ein PMMA-Streuer. Das verwendete Aluminium-Target enthielt Bleibeimischungen, sodass die damit aufgenommenen Daten aufgrund zusätzlicher Fluoreszenzkomponenten nicht mit den übrigen Resultaten vergleichbar sind.

die Messwerte nicht mit den übrigen Ergebnissen verglichen werden können. Die im Jahr 2013 mit einem Pb-freien Aluminium-Streukörper aufgenommenen Daten konnten die Erwartung einer nochmaligen Steigerung der gestreuten Intensität allerdings erfüllen (siehe Abbildung 5.6).

Bei den 2013 durchgeführten Nachfolgemessungen an PETRA III wurde erstmals der in Abschnitt 5.1 beschriebene Plattenkollimator eingesetzt. Wie oben ausgeführt, geht dessen Einsatz auch für Photonen im hier relevanten Energiebereich oberhalb von 100 keV mit einer erheblichen Abschwächung einher. Dementsprechend weist die in Abbildung 5.4 wiedergegebene Verteilung der gemessenen Intensität auf den Detektoren eine Strukturierung auf, obgleich es nicht zur Ausbildung vollständig „abgeschatteter“ Gebiete kommt. Stattdessen zeigt die Verteilung Häufungen, deren Abfolge der Anordnung der Kollimatorplatten folgt. Die Breite der Streifen hoher Intensität liegt dabei unterhalb des Abstandes zwischen den Kollimatorplatten, die den Beitrag durch Photonen, deren Streuwinkel stark von  $90^\circ$  abweicht, offenbar wie beabsichtigt verstärkt absorbieren. Da die Schutzgehäuse der Detektoren allerdings einen Abstand von etwa 1 cm zwischen den Kanten der Tantalplatten und der Oberfläche des Sensors bedingen, dringt ein Teil der Photonen in die unterhalb der Kollimatorplatten gelegenen Bereiche der Detektoroberfläche ein, sodass die entsprechenden Pixel mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ebenfalls ein Signal registrieren. In der spektralen Verteilung der Ereignisse, die zwischen

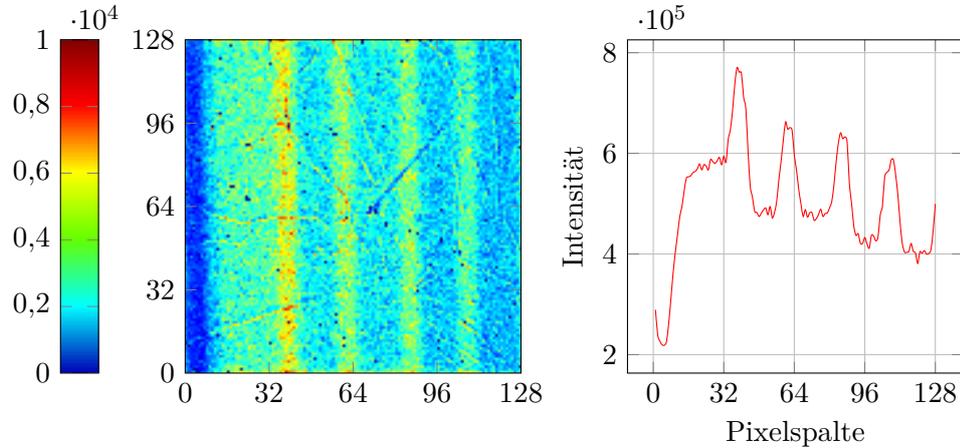


Abbildung 5.4: Intensitätsverteilung der von links einfallenden und an einem zylindrischen Aluminium-Target gestreuten Strahlung auf dem senkrecht zur Polarisationsrichtung orientierten Detektor DO4. Der zwischen Streukörper und Sensor installierte Ta-Plattenkollimator führt zu einer mit dessen Geometrie übereinstimmenden Struktur der Verteilung, die in der Projektion rechts deutlich sichtbar ist.

den Platten bzw. in Regionen mit verminderter Intensität aufgefunden werden, lässt sich dagegen kein Unterschied feststellen.

Die gemessenen Spektren vor und nach dem Austausch der Detektoren sind in Abbildung 5.5 wiedergegeben. Der bei der Comptonstreuung von  $\approx 175$  keV-Photonen unter  $90^\circ$  zu erwartende Peak bei ca. 130 keV tritt in den Spektren prägnant hervor, ebenso die Fluoreszenzstrahlung des Ta-Kollimators (bei 61 keV) und der CdTe-Absorber der Timepix-Detektoren (bei 25 keV). Der in Polarisationsrichtung angeordnete Chip nimmt gegenüber dem senkrecht dazu positionierten Sensor im Bereich des primären Streupeaks eine wesentlich geringere Intensität auf. Die vormals untergeordneten Beiträge von Photonen, die mehrere Streuvorgänge durchlaufen haben oder Fluoreszenzereignissen zuzuschreiben sind und daher Energien unterhalb des Hauptmaximums aufweisen, stellen aus diesem Grund den Hauptanteil der mit dem jeweils horizontal ausgerichteten Detektor gemessenen Spektren. Abbildung 5.5 zeigt deutlich, dass in diesem Fall die Fluoreszenz des Kollimatormaterials mehr Ereignisse produziert als die Comptonstreuung am Target.

Die Resultate scheinen zunächst gut mit dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation übereinzustimmen, die mit dem EGS5-Paket [54] durchgeführt wurde. Zum Vergleich ist das simulierte Spektrum in die Darstellung 5.5 einbezogen. Die relative Intensität von Haupt- und Ta-Fluoreszenzpeak liegt in den Messdaten in guter Übereinstimmung mit den simulierten Ergebnissen, zumindest für den jeweils senkrecht zum elektrischen Feld-

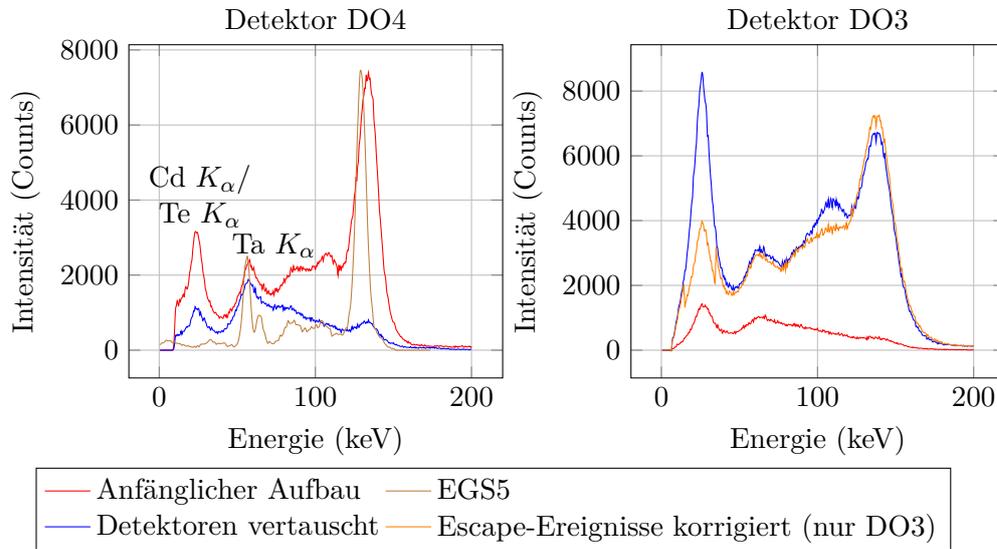


Abbildung 5.5: Spektren der mit den Timepix-Detektoren aufgenommenen, an einem Aluminium-Target gestreuten Röntgenstrahlung bei Verwendung des Ta-Kollimators. Um eine grob unterschiedliche Sensitivität der Detektoren auszuschließen, wurde zusätzlich eine Serie mit vertauschten Sensoren und ansonsten gleichem Aufbau aufgezeichnet. Zusätzlich ist das mit dem Paket EGS5 simulierte Spektrum eingezeichnet. Da dieses Programm die Polarisation von Photonen bisher nicht berücksichtigt, ist das resultierende Spektrum vom Azimutalwinkel unabhängig, sodass auf die doppelte Darstellung in beiden Spektren verzichtet wird.

vektor der einfallenden Strahlung orientierten Detektor. Das Paket bietet allerdings bislang keine Möglichkeit zur Berücksichtigung der Polarisation von Photonen, sodass das hier erläuterte Experiment nur unvollständig modelliert werden konnte und die Asymmetrie der Azimutalverteilung nicht reproduziert wird.

Die Simulation des Experiments erstreckte sich lediglich auf die Wechselwirkung der Photonen bis zur Absorption im Sensormaterial, während die Aufteilung der im Substrat generierten Ladung auf mehrere Pixel der Detektoren, wie auch deren individuelles Verhalten hinsichtlich der Kalibration, nicht berücksichtigt wurden. Dementsprechend liegt die gemessene Breite der Maxima stets deutlich über den simulierten Ergebnissen. Das führt unter anderem dazu, dass die in Kapitel 4 erläuterte Korrektur von Escape-Ereignissen für die fraglichen Datensätze von zweifelhaftem Nutzen ist. Zwar wird die Intensität des entsprechenden Peaks bei  $\approx 26$  keV stark verringert und zum großen Teil den entsprechend höherenergetischen Ereignissen zugeschlagen, allerdings führt die Vielzahl der in der Umgebung von 100 keV auftretenden Linien zum Ineinanderlaufen der

Peaks: neben dem mit einer erheblichen Breite behafteten Hauptmaximum bei 130 keV verursacht die Fluoreszenz des Absorbermaterials ein Maximum bei 104 keV, wobei die so in ihrer Energie geminderten Photonen einen weiteren Fluoreszenzübergang des Cd-Te anregen können und damit eine nochmals um 26 keV verschobene Häufung begründen. Diese ist auch im simulierten Spektrum gut erkennbar und überlappt bereits mit der hochenergetischen Flanke der charakteristischen Tantalstrahlung, deren  $K_{\alpha}$ - und  $K_{\beta}$ -Komponenten im Ergebnis der Simulation noch separiert sind, von den Timepix-Detektoren jedoch nicht mehr aufgelöst werden können. Soll die Trennung dieser Linien zumindest teilweise gewährleistet bleiben, so muss die Korrektur von Escape-Ereignissen entsprechend restriktiv erfolgen. Ein breites Energiefenster für mögliche Fluoreszenzergebnisse, etwa von 15 keV bis 35 keV, erfasst demgegenüber mehr Fälle, vereint die einzelnen Maxima jedoch zu einem breiten Plateau auf der Flanke des Hauptmaximums. Zur Illustration ist das sich so ergebende Spektrum in Abbildung 5.5 ebenfalls angegeben.

Tabelle 5.3 gibt den Kontrast der Intensitäten an, die von den jeweils senkrecht und parallel zur Polarisationsrichtung ausgerichteten Detektoren im Bereich des 130 keV-Peaks gemessen wurden. Den Erwartungen an eine nahezu vollständig polarisierte Quelle entsprechend, wird in Richtung des elektrischen Feldvektors eine wesentlich geringere Intensität aufgezeichnet und daher offenbar ein Großteil der Comptongestreuten Strahlung unter einem Azimutalwinkel von  $\approx 90^\circ$  emittiert. Auch hier dürfte die mit der unzulänglichen Kalibration des Detektors DO3 verbundene Zunahme der Peakbreite in den entsprechenden Spektren eine Fehleinschätzung der tatsächlich detektierten Intensität im Bereich des Hauptmaximums zur Folge haben. Die in der Tabelle angegebenen Ergebnisse weichen daher wahrscheinlich wiederum nach oben (im Fall von DO4) bzw. unten (für DO3) vom tatsächlichen Wert ab. Gegenüber den in Tabelle 5.2 angegebenen Resultaten der im Jahr 2012 durchgeführten Messungen lässt sich jedoch jedenfalls eine deutliche Steigerung des Kontrastes feststellen. Setzt man zum Vergleich die Parameter des Aufbaus, d. h. einen polaren Streuwinkel von  $\theta = (90 \pm 4)^\circ$  und einen azimutalen Akzeptanzwinkel von  $\phi = (90 \pm 10)^\circ$  bzw.  $(0 \pm 10)^\circ$  für den senkrecht bzw. parallel zur Polarisationsrichtung angeordneten Detektor, in die Klein-Nishina-Gleichung 2.25 ein, so ergibt sich ein erwarteter Kontrast von etwa 89,8%. Da sich der in Gleichung 3.2 als Proportionalitätskonstante zwischen Kontrast  $C$  und Polarisationsgrad  $P_L$  eingeführte Modulationsfaktor  $M$ , wie in Abschnitt 5.1 erläutert, als Produkt der jeweiligen Faktoren von Streuprozess  $M_{\text{Compton}}$  und Setup  $M_{\text{Setup}}$  schreiben lässt, bedeutet die gute Übereinstimmung des erzielten Kontrastes mit dem Wert, der sich für ein ideales Comptonpolarimeter ( $M_{\text{Setup}} = 1$ ) ergibt, dass der experimentelle Aufbau kaum einen zusätzlichen Kontrastverlust verursacht. Durch die Installation des Kollimators vermag es der Aufbau demnach offenbar, den einer nahezu vollständig linear polarisierten Quelle entsprechenden Wert besser wiederzugeben. Dies ist eine entscheidende Verbesserung im Vergleich mit den Ergebnissen der 2012 durchgeführten Untersuchungen, die allerdings durch eine erheblich verringerte Effizienz des Streuaufbaus erkauft wird.

Wie schon 2012, wurde auch in den Messungen des Folgejahres eine Reihe von Tar-

Horizontaler Detektor	PMMA-Target	PTFE-Target	Al-Target
DO3	$(79,7 \pm 0,3) \%$	$(81,4 \pm 0,3) \%$	$(79,8 \pm 0,3) \%$
DO4	$(85,4 \pm 0,1) \%$	$(85,0 \pm 0,2) \%$	$(83,2 \pm 0,2) \%$

Tabelle 5.3: Kontrast  $C = |I_s - I_p| / (I_s + I_p)$  der parallel und senkrecht zum elektrischen Feldvektor gestreuten Intensitäten des 130 keV-Hauptmaximums bei installiertem Kollimator. Der jeweils horizontal angeordnete Detektor nimmt vorrangig Strahlung auf, die in Richtung des elektrischen Feldvektors gestreut wurde, und misst daher eine im Vergleich zum vertikal orientierten Sensor geringere Intensität. Für ein ideales Comptonpolarimeter wäre unter den gegebenen Umständen ein Kontrast von etwa  $C = 90 \%$  zu erwarten.

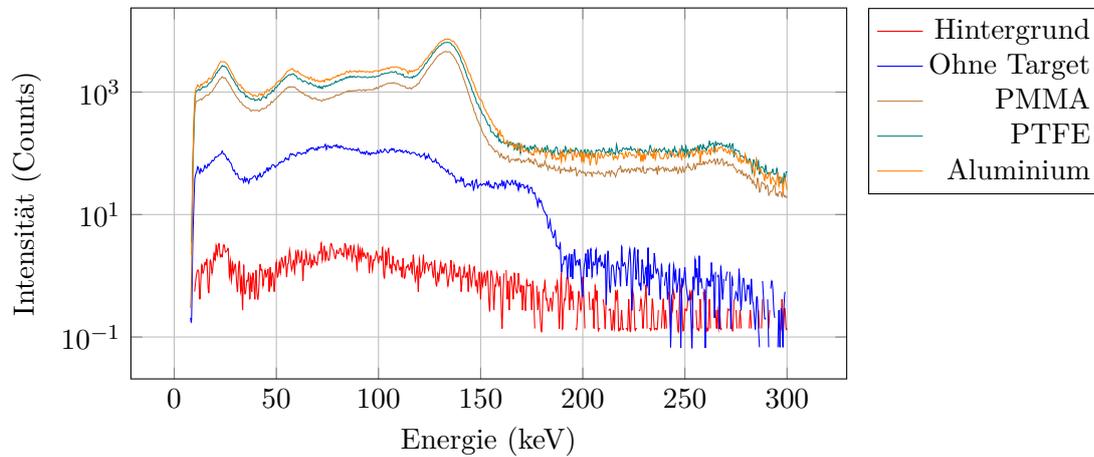


Abbildung 5.6: Spektren der gestreuten Strahlung bei verschiedenen Targetmaterialien, aufgenommen von DO4 mit installiertem Ta-Kollimator und senkrecht zur Polarisationsrichtung des Primärstrahls. Zusätzlich sind die Ergebnisse von Messungen ohne Strahl sowie bei eingeleitetem Strahl und entferntem Streukörper angegeben.

getmaterialien verwendet, um den Einfluss der Elektronendichte im Streukörper auf die Intensität der gestreuten Strahlung zu untersuchen. Die dabei erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 angegeben. Neben den PMMA-, PTFE- und Aluminium-Datensätzen enthält die Grafik als Referenz ein bei einer Hintergrundmessung ohne Strahl aufgezeichnetes Spektrum sowie das Signal, das bei eingeleitetem Strahl, jedoch nach Entfernung des Streukörpers gemessen wird.

Detektor	PMMA-Target	PTFE-Target	Al-Target
DO3	230,6	227,8	262,2
DO4	120,1	171,9	234,0

Tabelle 5.4: Anzahl der pro Sekunde registrierten Streueignisse innerhalb der vollen Halbwertsbreite des Primärpeaks bei 130 keV, für verschiedene Targetmaterialien. Für den Detektor DO3 sind die Ergebnisse aufgrund der unzulänglichen Kalibration fragwürdig.

Mit der Einleitung des Strahls steigt die von den Detektoren gemessene Intensität um etwa zwei Größenordnungen, ohne dass ein Streukörper installiert wäre. Der nahezu uniforme Verlauf des Spektrums zwischen 10 keV und 200 keV legt die Annahme nahe, dass ein Großteil der so aufgenommenen Strahlung an den Aufbauten und Abschirmungen der Messkammer gestreut wurde. Dieser durchaus erhebliche Untergrund wird mit der Positionierung des Streutargets im Primärstrahl durch die gestreute Strahlung jedoch nochmals um etwa eine Größenordnung überstiegen. Der überwiegende Teil der detektierten Strahlung ist demnach auf die Comptonstreuung im Target zurückzuführen, demgegenüber nimmt die Intensität der Primärstrahlung bei  $\approx 175$  keV nur marginal zu. Der hier beschriebene Aufbau bietet damit zumindest prinzipiell die Möglichkeit zur Comptonpolarimetrie, auch wenn die Möglichkeiten der quantitativen Untersuchung der Polarisation aufgrund der unzulänglichen Kalibration des Sensors DO3 und der angesichts der Verwendung von lediglich zwei Timepix-Detektoren geringen Abdeckung des Azimutalwinkels zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch stark eingeschränkt sind.

Der Vergleich verschiedener Streukörper liefert für die 2013 aufgenommenen Daten zudem die korrekte Abhängigkeit von der Elektronendichte, die in den Messungen des Vorjahres zumindest für den Fall des Aluminiumtargets nicht verifiziert werden konnte. Tabelle 5.4 listet die pro Sekunde Aufnahmezeit registrierte Anzahl an Ereignissen auf, die innerhalb der vollen Halbwertsbreite des Primärpeaks bei 130 keV liegen. Im Fall des Detektors DO4 entspricht die beobachtete Tendenz den Erwartungen: Mit wachsender Elektronendichte steigt die Ausbeute comptongestreuter Photonen an, sodass beim Einsatz des Aluminium- anstelle eines PMMA-Targets nahezu doppelt so viele Ereignisse im fraglichen Energiebereich registriert werden. Die mangelhafte Kalibration des Sensors DO3 führt wiederum zu einer erhöhten Unsicherheit der Ergebnisse. Zwar misst auch dieser eine erhöhte Ereignisrate, sobald der Aluminium-Streukörper installiert wird, allerdings fällt der relative Anstieg wesentlich geringer als bei DO4 aus. Zusätzlich scheint zwischen den PMMA- und PTFE-Targets kein Unterschied hinsichtlich der Streuwahrscheinlichkeit zu bestehen. Dieser offensichtliche Widerspruch dürfte jedoch durch die bereits erwähnte erhebliche Verbreiterung der Peaks und die damit einhergehende Überschätzung der Peakintensität zu erklären sein.

Zwar versprechen Materialien wie etwa Kupfer ( $n_e = 24,61 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) im Vergleich zu den im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Targets eine nochmals gesteigerte Ausbeute, verringern allerdings die Wahrscheinlichkeit, dass ein gestreutes Photon das Target ohne weitere Wechselwirkung verlässt, und bringen zudem zusätzliche Komponenten in Form von Fluoreszenzlinien in die Spektren ein, sodass ihr Einsatz im Einzelfall abgewogen werden muss.

### 5.2.2 Testmessung an einem Lasersystem mit kHz-Wiederholrate

Im Juli 2013 wurde der in Abschnitt 5.1 beschriebene Aufbau im Rahmen einer zweitägigen Testmessung am kHz-Laser des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena eingesetzt. Dabei wurden Laserpulse mit einer Energie von 3 mJ und einer Pulsdauer von etwa 60 fs auf ein Titan- bzw. Kupferband fokussiert und auf diese Weise lokal ein Plasma erzeugt. Die von den darin generierten schnellen Elektronen emittierte Bremsstrahlung wurde mithilfe der oben erläuterten Konstruktion vermessen. In früheren Untersuchungen, sowohl der aus dem Plasma emittierten Elektronen [55, 56] als auch der in verschiedene Richtungen abgestrahlten Röntgenstrahlung [57], wurden ab einer Laserleistung von etwa  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  deutliche Anisotropien festgestellt; theoretische Betrachtungen legen ebenfalls eine inhomogene Verteilung der emittierten Elektronen und Photonen nahe [58]. Die Bewegungsrichtung der abstrahlenden Elektronen wird der von ihnen ausgesandten Bremsstrahlung in Form einer charakteristischen Winkelverteilung und Polarisation aufgeprägt. Zusammen mit Messungen des linearen Polarisationsgrades ermöglicht die spektral- und räumlich aufgelöste Untersuchung des hochenergetischen Strahlungsanteils so einen Einblick in die Elektronendynamik im Plasma und erlaubt beispielsweise die Verifikation von Laser-Plasma-Simulationsrechnungen. Dementsprechend war in der durchgeführten Messung mit einer – vom Beobachtungswinkel abhängenden – Polarisation der untersuchten Strahlung zu rechnen. Die genaue Form der räumlichen Verteilung wird durch die Geometrie des Aufbaus, das Target sowie die Intensität und die Polarisation der einfallenden Laserstrahlung bestimmt.

Die Effektivität der Elektronenerzeugung wurde indirekt über die mit einem zusätzlichen Dosimeter registrierte Strahlungsintensität verfolgt und schwankte im Verlauf des Experiments erheblich, sodass die Position einzelner Komponenten des Aufbaus kontinuierlich korrigiert werden musste. Diese Schwankungen sind vermutlich sowohl auf zeitliche Variationen des Lasersystems als auch auf das nicht völlig ortsstabile Bandtarget zurückzuführen.

Der erhebliche Anteil des Strahlungsuntergrundes an den im Rahmen dieser Messung aufgenommenen Daten wird in Abbildung 5.7 deutlich. Insbesondere bei hohen Energien stellt dieser isotrope Hintergrundbeitrag einen wesentlichen Teil der detektierten Strahlung dar. Die Intensität der Quelle ist demzufolge tatsächlich zu gering, und eine eventuelle Anisotropie der Streuintensität wird durch die Untergrundstrahlung leicht überdeckt. Der ursprünglich für den Einsatz an Hochintensitätslasern konzipierte Aufbau

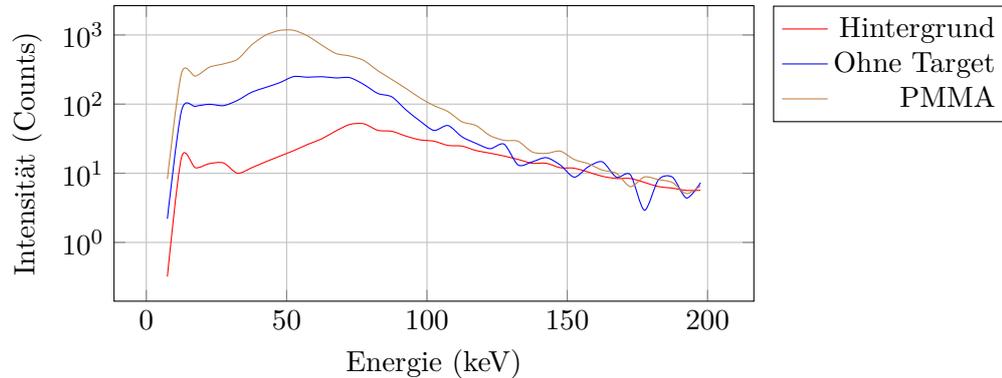


Abbildung 5.7: Die von den Timepix-Detektoren aufgezeichnete Hintergrundstrahlung stellt zumindest im Bereich hoher Energien einen erheblichen Anteil des gemessenen Spektrums dar. Eine eventuelle Anisotropie der gestreuten Strahlung wird unter diesen Umständen leicht überdeckt.

ist unter diesen Umständen nur eingeschränkt nutzbar.

Angesichts der geringen Quellintensität und der beschränkten Messzeit wurde auf den Plattenkollimator zugunsten einer Maximierung des abgedeckten Raumwinkels verzichtet. Ein Großteil der durchgeführten Messungen erfolgte somit im bereits 2012 verwendeten Aufbau mit einem zentral zwischen den senkrecht zueinander angeordneten Detektoren aufgehängten Streutarget.

Die Ergebnisse dieses kurzen Experiments sind in Abbildung 5.8 wiedergegeben. Aufgrund der verhältnismäßig geringen Messzeit und der während der Messung stark schwankenden Intensität der generierten Strahlung wurde für die im Folgenden diskutierten Spektren die Schrittweite der Energieachse erhöht: während die Datenpunkte der bisher vorgestellten Resultate einen Abstand von 0,5 keV bis 1 keV aufweisen, wird zur übersichtlicheren Darstellung hier ein Abstand von 5 keV gewählt.

Das geringe Mehraufkommen an Ereignissen, das in der ursprünglichen Konfiguration vom Detektor DO3 auf der hochenergetischen Flanke des Peaks registriert wird, ist durch die unzulängliche Exaktheit der Kalibration dieses Sensors zu erklären: die Breite des entsprechenden Peaks wird vergrößert und seine Höhe gleichzeitig, wie im Diagramm ersichtlich, reduziert, sodass die Gesamtzahl der Ereignisse im Vergleich beider Detektoren nahezu konstant ist. Auf Basis dieser Daten kann demnach keine Polarisation der untersuchten Strahlung festgestellt werden. Diese Schlussfolgerung wird zudem durch die Resultate der Messung mit vertauschten Detektoren gestützt, deren Spektren qualitativ den in der ursprünglichen Konfiguration aufgenommenen entsprechen. Eine Abhängigkeit der gestreuten Intensität von der Position der Detektoren ist nicht erkennbar; die insgesamt geringere Intensität nach dem Austausch der Timepix-Chips liegt im Rahmen der während des kompletten Experiments beobachteten Schwankung der Intensität der

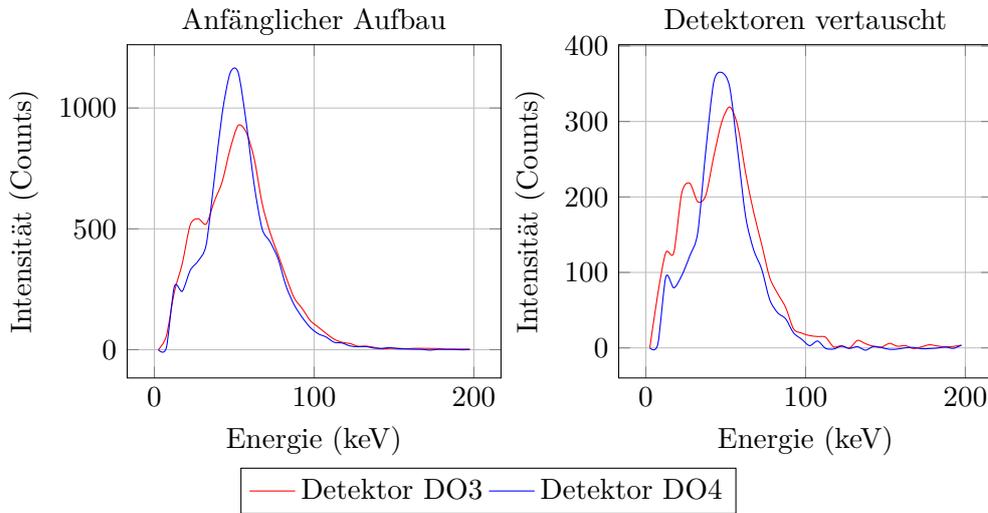


Abbildung 5.8: Timepix-Spektren der an einem PMMA-Target gestreuten Strahlung. In den gezeigten Messreihen wurde auf den Einsatz des Ta-Kollimators verzichtet. Die Ergebnisse der auch hier durchgeführte Kontrollmessung mit vertauschten Detektoren unterscheiden sich qualitativ nicht von den ursprünglich gemessenen, sodass eine Polarisation der untersuchten Strahlung nicht festgestellt werden kann.

vom lasergenerierten Plasma emittierten Strahlung.

Zum Abschluss des Experiments wurde die Polarisation der Laserstrahlung um  $90^\circ$  gedreht. Der elektrische Feldvektor schwang damit nicht mehr wie bei den oben erläuterten Messungen in der durch den Strahl und das Einfallslot definierten Ebene ( $p$ -Polarisation), sondern senkrecht zu dieser ( $s$ -Polarisation). Dies ändert ebenfalls die relative Orientierung der Detektoren zum Polarisationsvektor, ist jedoch eine Maßnahme, die auf die hier vorgestellte Messung beschränkt ist: technische Einschränkungen, etwa die Konfiguration der Undulatoren im Fall der an PETRA III durchgeführten Messungen, legen die jeweils verfügbare Polarisationsrichtung für Experimente wie die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Untersuchungen fest.

Die Resultate dieser Messung sind in Abbildung 5.9 zusammen mit den vor der Drehung der Polarisation gewonnenen Daten dargestellt. Beim Vergleich beider Messreihen muss dabei mit Vorsicht vorgegangen werden, da diese zeitlich nacheinander aufgenommen wurden und bereits die Intensität der einfallenden Strahlung im Verlauf des Experiments stark schwankte. Während die Gesamtzahl der mit dem Detektor DO3 nachgewiesenen Ereignisse jedoch bei  $s$ -Polarisation um ca. 7% unterhalb der für  $p$ -Polarisation gemessenen Anzahl liegt, steigt im Fall von DO4 die Zahl der Ereignisse beim Wechsel der Polarisation um  $\approx 21\%$ . Diese Unterschiedlichkeit der Tendenz ist auch in Abbildung 5.9

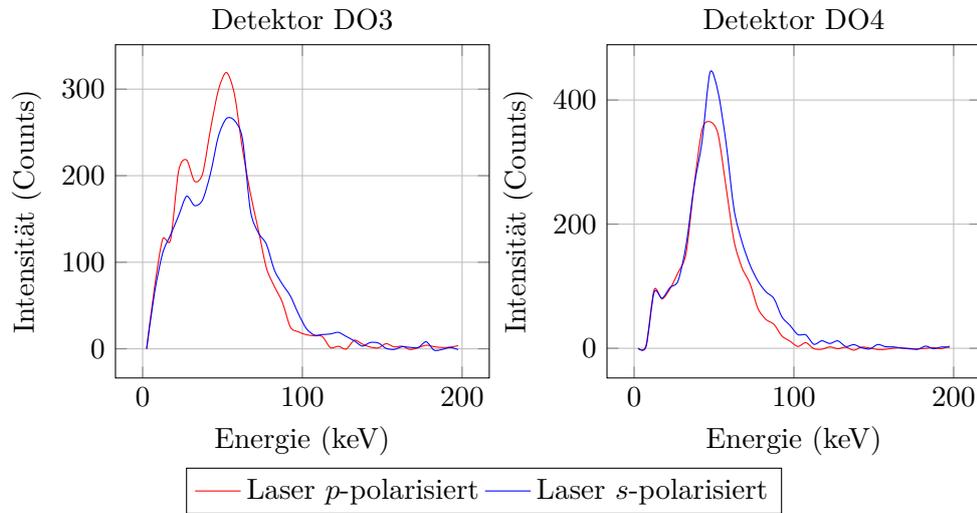


Abbildung 5.9: Vergleich der mit beiden Timepix-Detektoren aufgenommenen Spektren bei  $s$ - und  $p$ -polarisierter Laserstrahlung. Während die von DO3 registrierte Intensität beim Wechsel der Polarisation sinkt, steigt sie im Fall von DO4 an; ein Verhalten, das mit einer geänderten Effizienz der Elektronenerzeugung nicht erklärt werden kann.

sichtbar und lässt sich nicht allein auf die seit der Drehung der Polarisationsrichtung gegebenenfalls veränderte Effizienz der Elektronenerzeugung zurückführen.

Die ursprüngliche Position der Timepix-Detektoren wurde vor dem Wechsel der Polarisation der Laserstrahlung gewechselt und danach bis zum Ende des Experiments beibehalten, sodass den gezeigten Daten keine Messreihe mit vertauschten Sensoren gegenübergestellt werden kann. Dem beobachteten Verhalten mangelt es daher an der Verifikation durch Vergleich von Datensätzen mit  $s$ - bzw.  $p$ -Polarisation und Detektorpositionen, die der anfänglichen Konfiguration entsprechen. Trotzdem können die beschriebenen Ergebnisse zumindest als Hinweis auf einen linear polarisierten Anteil der Strahlung gelten. Das Fehlen einer klaren Änderung beim Austausch der Detektoren (siehe Abbildung 5.8) ist etwa bei einer um  $\approx 45^\circ$  gekippten Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors zu erwarten: Der Polarisationsvektor schneidet dann die Kante, an der sich beide Detektoren berühren, und die auf beide Sensoren entfallende Intensität ist – im Rahmen der Energieauflösung und der durch die Messdauer gegebenen Genauigkeit – identisch. Zur Überprüfung und Präzisierung dieser Ergebnisse sind jedoch weitere Messungen erforderlich.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei segmentierte CdTe-Halbleiterdetektoren mit einer Fläche von  $\approx 2 \text{ cm}^2$  und einer Dicke von 1 mm untersucht. Durch die Kopplung der Sensoren an Auslesechips der Timepix-Familie ergeben sich 65 536 quadratische Pixel mit einer Kantenlänge von 55  $\mu\text{m}$ , bzw. – durch Auslassen jeder zweiten Verbindung zwischen Sensormaterial und Auslesechip – 16 384 Pixel mit einer Kantenlänge von 110  $\mu\text{m}$ . Jedes Pixel verfügt über eine eigene Ausleseelektronik. Im Modus *Time-over-Threshold* ist es prinzipiell möglich, die in jedem Segment des Sensors deponierte Energie zu messen.

Derartige Detektorsysteme können für den energie- und polarisationssensitiven Nachweis harter Röntgenstrahlung, wie sie etwa von lasergenerierten Plasmen emittiert wird, erhebliche Vorteile bieten. Die präzise Untersuchung von Polarisation sowie Energie- und Winkelverteilung dieser Strahlung erlaubt Rückschlüsse auf die Eigenschaften der energiereichen Elektronen des Plasmas. Damit bietet sie ein wichtiges Werkzeug zur Charakterisierung der Laser-Plasma-Wechselwirkung wie auch zur Verifikation theoretischer Modelle dieser Mechanismen.

In der Vergangenheit wurde mit CCD-Systemen bereits eine Vielzahl derartiger röntgenspektroskopischer Messungen durchgeführt. Zur Detektion von Photonen im Energiebereich oberhalb von ca. 15 keV sind Röntgen-CCDs auf Siliziumbasis allerdings nicht länger effizient einsetzbar. Andererseits sind die zum Nachweis hochenergetischer Strahlung oftmals verwendeten, großvolumigen Szintillator- und Germaniumdetektoren aufgrund der zu erwartenden hohen Anzahl von Mehrfachtreffern innerhalb einzelner Segmente nicht zur Einzelphotonenspektroskopie an gepulsten, hochintensiven Röntgenquellen geeignet. Die spektralaufgelöste Charakterisierung laserinduzierter Plasmen erfolgt daher meist über Anordnungen von verschiedenen Filtern vor Image Plates, wobei lediglich eine sehr begrenzte Energieauflösung erreicht werden kann. Demgegenüber verfügen die Timepix-Detektoren einerseits über eine hohe, mit CCD-Sensoren vergleichbare Granularität und damit eine geringe Anfälligkeit für Mehrfachtreffer, während andererseits die Verwendung von Detektormaterialien hoher Kernladungszahl auch bei Photonen mit Energien von einigen 100 keV noch eine signifikante Nachweiswahrscheinlichkeit sicherstellt. Das zum Einsatz kommende Cadmiumtellurid weist im Vergleich mit klassischen, zur Detektion von Röntgenstrahlung verwendeten Halbleitern wie Silizium und Germanium sowohl ein höheres Absorptionsvermögen als auch eine größere Bandlücke auf. Letzteres ermöglicht den Betrieb der Sensoren bei Raumtemperatur, sodass auf die sonst übliche Kühlung, etwa durch Peltierelemente oder flüssigen Stickstoff, verzichtet werden

kann.

Da diese Detektoren erst seit Kurzem verfügbar sind, ist zunächst ihre umfassende Charakterisierung notwendig, um ihre Eignung für spektral- und polarisationsaufgelöste Messungen der von lasergenerierten Plasmen emittierten Röntgenstrahlung zu überprüfen. Die Verlagerung der Generierung des digitalen Messsignals auf die Ebene einzelner Pixel bringt es zudem mit sich, dass für energieaufgelöste Untersuchungen jedes Detektorpixel individuell kalibriert werden muss. Insbesondere clusterbasierte Analysen profitieren von einer solchen pixelweisen Kalibration, da andernfalls zwar eine grobe Schätzung der deponierten Energie aus dem Messsignal abgeleitet werden kann, die zu einzelnen Clustergrößen gehörenden Spektren jedoch im Regelfall gegeneinander verschoben sind. Die Summe der im Absorber deponierten Energie sowie das Spektrum der aufgenommenen Strahlung kann daher nur nach erfolgter Kalibration zufriedenstellend bestimmt werden. Die vorliegende Arbeit stellt die Ergebnisse derartiger Untersuchungen vor; außerdem werden erste Versuche comptonpolarimetrischer Messungen mit diesen Detektoren diskutiert.

Zur Kalibration wurden die Sensoren Photonen bekannter Energie, d. h.  $\gamma$ - und charakteristischer Fluoreszenzstrahlung, ausgesetzt und die Antwortfunktion jedes Pixels aufgezeichnet. Durch die Belichtung mit mehreren Referenzenergien konnte die Kalibrationskurve jedes einzelnen Pixels schließlich abgetastet und die zur mathematischen Beschreibung dieser Kurve nötigen Parameter ermittelt werden. Als Stützstellen der Kalibrationskurven kamen neben den  $\gamma$ -Strahlern  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$  und  $^{152}\text{Eu}$  verschiedene Materialien zum Einsatz, deren  $K_\alpha$ -Fluoreszenzstrahlung bei Energien im Bereich von 5 keV bis 40 keV auftritt. Zur Realisierung dieser Prozedur wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von MATLAB-Programmen und -Klassen erstellt, die die einzelnen Schritte des Vorgehens kompakt zusammenfassen.

Ein Timepix-Sensor mit einer Pixelgröße von  $110 \times 110 \mu\text{m}^2$  konnte auf diese Weise mit einer hohen Genauigkeit kalibriert werden: Die clusterbasierte Auswertung der zur Kalibration verwendeten Aufnahmen liefert bei Summation über alle Clustergrößen ein Spektrum, das die charakteristischen Maxima mit einer relativen Energieauflösung zwischen  $\approx 9\%$  (bei 121 keV) und  $\approx 26\%$  (bei 12 keV) darstellt. Wird das Spektrum nach Clustergrößen aufgeschlüsselt, so zeigt sich, dass die Breite der Peaks mit wachsender Ereignisgröße deutlich zunimmt. Dies wird durch geringe Fehler in der individuellen Kalibration der Pixel verursacht, die bei der Zusammenfassung mehrerer Elemente zu Clustern addiert werden.

Weitere Messungen zeigten, dass eine Erhöhung der Biasspannung von vormals  $-250\text{ V}$  auf  $-450\text{ V}$  die Auflösung des Systems um  $5\%$  bis  $15\%$  verbessert, da dies die Effizienz, mit der die generierten Ladungsträger nachgewiesen werden, steigert und gleichzeitig deren thermische Drift in benachbarte Pixel mindert. Zwar führte die höhere Spannung zunächst zu einem massiven Anstieg der Anzahl verrauschter Pixel, allerdings ließ sich dieser Effekt durch eine Verringerung der Belichtungszeit deutlich reduzieren. Die mit der erhöhten Biasspannung verbundene Zunahme an verrauschten Pixeln ist so, wie

---

auch die beobachtete Verschiebung der Peakposition, nur gering, sodass die Sensoren problemlos bei  $-450\text{ V}$  betrieben werden können. Für die Zukunft ist eine Nachkalibrierung der Chips bei dieser Biasspannung vorgesehen, um den genannten leichten Versatz der Spektren zu korrigieren.

Die Kalibration eines zweiten Timepix-Chips, der der Standardausführung mit Pixeln von  $55 \times 55\ \mu\text{m}^2$  Größe entspricht, erwies sich dagegen als schwierig. Im Bereich von etwa  $50\text{ keV}$  entspricht die Energieresponse für einen Großteil der Pixel nicht der erwarteten Abhängigkeit, sodass die berechnete Kurve das tatsächliche Verhalten des Sensors in diesem Bereich nur unzureichend wiedergibt. Die spektrale Breite der Maxima liegt nach der Kalibration dementsprechend um  $\approx 50\%$  über den Werten, die zuvor für den anderen Detektor angegeben wurden. Dieser Chip eignet sich damit gegenwärtig kaum für den Einsatz in Messungen, die eine energieaufgelöste Erfassung der detektierten Photonen verlangen. Daneben erfordern sämtliche Kalibrations- und Analyseschritte aufgrund der um den Faktor vier höheren Pixelanzahl wesentlich mehr Zeit, ohne dass die entsprechend höhere Auflösung genutzt werden könnte. Zusätzliche, gegebenenfalls zukünftig erworbene Timepix-Sensoren sollten daher die größeren Pixelabmessungen des oben beschriebenen Detektors übernehmen.

In zwei Experimenten am PETRA-III-Ringbeschleuniger des DESY sowie in einer weiteren Messung an einem kHz-Lasersystem der Universität Jena wurden die Detektoren in einem Aufbau eingesetzt, der die Polarimetrie der einfallenden Röntgenstrahlung ermöglicht. Dazu wird die Asymmetrie des Comptonstreuquerschnitts hinsichtlich des Azimutalwinkels ausgenutzt, die zu einer relativen Verringerung der Intensität jener Photonen führt, die in Richtung des Polarisationsvektors gestreut werden. Die Timepix-Sensoren wurden daher senkrecht zueinander um einen zentralen Streukörper angeordnet, sodass sie die unter einem polaren Streuwinkel von ca.  $90^\circ$  gestreuten Photonen aufnehmen und dabei zwei um  $90^\circ$  verschiedene Azimutalwinkel abdecken. Um den Kontrast zwischen beiden Detektoren zu erhöhen, wurde bei einem Teil der gewonnenen Daten zusätzlich ein Plattenkollimator aus Tantal eingesetzt, der den polaren Streuwinkel der Strahlung weiter einschränken sollte.

Die aufgenommenen Daten zeigen zunächst, dass die am Target gestreute Strahlung in typischen Messsituationen über  $90\%$  der nachgewiesenen Intensität ausmacht. Weiter ist zumindest im Fall der Aufnahmen, die mit der hochbrillanten und polarisierten Strahlungsquelle bei DESY gewonnen wurden, ein deutlicher Unterschied zwischen der parallel und senkrecht zum elektrischen Feldvektor detektierten Intensität feststellbar, der auch nach dem Austausch der Detektoren bestehen bleibt und damit nicht auf eventuelle Sensitivitätsunterschiede zwischen beiden Sensoren zurückzuführen sein kann. Es ist daher festzustellen, dass sich der vorgestellte Aufbau prinzipiell zur Polarimetrie energiereicher Röntgenstrahlung eignet. Die Gesamtintensität der gestreuten Strahlung ist dabei umso größer, je höher die Elektronendichte des Streutargets ist.

Wird der Tantal-Kollimator eingesetzt, kommt es zur Ausbildung von Bereichen erhöhter Intensität auf dem Detektor, die der Anordnung der Platten folgen. Die zusätz-

liche Abschwächung von Photonen, deren Streuwinkel außerhalb des Akzeptanzwinkels des Kollimators liegt, ist dabei selbst bei der im Experiment auftretenden Energie von  $\approx 130$  keV noch erheblich. Photonen, die dennoch mit dieser Energie auf den Detektor treffen, müssen daher unter einem Winkel von etwa  $(90 \pm 4)^\circ$  gestreut worden sein. Bei der Einschränkung späterer Analysen auf Ereignisse dieser Energie wird die zugrundeliegende Annahme von exakt im rechten Winkel gestreuten Photonen damit wesentlich besser erfüllt, als dies ohne den Kollimator der Fall wäre. Durch seinen Einsatz konnte der Kontrast, und damit die Messgenauigkeit, zwischen beiden Detektorpositionen um etwa 18 % gesteigert werden. Dies geht allerdings zulasten des vom Polarimetraufbau abgedeckten Raumwinkels, in dem gestreute Photonen nachgewiesen werden können.

Der beschriebene Aufbau zur Comptonpolarimetrie wurde außerdem an einem kHz-Lasersystem des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena eingesetzt. In diesem Experiment wurde durch den Laserpuls auf einem Bandtarget lokal ein Plasma erzeugt. Bei ähnlichen Messungen wurde bereits eine deutliche Vorzugsrichtung der emittierten Elektronen und harten Photonen nachgewiesen, sodass die Annahme gerechtfertigt war, dass auch die in dieser Messung untersuchte Strahlung zumindest teilweise linear polarisiert war. Zwar konnte dies aufgrund der geringen Quellintensität beim bloßen Austausch der Detektoren nicht festgestellt werden, eine Drehung der Polarisationsrichtung des Laserpulses führte allerdings in einem Detektor zur Zu- und im anderen zur Abnahme der nachgewiesenen Intensität. Dies kann zumindest als Hinweis auf einen möglichen Anteil linear polarisierter Strahlung im untersuchten Spektrum gelten. Zur Überprüfung und Präzisierung der Resultate ist daher eine Wiederholung und Erweiterung der durchgeführten Messungen geplant.

## Literatur

- [1] Bahk, S.-W.; Rousseau, P.; Planchon, T. A.; Chvykov, V.; Kalintchenko, G.; Maksimchuk, A.; Mourou, G. A.; Yanovsky, V.: Generation and characterization of the highest laser intensities ( $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$ ). *Opt. Lett.* **29** (2004), S. 2837–2839. DOI: 10.1364/OL.29.002837.
- [2] Hidding, B.; Amthor, K.-U.; Liesfeld, B.; Schwoerer, H.; Karsch, S.; Geissler, M.; Veisz, L.; Schmid, K.; Gallacher, J. G.; Jamison, S. P.; Jaroszynski, D.; Pretzler, G.; Sauerbrey, R.: Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses. *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006), S. 105004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.105004.
- [3] Yanovsky, V.; Chvykov, V.; Kalinchenko, G.; Rousseau, P.; Planchon, T.; Matsuoka, T.; Maksimchuk, A.; Nees, J.; Cheriaux, G.; Mourou, G.; Krushelnick, K.: Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate. *Opt. Express* **16** (2008), S. 2109–2114. DOI: 10.1364/OE.16.002109.
- [4] Wang, X.; Zgadza, R.; Fazel, N.; Li, Z.; Yi, S. A.; Zhang, X.; Henderson, W.; Chang, Y.-Y.; Korzekwa, R.; Tsai, H.-E.; Pai, C.-H.; Quevedo, H.; Dyer, G.; Gaul, E.; Martinez, M.; Bernstein, A. C.; Borger, T.; Spinks, M.; Donovan, M.; Khudik, V.; Shvets, G.; Ditmire, T.; Downer, M. C.: Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV. *Nat. Commun.* **4** (2013). DOI: 10.1038/ncomms2988.
- [5] Solyak, N.; Romanov, G.; Mokhov, N.; Eidelmann, Y.; Tam, W.-M.: Dark Current Model for ILC Main Linac. *Proceedings of EPAC08*. 2008.
- [6] Schnell, M.; Sävert, A.; Uschmann, I.; Reuter, M.; Nicolai, M.; Kämpfer, T.; Landgraf, B.; Jäckel, O.; Jansen, O.; Pukhov, A.; Kaluza, M. C.; Spielmann, C.: Optical control of hard X-ray polarization by electron injection in a laser wakefield accelerator. *Nat. Commun.* **4** (2013). DOI: 10.1038/ncomms3421.
- [7] Jäckel, O.; Polz, J.; Pfoth, S. M.; Schlenvoigt, H.-P.; Schwoerer, H.; Kaluza, M. C.: All-optical measurement of the hot electron sheath driving laser ion acceleration from thin foils. *New J. Phys.* **12** (2010), S. 103027. DOI: 10.1088/1367-2630/12/10/103027.
- [8] U.S. Department of Energy, Hrsg.: *Workshop on Ion Beam Therapy. Summary Report*. 2013.

- [9] Kmetec, J. D.; Gordon, III., C. L.; Macklin, J. J.; Lemoff, B. E.; Brown, G. S.; Harris, S. E.: MeV X-Ray Generation with a Femtosecond Laser. *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992), S. 1527–1530.
- [10] Giulietti, D.; Gizzi, L. A.: X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas. *La Rivista del Nuovo Cimento* **21** (1998), S. 1–93. DOI: 10.1007/BF02874624.
- [11] Gibbon, P.; Förster, E.: Short-pulse laser–plasma interactions. *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** (1996), S. 769–793. DOI: 10.1088/0741-3335/38/6/001.
- [12] Buck, A.; Nicolai, M.; Schmid, K.; Sears, C. M. S.; Sävert, A.; Mikhailova, J. M.; Krausz, F.; Kaluza, M. C.; Veisz, L.: Real-time observation of laser-driven electron acceleration. *Nat. Phys.* **7** (2011), S. 543–548. DOI: 10.1038/nphys1942.
- [13] Fuchs, J.; Malka, G.; Adam, J. C.; Amiranoff, F.; Baton, S. D.; Blanchot, N.; Héron, A.; Laval, G.; Miquel, J. L.; Mora, P.; Pépin, H.; Rousseaux, C.: Dynamics of Sub-picosecond Relativistic Laser Pulse Self-Channeling in an Underdense Preformed Plasma. *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998), S. 1658. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.1658.
- [14] Le Pape, S.; Neumayer, P.; Fortmann, C.; Döppner, T.; Davis, P.; Kritcher, A.; Landen, O.; Glenzer, S.: X-ray radiography and scattering diagnosis of dense shock-compressed matter. *Phys. Plasmas* **17** (2010), S. 056309. DOI: 10.1063/1.3377785.
- [15] Sokollik, T.; Schnürer, M.; Ter-Avetisyan, S.; Nickles, P. V.; Risse, E.; Kalashnikov, M.; Sandner, W.; Priebe, G.; Amin, M.; Toncian, T.; Willi, O.; Andreev, A. A.: Transient electric fields in laser plasmas observed by proton streak deflectometry. *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008), S. 091503. DOI: 10.1063/1.2890057.
- [16] Borghesi, M.; Bulanov, S.; Campbell, D. H.; Clarke, R. J.; Esirkepov, T. Zh.; Galimberti, M.; Gizzi, L. A.; MacKinnon, A. J.; Naumova, N. M.; Pegoraro, F.; Ruhl, H.; Schiavi, A.; Willi, O.: Macroscopic Evidence of Soliton Formation in Multiterawatt Laser-Plasma Interaction. *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002), S. 135002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.135002.
- [17] Schnürer, M.; Kalashnikov, M. P.; Nickles, P. V.; Schlegel, Th.; Sandner, W.; Demchenko, N.; Nolte, R.; Ambrosi, P.: Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas. *Phys. Plasmas* **2** (1995), S. 3106–3110. DOI: 10.1063/1.871142.
- [18] Fullagar, W.; Uhlig, J.; Walczak, M.; Canton, S.; Sundström, V.: The use and characterization of a backilluminated charge-coupled device in investigations of pulsed x-ray and radiation sources. *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008), S. 103302. DOI: 10.1063/1.3000003.
- [19] Falus, P.; Borthwick, M. A.; Mochrie, S. G. J.: Fast CCD camera for x-ray photon correlation spectroscopy and time-resolved x-ray scattering and imaging. *Rev. Sci. Instrum.* **75** (2004), S. 4383–4400. DOI: 10.1063/1.1808913.

- 
- [20] Zamponi, F.; Kämpfer, T.; Morak, A.; Uschmann, I.; Förster, E.: Characterization of a deep depletion, back-illuminated charge-coupled device in the x-ray range. *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005), S. 116101. DOI: 10.1063/1.2093767.
- [21] Maddox, B. R.; Park, H. S.; Remington, B. A.; Izumi, N.; Chen, S.; Chen, C.; Kimminau, G.; Ali, Z.; Haugh, M. J.; Ma, Q.: High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates. *Rev. Sci. Instrum.* **82** (2011), S. 023111. DOI: 10.1063/1.3531979.
- [22] R.H.H. Scott, R. H. H.; Clark, E. L.; Pérez, F.; Streeter, M. J. V.; Davies, J. R.; Schlenvoigt, H.-P.; Santos, J. J.; Hulin, S.; Lancaster, K. L.; Baton, S. D.; Rose, S. J.; Norreys, P. A.: Measuring fast electron spectra and laser absorption in relativistic laser-solid interactions using differential bremsstrahlung photon detectors. 2013. URL: <http://arxiv.org/pdf/1304.8051v2>. Noch nicht veröffentlicht.
- [23] Ta Phuoc, K.; Corde, S.; Thauray, C.; Malka, V.; Tafzi, A.; Goddet, J. P.; Shah, R. C.; Sebban, S.; Rousse, A.: All-optical Compton gamma-ray source. *Nat. Photon.* **6** (12), S. 308–311. DOI: 10.1038/nphoton.2012.82.
- [24] Cipiccia, S.; Islam, M. R.; Ersfeld, B.; Shanks, R. P.; Brunetti, E.; Vieux, G.; Yang, X.; Issac, R. C.; Wiggins, S. M.; Welsh, G. H.; Anania, M.-P.; Maneuski, D.; Montgomery, R.; Smith, G.; Hoek, M.; Hamilton, D. J.; Lemos, N. R. C.; Symes, D.; Rajeev, P. P.; Shea, V. O.; Dias, J. M.; Jaroszynski, D. A.: Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake. *Nat. Phys.* **7** (2011), S. 867–871. DOI: 10.1038/nphys2090.
- [25] Campbell, M.; Heijne, E. H. M.; Meddeler, G.; Pernigotti, E.; Snoeys, W.: A readout chip for a  $64 \times 64$  pixel matrix with 15-bit single photon counting. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** (1998), S. 751–753. DOI: 10.1109/23.682629.
- [26] Ballabriga, R.; Campbell, M.; Heijne, E.; Llopart, X.; Tlustos, L.; Wong, W.: Medipix3: A 64 k pixel detector readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. *Nucl. Instr. and Meth. A* **633** (2011), S15–S18. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.108.
- [27] Llopart, X.; Ballabriga, R.; Campbell, M.; Tlustos, L.; Wong, W.: Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nucl. Instr. and Meth. A* **581** (2007), S. 485–494. DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.079.
- [28] Vallerga, J.; Raffanti, R.; Tremsin, A.; McPhate, J.; Siegmund, O.: MCP detector read out with a bare quad Timepix at kilohertz frame rates. *JINST* **6** (2011), S. C01049. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/C01049.

- [29] Martišíková, M.; Jakúbek, J.; Granja, C.; Hartmann, B.; Opálka, L.; Pospíšil, S.; Jäkel, O.: Measurement of secondary radiation during ion beam therapy with the pixel detector Timepix. *JINST* **6** (2011), S. C11014. DOI: 10.1088/1748-0221/6/11/C11014.
- [30] Reinhardt, S.; Granja, C.; Krejci, F.; Assmann, W.: Test of pixel detectors for laser-driven accelerated particle beams. *JINST* **6** (2011), S. C12030. DOI: 10.1088/1748-0221/6/12/C12030.
- [31] Born, M.; Wolf, E.: *Principles of Optics*. Fourth edition. Oxford: Pergamon Press, 1970.
- [32] Leo, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Second Revised Edition. Berlin: Springer, 1994. ISBN: 0-387-57280-5.
- [33] *NIST-XCOM-Datenbank*. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (besucht am 28.06.2013).
- [34] Davisson, C. M.: Interaction of  $\gamma$  Radiation with Matter. *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*. Hrsg. von Siegbahn, K. Amsterdam: North-Holland, 1955.
- [35] Kissel, L.; Pratt, R. H.; Roy, S. C.: Rayleigh scattering by neutral atoms, 100 eV to 10 MeV. *Phys. Rev. A* **22** (1980), S. 1970–2004. DOI: 10.1103/PhysRevA.22.1970.
- [36] Klein, O.; Nishina, Y.: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z. Phys.* **52** (1929), S. 853–868. DOI: 10.1007/BF01366453.
- [37] Currat, R.; DeCicco, P. D.; Weiss, R. J.: Impulse Approximation in Compton Scattering. *Phys. Rev. B* **4** (1971), S. 4256–4261. DOI: 10.1103/PhysRevB.4.4256.
- [38] Biggs, F.; Mendelsohn, L. B.; Mann, J. B.: Hartree-Fock Compton profiles for the elements. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **16** (1975), S. 201–309. DOI: 10.1016/0092-640X(75)90030-3.
- [39] Del Sordo, S.; Abbene, L.; Caroli, E.; Mancini, A. M.; Zappettini, A.; Ubertini, P.: Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications. *Sensors* **9** (2009), S. 3491–3526. DOI: 10.3390/s90503491.
- [40] Takahashi, T.; Watanabe, S.: Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48** (2001), S. 950–959. DOI: 10.1109/23.958705.
- [41] Llopart, X.; Campbell, M.; Dinapoli, R.; San Segundo, D.; Pernigotti, E.: Medipix2: A 64-k pixel readout chip with 55- $\mu\text{m}$  square elements working in single photon counting mode. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (2002), S. 2279–2283. DOI: 10.1109/TNS.2002.803788.
- [42] *The Medipix Home Page*. URL: <https://medipix.web.cern.ch/medipix/index.php> (besucht am 01.07.2013).

- 
- [43] *FMF – Freiburger Materialforschungszentrum*. URL: <https://www.fmf.uni-freiburg.de> (besucht am 01.07.2013).
- [44] Hahn, C.: *Charakterisierung ortsauflösender Halbleiterdetektoren für harte Röntgenstrahlung*. Bachelorarbeit. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2011.
- [45] *Pixelman Home Page*. URL: <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/index.html> (besucht am 01.07.2013).
- [46] Jakůbek, J.: Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. *Nucl. Instr. and Meth. A* **633** (2011), S262–S266. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.183.
- [47] Greiffenberg, D.; Fauler, A.; Zwerger, A.; Fiederle, M.: Energy resolution and transport properties of CdTe-Timepix-Assemblies. *JINST* **6** (2011), S. C01058. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/C01058.
- [48] Weber, G.: *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen*. Dissertation. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.
- [49] Center for X-Ray Optics and Advanced Light Source: *X-Ray Data Booklet*. Third Edition. Berkeley: Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
- [50] *Table of Isotopes decay data*. URL: <http://ie.lbl.gov/toi/nucSearch.asp> (besucht am 22.07.2013).
- [51] *MATLAB Release 2010b*. The MathWorks, Inc., Natick, Massachusetts, United States.
- [52] Savitzky, A.; Golay, M. J. E.: Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. *Anal. Chem.* **36** (1964), S. 1627–1639. DOI: 10.1021/ac60214a047.
- [53] Spieler, H.: *Semiconductor Detector Systems*. Oxford: Oxford University Press, 2009. ISBN: 978-0-19-852784-8.
- [54] *KEK Radiation Science Center: Electron Gamma Shower (EGS) Monte Carlo Radiation Transport Code*. URL: <http://rcwww.kek.jp/research/egs/> (besucht am 04.09.2013).
- [55] Chen, L. M.; Zhang, J.; Li, Y. T.; Teng, H.; Liang, T. J.; Sheng, Z. M.; Dong, Q. L.; Zhao, L. Z.; Wei, Z. Y.; Tang, X. W.: Effects of Laser Polarization on Jet Emission of Fast Electrons in Femtosecond-Laser Plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), S. 225001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.225001.
- [56] Cai, D. F.; Gu, Y. Q.; Zheng, Z. J.; Wen, T. S.; Chunyu, S. T.; Wang, Z. B.; Yang, X. D.: Experimental study for angular distribution of the hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets. *Phys. Plasmas* **10** (2003), S. 3265–3269. DOI: 10.1063/1.1587709.

- [57] Schwoerer, H.; Gibbon, P.; Düsterer, S.; Behrens, R.; Ziener, C.; Reich, C.; Saubrey, R.: keV X Rays and Photoneutrons from Femtosecond Laser-Produced Plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001), S. 2317–2320. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.2317.
- [58] Sheng, Z.-M.; Sentoku, Y.; Mima, K.; Zhang, J.; Yu, W.; Meyer-ter-Vehn, J.: Angular Distributions of Fast Electrons, Ions, and Bremsstrahlung x/ $\gamma$ -Rays in Intense Laser Interaction with Solid Targets. *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), S. 5340–5343. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.5340.
- [59] Abramowitz, M.; Stegun, I. A.: *Handbook of Mathematical Functions*. Ninth Printing. New York: Dover, 1972. ISBN: 0-486-61272-4.
- [60] *Medipix in IEAP, CVUT Prag*. URL: <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/> (besucht am 01.07.2013).
- [61] Landgraf, B.; Schnell, M.; Sävert, A.; Kaluza, M. C.; Spielmann, C.: High resolution 3D gas-jet characterization. *Rev. Sci. Instr.* **82** (2011), S. 083106. DOI: 10.1063/1.3624694.
- [62] *MATLAB Documentation*. URL: <https://www.mathworks.com/help/matlab/> (besucht am 29.08.2013).
- [63] Georgii, H.-O.: *Stochastik*. 4. Auflage. Berlin: Walter de Gruyter, 2009. ISBN: 3-11-021526-7.
- [64] Gorry, P. A.: General least-squares smoothing and differentiation by the convolution (Savitzky-Golay) method. *Anal. Chem.* **62** (1990), S. 570–573. DOI: 10.1021/ac00205a007.
- [65] Ralston, A.; Rabinowitz, P.: *A First Course in Numerical Analysis*. Second Edition. New York: Dover, 2001. ISBN: 0-486-41454-6.
- [66] *University of Edinburgh, School of Informatics: Computer Vision IT412*. URL: [http://homepages.inf.ed.ac.uk/rbf/CVonline/LOCAL\\_COPIES/OWENS/LECT2/](http://homepages.inf.ed.ac.uk/rbf/CVonline/LOCAL_COPIES/OWENS/LECT2/) (besucht am 01.09.2013).

# A Anhang

## A.1 Die MATLAB-Klasse `TpxCal`

Die Klasse `TpxCal` wurde als Rahmenwerk für Algorithmen programmiert, die zur Kalibration von Timepix-Detektoren notwendig sind. Sie basiert auf der MATLAB-Klasse `hgsetget`, die ihrerseits Objekte als sogenannte `handles` implementiert, vergleichbar mit aus Programmiersprachen wie C bekannten Pointern. So erlaubt sie eine platz- und zeitsparende Manipulation der zugeordneten Daten, die über ihre Speicheradresse identifiziert werden. Die Mehrzahl der Kopiervorgänge, etwa beim Aufruf von Funktionen, entfällt damit.

Grundlegende Erläuterungen zur objektorientierten Programmierung mit MATLAB sind beispielsweise unter [62] zu finden. Prinzipiell deklariert jede Klasse einen Satz von Datenfeldern, die als Eigenschaften oder *properties* bezeichnet werden, sowie zugehörige Funktionen („Methoden“) zur Verarbeitung dieser Eigenschaften und ihrer Modifikation. Die Eigenschaften der Klasse `TpxCal` sind in Tabelle A.1 mit kurzen Erläuterungen zusammengestellt.

Die mit der Klasse implementierten Methoden gliedern sich im Wesentlichen in zwei Gruppen: *Setter*-Funktionen, die die korrekte Belegung der Felder sicherstellen, und Manipulatoren, durch die die eigentlichen Kalibrationsschritte implementiert sind.

### **Setter-Methoden**

Die *Setter*-Methoden `set.PeakPos`, `set.PeakWid`, `set.Weight`, `setenergy`, `setcaldata` und `adddata` erlauben die Initialisierung und Modifikation der dem Objekt zugeordneten Daten. Dabei werden allerdings bestimmte Bedingungen, etwa hinsichtlich dem Datentyp der zu setzenden Felder sowie deren Dimensionen, überprüft und die Modifikation gegebenenfalls abgebrochen. So ist es etwa nicht möglich, einem Objekt mit der gespeicherten Linienanzahl `NumEn= 10` ein Gewichtungsfeld mit für zwölf Linien zuzuweisen. Stattdessen muss das Objekt zunächst mittels der Methode `adddata` auf die zusätzlichen Datensätze vorbereitet werden; dadurch werden auch die übrigen Felder entsprechend erweitert.

Zusätzlich existieren die Methoden `moddata` und `removedata`, die gespeicherte Pfade ändern oder die mit einer gegebenen Linie assoziierten Daten vollständig aus dem Objekt entfernen. Als Abkömmling der MATLAB-internen `handles`-Klasse hat `TpxCal` die Eigenschaft, dass alle Funktionen direkt auf den im Objekt gespeicherten Daten operie-

Eigenschaft	Beschreibung
PxSpecDir	Listet die Pfade der Ordner im Dateisystem auf, in denen die Dateien zu finden sind, die die Einzelpixel-Spektren enthalten
XSize, YSize	Dimensionen des Chips, d. h. Anzahl der Pixel pro Zeile und Spalte
En	Listet die den einzelnen Linien entsprechenden Energien auf
NumEn	Gibt die Anzahl gespeicherter Linien an. Dient als Kontrollgröße für die korrekte Länge der Felder PxSpecDir, En, PeakPos, PeakWid und Weight
PeakPos	Dreidimensionales Feld der Größe $XSize \times YSize \times NumEn$ , das für jede gespeicherte Energie eine Matrix aufnimmt, die die Position des charakteristischen Maximums im entsprechenden Spektrum jedes Pixels angibt
PeakWid	Analog zu PeakPos, allerdings wird jeweils die Breite des charakteristischen Maximums gespeichert
Weight	Dreidimensionales Feld der Größe $XSize \times YSize \times NumEn$ , das für jedes Pixel die Gewichtung der einzelnen Linien für die Berechnung der Kalibrationskurve angibt. Standardmäßig ist das die Anzahl an Ereignissen, die im jeweiligen Spektrum auftreten.
CalFactor, CalOffset, CalSqFactor, CalSqOffset	Nimmt Matrizen von der Größe $XSize \times YSize$ auf, die für jedes Pixel die Parameter $CF$ , $CO$ , $CSQF$ und $CSQO$ der entsprechenden Kalibrationskurve enthalten (siehe Gleichung 4.5)

Tabelle A.1: Eigenschaften der MATLAB-Klasse TpxCal

ren. In den meisten Fällen steht das Ergebnis daher auch zur Verfügung, wenn es nicht in eine Rückgabewariable geschrieben wird.

*TpxCal* verfügt weiterhin über die Hilfsmethode `copy`, da der *handles*-orientierte Ansatz der Implementierung das von MATLAB bekannte Kopieren durch einfaches Zuweisen wie in `a=42; b=a;` stört. Stattdessen werden lediglich die Speicheradressen des Objekts kopiert, sodass jede Modifikation der Daten der Kopie stets auch die Daten des Originals ändert. Die Methode `copy` kopiert daher die tatsächlichen Daten in eine neue Instanz: `a=TpxCal; b=a.copy` erzeugt zwei unabhängig voneinander modifizierbare Objekte.

## Manipulatoren

In die Klasse der Manipulatoren fallen die Methoden `getpxspec`, `findpeakpos` und `calibrate` sowie ferner die Funktionen `verifypeak`, `showpeakpos` und `showcal`, die hauptsächlich zur Betrachtung der Daten durch den Benutzer dienen. Auf sie wird wegen ihrer grundsätzlichen Bedeutung für die Kalibration der Timepix-Sensoren genauer eingegangen:

- `pxspec = getpxspec(n, settings, verbose)`

Diese Funktion erzeugt die Einzelpixel-Spektren eines gegebenen Datensatzes, legt diese in mehreren Dateien in dessen Verzeichnis ab und speichert dieses Verzeichnis als `n`-te Linie im Objekt. Die Parameter dieses Prozesses, etwa das zulässige Rauschniveau eines Pixels, die Abszisse der Spektren und Einstellungen zur Erkennung eventueller Escape-Ereignisse werden durch das Argument `settings` vorgegeben. Dabei kann es sich entweder um eine MATLAB-Struktur mit entsprechend bezeichneten Feldern oder um den Pfad zu einer Initialisierungsdatei handeln. Wird das Argument `verbose` weggelassen oder mit `0` übergeben, so gibt die Routine lediglich Warn- und Fehlermeldungen aus; andernfalls wird der Benutzer auf der Kommandozeile über den Fortschritt der Operation informiert.

Sofern eine Ausgabevariable angegeben wird, enthält diese nach dem Abschluss ein dreidimensionales Feld, indem die Spektren der einzelnen Pixel entlang der ersten zwei Dimensionen angeordnet sind und sich jeweils in die dritte Dimension erstrecken.

- `[pos, wid, weight, emptyspec, probspec] = findpeakpos(n, settings)`

Der Großteil des Kalibrationsalgorithmus ist in dieser Funktion untergebracht. Kontrolliert durch den Parameter `settings`, der wiederum eine Struktur oder ein Dateipfad sein kann, wird für jedes Pixel im zur `n`-ten Linie gehörenden Datensatz das charakteristische Maximum lokalisiert. Dessen Position und Breite sowie der Umfang des Spektrums werden in den Feldern `PeakPos`, `PeakWid` und `Weight` gespeichert und außerdem auf Wunsch an die Ausgabevariablen zurückgegeben.

Im Rahmen der Routine werden die einzelnen Spektren zunächst geglättet und danach im Rahmen der durch `settings` gewählten Grenzen das Maximum lokalisiert. Schlägt dies fehl, wird das dem Pixel entsprechende Element der logischen Matrix `probspec` auf `TRUE` gesetzt; im Gegensatz dazu weist die Matrix `emptyspec` an der Position leerer Pixel den Wert `TRUE` auf. Damit ist es möglich, die Einstellungen für einen zweiten, korrigierenden Durchlauf zu ändern und danach nur die Ergebnisse für jene Pixel zu überschreiben, deren Resultate im ersten Versuch unbefriedigend waren.

Der in Abschnitt 4.2.2 erläuterte Algorithmus zur Glättung der Spektren der Einzelpixel-Ereignisse basiert auf der Faltung der Rohdaten  $f(x)$  mit einem nahezu beliebigen Faltungskern  $(a_k)$  (s. Gleichung 4.2):

$$\tilde{f}(x) = \sum_{k=-m}^m a_k f(x_k). \quad (\text{A.1})$$

Im Falle des simplen Verfahrens eines gleitenden Mittelwertes sind sämtliche Koeffizienten  $a_k = \frac{1}{2m+1}$  identisch. Allerdings führt dieser Ansatz oftmals zu einer Verringerung der Peakamplitude. Tatsächlich lässt sich im gleichen Rahmen jedoch auch ein *Least-Squares*-Filter implementieren, wie er ursprünglich von Savitzky und Golay dargestellt wurde [52].

Ein solcher Filter fasst das Konzept der „besten Glättung“ mathematisch als Minimierungsproblem auf und ermittelt den Wert  $\tilde{f}(x)$  auf Basis eines polynomiellen Fits der Daten  $(y_{-k}, \dots, y_k)$ . Der Grad  $N$  des verwendeten Polynoms ist zunächst beliebig, muss allerdings kleiner als die Fensterbreite  $2m + 1$  sein, da der Satz möglicher Koeffizienten andernfalls unterbestimmt ist. Ziel ist es, einen Satz von Koeffizienten  $(q_n)$  so zu bestimmen, dass das Polynom

$$p(k) = q_0 + q_1 k + q_2 k^2 + \dots + q_N k^N = \sum_{n=0}^N q_n k^n \quad (\text{A.2})$$

die Werte  $(y_{-k}, \dots, y_k)$  möglichst gut approximiert, d. h., dass die quadratische Abweichung der Funktionswerte von den Messwerten minimal wird:

$$\frac{\partial}{\partial q_n} \left[ \sum_{k=-m}^m (p(k) - y_k)^2 \right] = 0 \quad \forall n = 0, \dots, N. \quad (\text{A.3})$$

Der Wert der geglätteten Daten am jeweils betrachteten Punkt ist dann durch  $\tilde{f}(x) = p(k = 0)$  gegeben, sodass zunächst nur der Koeffizient  $q_0$  von Interesse ist. Nach längerer Rechnung [52] kann

$$\tilde{f}(x_0) = p(0) = \sum_{k=-m}^m h_k y_k \quad (\text{A.4})$$

geschrieben werden. Die Koeffizienten  $h_k$  lassen sich algebraisch berechnen und wurden von Savitzky und Golay für einige Kombinationen  $(N; 2m + 1)$  in ihrer ursprünglichen Arbeit angegeben. Tatsächlich handelt es sich bei der Fragestellung um ein Problem der linearen Optimierung, das mithilfe von MATLABs fortschrittlichen Matrizen-Operationen leicht lösbar ist [63]. Ein Vergleich mit Gleichung 4.2 zeigt die Identität  $a_k = h_k$ , sodass es zur Realisierung dieses Verfahrens genügt, den Koeffizientensatz  $(h_k)$  einmal zu berechnen<sup>1</sup>; er stellt den gesuchten Faltungskern dar.

Ein bislang außer Acht gelassener Aspekt der Glättung ist die Behandlung von Punkten am Rand des jeweiligen Datensatzes, für die nicht alle Glieder der Summe 4.2 existieren. Die naheliegende Lösung, diesen Teil der Daten zu ignorieren bzw. lediglich für die Glättung der „regulären“ Messpunkte zu verwenden und im Resultat  $\tilde{f}(x)$  null zu setzen, wird als unbefriedigend angesehen, zumal wiederholte Anwendung des Glättungsalgorithmus die Bereiche derart unterdrückter Stellen jeweils um  $m$  Werte erweitert. Sie ist daher im Programmcode der MATLAB-Routinen zwar angelegt, kann jedoch nur durch Änderungen an hartkodierten Funktionsaufrufen aktiviert werden. Weiterhin ist es zwar prinzipiell möglich, das oben dargelegte Vorgehen bei einem gegebenen Zentrum  $x_0$  auf beliebige Werte aus  $[x_{-k}; x_k]$  auszudehnen, allerdings wäre es dazu nötig, für jede der  $2m + 1$  Stellen einen eigenen Satz von  $2m + 1$  Koeffizienten zu errechnen. Die von Savitzky und Golay verwendete Methode, die sich ergebenden Gleichungssysteme direkt zu lösen, erweist sich dann mit zunehmender Fensterbreite als unpraktikabel.

Der tatsächlich implementierte Algorithmus weicht zur Ermittlung dieser Werte daher vom oben erläuterten Verfahren ab und verwendet keine Entwicklung in eine einfache Potenzreihe, sondern stützt sich stattdessen auf die Menge der *Gram-Polynome* [64]. Diese Klasse orthogonaler Polynome ist durch

$$P_n^m(x) = \sum_{j=0}^n \frac{(-1)^{j+n} (j+n)^{(2j)}}{(j!)^2 (2m)^{(j)}} (m+x)^{(j)} \quad (\text{A.5})$$

definiert, wobei  $P_n^m(x)$  der Wert des Gram-Polynoms  $n$ -ter Ordnung über  $2m + 1$  Punkte an der Stelle  $x$  ist, während

$$a^{(b)} = a \cdot (a-1) \cdot \dots \cdot (a-b+1), \quad a^{(0)} = 1, \quad (\text{A.6})$$

eine Form der bekannten Fakultät darstellt. Das Ersetzen von  $p(k)$  in Gleichung A.3 durch eine Linearkombination dieser Polynome mit unbekanntem Koeffizienten

---

<sup>1</sup>Der Wert jedes Koeffizienten  $h_k$  hängt selbstverständlich auch vom gewählten Grad des Polynoms ab. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde jedoch auf die Einführung eines zusätzlichen Index  $N$  verzichtet.

$(q_n)$ ,

$$\tilde{p}(x) = \sum_{k=0}^N q_n P_n^m(x), \quad (\text{A.7})$$

liefert aufgrund der Orthogonalität der  $P_n^m$   $N + 1$  nicht verschränkte Gleichungen für die  $q_n$  [65]. Nach Einsetzen in A.7 ergibt sich

$$\tilde{p}(x) = \sum_{k=-m}^m \sum_{n=0}^N \frac{(2n+1)(2m)^{(n)}}{(2m+n+1)^{(n+1)}} P_n^m(k) P_n^m(x) y_k, \quad (\text{A.8})$$

eine Gleichung von der Form 4.2; die dort auftretenden Koeffizienten  $a_k$  sind in A.8 blau hervorgehoben. Im Unterschied zu Gleichung A.4 gilt diese jedoch für sämtliche Punkte des aktuellen Fensters. Der mit der Berechnung der Gram-Polynome verbundene zusätzliche Rechenaufwand macht die Verwendung dieser Methode für alle Punkte eines Datensatzes allerdings unattraktiv, sodass die tatsächliche Glättung nach dem *Least-Squares*-Verfahren eine Mischung aus dem oben erläuterten Ansatz einfacher Potenzen und der Entwicklung nach Gram-Polynomen darstellt. Über den Parameter `FitSmoothAddArg` lässt sich der Grad der verwendeten Polynome wählen; man sieht leicht, dass  $x$  auch im Gram-Polynom  $P_n^m$  höchstens in der  $n$ -ten Potenz auftritt.

- [`calfactor`, `caloffset`, `calsqfactor`, `calsqoffset`] = `calibrate`

Die abschließende Berechnung der Kalibrationsparameter wird durch diese Funktion übernommen. Sie entnimmt dem Objekt für jedes Pixel den Satz der Peakpositionen sowie der zugehörigen Gewichte, entfernt Energien, für die kein (korrektes) Maximum lokalisiert werden konnte, und passt eine Kurve vom in Gleichung 3.1 gegebenen Typ an diese Daten an.

Die Felder der Kalibrationsparameter werden am Ende der Routine im Objekt gespeichert und gegebenenfalls in die Ausgabevariablen geschrieben. Zusätzlich wird der Benutzer auf der Kommandozeile über die Anzahl an Pixeln informiert, für die keine Kalibrationskurve berechnet werden konnte. Im Normalfall handelt es sich bei diesen Pixeln um verrauschte oder tote Elemente, die bei einer späteren Analyse ebenfalls maskiert werden.

- [`binframe`, `pos`] = `verifypeak(n, TH, Type, DoCal)`

Diese Funktion kann zur Veranschaulichung der Homogenität des Sensors genutzt werden. Die logische Matrix `binframe` weist dabei für alle Pixel den Wert `TRUE` auf, bei denen die Position des zur  $n$ -ten Linie gehörigen Maximums außergewöhnlich stark vom sensorweiten Mittelwert dieser Positionen abweicht. Falls `Type` die Zeichenkette `'abs'` ist, wird die im Argument `TH` übergebene Zahl ohne weitere Behandlung als maximal zulässige Abweichung verstanden; im Fall von `Type=='rel'`

wird stattdessen das TH-fache der empirischen Standardabweichung der Positionen als Grenze herangezogen.

Sobald im Objekt ein Satz Kalibrationsdaten gespeichert ist, kann die Korrektheit der Kalibration durch die Übergabe von `DoCal=1` überprüft werden. Für den `n`-ten Datensatz werden die Positionen der Maxima nach der Kalibration berechnet und Ausreißer in analoger Weise im Feld `binframe` markiert.

- `[calfit, cts, px] = showcal(xidx, yidx)`

Bei Aufruf dieser Methode wird die ermittelte Kalibrationskurve für die Pixel (`xidx;yidx`) dem Benutzer zusammen mit den jeweils verwendeten Stützstellen angezeigt. Als Argumente können dabei auch Vektoren übergeben werden, deren Elemente paarweise als Pixelkoordinaten aufgefasst und die entsprechenden Kurven angezeigt werden.

Ein alternativer Aufruf erwartet lediglich eine einzelne Zahl und wählt eine entsprechende Anzahl zufälliger Pixel für die Anzeige aus. Die dargestellten Kurven werden zusammen mit den Vektoren der Stützstellen und der Liste der gewählten Pixel in den Ausgabevariablen `calfit`, `cts` und `px` gespeichert.

- `[spec, peakpos, px] = showpeakpos(n, DoCal, settings, xidx, yidx)`

Das Einzelpixel-Spektrum zur `n`-ten Energie für das Pixel (`xidx;yidx`) wird durch diese Funktion angezeigt; die bei `showcal()` angegebenen Optionen für die Angabe der Pixel gelten hier analog. Der Parameter `DoCal` bestimmt, ob das Spektrum kalibriert dargestellt wird oder nicht, während vom Standardwert abweichende Abszissen-einstellungen durch Angabe einer Konfigurationsdatei im Argument `settings` angegeben werden können.

Die Spektren sowie eine Liste der Positionen werden zusammen mit dem Satz der ausgewählten Pixel bei Bedarf in Rückgabeveriablen geschrieben.

## A.2 Die MATLAB-Klasse *TpxFrame*

Um die Handhabung der Timepix-Aufnahmen zu erleichtern und die schnelle Implementierung häufig genutzter Routinen zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die MATLAB-Klasse *TpxFrame* geschrieben. Wie die übrigen hier vorgestellten Klassen auch, basiert sie auf der nativen *handles*-Klasse, die anstelle der oftmals umfangreichen Daten lediglich deren Adressen im Hauptspeicher des Computers verwaltet. Die dadurch notwendige Dereferenzierung beim Zugriff auf diese Daten wird von der MATLAB-Umgebung automatisch durchgeführt.

Der Konstruktor der Klasse erzeugt auf Basis eines bestehenden zwei- oder dreidimensionalen Feldes eine Instanz, alternativ kann auch der Pfad zu einer Timepix-Aufnahme

Eigenschaft	Beschreibung
<code>Frame</code>	Dreidimensionales Feld der Größe <code>XSize×YSize×NFrames</code> , das die eigentlichen Daten der Aufnahmen enthält
<code>Evts</code>	Als leer initialisiertes Feld, das die in den einzelnen Subframes registrierten Ereignisse als Vektor von <code>TpxEvts</code> -Objekten (siehe Abschnitt A.3) aufnimmt
<code>SinglePxEvts</code>	Als leer initialisiertes Feld, das die in den Subframes registrierten Einzelpixel-Ereignisse aufnimmt. Von <code>Evts</code> getrennt, da die Lokalisierung von Einzelpixel-Ereignissen durch eine spezialisierte Routine und nicht durch den im Fall von <code>Evts</code> genutzten generalisierten Algorithmus erfolgt
<code>XSize, YSize</code>	Dimensionen des Chips, d. h. Anzahl der Pixel pro Zeile und Spalte
<code>NFrames</code>	Gibt die Anzahl der im Objekt enthaltenen Einzelaufnahmen an
<code>DscData</code>	Sofern eine entsprechende dsc-Datei gefunden wird, enthält dieses Feld ein Feld von MATLAB-Strukturen, in denen Metadaten zu den einzelnen Subaufnahmen gespeichert sind. Diese umfassen u. a. die Aufnahmezeit sowie ausgewählte DAC-Einstellungen.

Tabelle A.2: Eigenschaften der MATLAB-Klasse `TpxFrame`. Felder in kursiver Schrift sind nicht direkt modifizierbar, sondern werden bei Änderungen der übrigen Eigenschaften automatisch angepasst.

angegeben werden. Im letzteren Fall prüft die Funktion zudem standardmäßig das Vorhandensein einer dsc-Datei, die von *Pixelman* bei der Aufnahme angelegt wird und einige Metadaten, unter anderem die Aufnahmedauer und die gewählten DAC-Einstellungen, enthält, und stellt einen Teil der dort enthaltenen Informationen im generierten Objekt zur Verfügung. Die Größe des Chips muss dabei im Regelfall mit angegeben werden, da diese Information weder in der dsc-Datei zu finden ist noch aus den Originaldaten ablesbar ist; diese sind typischerweise lediglich eine Auflistung der getroffenen Pixel mit ihrem Ausgabesignal. Fehlt diese Angabe, so wird eine Größe von  $256 \times 256$  angenommen. Die Eigenschaften der Klasse sind in Tabelle A.2 zusammen mit einer kurzen Erläuterung angegeben.

Während die Felder `Frame`, `Evts` und `SinglePxEvts` nahezu frei editierbar sind –

die entsprechenden Funktionen prüfen lediglich den Datentyp und im Fall von `Frame` die korrekte Größe der neuen Werte –, ist die Änderung der Chipdimensionen nur bei leeren Objekten und die Modifikation der Metadaten `DscData` unter keinen Umständen möglich.

Aus den im Feld `Frame` gespeicherten Daten der Aufnahme können mittels der Methoden `findevts` und `findsinglepxevts` die Ereignisse extrahiert werden; die Ergebnisse sind Instanzen der Klasse `TpxEvts` (siehe Anhang A.3) und werden als `Evts` und `SinglePxEvts` im `TpxFrame`-Objekt gespeichert. Die gesonderte Implementierung eines Algorithmus zur Identifikation von Einzelpixel-Ereignissen ermöglicht dabei eine Beschleunigung des Prozesses um den Faktor vier bis fünf. Beide Methoden bilden die Kernfunktionalität der Klasse und werden zusammen mit einigen weiteren Funktionen im Folgenden näher erläutert. Die mit der Klasse verbundenen Programme sind zudem ausführlich im Quellcode kommentiert. Da die Klasse ein Derivat der `MATLABhandles`-Klasse ist, manipulieren alle Funktionen direkt die im Objekt gespeicherten Daten. Die Angabe von Rückgabewerten ist damit in nahezu allen Fällen optional.

- `evts = findevts(n, conn)`

Diese Funktion lokalisiert in einem iterativen Verfahren sämtliche Ereignisse in der `n`-ten Aufnahme und speichert das resultierende `TpxEvts`-Objekt im Feld `Evts` ab. Zusätzlich wird eine Kopie bei Bedarf in die Ausgabevariable geschrieben.

Über den Parameter `conn` kann das Verhalten der Suchroutine kontrolliert werden: standardmäßig (und im Fall von `conn==8`) werden zwei Pixel als verbunden betrachtet, wenn sie über wenigstens eine gemeinsame Ecke verfügen. Trägt das Argument den Wert 4, so verwendet der Algorithmus die strengere Bedingung, dass Pixel über eine gemeinsame Kante verbunden sein müssen.

- `SinglePxEvts = findsinglepxevts(n, border)`

Im Gegensatz zu `findevts()` setzt diese Funktion an vielen Stellen auf in MATLAB integrierte Methoden zur Matrixverarbeitung. Daher werden die Einzelpixel-Ereignisse der `n`-ten Aufnahme quasi-parallel lokalisiert, sodass diese Methode wesentlich schneller als die allgemeine Funktion arbeitet.

Die Größe der Umgebung, in der kein Treffer auftreten darf, um bei einem gegebenen Pixel ein Einzelpixel-Ereignis festzustellen, kann durch das Argument `border` variiert werden. In der Grundkonfiguration `border=0` werden nur die unmittelbaren Nachbarn eines Pixels überprüft. Je höher der Parameter ist, desto mehr „Schalen“ werden durch den Algorithmus in der Umgebung des Pixels geprüft. Auf diese Weise kann ein Teil der Escape-Ereignisse aus dem Resultat entfernt werden, etwa bei der Erstellung der Einzelpixel-Spektren zur Kalibration der Sensoren (siehe Abschnitt 4.2.1).

- `[evts, flag] = removeescapeevts(dist, rep, en, wid, comb, evsize, n)`

Sofern die zur `n`-ten Aufnahme des Objekts gehörenden Ereignisse ebenfalls im entsprechenden Feld gespeichert sind, beispielsweise als Ergebnis der `findevts()`-Methode, ermöglicht es diese Funktion, Escape-Ereignisse zu identifizieren und aus der Liste der Ereignisse zu entfernen (`rep=1`, Standardeinstellung). Die optionale Ausgabevariable `flag` zeigt nach Abschluss der Operation für jedes Ereignis an, ob es verworfen wurde.

Die Parameter des Algorithmus können über die verschiedenen Argumente der Funktion gesteuert werden. Die maximale Entfernung vom ursprünglichen Ereignis wird durch den Wert von `dist`, ähnlich dem Argument `border` der Funktion `findsinglepxevts()`, bestimmt. Im Fall von nicht-leeren Vektoren `en` und `wid` werden nur Ereignisse als Escape-Events bewertet, deren Energie `en±wid` beträgt; ist `wid` ein Skalar, wird es als Breite aller durch `en` definierter Energiefenster verwendet. Zusätzlich kann die Clustergröße der Ereignisse, die von der Routine als mögliche Escape-Ereignisse untersucht werden, über den Parameter `evsize` beschränkt werden.

Eine Erweiterung der Routine wird durch die Übergabe von `comb=1` aktiviert: Sofern in der betrachteten Umgebung eines Ereignisses nur ein einzelnes, gegebenenfalls in eines der definierten Energiefenster fallendes Ereignis aufgefunden wird, kombiniert die Funktion beide Cluster zu einem einzelnen Ereignis und korrigiert damit die Auftrennung der ursprünglich deponierten Energie auf zwei Ereignisse. In den aufgenommenen Spektren kann dadurch der Peak der Fluoreszenzpeak des Absorbermaterials unter Umständen erheblich reduziert werden, wie beispielsweise in Abbildung 4.8 deutlich wird.

- `f = applymask(mask, n)`

Zusammen mit der unten erläuterten Funktion `applythresh()` dient diese Methode zur Manipulation der gespeicherten Daten. Die im Argument `mask` angegebene Maske wird dazu in ein logisches Feld umgewandelt und die Daten aller Pixel, an deren Position die Maske den Wert 0 hat, werden verworfen. Damit lässt sich die Auswertung der Daten bequem auf einen Bereich des Chips begrenzen. Über den Parameter `n` kann die Maskierung auf einzelne Aufnahmen begrenzt werden; standardmäßig werden sämtliche im Objekt gespeicherten Frames der Operation unterworfen.

Der entsprechend geänderte Datensatz wird zusätzlich in die Ausgabevariable `f` geschrieben, sofern diese angegeben wurde.

- `f = applythresh(thresh, type, n)`

Ähnlich wie die Funktion `applymask()`, manipuliert diese Methode die Aufnahme­daten direkt. Sie erlaubt die Anwendung von Schwellen, wobei Pixel, deren Wert oberhalb (`type='upper'`) oder unterhalb (`type='lower'`) des Schwellwertes `thresh` liegt, verworfen werden. Alternativ kann `thresh` ein zweielementiger Vektor sein, der als Paar eines unteren und oberen Schwellwertes interpretiert wird. Die standardmäßig auf allen gespeicherten Aufnahmen operierende Funktion kann durch Angabe des Parameters `n` auf einzelne Datensätze eingeschränkt werden.

### A.3 Die MATLAB-Klasse *TpxEvts*

Im Vergleich mit den oben erläuterten Klassen `TpxCal` und `TpxFrame` implementiert die Klasse `TpxEvts` kaum Funktionen, die zur Auswertung und Kalibration von mit den Timepix-Sensoren aufgezeichneten Daten dienen. Vielmehr besteht ihr Zweck darin, ein einheitliches Konstrukt zur Speicherung von Ereignissen bereitzustellen, die durch die verschiedenen bereits beschriebenen Funktionen in den Dateien lokalisiert werden. Sie entspricht damit in weiten Teilen einer nativen MATLAB-Struktur, kann allerdings anders als diese nicht um beliebige Felder erweitert werden.

Aufgrund der einfachen Natur der Klasse können alle Eigenschaften nach Belieben geändert werden. Tabelle A.3 listet diese auf und gibt jeweils eine kurze Erläuterung an.

Die Erzeugung einer Instanz erfolgt in der MATLAB-typischen Weise über den Befehl `x=TpxEvts;`. Der Konstruktor erlaubt daneben zwei alternative Syntaxformen: zum einen kann eine MATLAB-Struktur, die zumindest die Felder `px` und `pxcts` enthält, als Argument übergeben und auf deren Basis ein `TpxEvts`-Objekt erzeugt werden; zum anderen kann durch Angabe einer Ganzzahl `n` ein  $n \times 1$ -Feld von `TpxEvts`-Objekten konstruiert werden. Die Unterstützung von Arrays erstreckt sich dabei auf sämtlich Methoden der Klasse, da einerseits maximale Kompatibilität mit MATLAB-Strukturen gewahrt werden sollte und sich andererseits in einer Timepix-Aufnahme im Regelfall mehrere Ereignisse finden, deren Erfassung somit kompakt möglich ist. Sie unterscheidet sich in dieser Hinsicht von den Klassen `TpxCal` und `TpxFrame`, deren Instanzen zwar ebenfalls in Feldern angeordnet werden können, jedoch die Operation ihrer Methoden auf Ebene dieser Felder im Regelfall nicht ermöglichen; stattdessen müssen die zu modifizierenden Elemente einzeln, beispielsweise im Rahmen von `for`-Schleifen, benannt werden.

Zu den Methoden der Klasse zählen die Funktionen `calctotal()`, `calcnumpx()` und `calccenter`, die die (Neu-)Berechnung der Felder `Total`, `NumPx` und `Center` veranlassen. Weiterhin wird eine `copy()`-Funktion definiert, da `TpxEvts`, wie auch `TpxCal` und `TpxFrame`, von der MATLAB-Klasse `handles` abgeleitet ist. Diese stellt ihrerseits Konstrukte bereit, die den aus Sprachen wie C bekannten *Pointern* ähneln. Eine herkömmliche Zuweisung kopiert damit lediglich Referenzen auf im Speicher abgelegte Daten und nicht die Daten selbst.

Die Funktionalität der Klasse ist in der hier beschriebenen Form zwar sehr beschränkt,

Eigenschaft	Beschreibung
<code>NumPx</code>	Gibt die Anzahl der am gespeicherten Ereignis beteiligten Pixel an.
<code>Px</code>	Zweidimensionales Feld der Größe <code>NumPx</code> $\times$ 2, das die Pixel des Ereignisses als Paar von <code>x</code> - und <code>y</code> -Koordinaten angibt.
<code>PxCts</code>	Vektor mit <code>NumPx</code> Elementen, der die Signalhöhe bzw. die detektierte Energie jedes im Feld <code>Px</code> aufgeführten Pixels angibt.
<code>Total</code>	Enthält die Summe der Signalhöhen bzw. die Gesamtenergie des Ereignisses. Diese Information ließe sich zwar ebenfalls durch Summierung des Vektors <code>PxCts</code> gewinnen, die explizite Speicherung in einem separaten Feld erlaubt jedoch einen leichtere Sortierung und Klassifizierung von Ereignissen.
<code>Center</code>	Gibt den Schwerpunkt des Ereignisses an, wobei die relativen Anteile der in den einzelnen Pixeln deponierte Energien an der Gesamtenergie des Ereignisses als Gewichte verwendet werden.

Tabelle A.3: Eigenschaften der MATLAB-Klasse `TpxEvts`.

lässt sich jedoch leicht erweitern, etwa durch die Erzeugung von Subklassen. Die Anpassung bestehender Programme entfällt dabei weitestgehend, da auf die Klassen wie auf Bibliotheken zugegriffen werden kann. Als Beispiel ist standardmäßig die Methode `calcecc()` implementiert, die die Exzentrizitäten der im Objekt aufgeführten Ereignisse berechnet (zur Methodik siehe beispielsweise [66]). Auf deren Basis können in den Aufnahmen beispielsweise längliche Spuren, wie sie von hochenergetischen Partikeln beim Durchgang durch das Absorbermaterial erzeugt werden, automatisch identifiziert werden.

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Masterarbeit für die öffentliche Benutzung im Universitätsarchiv zur Verfügung zu stellen.

Jena, den .....

.....

Unterschrift