

Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Helmholtz-Institut Jena

Bachelor-Arbeit

# **Charakterisierung ortsauflösender Halbleiterdetektoren für harte Röntgenstrahlung**

Christoph Hahn

7. November 2011

Betreut durch  
Prof. Gerhard G. Paulus  
Dr. Günter Weber



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Polarisation elektromagnetischer Strahlung . . . . .	5
2.2	Mechanismen der Photon-Materie-Wechselwirkung . . . . .	7
2.2.1	Photoionisation . . . . .	7
2.2.2	Elastische Streuung . . . . .	9
2.2.3	Comptonstreuung . . . . .	10
2.2.4	Paarbildung . . . . .	11
2.3	Wechselwirkung energiereicher Elektronen mit Materie . . . . .	12
2.4	Ortsauflösende Halbleiterdetektoren . . . . .	14
2.4.1	Halbleiter . . . . .	14
2.4.2	p-n-Übergänge . . . . .	14
2.4.3	Problem der Ladungsteilung . . . . .	16
2.4.4	Small-Pixel-Effekt . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Untersuchte Detektoren</b>	<b>19</b>
3.1	Beidseitig segmentierte Ge(i)- und Si(Li)-Detektoren . . . . .	19
3.1.1	Verwendung als Comptonpolarimeter . . . . .	22
3.2	Timepix-Detektor mit CdTe-Substrat . . . . .	24
3.2.1	Vorteile des Timepix-Sensors bei Experimenten mit hochintensiven Laserpulsen . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>29</b>
4.1	Untersuchung der Ladungsteilung bei Ge(i)- und Si(Li)-Detektor . . . . .	29
4.1.1	Einfluss der Ladungsteilung auf die Rekonstruktion der Comptonereignisse . . . . .	37
4.1.2	Einfluss der Ladungsteilung auf die ermittelten Polarisationsparameter . . . . .	40
4.2	Erste Testmessungen mit dem Timepix-Detektor am JETI-Laser . . . . .	42
4.2.1	Vergleich der Resultate von Timepix-Chip und Elektronenspektrometer bei halbseitig bedecktem Detektor . . . . .	42
4.2.2	Indirekte Bestrahlung des Timepix-Sensors unter Verwendung eines Streukörpers . . . . .	47

4.3	Auswerterroutine für mit dem Timepix-Chip erstellte Aufnahmen . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>65</b>
A.1	TIMEPIXMAIN-Code . . . . .	65
A.2	TIMEPIXANAL-Code . . . . .	72

# Tabellenverzeichnis

3.1	Kenndaten der untersuchten Streifendetektoren. (Quellen: [30, 39]) . . . .	22
A.1	Zulässige Optionen für <code>timepixmain</code> . . . . .	66
A.2	Zulässige Optionen für <code>timepixanal</code> . . . . .	73



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung . . . . .	6
2.2	Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten für Ge . . . . .	8
2.3	Comptonstreuung an einem ruhenden Elektron . . . . .	10
2.4	Energieverlust schneller Elektronen in C und Pb . . . . .	13
2.5	Bandschemata von Isolatoren, Halbleitern und Leitern . . . . .	15
2.6	Raumladungszone und Verlauf der Bandkanten am p-n-Übergang . . . . .	16
2.7	Ursachen der Ladungsteilung . . . . .	17
3.1	Schematische Skizze eines beidseitig segmentierten Detektorkristalls . . . . .	20
3.2	Untersuchte Ge(i)- und Si(Li)-Detektoren . . . . .	21
3.3	Aufnahme von Comptonereignissen mit segmentierten Detektoren . . . . .	23
3.4	Schematische Skizze des Timepix-Chips . . . . .	24
3.5	Messmodi des Timepix-Chips . . . . .	25
3.6	Kalibrationskurve für Energiemessungen mit dem Timepix-Chip . . . . .	26
4.1	Energieabhängiger Einfluss der Typ-2-Charge-Splitting-Korrektur auf die Anzahl an Multiplizität-1-Ereignissen . . . . .	32
4.2	Relative Häufigkeit von Typ-2-Ladungsteilung und solcher höheren Typs . . . . .	33
4.3	Verschiebung der Energie der Ladungsteilungsereignisse . . . . .	34
4.4	Energieauflösung ohne bzw. mit Berücksichtigung der Ladungsteilung . . . . .	37
4.5	Relative Zunahme der erkannten Comptonereignisse nach der Charge- Splitting-Korrektur . . . . .	38
4.6	Azimutale Compton-Streuverteilung der $U^{92+}$ -K-REC-Strahlung . . . . .	40
4.7	Rekonstruierter linearer Polarisationsgrad $P_L$ . . . . .	41
4.8	Experimentelle Anordnung des Timepix-Sensors am JETI-Laser . . . . .	43
4.9	Timepix-Aufnahmen am JETI . . . . .	44
4.10	Von Timepix-Chip und Spektrometer detektierte Energie für die Aufnah- men 232, 233 und 234 . . . . .	47
4.11	Messaufbau zur Aufnahme der aus der Spektrometerkammer austretenden Streustrahlung mit dem Timepix-Sensor . . . . .	48
4.12	Elektronenspur in der Aufnahme S453 des Timepix-Detektors . . . . .	49
4.13	Timepix-Aufnahmen mit und ohne Streukörper . . . . .	50
4.14	Von Timepix-Chip und Spektrometer detektierte Energie für mit und ohne Streukörper erstellte Aufnahmen . . . . .	51





# 1 Einleitung

Im Laufe des vergangenen Jahrzehnts hat die mit entsprechenden Lasersystemen erreichbare Leistung eine rasante Steigerung erfahren, sodass heutige Systeme Intensitäten von über  $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$  erzeugen können [23]. Die bei der Laser-Materie-Wechselwirkung im entstehenden Plasma freiwerdende Strahlung, wie sie bspw. von schnellen Elektronen auf dem Wege der Bremsstrahlungsemission und im Rahmen von Thomson-Streuprozessen emittiert wird [9, 41], reicht daher bis in den Bereich harter Röntgenstrahlung. Die Untersuchung dieser Röntgenstrahlung stellt ein wertvolles Instrument zur Aufklärung der Struktur und Dynamik der Wechselwirkungsprozesse, die intensive Photonenstrahlen mit Gas- und Festkörpertargets erfahren, dar. Die hohe Photonenintensität erfordert für einige Anwendungen wie etwa die Einzelphotonenspektroskopie allerdings den Einsatz von Detektoren mit hoher Granularität, um Sättigungseffekte und Vielfachtreffer zu unterbinden. Im Regelfall werden zur Spektroskopie von Photonen hoher Energie ( $> 30 \text{ keV}$ ) Szintillationsdetektoren verwendet. Diese erlauben es bei mehreren eintreffenden Photonen allerdings nicht, die Energien der einzelnen Ereignisse zu rekonstruieren. Dagegen haben sich CCD-Systeme, bei denen sich der Photonenfluss auf ein Vielzahl von Segmenten verteilt, als für diesen Zweck ausgezeichnet geeignet erwiesen und werden mit großem Erfolg eingesetzt [5, 16, 19, 40].

Bei Photonenenergien über  $15 \text{ keV}$  geht die Nachweiseffizienz und die spektrale Auflösung der üblicherweise verwendeten Silizium-CCD-Systeme jedoch stark zurück, da die Photoabsorption als vorrangiger Wechselwirkungsprozess durch die Comptonstreuung abgelöst wird. Eine spektral- und räumlich aufgelöste Untersuchung der harten Röntgenstrahlung, wie sie im Energiebereich bis  $50 \text{ keV}$  auftritt, ist daher bisher nicht möglich, zumal die bei diesen Energien standardmäßig eingesetzten Röntgendetektoren nicht mit der nötigen Granularität zur Verfügung stehen.

Die Entwicklung ortsauflösender Röntgendetektoren hat in den letzten Jahren allerdings ebenfalls bedeutende Fortschritte gemacht [6]. Exemplare zweier verschiedener Konzeptionen von für derartige Zwecke geeigneten Detektoren, zum einen auf der Basis dicker beidseitig segmentierter Halbleiterkristalle, zum anderen die Verwendung von Absorbermaterialien mit hoher Kernladungszahl, wie sie im Medipix-System Anwendung findet, sind Gegenstand dieser Arbeit. Gerade die Verwendung letzteren Detektors verspricht ein Schlüssel zur Untersuchung der Plasmen zu werden, die bei Experiment mit hochintensiven Laserpulsen entstehen. Die Untersuchung dieses Systems in der vorliegenden Arbeit stellt daher einen ersten Schritt zu seiner erfolgreichen Nutzung dar.

Die mit derartige Detektoren möglichen orts- und zeitaufgelösten Messungen erlauben

es neben Anwendungen bspw. in der medizinischen Bildgebung, den Polarisationszustand der aufgenommenen Strahlung zu vermessen. In Ermangelung anderer effizienter Methoden wird dazu im Energieregime harter Röntgenstrahlung vorrangig auf die Comptonstreuung zurückgegriffen, deren azimutale Streuerverteilung sensitiv auf die Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung ist. Zur Erreichung einer ausreichenden Nachweiseffizienz müssen hohe Anforderungen an die Energie- und Ortsauflösung der dazu genutzten Detektoren gestellt werden, da die relative Position von streuendem Elektron und gestreutem Photon – neben ihrer Energie – die grundlegende Eingangsgröße der notwendigen Berechnungen darstellt. Unter diesen Gegebenheiten haben sich Röntgendetektoren mit Halbleitersubstraten wie Silizium und Germanium als bevorzugte Systeme etabliert.

Die bei segmentierten Detektoren zunächst prinzipiell auf die Abmessungen der Segmente begrenzte Ortsauflösung wird in derartigen Halbleiterdetektoren durch den Effekt der Ladungsteilung zusätzlich beschränkt. Mit diesem Begriff wird die Signalerzeugung in Segmenten beschrieben, die an das dem eigentlichen Nachweisort entsprechende Element angrenzen. Dies geschieht aufgrund der Ausdehnung der bei der Wechselwirkung der Photonen entstehenden Ladungswolke. In einer auf größtmögliche Effizienz ausgerichteten Analyse ist die Behebung dieser Störungen daher eine der Kernaufgaben, ihre Quantifizierung ist zur realistischen Einschätzung der Möglichkeiten eines gegebenen Systems unerlässlich. Die in dieser Arbeit untersuchten, beidseitig segmentierten Detektorsysteme auf Basis von Germanium bzw. Silizium wurden am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Jülich konstruiert und bereits vielfältig genutzt (vgl. bspw. [8, 25, 26, 29]). Die hier verwendeten Daten wurden am Speicherring des GSI und mit Referenzstrahlern aufgenommen [38].

Diese Detektorsysteme sind aufgrund ihres mit einer hohen Nachweisrate verbundenen Segmentvolumens jedoch nur bedingt für ein derzeit geplantes gemeinsames Projekt von Helmholtz-Institut Jena und dem Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität Jena geeignet, bei dem die ortsaufgelöste Röntgenspektroskopie an Hochleistungslasern durchgeführt werden soll. Stattdessen wird dort der von der Medipix-Kollaboration entwickelte Timepix-Chip verwendet, der sich durch seine geringe Pixelgröße von  $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$  und die Kombination von hoher Dynamik, kompakter Baugröße und der Möglichkeit der Erstellung energieselektiver Aufnahmen für diese Aufgabe empfiehlt. Aufgrund der modularen Trennung von Detektorsubstrat und Auslesechip steht ihm eine Vielzahl von Anwendungen offen. So wird etwa in [12] die Verwendung des Vorgängermodells Medipix-2 in Verbindung mit verschiedenen Detektormaterialien als Neutronendetektor mit einer Effizienz von bis zu 3% beschrieben. Erste Probemessungen mit einem Demonstrationssystem mit Cadmiumtellurid als Detektormaterial werden im zweiten Teil dieser Arbeit ausgewertet. Sie gliedert sich wie folgt:

Das Kapitel 2 erläutert die Grundlagen der Polarisation elektromagnetischer Strah-

---

lung und führt dann in die für den Nachweis von Röntgenstrahlung relevanten Photon-Materie-Wechselwirkungsprinzipien ein. An einen Abriss der für den Strahlungsuntergrund wichtigen Mechanismen der Wechselwirkung energiereicher Elektronen mit Materie schließt sich eine Darstellung der für das Verständnis der verwendeten Detektoren relevanten Aspekte der Halbleitertechnik sowie des Prinzips der Comptonpolarimetrie an.

Kapitel 3 stellt zunächst die verwendeten Halbleiterdetektoren vor. Die Ortsinformation wird bei diesen Systemen durch die Segmentierung der Oberfläche des Germanium- bzw. Silizium-Detektorkristalls in orthogonale Streifen ermittelt. Danach wird in die Funktionsweise des Timepix-Sensors eingeführt, bei dem die pixelweise vorhandene Ausleseelektronik auf einen vom Detektormaterial getrennten Chip untergebracht ist. Außerdem werden die verfügbaren Aufnahmemodi dieses Systems skizziert.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Untersuchung des Charge-Splittings und der Timepix-Aufnahmen diskutiert. Es beginnt mit der Vorstellung der Auswirkungen des Ladungsteilungseffekts auf die Nachweeffizienz der Detektoren sowie dessen Folgen für die Resultate der Comptonpolarimetrischen Analyse. Daran schließen sich Ausführungen zu den mit dem Timepix-Chip im Rahmen einer JETI-Kampagne gewonnenen Messdaten, bei der die bei der Wechselwirkung des Lasers mit Wasserstoff erzeugten energiereichen Elektronenpakete untersucht wurden, an. Außerdem werden die daraus resultierenden Schlussfolgerungen zur Energiesensitivität des Detektors und der bei der Verwendung an Hochleistungslasern notwendigen Abschirmung dargelegt. Abschließend wird das eigentliche Analysepaket vorgestellt und die Benutzerschnittstelle eingehend erläutert.

Kapitel 5 fasst die Ergebnisse der vorangegangenen Untersuchungen zusammen und stellt offene Fragestellungen aus dem Umfeld der Ladungsteilungskorrektur heraus.



## 2 Grundlagen

Der Nachweis und die Untersuchung von Strahlung wird erst durch ihre Wechselwirkung mit Materie möglich. Gleichzeitig erweisen sich die Eigenschaften dieser Wechselwirkungen, vornehmlich ihre Energieabhängigkeit, als limitierend auf die Art und den Umfang der möglichen Untersuchungen, insbesondere die erreichbare Präzision.

Im Folgenden werden die für die vorliegende Arbeit relevanten physikalischen Grundlagen vorgestellt. Dabei schließt sich an einige Ausführungen zur Polarisation elektromagnetischer Strahlung, deren Vermessung mittels der Comptonpolarimetrie eine Kernanwendung eines Teils der hier untersuchten Detektoren darstellt, eine Erläuterung der elementaren Mechanismen der Photon-Materie-Wechselwirkung an. Es folgen einige Anmerkungen zur Wechselwirkung energiereicher Elektronen mit Materie, welche einen bedeutenden Anteil des mit dem Timepix-Detektor am *Jenaer Titan:Saphir Lasersystem* JETI aufgenommenen Strahlungsuntergrunds verantwortet, sowie zu für die untersuchten Detektoren maßgeblichen Aspekten der Halbleitertechnik.

### 2.1 Polarisation elektromagnetischer Strahlung

Die Beschreibung einer elektromagnetischen Welle erfolgt gängigerweise anhand ihres elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$ ; der Vektor der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}$  ergibt sich bei bekannter Ausbreitungsrichtung  $bm\mathbf{k}$  über die Maxwellgleichungen zwingend aus  $bm\mathbf{E}$  und ist für die Beschreibung der Welle daher redundant. Eine Zerlegung des Feldvektors in zwei zueinander und, da es sich um Transversalwellen handelt, auch zum Wellenvektor  $bm\mathbf{k}$  senkrechte Komponenten  $E_x$  und  $E_y$  führt für monochromatische Wellen auf

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

mit den reellen Amplituden  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$ ; lediglich der Realteil von  $\mathbf{E}$  entspricht dabei der beobachtbaren Realität. Die Differenz  $\delta = |\phi_x - \phi_y|$  der Phasen beider Komponenten gibt die Schwingungsrichtung des Feldvektors wieder, wie in Abbildung 2.1 illustriert: in den Fällen  $\delta = 0$  und  $\delta = \pi$  schwingt  $\mathbf{E}$  in einer festen, durch die Amplituden  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$  bestimmten Richtung in der  $x$ - $y$ -Ebene und man spricht von linearer Polarisation. Ist  $\delta$  ein ungerades Vielfaches von  $\frac{\pi}{2}$ , so beschreibt die Spitze des elektrischen Feldvektors bei gleichen Amplituden  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$  eine Kreisbahn; dies wird in Abhängigkeit von der Drehrichtung als links- oder rechtszirkuläre Polarisation bezeichnet. Bei Superposition

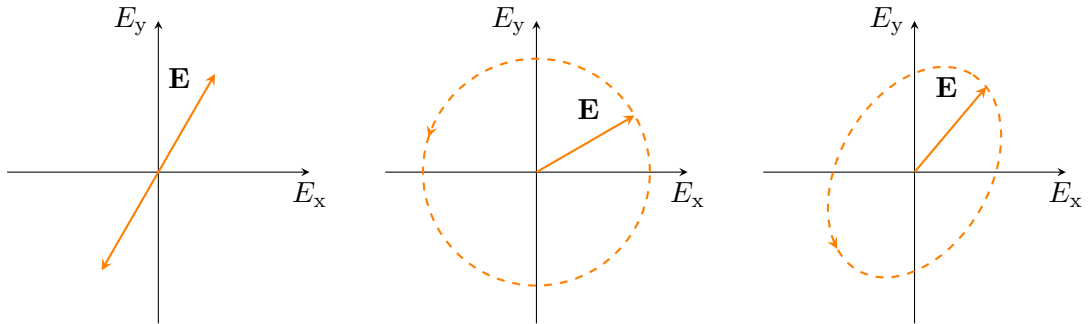


Abbildung 2.1: Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung: lineare Polarisation (links), zirkulare (Mitte) sowie elliptische Polarisation (rechts). Es ist jeweils der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$  dargestellt. Der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  steht senkrecht auf der Blattebene.

von linearer und zirkularer Polarisation folgt der Feldvektor in der  $x$ - $y$ -Ebene einer Ellipse.

Mithilfe der im Stokesvektor

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

zusammengefassten Stokesparameter lässt sich die Polarisation einer Welle aus den Ergebnissen einer Messung der Strahlungsintensitäten nach Durchgang durch verschiedene Polarisationsfilter vollständig beschreiben. Dabei ist  $I_\varphi$  die Intensität, die nach dem Durchgang durch einen um den Winkel  $\varphi$  gegen die vorher definierte  $x$ -Achse verdrehten Polarisationsfilter für lineare Polarisation gemessen wird und  $I_{RZ,LZ}$  die nach einem Filter für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht gemessene Intensität. Der Anteil linear bzw. zirkular polarisierten Lichts an der Gesamtintensität ist durch

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

gegeben.

Zur Messung der Polarisation muss eine darauf empfindliche Wechselwirkung ausgenutzt werden; im Bereich harter Röntgenstrahlung greift man dabei in der Regel auf die Comptonstreuung zurück (s. Abschnitt 3.1.1). Die hier untersuchten Halbleiterdetektoren sind u. a. aufgrund ihrer Eignung als Comptonpolarimeter von großem Interesse.

## 2.2 Mechanismen der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Beim Durchgang energiereicher elektromagnetischer Strahlung durch Materie kommt es aufgrund verschiedener, im Folgenden näher erläuteter Prozesse zu einer Abschwächung der Intensität, die mit wachsender Weglänge zunimmt. Bei einem kollimierten, monochromatischen Strahl hängt die nach einer Wegstrecke  $x$  noch vorhandene Intensität  $I(x)$  dabei gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu \cdot x) \quad (2.4)$$

von der anfänglich vorhandenen Intensität  $I_0$  und dem *linearen Schwächungskoeffizienten*  $\mu$ , einer durch das Material und die Photonenenergie bestimmten Konstante, ab. Ihr reziproker Wert stellt ein Maß für die *mittlere freie Weglänge*, also die durchschnittliche Wegstrecke eines Photons zwischen zwei zur Abschwächung beitragenden Wechselwirkungen, dar. Um die Abhängigkeit der Anzahl an Wechselwirkungszentren von der Dichte des Materials zu berücksichtigen, dividiert man den Schwächungskoeffizienten durch dieselbe und erhält damit den sogenannten *Massenschwächungskoeffizienten*. Normierung des Massenschwächungskoeffizienten auf die Teilchendichte  $\mathcal{N}$  der bestrahlten Probe liefert mit dem *Wirkungsquerschnitt*  $\sigma$  ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein einzelnes Photon aus dem Strahl eine Wechselwirkung mit einem Atom oder Molekül der Probe erfährt.

Abbildung 2.2 zeigt den linearen Schwächungskoeffizienten von Germanium, einem typischen Detektormaterial, in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Strahlung. Die durch verschiedene im Folgenden erläuterte Prozesse verantworteten Beiträge zum totalen Schwächungskoeffizienten sind dabei je nach Photonenenergie von unterschiedlicher Wichtigkeit: für Energien unterhalb weniger keV sind Photoionisation und elastische Streuung dominant, verlieren aber bei etwa 100 keV gegenüber der Comptonstreuung an Bedeutung. Ab einigen MeV stellt die Paarbildung – zunächst im Coulombfeld der Atomkerne, bei höheren Energien dann auch im Feld gebundener Elektronen – den vorherrschenden Wechselwirkungsprozess dar.

### 2.2.1 Photoionisation

Absorbiert ein mit der (negativ definierten) Energie  $E_b$  gebundenes Elektron ein Photon, dessen Energie  $\hbar\omega$  die Bindungsenergie zumindest aufwiegt, so kann es das Atom mit einer kinetischen Energie von  $\hbar\omega - |E_b|$  verlassen. Zur Gewährleistung der Impulserhaltung muss das Atom dabei einen Teil des Impulses aufnehmen. Die nahezu instantane Auffüllung von in inneren Schalen entstandenen Vakanzen durch Elektronen aus höheren Niveaus geht mit der Aussendung von Auger-Elektronen oder Fluoreszenzstrahlung einher.

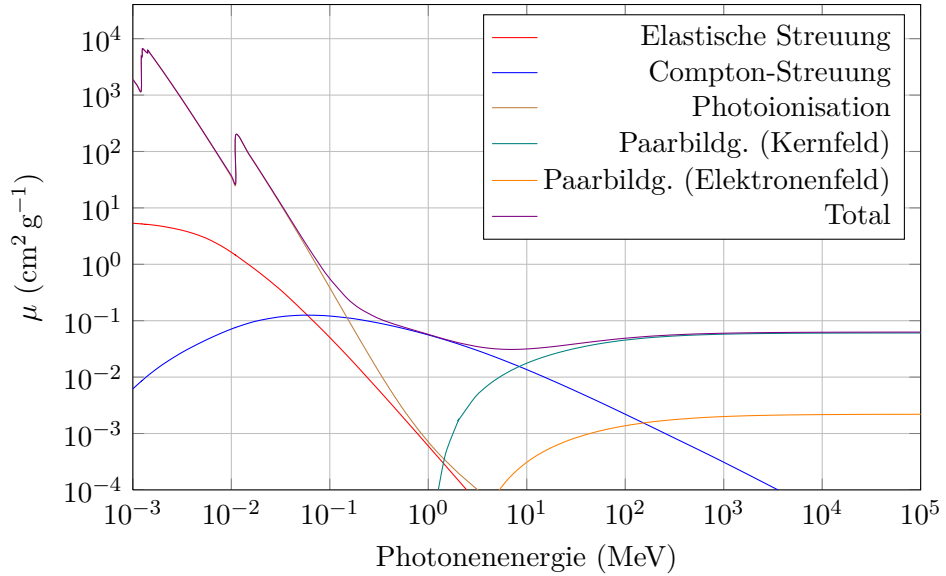


Abbildung 2.2: Energieabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten für Germanium, der sich aus den Beiträgen von Rayleighstreuung, Photoionisation, Comptoneffekt und Paarbildung zusammensetzt. (Quelle: [22])

Mithilfe der Bornschen Näherung lässt sich der Wirkungsquerschnitt dieses als *Photoionisation* oder *äußerer photoelektrischer Effekt* bezeichneten Prozesses zu

$$\sigma_{\text{Ph}} = 4\sqrt{2}\alpha^4 \sigma_{\text{Th}} Z^5 \left( \frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (2.5)$$

berechnen [15], wenn die Photonenenergie weit jenseits der Bindungsenergie, jedoch noch unterhalb des relativistischen Bereiches liegt. Dabei ist  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $\sigma_{\text{Th}}$  der Thomson-Wirkungsquerschnitt und  $Z$  die Kernladungszahl. Der Querschnitt nimmt mit steigender Photonenenergie schnell ab, zeigt jedoch eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl, sodass die Photoionisation für schwere Elemente bei Energien  $\hbar\omega < m_e c^2$  der vorherrschende Prozess der Absorption elektromagnetischer Strahlung ist. Bei relativistischen Energien zeigen Messungen eine Proportionalität des Wirkungsquerschnitts zu  $Z^x (\hbar\omega)^{-\frac{7}{2}}$  mit energieabhängigen Exponenten  $x$  zwischen 4 und 5. Dieses Skalierungsverhalten begründet die besondere Eignung von Elementen hoher Kernladungszahl zur Abschirmung bzw. Detektion von harter Röntgenstrahlung.

Sinkt die Photonenenergie unter den zum Herauslösen von Elektronen einer gegebenen Schale nötigen Wert, bricht der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation und damit der totale Schwächungskoeffizient wie in der in Abbildung 2.2 dargestellten Kurve ein;



man spricht von einer *Absorptionskante*. Die Anzahl und Lage dieser Absorptionskanten hängt von der atomaren Struktur des bestrahlten Materials ab. In Abbildung 2.2 sind die Kanten der Absorption in der *K*-Schale (bei etwa 11 keV) und in den durch Spin-Bahn-Kopplung separierten Unterschalen der *L*-Schale (bei 1,2 keV) zu erkennen.

### 2.2.2 Elastische Streuung

Mit dem Begriff der *Rayleighstreuung* wird die quasi-elastische Streuung elektromagnetischer Wellen an gebundenen Elektronen bezeichnet. Beschreibt man diese als mit einer zur Auslenkung  $r$  proportionalen Rückstellkraft  $m_e \omega_0^2 r$  behaftete und durch das elektrische Wechselfeld der einfallenden Strahlung mit der Frequenz  $\omega$  angeregte Oszillatoren, so ergibt sich

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (2.6)$$

mit dem *klassischen Elektronenradius*  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \approx 2,8 \text{ fm}$ , der Elementarladung  $e$  und dem polaren Streuwinkel  $\theta$  [15]. Für gegenüber dem Durchmesser der streuenden Atome ausreichend große Wellenlängen kommt es zu einer kohärenten Überlagerung der von den einzelnen Elektronen ausgesandten Photonen. Bei einer regelmäßigen Anordnung der Atome, wie sie in Kristallen angetroffen wird, führt diese Tatsache zu Beugungsmaxima unter den durch die Bragg-Gleichung gegebenen Winkeln und kann damit zur Präzisionsspektroskopie genutzt werden. Die oben getroffenen, auf Gleichung 2.6 führenden Annahmen der Dipolnäherung sind jedoch nur statthaft, wenn die Wellenlänge der einfallenden Strahlung groß gegen den Atomdurchmesser ist. Dies kann im Bereich der Röntgenstrahlung im Allgemeinen nicht garantiert werden.

Kann die Bindungsenergie der Elektronen vernachlässigt werden, so spricht man von Thomsonstreuung und der differenzielle Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.6 vereinfacht sich zu  $\frac{d\sigma_{\text{Th}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)$ , was nach Integration über  $\Omega$  auf den von der Photonenenergie unabhängigen *Thomson-Wirkungsquerschnitt*

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad (2.7)$$

führt.

Zur Beschreibung der Rayleighstreuung von Röntgenstrahlen an Atomen eignet sich die Formfaktor-Näherung [13], die den Wirkungsquerschnitt der Streuung mittels eines korrigierten Thomson-Querschnitts

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Th}}}{d\Omega} \cdot |f(q)|^2 \quad (2.8)$$

beschreibt. Der Korrekturfaktor  $|f(q)|^2$  ist das Absolutquadrat des *Formfaktors*, der durch Fouriertransformation aus der kugelsymmetrischen Ladungsverteilung  $\rho(r)$  des

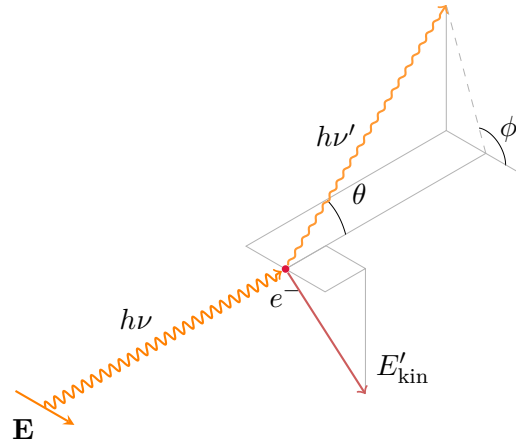


Abbildung 2.3: Zur Comptonstreuung an einem ruhenden Elektron. Das einfallende Photon der Frequenz  $\nu$  wird an einem zunächst ruhenden Elektron um den polaren Streuwinkel  $\theta$  gestreut; die auf das Elektron übertragene Energie  $E'_{\text{kin}}$  fehlt dem gestreuten Photon und führt damit zu einer Frequenzänderung zu  $\nu'$ . Der relativ zum Feldvektor des einfallenden Photons definierte azimutale Streuwinkel  $\phi$  geht in die Klein-Nishina-Gleichung 2.12 ein.

streuenden Elektrons gewonnen wird:

$$f(q) = \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr. \quad (2.9)$$

Der Betrag  $q$  des Impulsübertrags  $\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}'$  ist durch  $2\hbar|k| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2\hbar\frac{\omega}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$  gegeben. Auf diesem Weg wird der Wirkungsquerschnitt dahingehend korrigiert, dass die Streuung an einer ausgedehnten und nicht an einer punktförmigen Ladungsverteilung stattfindet. Allerdings bricht diese bei hohen Energien durchaus akzeptable Näherung zusammen, sobald die Photonenenergie sich der Bindungsenergie des Elektrons nähert.

### 2.2.3 Comptonstreuung

Die inelastische Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen, d. h. solchen, die nicht oder verglichen mit der übertragenen Energie nur schwach gebunden sind, wird als *Comptonstreuung* bezeichnet und ist schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt; ungestrichene bzw. gestrichene Größen beziehen sich dabei auf die Verhältnisse vor bzw. nach dem Stoß. Bei einem zunächst als ruhend angenommenen Elektron führt die Anwendung der entsprechenden Impuls- und Energieerhaltungssätze auf die Relation

$$\lambda' = \lambda + \lambda_C (1 - \cos\theta) \quad \text{mit} \quad \lambda_C = \frac{h}{m_e c}. \quad (2.10)$$

Die beobachtete Verschiebung der Wellenlänge der Streustrahlung relativ zu der des eingestrahlten Lichts  $\lambda' - \lambda$  hängt also nicht von der Art der Probe, sondern nur vom Streuwinkel  $\theta$  und der als *Comptonwellenlänge des Elektrons* bezeichneten Konstanten  $\lambda_C = 2,426$  pm ab, die sich aus dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , der Ruhemasse des Elektrons  $m_e$  und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c$  ergibt. Unter Verwendung der Relation  $c = \lambda \cdot \nu$  liefert Gleichung 2.10 für die Energie des gestreuten Photons den Ausdruck

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.11)$$

Der Energieübertrag auf das Elektron ist bei Rückwärtsstreuung ( $\theta = 180^\circ$ ) demnach maximal, bleibt jedoch stets unterhalb des bei dem gestreuten Photon verbleibenden Energiebetrags, sofern  $\hbar\omega < \frac{m_e c^2}{2} \approx 255,5$  keV erfüllt ist.

Klein und Nishina [14] bestimmten den winkeldifferenziellen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung vollständig linear polarisierten Lichts 1929 auf Basis der Quantenelektrodynamik zu

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} \right)^2 \left( \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right). \quad (2.12)$$

Dabei tritt zusätzlich zu den oben bereits erwähnten Größen und Konventionen der relativ zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons definierte azimutale Streuwinkel  $\phi$  auf. Wird stattdessen teilweise polarisiertes Licht mit dem linearen Polarisationsgrad  $P_L$  verwendet, ist in Gleichung 2.12 der Term  $\cos^2 \phi$  durch  $\frac{1}{2} (1 - P_L) + P_L \cos^2 \phi$  zu ersetzen. Diese Abhängigkeit kann, wie in Abschnitt 3.1.1 ausgeführt, zur Polarimetrie der Strahlung verwendet werden, indem die azimutale Winkelverteilung der gestreuten Photonen untersucht wird. Um den im Fall gebundener Elektronen vor dem Stoß vorhandenen Impuls der Elektronen zu berücksichtigen, kann bei bezüglich der Bindungsenergie großen Energieüberträgen auf die Impulsnäherung zurückgegriffen werden, welche ein quasi-freies Elektron mit einer seinem Bindungszustand entsprechenden Impulsverteilung annimmt. Der zuvor monoenergetische Comptonpeak erfährt dabei eine Dopplerverbreiterung, die die Verteilung der in Richtung des Impulsübertrags  $\mathbf{q}$  liegenden Komponente des Elektronenimpulses widerspiegelt [3]. Die Gleichungen 2.11 und 2.12 sind in diesem Fall entsprechend zu korrigieren (s. bspw. [2]).

### 2.2.4 Paarbildung

Übersteigt die Photonenenergie die doppelte Elektronenruheenergie  $2m_e c^2 = 1022$  keV, kann ein Photon im Coulombfeld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert werden. Der Wirkungsquerschnitt dieser *Paarbildung* ist  $\propto Z^2 \ln(\hbar\omega)$  und führt zu ihrer Dominanz bei Photonenenergien oberhalb von einigen MeV. Sie stellt, wie auch ihr bei Photonenenergien über  $4m_e c^2$  im Coulombfeld von Elektronen mögliches Pendant,

in den in Abschnitt 4.2 aufgeführten Timepix-Aufnahmen eine starke Untergrundquelle dar, ist jedoch ansonsten nicht Gegenstand dieser Arbeit.

## 2.3 Wechselwirkung energiereicher Elektronen mit Materie

Beim Durchgang durch Materie werden schnelle Elektronen, wie sie u. a. infolge der oben erläuterten Wechselwirkungen energiereicher Photonen entstehen können, im Wesentlichen durch die Emission von Bremsstrahlung sowie die Anregung gebundener Elektronen bzw. die Ionisierung von Absorberatomen abgeschwächt. Bei niedrigen Energien stellt die Anregung und Ionisation von Atomen des Absorbermaterials den dominanten Prozess des Energieverlusts dar. Die derart freigesetzten Sekundärelektronen sind ihrerseits ebenfalls zur Anregung und Ionisation von Atomen in der Lage, sofern ihre Energie dazu ausreicht. Dadurch kommt es zur Ausbildung von Ladungsträgerwolken entlang des Pfades des Primärelektrons, die für dessen Nachweis von zentraler Bedeutung sind. Der pro Weglänge durch Ionisation erlittene Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  der Elektronen ist durch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Ze^4\mathcal{N}_a}{8\pi\epsilon_0^2m_e v^2} \ln\left(\frac{E_{\text{kin}}^2}{\langle I \rangle^2} \cdot \frac{\gamma+1}{2}\right) + g\left(\frac{v}{c}\right) \quad (2.13)$$

gegeben und hängt von der Kernladungszahl  $Z$  und der Teilchendichte  $\mathcal{N}_a$  des Absorbers, dem Verhältnis aus kinetischer Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen und mittlerer Ionisierungsenergie  $\langle I \rangle$  der Absorberatome sowie von der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As V}^{-1} \text{ m}^{-1}$  und dem Lorentzfaktor  $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$  ab [31]. Zusätzlich tritt ein von der Elektronengeschwindigkeit  $v$  abhängiger relativistischer Korrekturterm  $g$  auf.

Die Emission von Bremsstrahlung wird bei Energien oberhalb einiger MeV zum vorherrschenden Prozess, wie in Abbildung 2.4 am Beispiel von Kohlenstoff und Blei dargestellt. Die durch die Ablenkung im Coulombfeld der Atomkerne verursachte Beschleunigung der Elektronen veranlasst diese zur Aussendung elektromagnetischer Strahlung. Unter den oben erläuterten Mechanismen der Wechselwirkung von Photonen mit Materie nimmt dann die Paarbildung einen besonderen Platz ein: Sie führt im Fall von Bremsstrahlung, die von Elektronen mit einer kinetischen Energie von mindestens einigen MeV abgegeben wird, zur Entstehung energiereicher Elektronen-Photonen-Schauer. Ein einzelnes Teilchen löst so Kaskaden von Elektronen und Photonen aus, die sich fortsetzen, bis die Energie aller Teilchen unter die zur Paarerzeugung nötige Schwelle gefallen ist. Die pro Weglänge auftretenden radiativen Energieverluste der Elektronen berechnete Tsai [36] zu

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\alpha^3\hbar^2\mathcal{N}_a Z^2 E}{m_e^2 c^2} \ln \frac{184,15}{Z^{1/3}}. \quad (2.14)$$

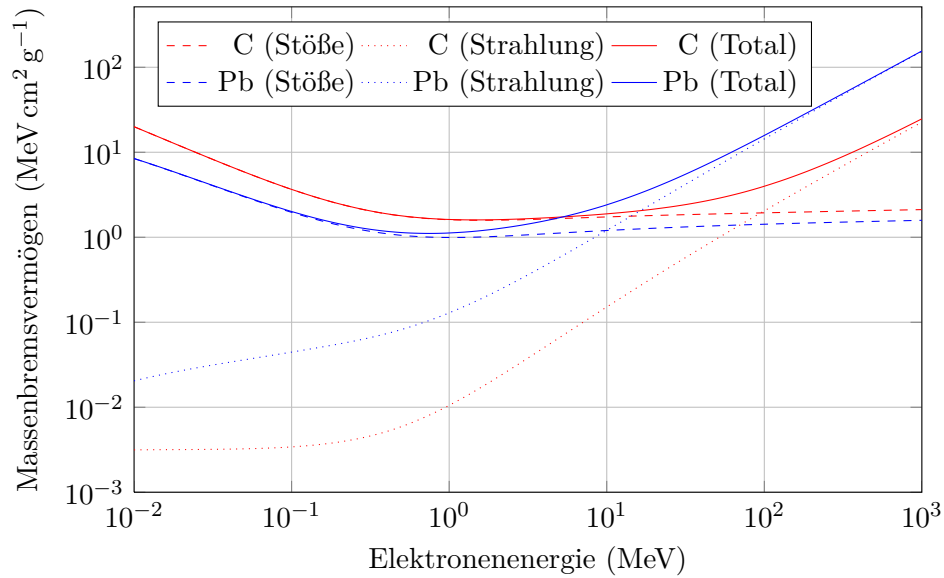


Abbildung 2.4: Energieverlust schneller Elektronen in Kohlenstoff und Blei als Funktion der Elektronenenergie. Die Verluste setzen sich im Wesentlichen aus den Beiträgen der Elektronenanregung bzw. Stoßionisation und der Produktion von Bremsstrahlung zusammen. (Quelle: [21])

Da die Energieverluste aufgrund von Bremsstrahlungsemission bei hohen Kernladungszahlen stark ansteigen, werden zur Abschirmung schneller Elektronen vorzugsweise leichte Elemente verwendet. Die andernfalls in großer Zahl entstehenden Photonen sind aufgrund ihres im Vergleich zu Elektronen deutlich größeren Durchdringungsvermögens bedeutend schwerer abzuschirmen. Integration von Gleichung 2.14 liefert die exponentielle Abhängigkeit

$$E(x) = E(0)e^{-x/x_S}, \quad (2.15)$$

d. h. nach Zurücklegen der *Strahlungslänge*

$$x_S = \left( \frac{4\alpha^3 \hbar^2 N_a Z^2}{m_e^2 c^2} \ln \frac{184,15}{Z^{1/3}} \right)^{-1} \quad (2.16)$$

hat sich die kinetische Energie des Elektrons durch Strahlungsverluste um den Faktor  $\frac{1}{e}$  reduziert.

## 2.4 Ortsauflösende Halbleiterdetektoren

Die oben erläuterten Mechanismen der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie bilden die Grundlage jedweden Nachweises von Röntgenstrahlung. Zum Verständnis der in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterdetektoren notwendige Funktionsprinzipien werden im folgenden Abschnitt erläutert.

### 2.4.1 Halbleiter

Als Halbleiter bezeichnet man solche Materialien, deren Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen der von Isolatoren gleicht, jedoch bei Erwärmung rasch ansteigt. Dies lässt sich mit einem geringen Abstand der Energiebänder erklären, zu denen die diskreten Energieniveaus der Valenzelektronen isolierter Atome im Festkörperverbund verwischt werden: die Fermienergie liegt in diesem Fall innerhalb der Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband (s. Abbildung 2.5, zum Vergleich ist dort skizzenhaft auch die Situation bei Isolatoren und Leitern dargestellt). Allerdings ist diese Lücke klein genug, um einer nennenswerten, bei steigender Temperatur gemäß der Fermiverteilung wachsenden Anzahl an Ladungsträgern den Übergang in das Leitungsband zu erlauben, wo sie eine sehr viel höhere Beweglichkeit als im Valenzband aufweisen. Ein solcher Übergang ist wesentlich wahrscheinlicher, wenn der Impuls  $\hbar\mathbf{k}$  des Ladungsträgers dabei erhalten bleibt (sog. direkter Übergang) – zur Realisierung eines indirekten Übergangs muss zum Ausgleich der Impulsbilanz ein Phonon, d. h. eine diskrete Gitterschwingung angeregt oder vernichtet werden.

Werden in den Halbleiterkristall – der bei Röntgendetektoren meist aus Elementen der vierten Hauptgruppe wie Silizium oder Germanium besteht – Fremdatome eingebracht und damit die Anzahl freier Ladungsträger verändert (*Dotierung*), kann dies die elektrischen Eigenschaften des Materials stark beeinflussen. Bei Dotierung mit Elektronendonatoren spricht man von einem n-Halbleiter (und entsprechend von n-Dotierung), bei Dotierung mit Elektronenakzeptoren entsprechend von einem p-Halbleiter. Sowohl Elektronen des Leitungsbands als auch die im Valenzband durch die dort fehlenden Elektronen vorhandenen Löcher tragen zu einer gesteigerten Leitfähigkeit des Materials bei.

### 2.4.2 p-n-Übergänge

An der Kontaktstelle von n- und p-dotiertem Halbleitermaterial kommt es aufgrund der Ladungsträgerdiffusion zur Rekombination von Elektronen und Löchern, die die Anzahl freier Ladungsträger mindert und geladene Atomrümpfe zurücklässt. Das so aufgebaute elektrische Feld  $\mathbf{E}$  ruft eine zu ihrer Ladung  $q$ , Konzentration  $C$  und Mobilität  $\mu$  proportionale Drift der Ladungsträger  $\mathbf{J}_{\text{drift}} = qC\mu\mathbf{E}$  hervor. Diese wirkt der Diffusion der Ladungsträger  $\mathbf{J}_{\text{diff}} = \frac{k_{\text{B}}T}{q}\mu\nabla C$ , die neben den schon benannten Größen vom

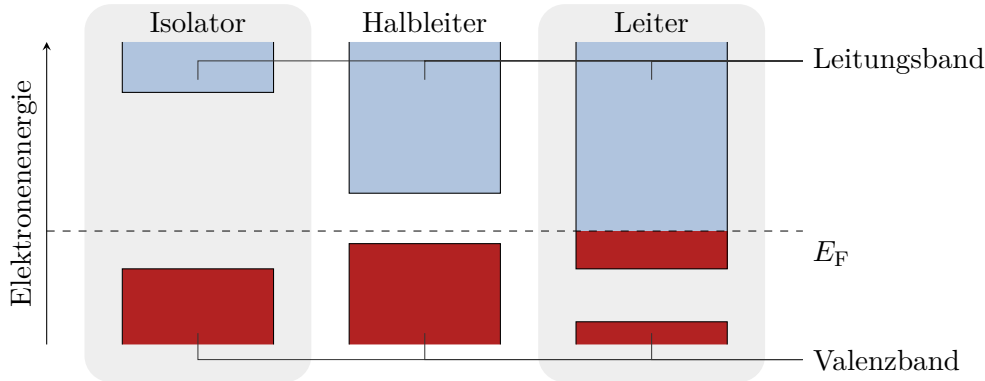


Abbildung 2.5: Bandschemata von Isolatoren, Halbleitern und Leitern. Die Fermienergie  $E_F$  fällt bei Isolatoren und Halbleitern in die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband, bei Leitern dagegen in das Leitungsband.

Produkt aus Boltzmannkonstante  $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  und Temperatur  $T$  abhängt, entgegen und beschränkt damit die Breite dieser *Verarmungs-* oder *Raumladungszone*. Mangels freier Ladungsträger behindert diese den elektrischen Stromfluss. Eine am p-n-Übergang zusätzlich angelegte externe Potenzialdifferenz bewirkt eine Ausweitung der Verarmungszone, wenn sie in Richtung des Diffusionsstroms wirkt, andernfalls eine Verringerung der Breite der Raumladungszone, deren Verschwinden schließlich zur Leitfähigkeit des Übergangs führt. Abbildung 2.6 stellt diese Verhältnisse schematisch dar: Liegt keine Spannung an, kommt es in der Übergangszone zu einer Verbiegung der Bandkanten von Valenz- und Leitungsband, sodass sich die Fermienergien im p- und n-dotierten Bereich angleichen. Durch eine in Flussrichtung angelegte Spannung  $U > 0$  wird ein Teil der Bandverschiebung aufgehoben und die Energie verringert, die ein Ladungsträger zur Bewegung durch die Verarmungszone benötigt. Liegt dagegen eine Spannung in Sperrrichtung  $U < 0$  an, wird die Bandverschiebung weiter vergrößert und der Transport von Ladungsträgern durch die Kontaktzone erschwert. Unter Annahme eines abrupten Übergangs von p- zu n-dotiertem Gebiet und konstanten, durch die Donator- und Akzeptor-Dotierungsgrade  $n_D$  und  $n_A$  genäherten Konzentrationen freier Ladungsträger (d. h. Elektronen bzw. Löcher) ergibt sich die Breite der Verarmungszone zu [27]

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} \left( \frac{1}{n_A} + \frac{1}{n_D} \right) (U_{bi} - U)}, \quad (2.17)$$

sofern  $U < U_{bi}$  ist, andernfalls gilt  $w = 0$ . Dabei ist  $\varepsilon_r$  die relative Permittivität des Detektormaterials (Si:  $\varepsilon_r = 11,7$ , Ge:  $\varepsilon_r = 16$  [28]) und  $U_{bi}$  die ohne externe Spannung durch Diffusion auf oben erläuterten Wege verursachte *Diffusions-* oder *Built-in-Spannung*.

Bei der Verwendung als Strahlungsdetektoren werden die in der Verarmungszone durch

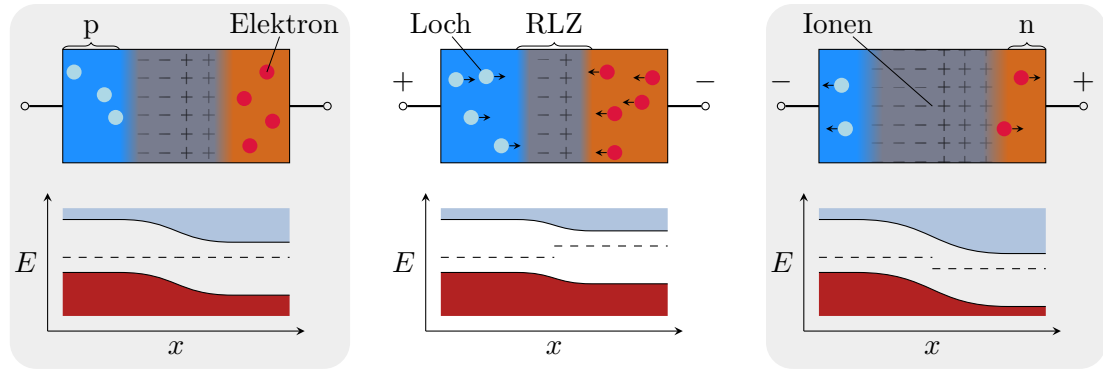


Abbildung 2.6: Veränderung der Breite der Raumladungszone und des Verlaufs der Bandkanten an einem p-n-Übergang ohne Spannung (links) sowie bei angelegter Fluss- (Mitte) und Sperrspannung (rechts). Die Fermi-Energien  $E_F$  des p- und n-dotierten Bereichs sind gestrichelt dargestellt.

Wechselwirkung der Photonen mit dem Halbleiter erzeugten freien Ladungsträger durch ein elektrisches Feld zu auf der Oberfläche des Substrats aufgebracht Kontakten hin beschleunigt. Sind diese Kontakte segmentiert, lässt sich ein Ortsbild gewinnen. Die vollständige räumliche Einordnung der Ereignisse wird jedoch durch die nicht direkt messbare Wechselwirkungstiefe (vgl. dazu die Ausführungen zum Small-Pixel-Effekt in Abschnitt 2.4.4) und den im Folgenden erläuterten Effekt der Ladungsteilung erschwert.

Im Interesse eines möglichst großen Wechselwirkungsvolumens werden diese Detektoren daher stets mit einer Sperrspannung belegt.

### 2.4.3 Problem der Ladungsteilung

Eine Vielzahl von Anwendungen ortsauflösender Halbleiterdetektoren, wie bspw. die Comptonpolarimetrie, eine in Abschnitt 3.1.1 näher beleuchtete Kernaufgabe der im folgenden Kapitel vorgestellten Detektoren, setzt die korrekte Rekonstruktion der Ereignisse voraus. Der neben der Messung der deponierten Energie dafür unabdingbaren, möglichst exakten Bestimmung des Wechselwirkungsortes steht zum einen die durch die Segmentabmessungen begrenzte Auflösung, zum anderen der Effekt der Ladungsteilung entgegen. Dabei werden die bei einem einzelnen Ereignis generierten Ladungsträger in mehr als einem Pixel nachgewiesen und so die Lokalisierung des Ereignisses wie auch die Bestimmung der deponierten Energie behindert. Dieses auch als *Charge Splitting* oder *Charge Sharing* bezeichnete Verhalten wird vor allem durch zwei in Abbildung 2.7 illustrierte Prozesse verursacht:

- Die insbesondere von relativ zur Segmentierungsebene schräg einfallenden, hoch-



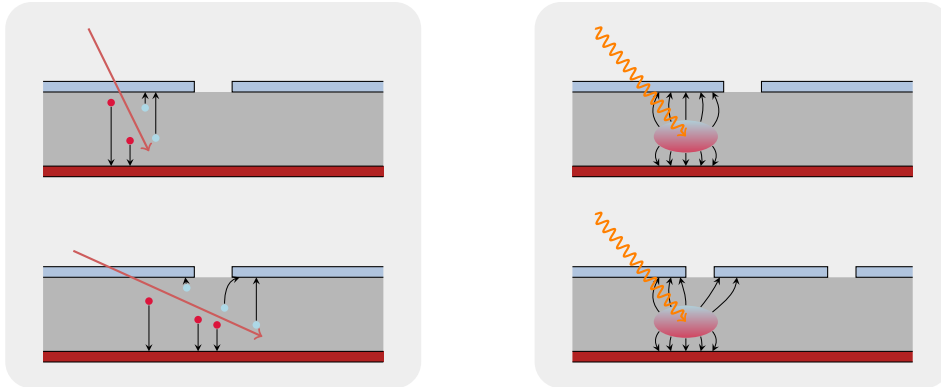


Abbildung 2.7: Von Ladungsteilung betroffene Ereignisse können beim schrägen Einfall hochenergetischer Teilchen (links, vgl. auch Abschnitt 2.3) und durch die bspw. von Photonen erzeugte (rechts) Ladungswolke entstehen. Bei den in der unteren Reihe dargestellten Ereignissen würde Ladungsteilung beobachtet, bei den in der oberen Reihe dargestellten nicht.

energetischen geladenen Teilchen erzeugte Spur freier Ladungsträger kann in mehr als einem Pixel nachgewiesen werden;

- Eine bezüglich der Segmentabmessungen große bzw. durch Diffusion entsprechend ausgedehnte Ladungswolke, wie sie bspw. bei der Wechselwirkung von Photonen entstehen kann, kann in mehreren Segmenten zu einem Signal führen.

Zur Abschätzung der Größe einer Ladungswolke kann deren Ladungsdichteverteilung als gaußförmig angenommen werden. Aufgrund von Diffusionsprozessen nimmt ihre Standardabweichung  $\sigma$  während des Drifts zu den Kontakten gemäß

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (2.18)$$

mit der Zeit  $t$  zu, dabei ist  $D$  die Diffusionskonstante des Detektormaterials. Diese ist nach der Einsteinrelation über

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (2.19)$$

mit der Temperatur  $T$  und der Ladungsträgermobilität  $\mu$  verknüpft, die ihrerseits über  $\mu = \frac{v}{E}$  von der aufgrund von Stoßprozessen endlichen Driftgeschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger und der elektrischen Feldstärke  $E$  abhängt. Gleichung 2.18 lässt sich demnach in

$$\sigma = \sqrt{\frac{2k_B T}{eE} vt} = \sqrt{\frac{2k_B T}{eE} r} \quad (2.20)$$

umschreiben und zeigt nun eine Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zum Ort der Wechselwirkung, während das verwendete Detektormaterial keinen Einfluss hat [28]. Die – realistischere – Situation einer von der Bewegungsrichtung im Kristallgitter abhängigen Ladungsträgermobilität wird durch diese Relation allerdings, wie auch die Abhängigkeit der Mobilität von der Temperatur und dem elektrischen Feld im Detektor, nicht erfasst.

### 2.4.4 Small-Pixel-Effekt

Um mit der Bestimmung der Wechselwirkungstiefe die räumliche Einordnung eines Ereignisses zu komplettieren, bietet die Ausnutzung des sogenannten *Small-Pixel-Effekts* eine vielversprechende Möglichkeit. Er beschreibt die Tatsache, dass das in einem gegebenen Kontakt durch einen im Detektorvolumen driftenden Ladungsträger induzierte Signal erst merklich ansteigt, wenn dieser sich dem Kontakt bis auf eine Entfernung genähert hat, die etwa den Abmessungen des Kontakts entspricht (vgl. bspw. [4, 20]). In einem relativ zur Breite der Segmente dicken Detektor wird ein Ladungsträger also erst gegen Ende seines Weges ein Signal verursachen. Wird das in den einzelnen Kontakten erzeugte Signal zeitaufgelöst aufgezeichnet, lässt sich aus der zeitlichen Differenz zwischen den von Elektronen und Löchern generierten Signalen die Eindringtiefe ermitteln.

Während sich ein Ladungsträger dem ihn schließlich abführenden Kontakt nähert, induziert er auch in benachbarten Segmenten ein Signal. Dieses fällt jedoch wieder ab, sobald die Entfernung zwischen Ladungsträger und abführendem Kontakt klein genug ist. Die Auswertung der von Nachbarsegmenten ausgehenden zeitaufgelösten Signale ermöglicht damit Rückschlüsse über die laterale Position des Ladungsträgers und kann die erzielbare Auflösung auf Subpixel-Genauigkeit steigern.

## 3 Untersuchte Detektoren

Wegen ihrer guten Nachweiseffizienz und Energieauflösung haben Halbleiterdetektoren für die Spektroskopie von Röntgen- und Gammastrahlung eine Führungsrolle erlangt. Neuartige Experimente erfordern immer häufiger auch eine räumliche Auflösung, was insbesondere bei dicken Detektorkristallen und schmalen Segmenten eine technische Herausforderung darstellt. In den letzten Jahren ist es jedoch gelungen, segmentierte Detektoren mit hoher Granularität zu entwickeln.

In diesem Kapitel werden zwei am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Jülich entwickelte und bereits umfassend eingesetzte Streifendetektoren auf Germanium- bzw. Siliziumbasis (vgl. u. a. [25, 26, 29, 30, 33, 38]) untersucht. Daneben ist der Timepix-Chip, ein von der Medipix-Kollaboration unter Führung des CERN konstruierter CMOS-Pixelsensor, Gegenstand dieser Arbeit (vgl. [10, 11, 18]). Für diesen wird hier Cadmiumtellurid als Detektormaterial eingesetzt.

### 3.1 Beidseitig segmentierte Ge(i)- und Si(Li)-Detektoren

Beide bei GSI konstruierten Detektoren bestehen jeweils aus einem Einzelkristall, dessen Vorder- und Rückseite eine Segmentierung in orthogonale Streifen aufweist, wie in Abbildung 3.1 skizziert. Dadurch ergibt sich eine Struktur von Pseudopixeln, die eine Lokalisierung der aufgenommenen Ereignisse in zwei Raumdimensionen zulässt; die Eindringtiefe der einzelnen Röntgenquanten in das Substrat kann allerdings bisher nicht bestimmt werden. Der Nachweis der Photonen erfolgt mittelbar über die in Abschnitt 2.2 erläuterten Wechselwirkungen der Photoionisation und Comptonstreuung, indem die dabei generierten freien Elektronen auf ihrem Weg durch den Kristall ihre Energie bei der Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare abgeben. Da zur Erzeugung jedes Ladungsträgerpaars die Ionisationsenergie  $E_{\text{ion}}$  des Detektormaterials aufgebracht werden muss, wird die im Rahmen der Wechselwirkung auf das Primärelektron übertragene Energie  $E_0$  während der Bildung von im Mittel  $N = \frac{E_0}{E_{\text{ion}}}$  Ladungsträgerpaaren schrittweise aufgezehrt<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Tatsächlich kommt es im Kristall neben der Freisetzung von Ladungsträgern auch zu anderen die eingetragene Energie vermindernenden Prozessen wie bspw. der Anregung von Phononen. Die schlussendlich erzeugte Anzahl freier Ladungsträger variiert damit nicht wie bei einer reinen Poissonverteilung erwartet mit  $\langle \Delta N^2 \rangle = N$ , sondern ist mit einer Schwankung  $\langle \Delta N^2 \rangle = FN$  behaftet. Der Fanofaktor  $F$  liegt für die meisten Halbleiter bei etwa 0,1.

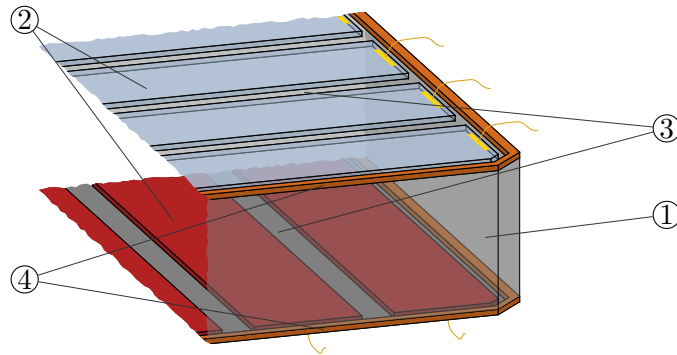


Abbildung 3.1: Schematische Skizze eines beidseitig segmentierten Detektorkristalls. Die Kontakte an der Vorder- und Rückseite des Substrats ① sind als orthogonal zueinander verlaufende Streifen ② ausgelegt, die untereinander durch Gräben ③ von etwa  $25\ \mu\text{m}$  Breite getrennt sind. Zur Homogenisierung des Feldes der Randstreifen ist die aktive Fläche von einem Guardring ④ umgeben.

Die auf diese Weise erzeugten Ladungsträgerwolken werden durch das im Detektorvolumen vorhandene elektrische Feld getrennt und zu den auf der Vorder- und Rückseite aufgebracht Kontakten befördert. Das mittels ladungsempfindlicher Verstärker daraus erzeugte Messsignal lässt damit – zumindest theoretisch – direkt Rückschlüsse auf die im Detektor deponierte Energie zu, die idealerweise der Energie der einfallenden Strahlung entspricht. Sogenannte Escape-Ereignisse, bei denen einfallende Photonen nicht komplett absorbiert werden, sondern nach Abgabe eines Teils ihrer Energie das Detektorvolumen wieder verlassen, tragen dazu bei, dass ein Teil der eingestrahnten Energie nicht nachgewiesen wird. Ob ein bestimmtes Photon ein Escape-Ereignis generiert, hängt von der Absorptionswahrscheinlichkeit des Photons und damit maßgeblich von der im Detektorkristall zurückgelegten, ihrerseits durch Streuwinkel, Detektordicke und Wechselwirkungstiefe beeinflussten Weglänge, dem Detektormaterial sowie der Photonenenergie ab.

Im Fall mehrerer Ereignisse erfolgt die Ermittlung des Wechselwirkungsorts bei diesen Systemen durch den Vergleich der Energiesignale der Vorder- und Rückseitenstreifen. Liefern auf jeder Seite jeweils zwei Streifen ein Signal, ergeben sich zunächst vier Kreuzungspunkte, die durch die Forderung nach Übereinstimmung der Energiesignale auf Vorder- und Rückseite auf die tatsächlichen Positionen der Wechselwirkungen reduziert werden können. Eine eindeutige Rekonstruktion ist jedoch nur dann möglich, wenn sich die jeweils deponierten Energien unter Berücksichtigung der Energieauflösung hinreichend stark unterscheiden. Ebenso erschwert das Auftreten zahlreicher Ereignisse die eindeutige Rekonstruktion des Detektorbildes, insbesondere, wenn in einzelnen Segmen-

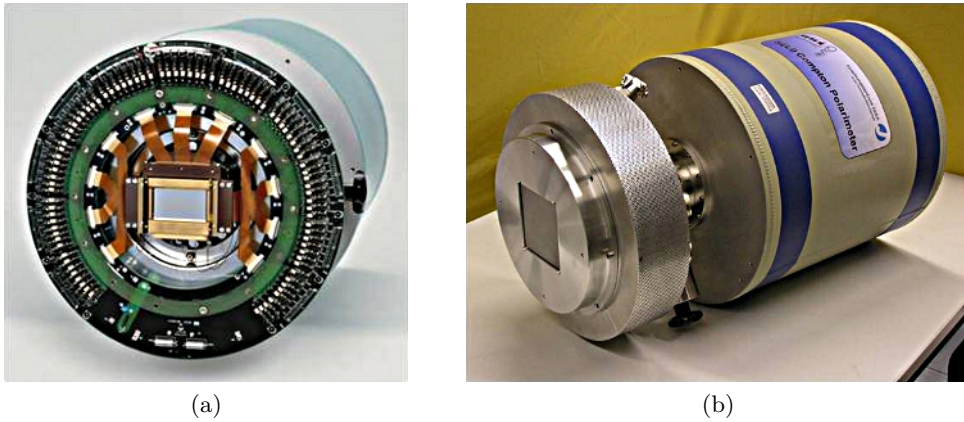


Abbildung 3.2: Die in dieser Arbeit untersuchten Ge(i)- (a) bzw. Si(Li)-Detektoren (b). Links ist der Detektorkristall bei geöffnetem Kryostaten zu erkennen.

ten mehrere Photonen wechselwirken. Bisher wurden die Detektoren daher ausschließlich bei Photonenflüssen eingesetzt, bei welchen die Häufigkeit von mehreren Treffern, die durch unabhängig voneinander innerhalb eines Auslesezeitfensters (wenige  $10\ \mu\text{s}$ ) einfallende Photonen verursacht wurden, vernachlässigbar war.

Unter diesen Bedingungen wird die Anzahl an auf einer Seite ein Signal ausgebenden Streifen durch die Anzahl inelastischer Wechselwirkungen bestimmt, die ein einfallendes Photon im Detektorvolumen erfährt. So wird der Prozess der Photoionisation in der Regel nur zu einem Signal pro Seite führen. Der in dieser Situation ebenfalls in Betracht zu ziehende Verlust eines Comptongestreuten Photons wird sich aufgrund der geringen Energien des Rückstoßelektrons nur im niederenergetischen Bereich des Spektrums niederschlagen. Der Nachweis sowohl des Streuelektrons (in unmittelbarer Nachbarschaft des Wechselwirkungsortes) als auch des gestreuten Photons bedingt in den meisten Fällen zwei Signale pro Seite. Läuft die Streuung in Richtung eines Streifens ab, fallen dagegen beide Ereignisse auf einer Seite in denselben Streifen. Mithilfe der getrennten Signale der gegenüberliegenden Seite lassen sich derartige Ereignisse dennoch rekonstruieren. Die auf diese Weise erzielbare Kenntnis des Detektorbildes ist essenziell für die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Verwendung der Systeme als Comptonpolarimeter. Allerdings führt auch der in Abschnitt 2.4.3 erläuterte Prozess der Ladungsteilung zu einer höheren Anzahl an ein Signal ausgebenden Segmenten und muss daher bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden.

In Tabelle 3.1 sind einige Kennzahlen der beiden Systeme zusammengestellt. Während die durch die Streifensegmentierung konstruierten Pseudopixel des Si(Li)-Detektors quadratisch sind, weisen die des Ge(i)-Detektors eine in der ursprünglich angedachten Verwendung zur Kristallspektrometrie begründete Rechteckform auf. Beide Detektorkris-

	Ge(i)-Detektor	Si(Li)-Detektor
Abmessungen	70 mm × 41 mm	74 mm × 74 mm
davon aktive Fläche	56 mm × 32 mm	64 mm × 64 mm
Kristalldicke	11 mm	7 mm
Segmentierung Masseseite <sup>a</sup>	128 × 250 µm, Bor-implantiert	32 × 2000 µm, Bor-implantiert
Segmentierung HV-Seite	48 × 1167 µm, a-Ge	32 × 2000 µm, Li-gedriftet
Grabenbreite	ca. 25 µm	ca. 20 µm
Betriebsspannung	900 V	800 V
Energieauflösung bei 100 keV		ca. 2 – 2,5 keV

<sup>a</sup>D.i. die der Quelle zugewandte Seite.

Tabelle 3.1: Kenndaten der untersuchten Streifendetektoren. (Quellen: [30, 39])

talle besitzen zur Homogenisierung des Feldes der Randstreifen einen Guardring. Zur Verminderung des thermischen Rauschens sind sie außerdem mit einer LN<sub>2</sub>-Kühlung ausgestattet; pro Betriebsstunde müssen etwa 0,15 kg Stickstoff aufgewendet werden. Die Kontaktierung der Streifen erfolgt beim Germanium-Detektor auf der p-Seite durch Bor-Implantation, auf der n-Seite durch Aufbringung einer Schicht amorphen Germaniums. Beim Silizium-Detektor ist die p-Seite ebenfalls Bor-implantiert, auf der n-Seite wird die Kontaktierung durch gedriftetes Lithium realisiert. Die Kontakte sind jeweils mit einer wenige Zehntel µm dicken Aluminiumschicht bedeckt. Auf den so präparierten Oberflächen wurden photolithografisch die Streifenstrukturen definiert und mittels SF<sub>6</sub>-Plasmaätzen herausgearbeitet.

### 3.1.1 Verwendung als Comptonpolarimeter

Neben der Bildgebung stellt die Comptonpolarimetrie eine der Hauptanwendungen ortsauflösender Röntgendetektoren wie den oben vorgestellten Systemen dar, insbesondere, da für Photonenenergien oberhalb einiger 10 keV bis zu einigen MeV weder entsprechende Polarisationsfilter noch andere Verfahren zur Polarisationsmessung zur Verfügung stehen. Dabei wird die Abhängigkeit des durch die Klein-Nishina-Gleichung 2.12 beschriebenen Compton-Streuquerschnitts vom azimuthalen Streuwinkel  $\phi$  verwendet. Aus der Messung der azimuthalen Intensitätsverteilung lassen sich damit mittels einer Anpassung einer modifizierten Klein-Nishina-Formel an die experimentellen Daten sowohl der Polarisationsgrad als auch die Orientierung des Polarisationsvektors bestimmen.

Diese Messung gelänge bspw. mit einem einfachen Aufbau aus zwei Röntgendetektoren, von denen einer als ortsfester Streukörper die bei der Streuung auftretenden

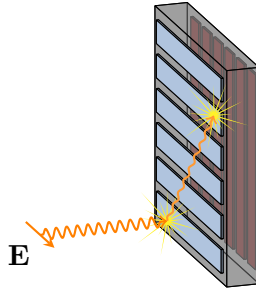


Abbildung 3.3: Aufnahme von Comptonereignissen durch Verwendung eines symmetrischen Aufbaus, bei dem sämtliche durch orthogonale Streifen gebildeten Pseudopixel zum Nachweis sowohl des Elektrons als auch des gestreuten Photons dienen.

Rückstoßelektronen detektiert, während ein zweiter Detektor als Absorber schrittweise die Azimutalverteilung der gestreuten Photonen aufzeichnet. Dieses Verfahren setzt allerdings eine hinreichende Konstanz der einfallenden Intensität oder zumindest Wissen um ihren zeitlichen Verlauf voraus. Alternativen stellen der simultane Nachweis der unter verschiedenen Streuwinkeln  $\phi$  gestreuten Photonen durch mehrere Absorber und die Verwendung eines symmetrischen Aufbaus dar, bei dem alle Detektoren sowohl als Streukörper als auch als Absorber dienen. Letzteres kann auch wie bei den hier verwendeten Geräten in Form segmentierter Detektoren realisiert werden und ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Die zuverlässige Rekonstruktion der Streuverteilung bedarf der vollständigen Detektion der Energie des Rückstoßelektrons und des gestreuten Photons. Während ersteres im Regelfall kein Problem darstellt, kann letzteres durch Escape-Ereignisse verhindert werden (vgl. Abschnitt 3.1). In in dieser Arbeit verwendeten Analysecode werden daher nur solche Ereignisse berücksichtigt, deren kumulierte Energie mit einer Emissionslinie der Quelle näherungsweise übereinstimmt.

Aus den gemessenen Energien des gestreuten Photons  $E_{\text{ph}}$  und des Streuelektrons  $E_{\text{el}}$  lässt sich der Streuwinkel durch Umstellen von Gleichung 2.11 zu

$$\theta = \arccos \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_{\text{ph}}} + \frac{m_e c^2}{E_{\text{ph}} + E_{\text{el}}} \right) \quad (3.1)$$

bestimmen. Die eindeutige Zuordnung der gemessenen Energien zu Elektron und gestreutem Photon gelingt im für Polarisationsmessungen relevanten Streuwinkelbereich ( $\theta \approx 90^\circ$ ) bis zu Photonenenergien von etwa 400 keV, da das Elektron in diesem Regime stets einen geringeren Anteil der Gesamtenergie als das Photon erhält. Daneben existieren eine Reihe weiterer Selektionsmechanismen, um die irrtümliche Identifikation eines Ereignisses als Comptonereignis auszuschließen; diese sind in der Arbeit von G. Weber [38] aufgeführt.

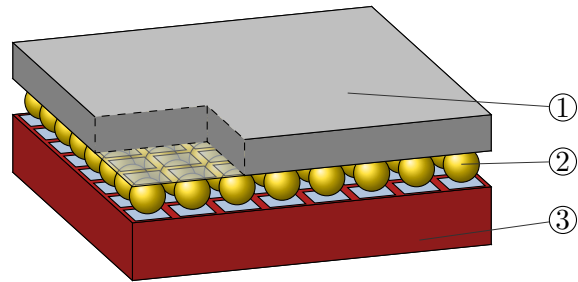


Abbildung 3.4: Schematische Skizze des Timepix-Chips. Die pixelweise vorhandene Mes-  
selektronik des Chips ③ wird jeweils über einen Lötunkt ② mit dem  
eigentlichen Detektorsubstrat ①, hier bestehend aus Cadmiumtellurid,  
verbunden.

Aus einem in seiner Energie und der räumlichen Position von Elektron und gestreutem Photon erfolgreich rekonstruiertes Comptonereignis lässt sich ein Kegelmantel ableiten, auf dem die Quelle des Primärphotons liegt. Die Kombination einer Vielzahl solcher rekonstruierten Ereignisse könnte dann die Berechnung der räumlichen Intensitätsverteilung der Quelle ermöglichen; dies wird im Konzept der Comptonkamera aufgegriffen [35, 37]. Potenzielle Anwendungen finden sich in der medizinischen Bildgebung sowie der Überwachung radioaktiven Abfalls.

Zur erfolgreichen Durchführung der Comptonpolarimetrie muss das Photon in einem Winkel von etwa  $90^\circ$  gestreut werden, um eine ausreichende Modulation der Streuverteilung zu gewährleisten. Zudem muss es innerhalb des Detektorvolumens durch Photoabsorption nachgewiesen werden. Da beide Bedingungen nur für einen Teil der Comptonereignisse erfüllt sind, senken sie die Anzahl der für die nachfolgenden Berechnungen zur Verfügung stehenden Ereignisse ab. Der Prozess des Charge-Splittings, der sowohl das Signal des Streuelektrons als auch des gestreuten Photons betreffen kann, führt dann zu einer weiteren Verschlechterung der Effizienz, wenn er nicht korrigiert wird.

Eine angemessene Berücksichtigung und Korrektur der Ladungsteilung liegt daher im Interesse einer möglichst hohen Detektoreffizienz und nimmt insbesondere bei Comptonpolarimetrischen Anwendungen eine Schlüsselrolle ein. In dieser Arbeit wird daher das Ausmaß dieses Effekts in gemessenen Datensätzen untersucht und die zu seiner Berücksichtigung in einer Monte-Carlo-Simulation der Detektoren enthaltene Routine erweitert.

## 3.2 Timepix-Detektor mit CdTe-Substrat

Der 2007 von einem Konsortium unter Führung des CERN konstruierte Timepix-Chip basiert auf dem 2002 entwickelten Medipix2-Chip [17, 34] und erweitert dessen Möglichkeiten des Einzelphotonen-Nachweises erheblich. Die Auslese-Hardware ist in CMOS-



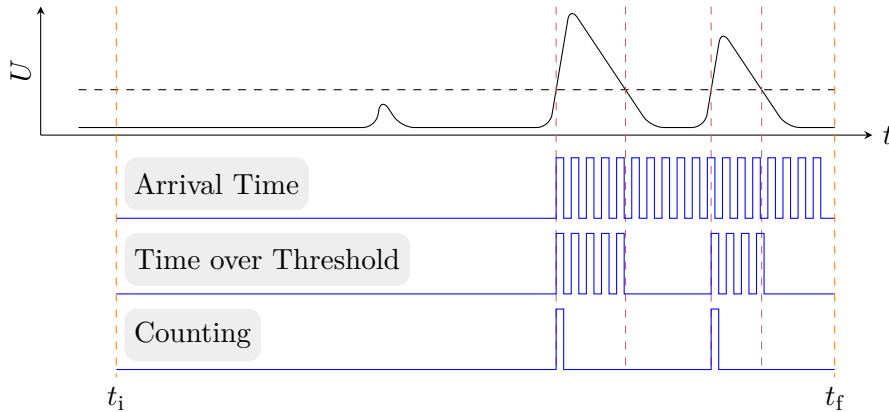


Abbildung 3.5: Unterschiede bei der Aufzeichnung desselben Signals  $U(t)$  in den verschiedenen Modi des Timepix-Chips: Während im Time-over-Threshold-Modus der Zähler nur inkrementiert wird, solange das Signal über der eingestellten Schwelle liegt, wird im Arrival-Time-Modus der Eintrag vom ersten Überschreiten der Schwelle bis zum Ende der Aufnahme  $t_f$  erhöht. Im Counting-Modus wird nur die Anzahl der die Schwelle überschreitenden Pulse festgehalten.

Technik auf einem vom eigentlichen Detektormaterial getrennten Träger untergebracht (s. Abbildung 3.4), sodass eine Vielzahl an möglichen Anwendungen mit jeweils für diesen Einsatzzweck optimalen Detektormaterialien denkbar sind. Zur Sicherstellung größtmöglicher Kompatibilität lässt sich der Chip außerdem sowohl zum Nachweis von negativen als auch von positiven Ladungsträgern verwenden. In dieser Arbeit wurde auf einen am FMF – Freiburger Materialforschungszentrum der Universität Freiburg angefertigten Prototypen mit einem besonders zum Nachweis harter Röntgenstrahlung geeigneten Absorber aus Cadmiumtellurid (CdTe) zurückgegriffen.

Jedes der 65 536 in einem Quadrat von 1,4 cm Seitenlänge angeordneten,  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$  großen Pixel verfügt über eine eigene digitale Ausleseelektronik, die bis zu 11 810 Counts speichern kann. Die Ausleserate des Chips liegt bei maximal 10 Hz. Es stehen dabei drei in Abbildung 3.5 illustrierte Modi zur Verfügung:

- Arrival Time Mode: Das interne Clock-Signal des Chips wird zur Messung der Zeit verwendet, die vom Auftreten des ersten einen einstellbaren Schwellwert überschreitenden Signals bis zum Ende der Aufnahme vergeht. Zusätzlich besitzt jedes Pixel die Möglichkeit der Nachjustierung dieses global eingestellten Schwellwertes, um lokale Schwankungen der Schaltcharakteristik berücksichtigen zu können. Außerdem können beliebige Pixel elektronisch maskiert und so von der Auswertung ausgenommen werden;

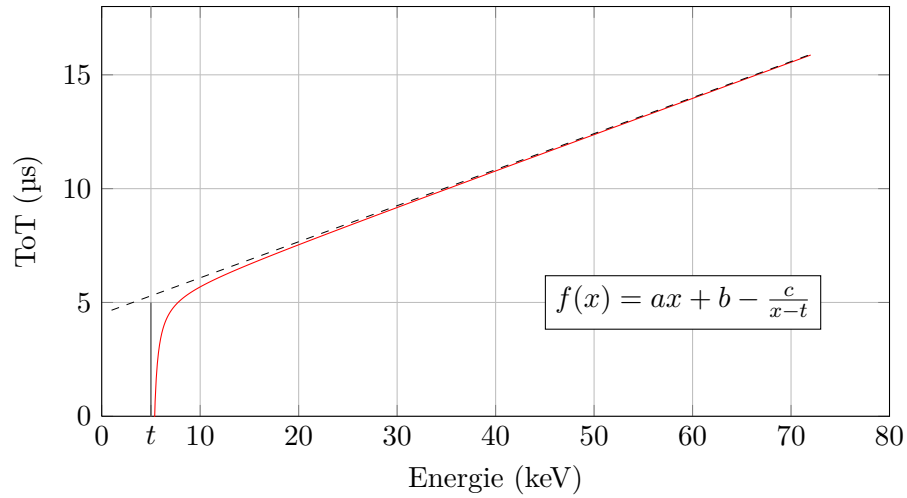


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der am Timepix-Chip gemessenen Zeit ToT, die das Signal über der unteren Schwelle liegt, von der dieses Signal verursachenden Energiedeposition. Die in der Umgebung des Schwellwertes  $t$  nichtlineare Kurve lässt sich durch die angegebene Funktion  $f(x)$  beschreiben [10].

- Time over Threshold Mode: Der ladungsempfindliche Vorverstärker jedes Pixels wird durch den Strom  $I_{\text{krum}}$  in einem dreiecksförmigen Puls entladen. Dabei wird mittels des internen Clock-Signals die Zeitspanne ToT bestimmt, während der die Signalhöhe über einer vorher eingestellten Schwelle liegt. Dieser zunächst global vorgegebene Schwellwert wird im Prozess der *Threshold Equalization* zur Homogenisierung des Detektorverhaltens pixelweise korrigiert [18]. Um zuverlässig auf die im jeweiligen Pixel nachgewiesene Energie schließen zu können, müssen diese individuell kalibriert werden [7, 10]. Die Abhängigkeit der gemessenen Zeit ToT von der deponierten Energie folgt dem in Abbildung 3.6 dargestellten Verlauf und zeigt in der Nähe der unteren Schwelle ein nichtlineares Verhalten. Sie wird durch die Funktion  $f(x) = ax + b - \frac{c}{x-t}$  mit zu bestimmenden Parametern  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $t$  beschrieben;
- Counting Mode: In jedem Pixel wird die Anzahl der innerhalb eines vorgegebenen Zeitraums auftretenden Ereignisse gespeichert, deren Signal den Schwellwert übersteigt.

Eine Abwandlung dieses Modus' ermöglicht beim Medipix2-Chip, der für jedes Pixel sowohl eine untere als auch eine obere Schwelle bereitstellt, nach entsprechender Kalibration energieselektive Aufnahmen.

Durch die Implementierung dieser Modi werden die Funktionen der weit verbreiteten

Auslesemodule Time-to-Digital-Converter (TDC), Analog-to-Digital-Converter und Scaler reproduziert.

Weitere technische Details des Timepix-Chips sind u. a. in [18] ausgeführt. Zur komfortablen Kalibration, Datenaufnahme und -betrachtung steht das am IEAP der Tschechischen Technischen Universität Prag entwickelte Programm *Pixelman* [24] zur Verfügung.

### 3.2.1 Vorteile des Timepix-Sensors bei Experimenten mit hochintensiven Laserpulsen

Bei Experimenten mit Lasern höchster Intensität werden oft sehr viele Röntgenphotonen mit einem Laserpuls erzeugt. Der Timepix-Chip ist aufgrund der kleinen Abmessungen seiner Pixel, und der damit verbundenen geringen Anfälligkeit für mehrere Treffer in einem Segment, für die Aufzeichnung dieser hohen Photonenflüsse gut geeignet. Zudem lässt das Vorhandensein „echter“ Pixel anstelle der bei den Streifendetektoren genutzten Pseudopixeln das Auftreten einer Vielzahl von Ereignissen pro Aufnahme zu, sodass das System in seiner Granularität mit CCD-Detektoren vergleichbar ist. Die Streifendetektoren können dagegen wegen der in Abschnitt 3.1 skizzierten Methode der Bildrekonstruktion in derartigen Situationen nicht zum Einzelphotonennachweis verwendet werden.

Die Nachweiseffizienz des hier verwendeten Aufbaus mit einem CdTe-Substrat für Energien bis zu mehreren hundert keV weit über den mit CCD-Systemen erreichbaren Werten. Zusammen mit der Möglichkeit, zeitaufgelöste Aufnahmen zu erstellen, wird der Timepix-Sensor damit zum derzeit vielversprechendsten Detektorkonzept für die Spektroskopie harter Röntgenstrahlung an Hochleistungslasern. Die bevorstehende Inbetriebnahme eines ersten Detektors am Helmholtz-Institut Jena wird dennoch von einer Reihe offener Fragen begleitet, etwa nach der erzielbaren Energieauflösung und Problemen wie dem schlechten Ladungsträgertransport im gewählten Detektormaterial CdTe, dem Ladungsteilungseffekt und systematischen Fehlern aufgrund des Verlustes von Fluoreszenzphotonen.



## 4 Ergebnisse

Im folgenden Kapitel wird zunächst auf das Ausmaß des Ladungsteilungseffekts in den mit den Streifendetektoren gemessenen Datensätzen sowie die Auswirkungen entsprechender Korrekturen auf die Energieauflösung und die Ergebnisse der Comptonanalyse eingegangen. Auch die resultierenden Änderungen der ermittelten Polarisationsparameter werden beschrieben. Im Anschluss folgen Ausführungen zur Fähigkeit des Timepix-Sensors, energiesensitive Aufnahmen zu erstellen; aufgrund des Ausfalls dieses Detektors ist eine der für die Streifendetektoren vorgenommenen Untersuchung entsprechende Analyse nicht möglich.

### 4.1 Untersuchung der Ladungsteilung bei Ge(i)- und Si(Li)-Detektor

Der weiteren Diskussion des Ladungsteilungseffekts seien zunächst zwei zur Charakterisierung der Aufnahmen nötige Definitionen vorangestellt:

- Innerhalb einer Aufnahme werde die Anzahl der auf einer bestimmten Seite auftretenden Ereignisse als *Multiplizität* bezeichnet, die Multiplizitäten der beiden Seiten werden mitunter durch einen Schrägstrich getrennt angegeben. Bei einem 2/1-Ereignis wurden demnach auf einer Seite zwei Ereignisse, auf der gegenüberliegenden Seite nur ein Ereignis beobachtet. Eine Unterscheidung bezüglich Masse- und HV-Seite muss wegen der symmetrischen Behandlung der Seiten nicht erfolgen. In den Rohdaten entspricht die Multiplizität der Anzahl an ein Signal ausgebenden Streifen.
- Ein mögliches Ladungsteilungsereignis wird entsprechend der Anzahl der beteiligten benachbarten Streifen durch seinen *Typ* gekennzeichnet. Charge-Splitting (CS) vom Typ 2 bezeichnet also die Aufteilung der Ladung auf zwei Streifen.

Mit diesen Definitionen ergibt sich, dass bei gegebener Multiplizität  $M$  höchstens Ladungsteilung vom Typ  $M$  auftreten kann. Da bei einem erfolgreich aufgelösten Ladungsteilungsereignis die als aus dem Wechselwirkungstreifen abgeflossen erkannte Ladung in diesem zusammengeführt und das Signal der übrigen Streifen in der weiteren Analyse verworfen wird, ändert sich die ursprünglich Multiplizität  $M$  in Abhängigkeit vom Typ  $T$  des erkannten Charge-Splittings zu  $M - (T - 1)$ . In der abschließenden Comptonanalyse

werden nur Ereignisse mit 2/1- oder 2/2-Multiplizität berücksichtigt, da nur dann die Möglichkeit zur eindeutigen Lokalisierung von Elektron und gestreutem Photon gegeben ist.

Die zur Comptonpolarimetrischen Untersuchung von Strahlung notwendigen Berechnungen setzen die möglichst genaue Kenntnis der relativen Position von streuendem Elektron und gestreutem Photon im Detektorvolumen voraus (vgl. Abschnitt 3.1.1). Da im relevanten Streuwinkelbereich von  $\theta \approx 90^\circ$  – um nur parallel zur Segmentierung erfolgte Streuvorgänge zu untersuchen, wird der zulässige Streuwinkel später auf diesen Wert beschränkt – das Elektron stets den kleineren Teil der Energie des einfallenden Photons erhält, lässt sich diese Information unter Umständen aus dem rekonstruierten Detektorbild gewinnen. Zu dessen Erstellung die Anzahl von ein Signal ausgebenden Streifen genügend klein sein. Wird dann genau zwei getrennten Pseudopixeln ein Signal zugeordnet, kann die Zuordnung der Ereignisse zu Streuelektron und gestreutem Photon gelingen. Mit der Berechnung des Streuwinkels nach Gleichung 3.1 wird der stattgefunden Streuprozess nachvollziehbar und das derart identifizierte Comptonereignis kann in die Berechnungen zur Ermittlung der Polarisationsparameter einbezogen werden.

Weist das rekonstruierte Detektorbild eine Multiplizität  $M > 2$  auf, können eventuell auftretende Comptonereignisse mit der in dieser Arbeit verwendeten Routine nicht erkannt werden; ein auf der Berechnung eines Gütewertes für sämtliche möglichen Ereigniskombinationen basierendes Verfahren wird in [32] vorgeschlagen. Auch der in Abschnitt 2.4.3 erläuterte Prozess der Ladungsteilung erhöht die Ereignisanzahl, falls die in einen Nachbarstreifen abgeflossene Ladung dort zu einem die Nachweisschwelle übersteigenden Signal führt. Ohne eine Korrektur der Auswirkungen dieses Effekts wären solche Ereignisse nicht von Mehrfachtreffern zu unterscheiden und von ihm betroffene Comptonstreuungen für die weitere Analyse verloren. Die Untersuchung des Einflusses der Ladungsteilung und ihre Behandlung in zur Auswertung der mit dem Ge(i)- und Si(Li)-Detektor aufgenommenen Daten verwendeten Code ist daher ein Kernanliegen dieser Arbeit.

Die untersuchten Datensätze wurden bei Experimenten mit hochgeladenen  $U^{92+}$ - und  $Xe^{54+}$ -Ionen am  $H_2$ -Gastarget des *Experimentierspeicherrings ESR* bei GSI sowie den im Umfeld dieser Kampagnen durchgeführten Kalibrationsmessungen mit verschiedenen Gammastrahlern ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  und  $^{152}\text{Eu}$ ) gewonnen. Die bei den Schwerionenexperimenten auftretenden charakteristischen Linien harter Röntgenstrahlung sind dabei vornehmlich auf den *radiativen Elektroneneinfang (REC)* und nachfolgende Übergänge im Schalensystem der Ionen zurückzuführen. Das experimentelle Vorgehen ist eingehend in der Arbeit von G. Weber [38] dokumentiert.

Abbildung 4.1 stellt den Einfluss der Typ-2-Charge-Splitting-Korrektur auf die Anzahl an Multiplizität-1-Ereignissen in Abhängigkeit von der Energie dieser Ereignisse dar, indem der Quotient aus der vor und nach der Korrektur ermittelten Anzahl aufgetragen wird. Bei den für den Germanium-Detektor ermittelten Kurven ist die logarithmische Skalierung der  $y$ -Achse zu beachten; insgesamt ist die Ladungsteilung in diesem System,

bedingt durch die wesentlich schmalere Segmente, bedeutend ausgeprägter als im Si(Li)-Detektor. Das bei 344 keV erreichte Verhältnis von 30,44 auf der Masse- bzw. 24,68 auf der HV-Seite entspricht einem Anteil von nur 3 bzw. 4 % nicht von Typ-2-Charge-Splitting betroffener Multiplizität-1-Ereignisse. Bei 121,78 keV, der höchsten der hier verwendeten Energien, die von beiden Detektoren aufgenommen wurde, liegt der beim Germanium-System ermittelte Wert mit 2,57 (Masseseite, HV-Seite: 2,41) deutlich über dem sich für den Silizium-Detektor ergebenden Wert von 1,25 (sowohl Masse- als auch HV-Seite).

Aufgrund der offenbar starken Ausprägung der Typ-2-Ladungsteilung wurde der zur Analyse der Messdaten genutzte SATAN-Code, der zu großen Teilen auf der von G. Weber in seiner Arbeit verwendeten und dort umfassend beschriebenen Version basiert, dahingehend angepasst, dass prinzipiell jeder beliebige Ladungsteilungstyp korrigiert werden kann. Die Auswahl der auf den beiden Detektorseiten tatsächlich zu behandelnden Typen geschieht durch unabhängig voneinander einstellbare Felder. Gleichzeitig wurde die zur Einsparung von Rechenzeit vorhandene Beschränkung auf Multiplizitäten  $\leq 4$  aufgehoben und stattdessen ein ebenfalls für jede Seite separat frei einstellbarer Filter implementiert. Damit wird es möglich, Aufnahmen *beliebiger* Multiplizität, die eine *beliebige* Anzahl an Charge-Splitting-Ereignissen jeweils *beliebigen* Typs aufweisen, zu korrigieren. Da Ladungsteilung höheren Typs, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, bedeutend seltener stattfindet und bei niedrigen Energien gar nicht auftritt, ist auch aus Gründen der Rechenzeit und des benötigten Speicherplatzes eine Begrenzung der Multiplizität und des Charge-Splitting-Typs geboten. Sämtliche weiteren Analysen beschränken sich daher auf die Korrektur von Ladungsteilungseffekten vom Typ  $\leq 5$ , lassen aber auf beiden Seiten eine Multiplizität von bis zu 20 zu. Mit diesen Grenzen wird die nach der Korrektur ermittelte Anzahl an Multiplizität-1-Ereignissen äußerstenfalls um 7,5 % gegenüber der sich bei alleiniger Berücksichtigung von Typ-2-Charge-Splitting ergebenden Anzahl erhöht. Demnach breitet sich bei den untersuchten Energien nur eine sehr kleine Anzahl von Ladungswolken über mehr als zwei Segmente aus.

Sättel, die die Peaks auf ihrer niederenergetischen Seite begleiten, werden durch die endliche Nachweisschwelle LTHRESH verursacht, die dazu führt, dass in ein Nachbarsegment abgelaufene Ladung bis zur Energie LTHRESH auch bei Berücksichtigung des Charge-Splitting-Effekts ignoriert wird. Ein Großteil der in diesen Sätteln liegenden Ereignisse ist demnach auf Photonen mit der dem Peak tatsächlich entsprechenden Energie zurückzuführen. Die daneben u. a. bei 86 und 366 keV hervortretenden Peaks werden mehrheitlich durch Doppeltreffer durch Photonen der 39,91- und 45,66 keV- bzw. 121,78- und 244,70 keV-Linie verursacht. Der Anteil dieser zufälligen Koinzidenzen ist aber aufgrund der experimentellen Bedingungen nur gering, sodass eine eventuelle Beeinflussung der Ergebnisse der Charge-Splitting-Analyse durch derartige Ereignisse vernachlässigt werden kann.

Die ermittelte Gesamtenergie der von Ladungsteilung betroffenen Ereignisse wird überraschenderweise als gegen die Energie der entsprechenden, von Charge-Splitting un-

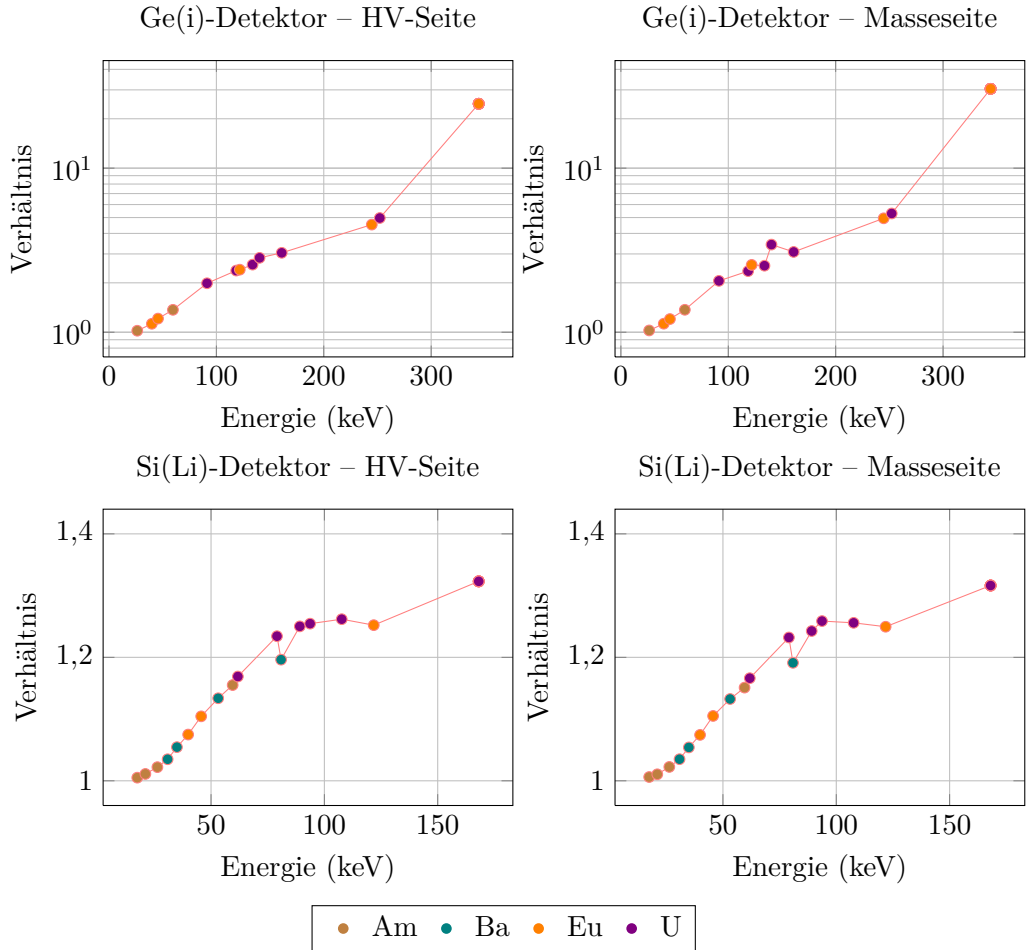


Abbildung 4.1: Verhältnis der Anzahl an Multiplizität-1-Ereignissen nach der Korrektur von Typ-2-Ladungsteilungsereignissen zur jeweils ohne die entsprechende Korrektur ermittelten Anzahl solcher Ereignisse für eine Reihe von Photonenenergien. Beim Ge(i)-Detektor ist das Charge-Splitting aufgrund der deutlich schmaleren Streifen wesentlich stärker ausgeprägt.



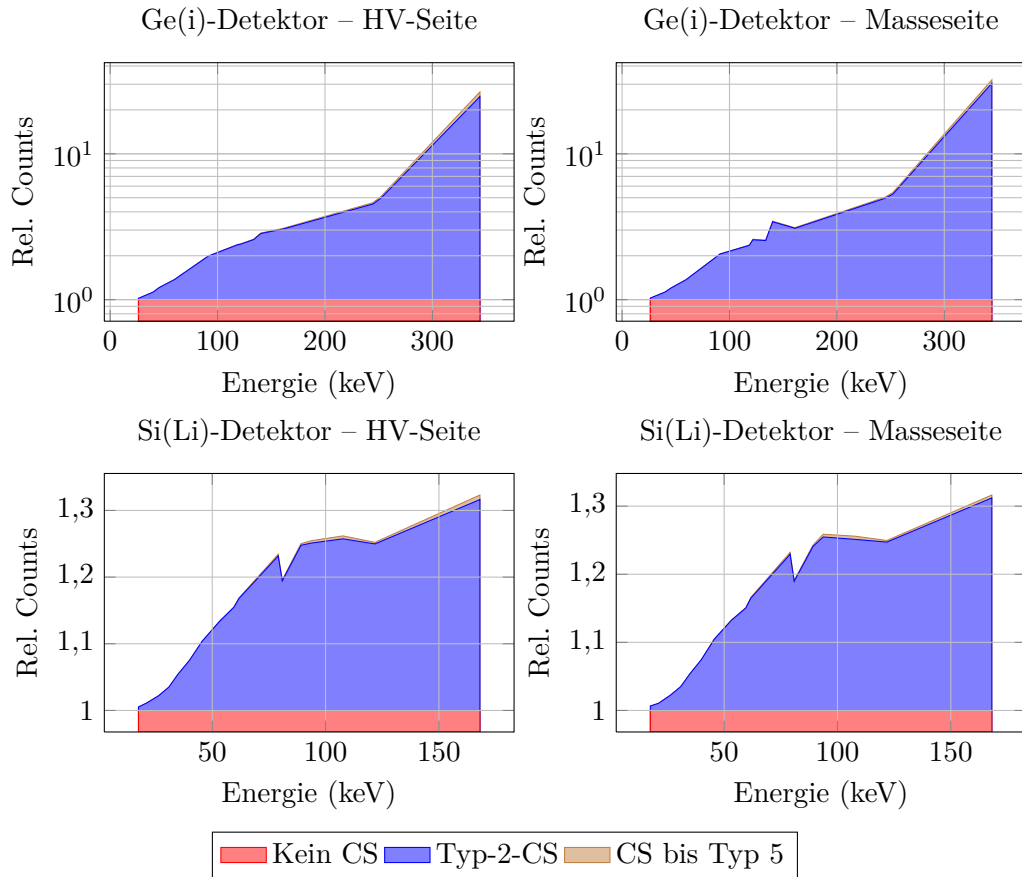


Abbildung 4.2: Relative Häufigkeit von Typ-2-Ladungsteilung und solcher höheren Typs, bezogen auf die Anzahl nicht von Charge-Splitting betroffener Ereignisse.

berührten Ereignisse verschoben vorgefunden. Dieses sowohl bei den beiden Systemen als auch bei den zwei Seiten ein und desselben Detektors nicht einheitliche Verhalten äußert sich in der Ausbildung der in Abbildung 4.3 illustrierten Doppelspitzen bei den charakteristischen Energien der jeweils aufgenommenen Strahlung. Die wesentlich geringere Häufigkeit von Ladungsteilungsereignissen beim Si(Li)-Detektor führt dazu, dass der bei der Rekonstruktion dieser Ereignisse auftretende zusätzliche Peak im kombinierten Spektrum aller Multiplizität-1-Ereignisse nicht hervortritt und die Verschiebung nur durch den Vergleich der dedizierten Charge-Splitting-Spektren mit den ohne Berücksichtigung der Ladungsteilung gewonnenen Multiplizität-1-Spektren augenfällig wird. Die Aufnahmen des Germanium-Detektors zeigen die beschriebene Verschiebung dagegen insbesondere in den Spektren der HV-Seite deutlich. Aufgrund der geringen Anzahl an Charge-Splitting-Ereignissen bei niedrigen Energien kann eine offensichtliche Störung

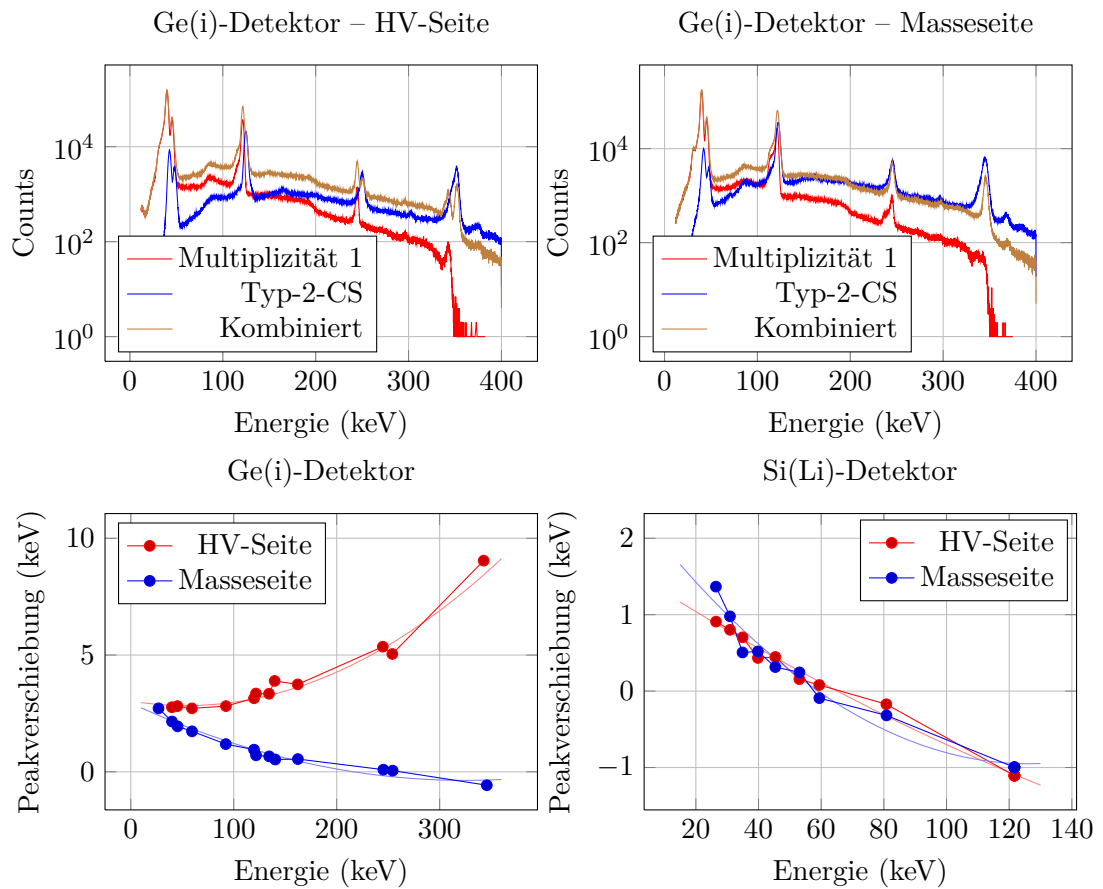


Abbildung 4.3: Verschiebung der rekonstruierten Energie der Ladungsteilungsereignisse gegen die entsprechenden Energielinien der von Ladungsteilung nicht betroffenen Ereignisse am Beispiel von  $^{152}\text{Eu}$ -Kalibrationsaufnahmen des Ge(i)-Detektors. In der unteren Reihe ist der energieabhängige Versatz der Peaks sowie die Korrekturfunktion dargestellt.

der Multiplizität-1-Spektren erst bei hohen Energiewerten festgestellt werden.

Der Grund dieses Verhaltens konnte im Rahmen dieser Arbeit mit den hier zur Verfügung stehenden Daten nicht geklärt werden. Eingehende Untersuchungen der durch die Charge-Splitting-Korrektur hinzutretenden Peaks ergaben keine Präferenzen für ausgewählte Energieaufteilungen, die auf einen ursächlichen Zusammenhang mit bestimmten Wechselwirkungspositionen hindeuten könnten; dies zeigt sich auch daran, dass keine signifikante Anzahl rekonstruierter Ladungsteilungsereignisse an der unverschobenen

Peakposition vorgefunden wird. Aus diesem Grund scheidet auch die Verknüpfung mit dem Nachweis in einzelnen wie etwa den am Detektorrand gelegenen Streifen aus. Möglicherweise führt daher eine Veränderung der Signalform beim Nachweis von Signalen in benachbarten Streifen zu der beobachteten Verschiebung.

Zur Interpretation der mit den Detektoren aufgenommenen Daten und zur Planung zukünftiger Experimente wird auf eine Monte-Carlo-Simulation auf Basis des EGS5-Pakets zurückgegriffen. Da diese jedoch nur die grundlegenden Wechselwirkungen von Photonen und Elektronen mit Materie beschreibt, muss der für die aufgenommenen Rohdaten durchaus bedeutende Effekt der Ladungsteilung nachträglich implementiert werden. In der in [38] erläuterten Simulation wurde daher die Routine zur Nachbildung des Charge-Splittings erweitert, indem die Aufteilung der als gaußförmig und in ihrer Ausdehnung  $\sigma$  durch Gleichung 2.20 beschriebenen angenommenen Ladungsverteilung auf alle Segmente der Detektoren berechnet wird.

Da der beschriebene Effekt der Peakverschiebung in aus diesen Simulationen gewonnenen und mit einer marginal abgewandelten Form der Analyseroutine ausgewerteten Spektren nicht auftritt, erscheint ein Zusammenhang mit dem nur bei Messdaten notwendigen Kalibrationsverfahren plausibel. Dieses überführt streifenweise die gemessenen Counts  $C_i$  linear in die Energie  $E_i = a_i C_i + b_i$ , die Parameter  $a_i$  und  $b_i$  werden unter Verwendung eines Referenzstrahlers (z. B.  $^{152}\text{Eu}$ ) durch einen linearen Fit der in den Rohdaten auftretenden Peakpositionen an die bekannten Energielinien des Strahlers ermittelt. Aus Abbildung 4.2 geht hervor, dass bei entsprechend hohen Energien wie etwa der 245 keV-Linie von  $^{152}\text{Eu}$  der überwiegende Teil der gemessenen Ereignisse von Charge-Splitting betroffen ist, die Photonenenergie also nur sehr selten komplett in einem einzelnen Streifen nachgewiesen wird. Da die Ladungsteilung in diesem Stadium noch nicht erkannt und korrigiert werden kann, wird dem Kalibrationsfit ein Peak zugrunde gelegt, der bei einer niedrigeren Countanzahl auftritt, als der jeweiligen Photonenenergie korrekterweise entspräche. Die Kalibration wird dann so ausgeführt, dass die volle Energie der Linie bei allen zukünftigen Analyseschritten bei der im Streifen verbliebenen, zu niedrigen Countanzahl verortet wird. Die Kombination von in benachbarten Streifen gemessenen Signalen im Zuge der Charge-Splitting-Korrektur würde dann aufgrund der beschriebenen, unvermeidlichen Fehlkalibration auf eine zu hohe Energie führen. Da bei niedrigen Energien ein nicht unerheblicher Anteil der Ereignisse nicht bzw. im Sinne der abgeflossenen Ladung weniger stark von Ladungsteilung betroffen ist, würde der zugehörige Peak im Rohdaten-Spektrum der korrekten Position besser entsprechen. Eine solcherart verzerrte Kalibration könnte allerdings nur eine Verschiebung erklären, wie sie auf der HV-Seite des Germanium-Detektors beobachtet wird: die Peaks der CS-Spektren sind um eine mit wachsender Energie zunehmende Differenz gegen die Linien im Spektrum der von Ladungsteilung nicht betroffenen Ereignisse verschoben. Allerdings steht der dort auftretende Versatz von  $\leq 10$  keV im Widerspruch zur gesetzten Akzeptanzschwelle von 12 keV, unterhalb der das von einem Streifen gelieferte Signal verworfen wird und um die sich daher die Gesamtenergie bei Hinzunahme weiterer Streifen min-

destens erhöhen muss.

Tatsächlich wird auf der Masseseite des Germanium- sowie auf beiden Seiten des Si(Li)-Detektors aber das in Abbildung 4.3 ebenfalls dargestellte Verhalten eines mit wachsender Energie abnehmenden Versatzes beobachtet, der in allen Fällen einen Nulldurchgang aufweist. Die dort auftretenden Beträge der Verschiebung von 1 bis 2 keV können aber auch, anders als auf der Ge(i)-HV-Seite, durch bei der linearen Überführung der aufgelaufenen Counts in Energien unvermeidliche Ungenauigkeiten begründet sein. Eine systematisch auftretende Verschiebung lässt sich bei der Analyse des Vorgangs der Charge-Splitting-Korrektur erkennen: bei der Korrektur von Typ-2-Ladungsteilung auf zwei benachbarte, hypothetischerweise identisch und exakt kalibrierte Streifen wird die einer gegebenen Energie entsprechende, auf die beiden Streifen aufgeteilte Countanzahl  $C = C_1 + C_2$  zunächst mittels der entsprechend der Annahme für beide Streifen gleichen Kalibrationsparameter  $a$  und  $b$  streifenweise in Energien  $E_i = aC_i + b$  konvertiert. Die im Anschluss durch bloße Summation rekonstruierte Energie  $E = E_1 + E_2 = a(C_1 + C_2) + 2b$  liegt offenbar um  $b$  von der Energie  $E = aC + b$  entfernt, die beim Nachweis des gesamten Energieeintrags in einem einzelnen Streifen gemessen worden wäre. Aufgrund der unterschiedlichen Kalibrationsparameter der einzelnen Streifen ist eine Korrektur dieses systematischen Fehlers nicht möglich. Da der Parameter  $b$  jedoch stets  $\lesssim -2$  keV ist, ist eine Nivellierung des im resultierenden Spektrum erwarteten Versatzes trotz der Vielzahl unterschiedlicher Streifenkombinationen ausgeschlossen.

Als von der nachgewiesenen Energie unabhängige, stets negative Verschiebung kann die beschriebene Abweichung die mit der Energie variierende Differenz zwischen den Peaks nicht begründen. Daher ist als Ursache des beobachteten Versatzes eine Kombination zumindest der drei erwähnten Effekte – Ladungsteilung als reguläre Form des Ereignisses bei hohen Energien, mehrfache Berücksichtigung des Kalibrationsparameters  $b$  und Ungenauigkeiten bei der linearen Übertragung von Counts in Energien – in Betracht zu ziehen. Zur Korrektur wird die kombinierte Energie im Rahmen der Charge-Splitting-Analyse um einen von dieser Energie abhängigen Wert verschoben. Diese Korrekturfunktion wird als parabolischer Fit an die gemessenen Verschiebungen konstruiert und ist bei einer Änderung der Kalibrationsparameter neu zu ermitteln. In Abbildung 4.3 ist sie neben den entsprechenden Messwerten eingezeichnet.

Diese Korrektur, wie auch die gesamte Behandlung des Ladungsteilungseffekts, wirkt sich bei niedrigen Energien nicht in einheitlicher Weise auf die erzielbare Energieauflösung aus, wie aus Abbildung 4.4 zu entnehmen ist; allerdings sind einige der auftretenden Messpunkte auf nicht aufzulösende Gruppen von Linien bezogen. Bei Linien höherer Energie führt die Korrektur der Ladungsteilung zu einer leichten Verbreiterung der Peaks, die aber im Bereich weniger Prozent liegt. Eine Verringerung der Halbwertsbreite auf dem Wege der Charge-Splitting-Korrektur, etwa durch die Ergänzung von auf der niederenergetischen Flanke der Peaks gelegenen Ereignissen um eventuell abgeflossene Ladung und damit die Verschiebung des Ereignisses zur Peakmitte, ist aufgrund der im Vergleich mit der Nachweisschwelle von 5 bis 12 keV geringen Breite der Peaks nicht

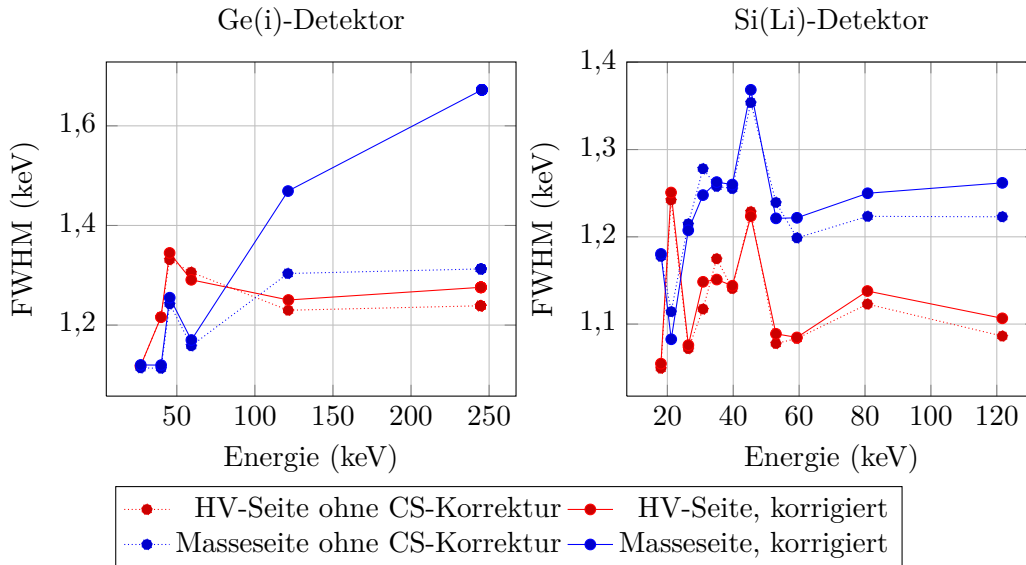


Abbildung 4.4: Volle Halbwertsbreite (FWHM) der mit dem Ge(i)- und Si(Li)-Detektor aufgenommenen Linien ohne bzw. mit Berücksichtigung der Ladungsteilung.

möglich.

#### 4.1.1 Einfluss der Ladungsteilung auf die Rekonstruktion der Comptonereignisse

Nach der Durchführung der oben geschilderten Korrekturen gelingt es beim Germanium-Detektor, die Anzahl an erkannten Comptonereignissen erheblich zu erhöhen; wie in Abbildung 4.5 gezeigt. Die Anzahl an Ereignissen der Multiplizität 2 nimmt demgegenüber nur leicht zu, da die Charge-Splitting-Korrektur hier sowohl Zugänge aus Ereignissen höherer Anfangsmultiplizität als auch Abgänge durch die Zusammenfassung von Typ-2-Ladungsteilungsereignissen zu Multiplizität-1-Ereignissen verursacht. Die entsprechenden Daten für den Si(Li)-Detektor weisen einen weitaus geringeren Anstieg der Anzahl an Comptonereignissen aus; das Verhältnis aus der Anzahl von Comptonereignissen nach und vor der Korrektur liegt allerdings bei hohen Energien stets über dem für die Gesamtheit der Multiplizität-2-Ereignisse ermittelten Wert. Die Anzahl der identifizierten Comptonereignisse lässt sich durch die Charge-Splitting-Routine jedenfalls um mindestens 15% erhöhen. Das bei 53,16 keV ermittelte Verhältnis von 1 ist auf die sowohl vor als auch nach der Ladungsteilungskorrektur erkannte Anzahl von je 4 Comptonereignissen, die mit einer großen relativen Unsicherheit belastet sind, zurückzuführen.

In die Grafik wurden auch Datenpunkte aufgenommen, bei denen ohne Ladungstei-

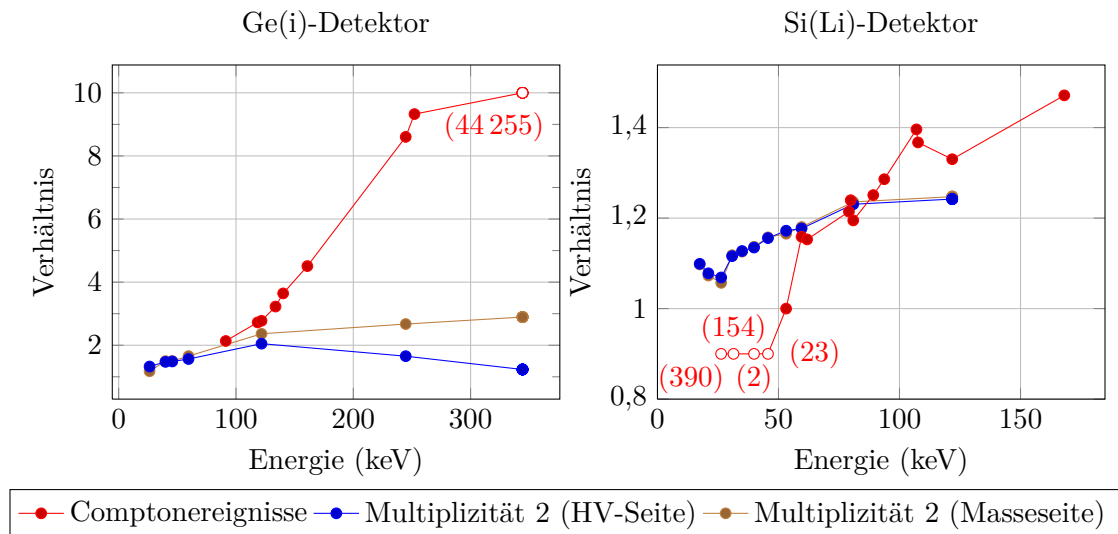


Abbildung 4.5: Relative Zunahme der erkannten Compton- sowie der Multiplizität-2-Ereignisse durch die Charge-Splitting-Korrektur. Bei Messpunkten mit leeren Symbolen konnten vor der Korrektur keine Comptonereignisse identifiziert werden. Die nach der Korrektur gefundene Anzahl an Ereignissen ist bei den jeweiligen Datenpunkten angegeben.

lungskorrektur keine Comptonereignisse gefunden werden konnten. Dies betrifft einerseits die mit dem Ge(i)-Detektor aufgenommene 344 keV-Linie von  $^{152}\text{Eu}$ , deren zugehörige Ereignisse wie aus Abbildung 4.1 entnehmbar zum überwiegenden Teil von Ladungsteilung betroffen sind. Sie werden daher ohne die entsprechende Korrektur von der Comptonanalyse nicht beachtet, da diese Routine Ereignisse jenseits der Multiplizitäten-Kombinationen 2/1 und 2/2 mangels der Möglichkeit eindeutiger Zuordnung ignoriert. Außerdem setzt sie die Konzentration der Energien des Streuelektrens und Streuphotons in jeweils einem Paar aus Vorder- und Rückseitenstreifen voraus, sodass ein durch Ladungsteilung aus einem Multiplizität-2/1- hervorgegangenes Multiplizität-2/2-Ereignis im Laufe der Routine ebenfalls verworfen wird. Andererseits können in den Aufnahmen des Si(Li)-Detektors auf Photonen einiger niederenergetischer Linien zurückzuführende Comptonereignisse rekonstruiert werden, die ohne die Charge-Splitting-Korrektur aufgrund der soeben erläuterten Restriktionen der Comptonroutine nicht identifiziert werden.

Die außergewöhnlich geringe Anzahl an bei diesen Energien verzeichneten Comptonereignissen – verglichen mit der bei höheren Energien typischen Anzahl von einigen tausend bis zu mehreren zehntausend Ereignissen – ist im Licht der Tatsache zu be-

werten, dass nur noch große Streuwinkel  $\theta$  zu Rückstoßenergien jenseits der unteren Nachweisschwelle führen. Daneben ist die Absorptionslänge des gestreuten Photons bei diesen Energien entsprechend gering, sodass Comptonstreuung regelmäßig nur in benachbarte Segmente erfolgt. Da derartige Ereignisse auf Basis der ausgewerteten Daten nicht von solchen zu unterscheiden sind, bei denen die Aufteilung der Energie des einfallenden Photons auf benachbarte Segmente durch Ladungsteilung zustande kommt, werden solche Konstellationen in der Analyse nie als Comptonereignis eingeordnet. Dazu wird in der entsprechenden Codepassage die Bedingung gestellt, dass die beiden als Ergebnis eines Comptonereignisses infrage kommenden Signale in mindestens einer Richtung klar, d. h. durch zumindest einen Streifen ohne Signal, getrennt sind. Ein großer Teil der bei niedrigen Energien stattfindenden Comptonereignisse wird daher in den dargestellten Daten nicht erfasst.

Die hier verwendete Version der Charge-Splitting-Routine ist zunächst darauf ausgelegt, ein entdecktes Ladungsteilungsereignis gemäß seinem größtmöglichen Typ zu behandeln. Die Signale bspw. von vier benachbarten Streifen werden daher nach Möglichkeit im Streifen mit dem höchsten Signal zusammengefasst, anstatt sie paarweise zu kombinieren. Allerdings überprüft das Programm nach der Aufzeichnung aller auf beiden Seiten auftretenden Streifengruppen in einigen einfach gelagerten Fällen, ob eine Aufteilung der Gruppen – ggf. zu Segmentverbänden niedrigeren Charge-Splitting-Typs – existiert, die nach dem Abschluss der Behandlung des Ladungsteilungseffekts auf beiden Seiten das gleiche Paar an Energiewerten zurücklässt. Diese Situation stellt eine der Ausgangsvoraussetzungen für die Untersuchung auf Comptonereignisse dar. Bei Ereignissen, deren Signalmuster nur aus jeweils einem (scheinbaren) Ladungsteilungsereignis auf beiden Detektorseiten oder aus einem derartigen Ereignis auf einer Seite und zwei klar getrennten Ereignissen ohne Ladungsteilung auf der anderen Seite besteht, wird die Unkenntlichmachung von hochwahrscheinlichen Comptonereignissen verhindert. Wird das betreffende Ereignis im Laufe der aufwendigeren Comptonanalyse später dennoch verworfen, kann die Ladungsteilungskorrektur allerdings nicht nachgeholt werden. Die Implementierung der Routine verhindert ebenfalls die derartige Behandlung komplizierterer Detektorbilder: liegen die von einem Comptonereignis verursachten Signale auf einer Seite ohne Ladungsteilung in benachbarten Streifen, während sich auf der gegenüberliegenden Detektorseite die Signale von Photon und Elektron klar trennen lassen, jedoch für sich genommen von Charge-Splitting betroffen sind, findet eine Untersuchung in der oben ausgeführten Form nicht statt und die bis zu drei – möglicherweise irrtümlich – erkannten Charge-Splitting-Gruppen werden ohne Auftrennung weiterbehandelt.

Ein in dieser Form nachgewiesenes Comptonereignis geht mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht verloren, da die von der entsprechenden Analyse an die Energie der einzelnen Signale gestellten Forderungen erfüllt bleiben. Durch die Zusammenfassung der benachbarten Signale auf einer Seite im von der Ladungsteilungsroutine bestimmten Streifen erscheint das Ereignis jedoch als Multiplizität-2/1-Ereignis, sodass tendenziell eine Streuung in Richtung der Streifen dieser Seite rekonstruiert wird. In welchem Umfang sich

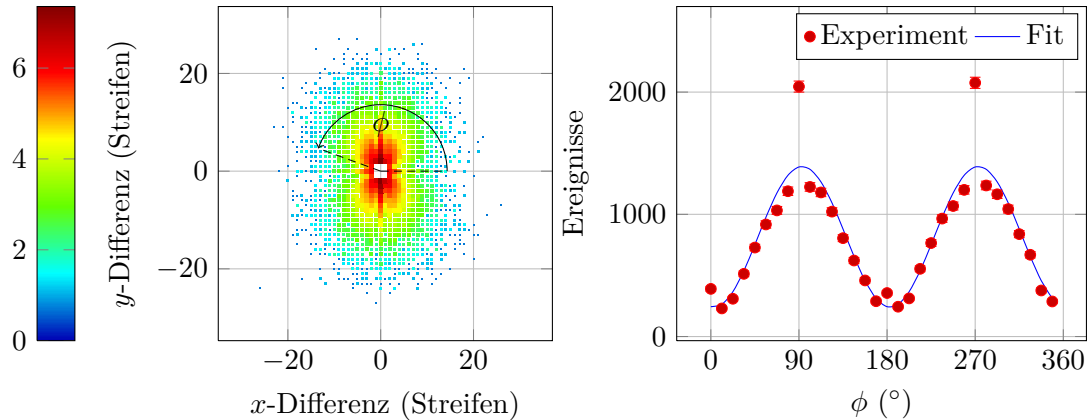


Abbildung 4.6: Logarithmische Auftragung der Streuverteilung der mit dem Si(Li)-Detektor nachgewiesenen Comptonereignisse von 168 keV-Photonen, die beim K-REC des  $U^{92+}$  entstehen. Es wurden nur Ereignisse mit einem Streuwinkel von  $\theta = (90 \pm 15)^\circ$  berücksichtigt. Daneben ist die azimutale Häufigkeitsverteilung der Ereignisse sowie die zur Bestimmung der Polarisationsparameter ermittelte Fitkurve angegeben.

diese Tatsache auf die aus der Streuverteilung ermittelten Polarisationsparameter auswirkt, hängt u. a. von der Häufigkeit des Auftretens derartiger Ereignisse ab und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Wie im folgenden Abschnitt ausgeführt, zeigen die Werte dieser Parameter aber eine nicht unerhebliche Sensitivität auf die Behandlung des Ladungsteilungseffekts. Für auf größtmögliche Effizienz des Photonennachweises ausgerichtete Analyseaufgaben ist eine Selektion der Charge-Splitting-Ereignisse in der beschriebenen Form naheliegenderweise nicht erforderlich.

#### 4.1.2 Einfluss der Ladungsteilung auf die ermittelten Polarisationsparameter

Die durch die Klein-Nishina-Gleichung 2.12 gegebene Abhängigkeit des differentiellen Compton-Streuquerschnitts vom azimutalen, relativ zum Feldvektor des einfallenden Photons definierten Streuwinkel  $\phi$  lässt eine Berechnung der Polarisationsparameter auf Grundlage der Streuverteilung, d. h. der relativen Positionen von streuendem Elektron und gestreutem Photon, zu. Eine derartige Verteilung ist am Beispiel der beim K-REC des  $U^{92+}$  emittierten Photonen in Abbildung 4.6 zusammen mit der azimutalen Häufigkeitsverteilung der Ereignisse dargestellt.

Die aus diesen Verteilungen rekonstruierten Polarisationswerte der bei den  $U^{92+}$ - und  $Xe^{54+}$ -Experimenten aufgenommenen Linien sind in Abbildung 4.7 zusammengestellt. Für Vergleichszwecke werden die bei Vernachlässigung des Effekts (und damit Außerachtlassung eines Großteils der von ihm betroffenen Comptonereignisse) sowie die bei



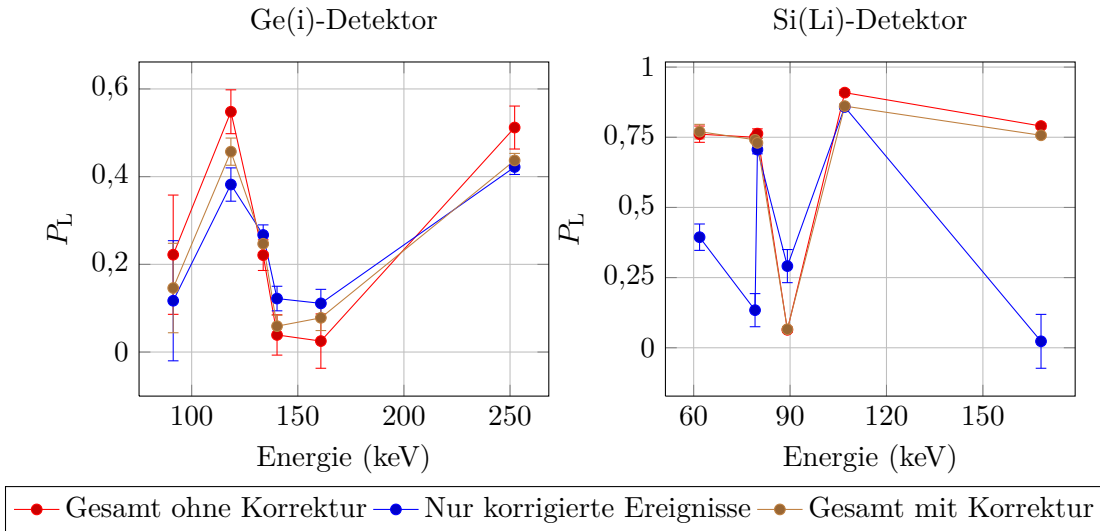


Abbildung 4.7: Auf Basis der Compton-Streuverteilung rekonstruierter linearer Polarisationsgrad  $P_L$  bei verschiedenen Übergangsenergien von  $U^{92+}$  und  $Xe^{54+}$ . Neben den sich bei Vernachlässigung des Ladungsteilungseffekts und bei dessen Berücksichtigung ergebenden Werten sind die Resultate bei Beschränkung auf Comptonereignisse dargestellt, bei denen zuvor die Korrektur des Charge-Splitting vorgenommen wurde.

Berücksichtigung von Charge-Splitting bis Typ 5 ermittelten Werte angegeben. Außerdem wurden die Berechnungen auch für die Analyseergebnisse bei Beschränkung auf Ereignisse durchgeführt, die sowohl als Ladungsteilungs- als auch als Comptonereignis erkannt wurden.

Beim Ge(i)-Detektor wird eine Abweichung der allein auf Basis ladungsteilungskorrigierter Comptonereignisse bestimmten Polarisationswerte von den sich bei Betrachtung der Gesamtheit der Daten ohne Berücksichtigung des Charge-Splittings ergebenden Werten festgestellt. Diese mündet in einer Differenz zwischen den Resultaten, die sich aus der der Ladungsteilungskorrektur unterworfenen Gesamtheit der Daten ergeben, und den ohne Berücksichtigung der Ladungsteilung ermittelten Polarisationsgraden. In zukünftigen Untersuchungen wird zu klären sein, inwiefern diese den ermittelten Polarisationsgrad  $P_L$  um bis zu 9,1 % ändernde Differenz eine tatsächliche Korrektur darstellt oder durch Effekte wie die im vorigen Abschnitt 4.1.1 erläuterte Änderung des Detektorbildes im Zuge der Korrektur von Ladungsteilung betroffener Comptonereignisse verursacht wird und die Ergebnisse verfälscht.

Die aus den Aufnahmen des Si(Li)-Detektors ohne Berücksichtigung des Charge-

Splittings gewonnenen Polarisationsgrade divergieren für die charakteristischen Energien von  $U^{92+}$  erheblich von den auf Grundlage der entsprechend korrigierten Comptonereignisse errechneten Werten. Diese Unterschiede gehen für den K-REC bei 168 keV so weit, dass im ersten Fall ein Polarisationsgrad von  $(0,757 \pm 0,007) \%$  ermittelt wird, während aus den vormals ladungsteilten Ereignissen mit  $(0,02 \pm 0,10) \%$  im Prinzip keine lineare Polarisation gemessen wird. Bei den Energien des K- und L-REC von  $Xe^{54+}$  (79,84 keV bzw. 107,01 keV) stimmen die Ergebnisse dagegen nahezu überein. Die im Vergleich mit dem Ge(i)-Detektor geringere Ausprägung der Ladungsteilung bedingt jedoch jedenfalls nur eine geringe Änderung des Polarisationsgrades der Gesamtheit der Daten um maximal 4,8 %, sobald Charge-Splitting berücksichtigt und korrigiert wird. Dennoch muss auch hier die bei Behandlung der Ladungsteilung auftretende Differenz Anlass zu tiefergehenden Untersuchungen geben.

## 4.2 Erste Testmessungen mit dem Timepix-Detektor am JETI-Laser

Für erste Tests mit dem Timepix-Detektor wurde vom das Gerät in Lizenz produzierenden FMF Freiburger Materialforschungszentrum ein Prototyp des Systems zur Verfügung gestellt. Eine systematische Kalibration im für energiesensitive Messungen genutzten Time-over-Threshold-Modus war nicht möglich, da das Gerät nicht voll funktionsfähig war und wenige Wochen nach der Lieferung zusätzlich beschädigt wurde. Die gemessenen Counts können daher nicht in Energien konvertiert werden. Nichtsdestotrotz war es möglich, den Detektor während eines Experiments zur Elektronenbeschleunigung am JETI-Laser einzusetzen, die im Folgenden präsentierten Messdaten sind jedoch nicht mit den Daten des Ge(i)- und Si(Li)-Detektors vergleichbar.

Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Auswertung der mit dem Detektor aufgenommenen Frames ein auf dem MATLAB-Paket aufsetzendes Programm geschrieben. Um Ereignisse, die sich – bspw. aufgrund von Ladungsteilungsprozessen – über mehr als ein Pixel erstrecken, korrekt zu berücksichtigen, wird die in Abschnitt 4.3 erläuterte Analyse vorrangig nicht auf der Basis einzelner Pixel, sondern unter Zugrundelegung der *Cluster*, also der Gruppen benachbarter, sämtlich ein Signal liefernder Pixel, durchgeführt. Zur Beschreibung einzelner Cluster sei die Gesamtzahl der durch den Cluster vereinigten Counts als ihr *Volumen* bezeichnet.

### 4.2.1 Vergleich der Resultate von Timepix-Chip und Elektronenspektrometer bei halbseitig bedecktem Detektor

Der in ersten Messreihen zur Untersuchung der Sensitivität des Detektors verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.8 wiedergegeben. Abbildung 4.9 stellt zur Illustration am *Jenaer Titan:Saphir-Lasersystem* JETI entstandene Aufnahmen sowie die Projektionen der

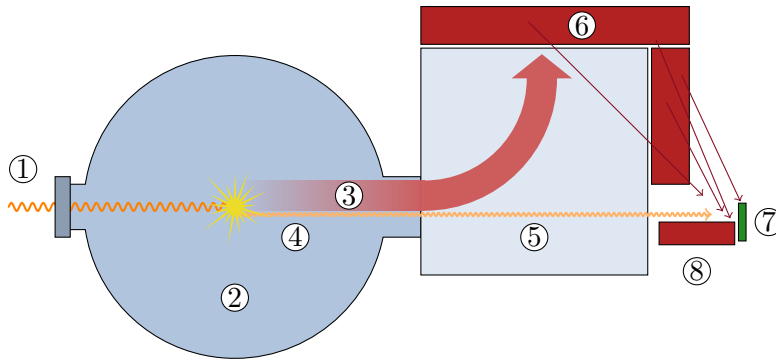


Abbildung 4.8: Schematische Anordnung des Timepix-Sensors: Die vom JETI-Laser ① in die Kammer ② einfallende Laserstrahlung führt dort neben der Entstehung energiereicher Elektronenstrahlung ③ zum Auftreten von  $\gamma$ -Strahlung ④. Zusammen mit Röntgen-Bremsstrahlung, die bei der Streuung der aus der Spektrometerkammer ⑤ austretenden und an deren Abschirmung ⑥ gestreuten Elektronen entsteht, fällt diese auf den Timepix-Sensor ⑦, der halbseitig durch einen Bleiziegel ⑧ abgedeckt ist.

Counts auf die  $y$ -Achse des Timepix-Detektors den von einem Elektronenspektrometer bestimmten Energiespektren der beschleunigten Elektronen gegenüber.

Im Rahmen des Experiments wird der Laser in der Targetkammer auf einen Gasstrahl fokussiert. Die Intensität und energetische Verteilung der dabei erzeugten, mit Energien von bis zu 200 MeV behafteten Elektronen wird in der Spektrometerkammer mittels Permanentmagneten sowie Leuchtschirmen analysiert. Beim Auftreffen der Elektronen auf die Wandung der Spektrometerkammer und die dahinter befindliche Abschirmung erzeugen sie große Mengen harter Röntgen-Bremsstrahlung. Diese bildet zusammen mit ihren Sekundärprodukten einen bedeutenden Strahlungsuntergrund, der Messungen im harten Röntgenbereich sehr herausfordernd macht.

Während der Aufnahme der Bilder war die obere Hälfte des Chips durch 150 mm Blei abgedeckt, die untere Hälfte der bei der Wechselwirkung der erzeugten Elektronen mit der Wand sowie Abschirmung der Spektrometerkammer entstehenden Strahlung dagegen ohne Abschirmung ausgesetzt. In den angegebenen Diagrammen der Messwerte des Elektronenspektrometers und des Timepix-Sensors wird eine Korrelation zwischen den gemessenen Intensitäten der Elektronen einerseits und den mit dem Timepix-Chip aufgenommenen Photonintensitäten andererseits deutlich. Da davon auszugehen ist, dass die auf den Detektor einfallende Strahlungsmenge ungefähr proportional zur integrierten Elektronenenergie ist, spricht eine lineare Abhängigkeit der Time-over-Threshold-Counts von den kumulierten Messwerten des Elektronenspektrums für einen näherungsweise kor-

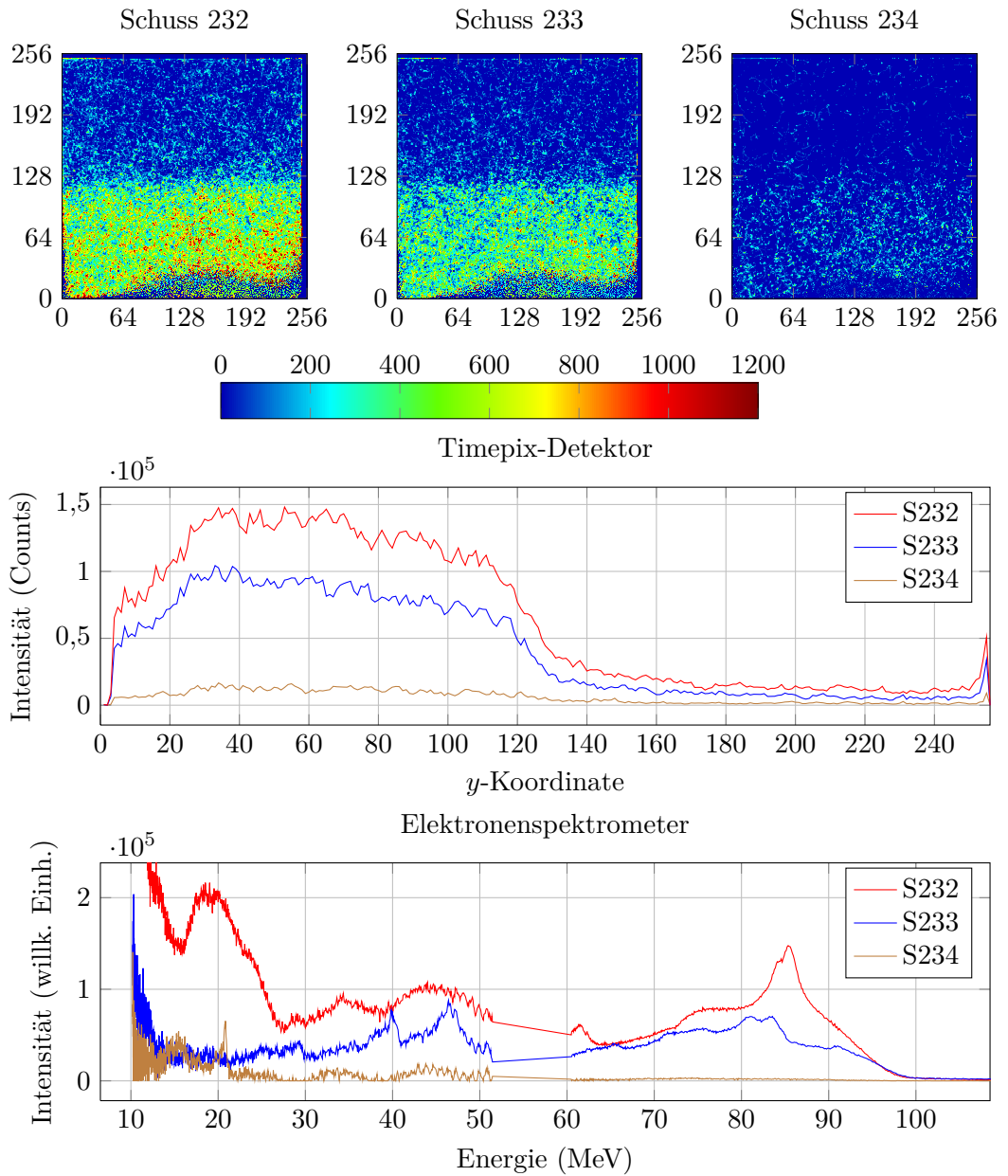


Abbildung 4.9: Drei mit dem Timepix-Chip am JETI aufgenommene Frames. Neben den eigentlichen Aufnahmen ist die Projektion der Counts auf die  $y$ -Achse und das jeweils parallel aufgenommene Elektronenspektrum dargestellt. Eine Korrelation zwischen der gemessenen Elektronen- und der mit dem Timepix-Sensor aufgenommenen Photonintensität ist erkennbar.

rekten Nachweis der Energie im Detektor, obgleich fast alle Pixel Mehrfachtreffer aufweisen. Träte eine Sättigung des Detektors ein, wäre ein Einbrechen des linearen Verlaufs zu erwarten. Eine derartige qualitative Messung lässt sich auch ohne korrekte Energiekalibration des Timepix-Sensors anstellen und wird im Folgenden näher ausgeführt.

Die fehlende Abschirmung führt bei Frame 232 im betreffenden Teil des Detektors dazu, dass in nahezu allen Pixeln ein Signal gemessen wird. Dies begründet eine äußerst geringe Anzahl voneinander isolierter Cluster, stattdessen fällt ein Großteil der Pixel in der unteren Bildhälfte in einen einzigen, durch eine Vielzahl von in der Aufnahme nicht mehr zu trennenden Ereignissen verursachten Verband: er vereinigt 98,56 % der ein Signal ausgebenden Pixel und 99,01 % der insgesamt gemessenen Counts. Erst mit der in den nachfolgenden Schüssen sinkenden Intensität der auftreffenden Strahlung und dem damit einhergehenden Rückgang der Flutung des Detektors werden die einzelnen Ereignisse unterscheidbar. Der durch die Elektronen verursachte Strahlungsuntergrund führt bei Verwendung des CdTe-Substrats demgemäß in einer Vielzahl von Pixeln zu Treffern durch mehrere Photonen, wodurch eine Einzelphotonenspektroskopie unmöglich gemacht wird. Im Gegensatz zu CCD-Geräten, die von einem Großteil hochenergetischer Photonen ohne Wechselwirkung passiert werden und daher nur gegen niederenergetische Strahlung abgeschirmt werden müssen, ist der Timepix-Sensor beim Betrieb in derartigen Experimentierumgebungen bspw. durch geeignete Abschirmungen auch vor energiereicher einfallender Strahlung zu schützen. Ein Aufbau mit einem komplett abgeschirmten Detektor, wie er im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wird, würde dann das Studium interessanter Strahlungskomponenten durch gezielte Streuung ermöglichen.

Tatsächlich wird die maximale Countanzahl von 11 810 jedoch in keinem der den beschriebenen Cluster bildenden Pixel erreicht, der Höchstwert liegt bei 7392, während im Mittel lediglich 348,13 Counts auflaufen. Die jeweils deponierte Energie könnte demnach aus einer segmentweise bekannten Kalibrationsfunktion abgeleitet werden. Der Vergleich mit der vom Elektronenspektrometer bei den einzelnen Schüssen gemessenen Energie (vgl. Abbildung 4.9) zeigt den großen Dynamikumfang des Timepix-Chips. Dieser stellt insbesondere in Aufnahmesituationen, in denen die Trennung einzelner Ereignisse nicht notwendig oder anderweitig bekannt ist, eine Stärke des Systems dar. Durch Variation der Schwelle des Chips lässt sich die zuverlässig messbare Energie zusätzlich den konkreten Gegebenheiten anpassen. Der vom Timepix-Sensor erfasste Energiebereich kann somit zwischen einigen keV und vielen MeV variiert werden.

Um trotz der fehlenden Energiekalibration die vom Timepix-Sensor ausgegebenen Signale auf einen Zusammenhang mit den Ergebnissen des Elektronenspektrometers zu untersuchen, wurde für beide Systeme eine als zur gesamten deponierten Energie proportionale Größe ermittelt. Im Fall der Timepix-Aufnahmen wurden dazu frameweise die von der Anzahl der zu einem Cluster gehörenden Pixel unabhängigen Histogramme herangezogen, in denen die einzelnen Objekte in Abhängigkeit von der Anzahl der in ihnen vereinten Counts in Klassen zusammengefasst werden. Einer durch die charakteristische Countanzahl  $C_i$  bezeichneten Klasse sind nach Abschluss der Analyse  $n_i$  Objekte zuge-

ordnet. Die Größe  $\sum_{i \geq i_0} n_i C_i$  stellt dann eine Abschätzung für die Anzahl der insgesamt aufgelaufenen Counts dar, die aufgrund der nahezu linearen Abhängigkeit von ToT und generierten Counts (vgl. Abbildung 3.6) ungefähr proportional zur deponierten Energie sein sollte. Der Bereich niedriger Counts, die aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Kalibrationskurve nicht in gleicher Weise in deponierte Energien umgesetzt werden können, wird durch die geeignete Wahl des Minimums  $i_0$  abgeschnitten.

Ein analoges Verfahren wurde zur Auswertung der Elektronenspektren angewandt. Die Messwerte des Spektrometers liegen als diskrete Energie-Intensitäts-Paare  $(E_j; I_j)$  vor, sodass der Ausdruck  $\sum_{j \geq j_0} I_j E_j$  ein Maß für die insgesamt nachgewiesene Energie ist. Der Beginn der Summenbildung bei  $j_0$  entfernt den niederenergetischen Teil des Spektrums und berücksichtigt so die unterschiedliche Nachweisschwelle von Timepix-Detektor und Spektrometer sowie die Tatsache, dass zur Durchdringung der Abschirmung fähige Photonen erst oberhalb einer gewissen Elektronenenergie in nennenswerter Anzahl produziert werden. Die Energiesensitivität des im Time over Threshold Mode betriebenen Timepix-Chips sollte dann eine Analogie der durch die Kennzahlen mehrerer Frames gegebenen Kurven begründen; bei entsprechender Normierung lägen diese Kurven weitgehend übereinander. Den folgenden Ausführungen wird eine derartige Auswertung zur Untersuchung verschiedener Aufnahmeserien zugrundegelegt.

Abbildung 4.10 stellt die Ergebnisse einer in der oben skizzierten Form durchgeführten Auswertung beispielhaft für die in Abbildung 4.9 illustrierten Aufnahmen S232, S233 und S234 dar. Bei den Frames waren die beiden Aufnahmeparameter  $I_{\text{krum}}$  und THL auf die Werte 5 bzw. 500 eingestellt, die oben eingeführten Grenzen  $i_0$  und  $j_0$  wurden so gewählt, dass erst Beiträge ab 120 Counts bzw. einer Elektronenenergie von 30,01 MeV Berücksichtigung fanden. Die Kennzahlen der Timepix-Aufnahmen folgen offenbar denen der Elektronenspektren in guter Näherung, obgleich der Quotient von Spektrometer- und Timepix-Kennzahl bei S234 einbricht: während er bei den ersten beiden Aufnahmen bei  $187,4 \pm 3,6$  liegt, ergibt sich für das letzte Bild ein Verhältnis von nur 93,6, sodass der über die gesamte Serie gemittelte Wert bei  $156,1 \pm 54,2$  liegt.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten liefert die genauere Betrachtung der für den Timepix-Sensor ermittelten Kennzahl: Wird in der Summe  $\sum_{i \geq i_0} n_i C_i$  das jeweilige  $C_i$  unter Vernachlässigung des letzten Terms der in Abbildung 3.6 angegebenen Formel als eine lineare Funktion  $C_i = aE_i + b$  der jeweils deponierten Energie  $E_i$  angenommen<sup>1</sup>, zerfällt die Summe in die beiden Ausdrücke  $a \sum_{i \geq i_0} n_i E_i$  und  $b \sum_{i \geq i_0} n_i$ . Während der erste Term das Analogon zur für die Spektrometer-Aufnahmen genannten Kennzahl darstellt, ist der zweite Term proportional zur insgesamt beobachteten Ereignisanzahl. Diese erhöht sich von S232 zu S234 fast um den Faktor 4, was die beschriebene Abnahme des Quotienten begründen könnte. Inwiefern die beschriebenen Zusammenhänge tatsächliche Relevanz haben, wird maßgeblich durch die Größe der Kalibrationsparameter  $a$  und

<sup>1</sup>Die hier gewählten Parameter  $a$  und  $b$  sind nicht mit den in Abbildung 3.6 verwendeten Parametern  $a$  und  $b$  identisch, gehen aber unter den getroffenen Annahmen aus diesen hervor.

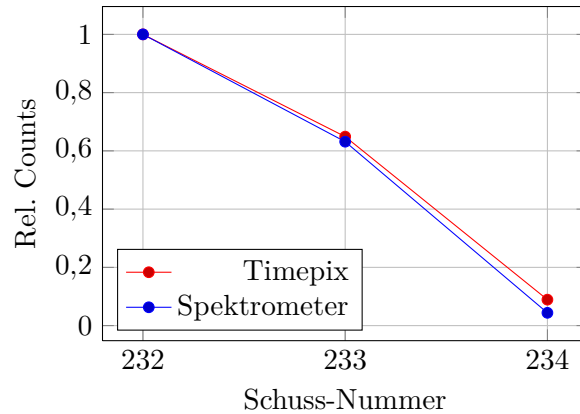


Abbildung 4.10: Maßzahlen für die pro Frame von Timepix-Sensor und Spektrometer insgesamt nachgewiesene Energie. Die im Text erläuterten Kennzahlen wurden für die drei in Abbildung 4.9 wiedergegebenen Aufnahmen ermittelt und auf das jeweilige Maximum der Serie normiert.

$b$  beeinflusst, die hier allerdings nicht bekannt sind. Eine entsprechende Korrektur der Werte scheidet zum jetzigen Zeitpunkt ebenfalls an diesem Umstand.

Außerdem kann das Verhältnis der jeweils zur Messung zur Verfügung stehenden Anzahlen an Photonen und Elektronen unter Umständen nicht als konstant angenommen werden, etwa wenn der erzeugten Elektronenstrahl aufgrund seiner Divergenz nicht komplett in das Spektrometerfenster fällt. Die jedenfalls erzeugten Photonen würden dann trotzdem vom Timepix-Chip aufgenommen werden, sodass auch dort eine Ursache der Abweichung vermutet werden muss. Daneben fallen die Beiträge von verrauschten Pixeln, die von den angewendeten Korrekturen nicht erfasst wurden, jedoch unabhängig von der auf den Detektor treffenden Strahlung ein Signal ausgeben, umso mehr ins Gewicht, je weniger Strahlung der Timepix-Sensor ausgesetzt ist. Sie führen damit zu einem scheinbaren Anstieg der Timepix-Kennzahl, die in einer Abnahme des Verhältnisses der beiden Kennzahlen resultiert. Die Relevanz dieser Zusammenhänge wird dabei entscheidend von der Anzahl der nicht identifizierten Rauschpixel bestimmt.

#### 4.2.2 Indirekte Bestrahlung des Timepix-Sensors unter Verwendung eines Streukörpers

Eine weitere Frameserie wurde mit dem in Abbildung 4.11 schematisch wiedergegebenen Messaufbau aufgenommen. Bei diesen am JETI entstandenen Aufnahmen war der Detektor zunächst auf eine als Streukörper verwendete Kunststoffkugel ausgerichtet und durch eine Bleieinhausung so abgeschirmt, dass vornehmlich die gestreuten Anteile der einfallenden Röntgenstrahlung detektiert wurden. Nach der Aufzeichnung der bei auf-

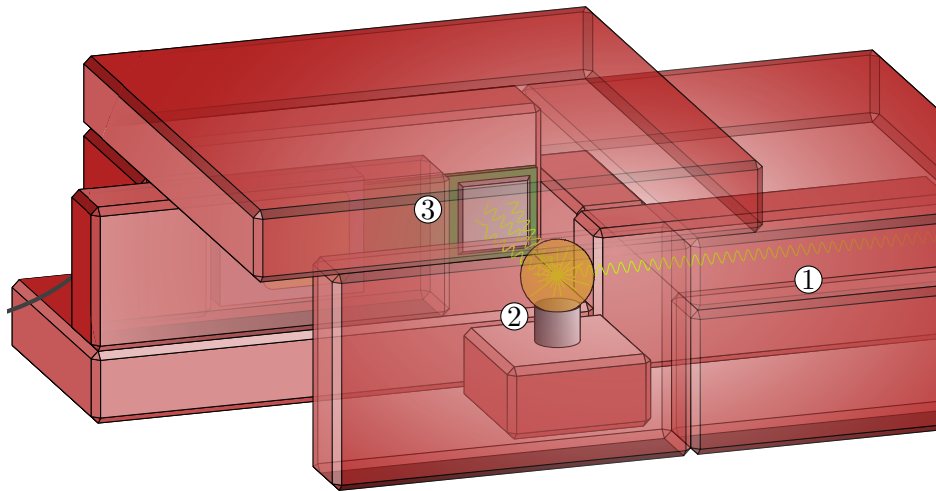


Abbildung 4.11: Messaufbau zur Aufnahme der an einer Kunststoffkugel ② gestreuten Röntgenstrahlung, die aus der Kammer eines Elektronenspektrometers einfällt ①, mit dem durch eine Bleieinhausung abgeschirmten Timepix-Sensor ③.

einanderfolgenden Laserschüssen aufgenommenen Bilder wurde der Streukörper entfernt, der übrige Aufbau jedoch beibehalten, sodass der Detektor vor direkt oder gestreut einfallender Röntgenstrahlung abgeschirmt war.

Durch diese Anordnung setzt sich die aufgenommene Strahlung im Idealfall hauptsächlich aus Comptongestreuten Photonen zusammen. In einem späteren Aufbau müsste die auf den Streukörper treffende Strahlung zusätzlich so kollimiert werden, dass sie möglichst nur aus der gewünschten Quellregion stammt. Die Abschirmung führt zu einer drastischen Verringerung der einfallenden Intensität, während das Spektrum aufgrund des Wirkungsquerschnitts der Comptonstreuung, der bis zu Energien von einigen hundert keV nahezu konstant ist, lediglich verschoben, jedoch kaum energieabhängigen Neugeichtungen unterworfen wird. Die azimutale Abhängigkeit dieses Querschnitts ließe außerdem den Aufbau eines Polarimeters zu, indem weitere Detektoren, in gleicher Weise abgeschirmt, um den Streukörper positioniert werden (vgl. Abschnitt 3.1.1). Dabei wäre ein möglichst geringer Strahlungsuntergrund und die Verwendung einer wenig streuenden Abschirmung unerlässlich, um die Anisotropie der vom Streukörper ausgehenden Strahlung nicht durch an der Abschirmung gestreute Photonen zu überdecken.

Die in Abbildung 4.13 aufgeführten Frames zeigen deutlich, dass der in den Bildern aus Abbildung 4.9 noch stark hervortretende Untergrund durch den beschriebenen Aufbau zu großen Teilen abgeschirmt werden konnte. Spuren freigesetzter Elektronen, die sich durch die Aufnahmen ziehen, werden erst bei abgeschirmtem Betrieb des Detektors deutlich



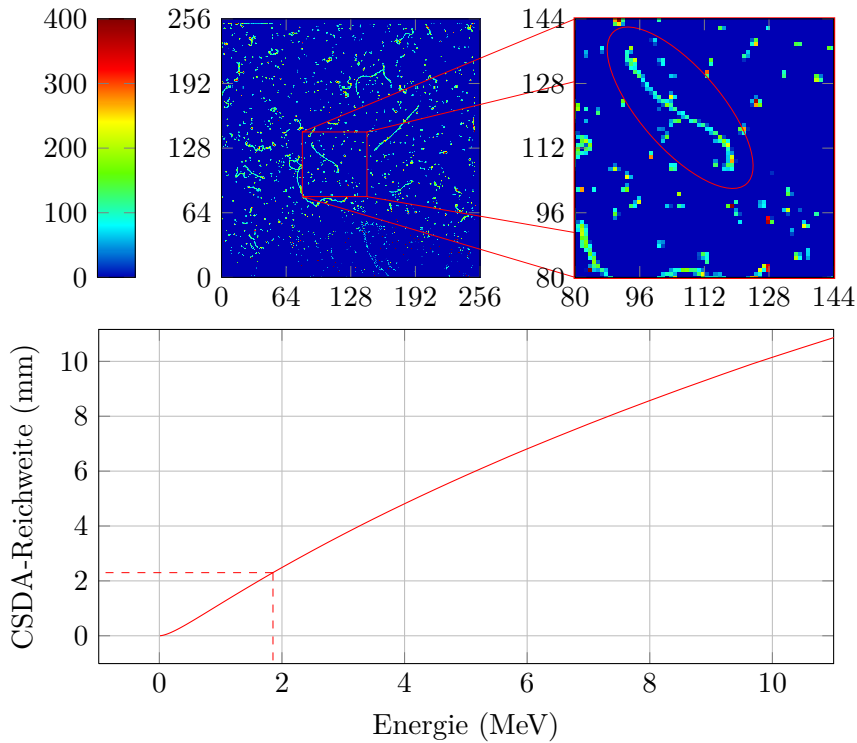


Abbildung 4.12: Die etwa 2,3 mm lange Spur eines Elektrons in der Aufnahme S453 des Timepix-Sensors. Mittels der *Continuous Slowing Down Approximation* (CSDA [21]) lässt sich die Energie dieses Elektrons zu mindestens 2 MeV abschätzen.

sichtbar. Durch ihre Betrachtung lässt sich ein Eindruck von den auftretenden Energien gewinnen; Abbildung 4.12 stellt eine solche beispielhaft heraus.

Bei einer Pixelgröße von  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$  kann die Länge der Spur auf etwa 2,3 mm geschätzt werden. Die *Continuous Slowing Down Approximation*, die die Energieverlustrate eines geladenen Teilchens an jedem Punkt seines Weges durch das Bremsvermögen der durchquerten Materie nähert, lässt eine Abschätzung der damit verbundenen Energie zu etwa 1,9 MeV zu. Die Energie des durch dieses Elektron nachgewiesenen Photons liegt allerdings mit hoher Wahrscheinlichkeit über diesem Schätzwert, da Paarbildung und Comptonstreuung in diesem Energieregime die dominanten Wechselwirkungsprozesse darstellen, sodass das Elektron nur einen Teil der Photonenenergie aufnimmt. Zudem besteht die Möglichkeit, dass das Elektron nach Abgabe eines Teils seiner Energie den Detektor verlassen hat.

Trotz der Abschirmung sind die Aufnahmen, die ohne den Kunststoff-Streukörper erstellt wurden, ebenfalls von den Spuren hochenergetischer Elektronen durchzogen. Ob-

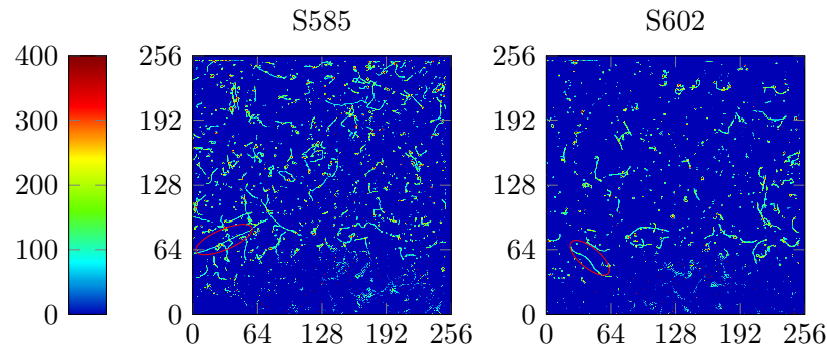


Abbildung 4.13: Die Aufnahme S585 der an der in Abbildung 4.11 erkennbaren Kunststoffkugel gestreuten Strahlung, sowie die nach Entfernung des Streukörpers erstellte Aufnahme S602.

gleich deren Anzahl erheblich geringer als in den Aufnahmen der Streustrahlung ist, genügt die verwendete, nahezu allseitige Abschirmung mit mindestens 5 cm, in Richtung der Spektrometerkammer sogar 20 cm Blei nicht zur kompletten Unterdrückung der energiereichen Röntgenstrahlung. Es sollte daher die Verminderung der Strahlungsproduktion, bspw. durch eine Optimierung des Absorberaufbaus durch Verwendung von Materialien mit niedrigem  $Z$ , angestrebt werden, anstatt eine Einhausung des Detektors zu konzipieren, die mit einem Gewicht von über 100 kg schnell die im Labor vorhandenen Möglichkeiten übersteigt.

Die in den in Abbildung 4.13 aufgeführten Frames markierten Elektronenspuren weisen eine Länge von etwa 3,1 mm (in S585) bzw. 2,5 mm (in S602) auf; dies entspricht bei Anwendung der oben erläuterten *Continuous Slowing Down Approximation* einer Elektronenenergie von 2,5 MeV bzw. 2,1 MeV bei entferntem Streukörper. Eine Abschirmung gegen diese auch durch Streuung an der Bleieinhausung auf den Detektor geworfene Strahlung gestaltet sich demzufolge, zumindest in der dargestellten Versuchsanordnung am JETI-Hochleistungslaser, schwierig. Die Verringerung der einfallenden Intensität durch Erhöhung des Abstands zu Quellen unbeabsichtigt aufgenommener Strahlung kann daher unter Umständen eine vielversprechendere Methode zur Unterdrückung des Strahlungsuntergrundes darstellen.

Sowohl für die unter Verwendung des Streukörpers aufgenommene Serie als auch für die nach dessen Entfernung aufgezeichnete Messreihe sind die zu Beginn dieses Abschnitts eingeführten Kennzahlen der Timepix- und Spektrometer-Aufnahmen in Abbildung 4.14 zusammengestellt. Der Aufnahmeparameter  $I_{\text{krum}}$  des Timepix-Sensors war bei der Erstellung der Aufnahmen auf 5 eingestellt, der Schwellwert THL lag bei 435. Zur Berechnung der Kennzahlen wurden wie oben nur Beiträge über 120 Counts bzw. 30,01 MeV herangezogen. Die Frames sind gemäß den aufgenommenen Laserschüssen nummeriert, allerdings wurde nicht jeder Schuss aufgezeichnet, sodass gelegentlich Nummern über-

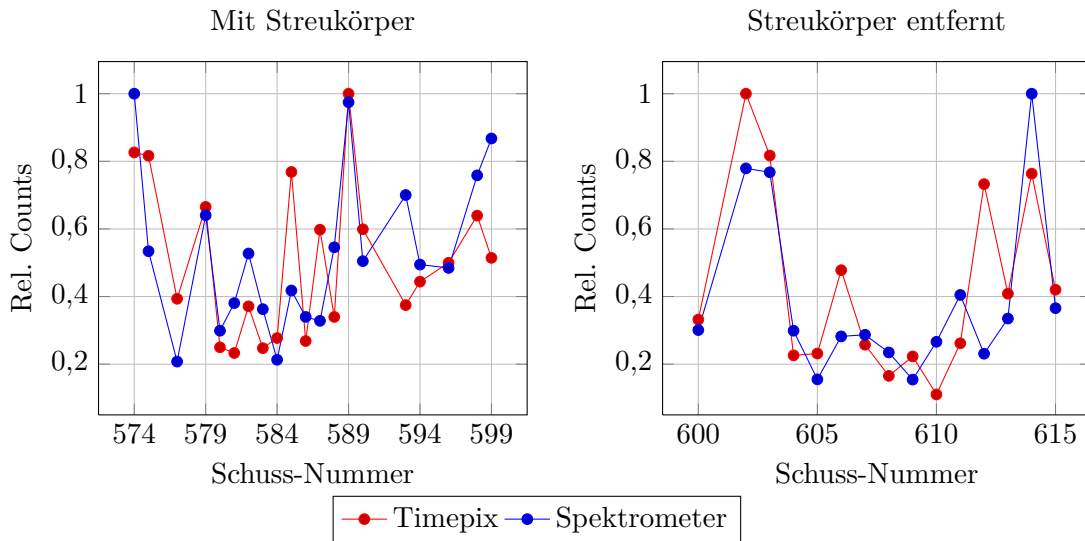


Abbildung 4.14: Maßzahlen für die pro Frame von Timepix-Sensor und Spektrometer insgesamt nachgewiesene Energie bei den mit bzw. ohne Streukörper aufgenommenen Messreihen. Die im Text erläuterten Kennzahlen wurden auf das jeweilige Maximum der Serie normiert.

sprungen werden. Im Vergleich mit den in Abbildung 4.10 angegebenen Kennzahlen der eingangs diskutierten Serie lässt sich bei den hier gezeigten Werten nurmehr eine qualitative Ähnlichkeit des Verhaltens feststellen: Anstiege und Abfälle der Kurven finden zumeist synchron statt, allerdings divergiert das Ausmaß dieser Veränderungen zum Teil erheblich, wie bspw. durch den Übergang von S574 zu S575 und die Gruppe S611–S612–S613 illustriert wird. Dies liegt vor allem darin begründet, dass die Messungen von Timepix-Sensor und Elektronenspektrometer nicht wie bei S232ff. (vgl. Abschnitt 4.2.1) in analoger Situation erfolgten, sondern höchstens mittelbar miteinander verknüpft sind: in welchem Umfang sich ein vom fix positionierten Spektrometer aufgenommener energiereicherer Schuss im Signal des in der in Abbildung 4.11 dargestellten Position befindlichen Timepix-Chips, ggf. nach Streuung an der Abschirmung, niederschlägt, ist nicht bekannt.

Der mittlere Quotient aus Spektrometer- und Timepix-Kennzahl zeigt sich dennoch sensitiv auf das Fehlen des Kunststoff-Streukörpers in der zweiten Serie und liegt mit  $1818 \pm 880$  erheblich über dem sich aus den mit Streukörper erstellten Aufnahmen ergebenden Wert von  $581 \pm 210$ . Dieser Anstieg wird nahezu vollständig durch den Rückgang der Timepix-Kennzahl von durchschnittlich 517 000 auf 179 600 verursacht, der die Abnahme der detektierten Gesamtenergie widerspiegelt. Die durchschnittliche Spektrometer-Kennzahl ändert sich dagegen kaum und weicht mit  $284,448 \cdot 10^6$  nicht

signifikant vom bei vorhandenem Streukörper ermittelten Wert  $280,150 \cdot 10^6$  ab. Der Vergleich mit den in Abschnitt 4.2.1 für die Serie der Aufnahmen S232ff. angegebenen Werte verbietet sich hier allerdings, da die Aufnahmeschwelle des Timepix-Sensors dort über der hier verwendeten Einstellung lag, sodass Ereignisse gleicher Energie sich dort in einer geringeren Countanzahl niederschlagen.

Trotz der fehlenden Energiekalibration lässt sich eine Proportionalität zwischen den von Timepix-Chip und Elektronenspektrometer detektierten Energien feststellen: Die bei der Timepix-Messung insgesamt aufgelaufenen Counts stehen zur vom Spektrometer nachgewiesenen Energie näherungsweise in einem – von den Messbedingungen abhängigen – konstanten Verhältnis. Auch die Verringerung der auf den Timepix-Sensor einfallenden Intensität durch Entfernung eines zuvor im Weg einfallender Röntgenstrahlung positionierten Streukörpers wirkt sich messbar auf das ausgegebene Signal des Sensors aus.

### 4.3 Auswerteroutine für mit dem Timepix-Chip erstellte Aufnahmen

Die Analyse der Timepix-Aufnahmen und die Erstellung der Spektren werden durch ein von S. Kuschel konzipiertes und im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickeltes, für MATLAB geschriebenes Programm durchgeführt. Das Programm soll auch bei zukünftigen Messungen sowohl zur Echtzeit-Analyse als auch zur späteren detaillierten Auswertung zum Einsatz kommen. Kernstück dieses Codes stellt die Erfassung und Vermessung der bei der Aufnahme entstandenen Cluster dar. Aus Gründen der Übersichtlichkeit gliedert sich das Programm in die separaten Funktionen `timepixmain`, `timepixread` und `timepixanal`. Der Benutzer ruft regelmäßig nur `timepixmain` auf; diese Funktion verwendet dann während ihres Ablaufs `timepixanal` und `timepixread`. Die Quellcodes der Funktionen mit eingehenden Erläuterungen zur Bedienung und den erlaubten Parametern finden sich in Anhang A.1 und A.2.

Die Analyseroutine stützt sich im Kern auf eine MATLAB-eigene Funktion zur Identifikation von Clustern in als Matrix gespeicherten Bildern. Da in dieser Funktion Pixel nur danach unterschieden werden, ob der zugehörige Eintrag größer als 0 ist oder nicht, lassen sich in den eingelesenen Timepix-Frames verrauschte und defekte Pixel durch Nullsetzen der entsprechenden Einträge ausblenden. Dazu wird vor der Analyse einer Serie zunächst gezählt, wie oft jedes Pixel des Sensors innerhalb der Serie ein Signal ausgab; bei genügend kleinen Photonenströmen sollte diese Zahl nur klein sein. Gibt ein Pixel innerhalb der Serie trotzdem häufiger als durch einen Schwellwert vorgegeben ein Signal aus, wird es vom Programm als defekt angenommen und sein Wert in der weiteren Analyse ignoriert. Diese Schwelle kann entweder als absoluter Wert oder relativ zur mittleren Anzahl der pro Pixel ausgegebenen Signale definiert werden: Im letzteren Fall wird ein Pixel verworfen, wenn die Differenz zwischen der Anzahl der von ihm ausgege-

benen Signale und der über alle Pixel gemittelten Signalanzahl größer als ein gegebenes Vielfaches der Standardabweichung der mittleren Signalanzahl ist. Bei unveränderter Übernahme der Standardeinstellungen liegt dieser Faktor bei 4. Zusätzlich kann, etwa zur Maskierung von vollständig gefluteten Segmenten (das bedeutet das Überlaufen des entsprechenden Speicherplatzes), eine maximal zulässige Anzahl von Counts angegeben werden, die ein Pixel innerhalb eines Frames aufweisen darf. Bei Überschreitung dieser Schwelle wird der Eintrag des betreffenden Pixels ebenfalls mit 0 ersetzt. Sowohl die maximal erlaubte Anzahl an Signalen innerhalb der aktuellen Serie als auch das Countmaximum stehen der Manipulation durch den Benutzer offen und sollten entsprechend der jeweiligen Aufnahmesituation gewählt werden.

Die in den Aufnahmen gefundenen Cluster werden danach in ein Feld übertragen, das ihre Größe und ihr Volumen aufnimmt. Dabei ist es aufgrund der dynamischen Speicherverwaltung von MATLAB prinzipiell nicht notwendig, die Größe dieses Feldes vor Beginn der Analyse explizit festzulegen oder die maximal aufzunehmende Anzahl an Ereignissen einzuschränken. Um die Geschwindigkeit des Programms nicht unnötig zu begrenzen, wird das Array dennoch mit einer Länge von 400 000 Einträgen angelegt. Nach der Verarbeitung aller einzulesender Dateien arbeitet ein Großteil der folgenden Analyseschritte auf der Grundlage dieses Feldes.

Daneben werden während des Einlesevorgangs eine Reihe weiterer Felder gefüllt, die u. a. die Projektion der in der aktuellen Serie aufgelaufenen Counts auf die Achsen der Bilder sowie die Gesamtzahl der in den jeweiligen Aufnahmen erkannten Cluster speichern. Die erstgenannten Arrays ermöglichen den Vergleich der Gesamtintensität zwischen einzeln analysierten Aufnahmen oder unter ähnlichen Bedingungen aufgenommenen Serien. Demgegenüber wird die schrittweise Füllung des Feldes der Clusteranzahlen während des Einlesens dargestellt und erlaubt so, Bilder hoher von solchen niedriger Bestrahlungsintensität zu unterscheiden. Allerdings lässt sich ein derartiger Vergleich nur bei ähnlichen Aufnahmen ziehen, wie es etwa die in Abbildung 4.13 dargestellten Bilder sind. Sind dagegen einzelne Aufnahmen, wie in Abbildung 4.9, bspw. durch wenige, großflächige Cluster gekennzeichnet, versagt diese Art der Unterscheidung.

Die auf Cluster bestimmter Größenklassen beschränkten Histogramme werden von einer ebenfalls in MATLAB enthaltenen Funktion erstellt, indem das Feld der Clustergrößen und -volumina mehrfach entsprechend durchsucht wird. Dabei wird eine Trennung bezüglich der Anzahl an im jeweiligen Frame erkannter Cluster vorgenommen, die die Aufnahmen hoher Bestrahlungsintensität und jene niedriger Intensität getrennt auswertet. Die Klassifizierung erfolgt mittels eines Schwellwertes und somit ähnlich der oben genannten visuellen Unterscheidungsmöglichkeit, einschließlich der dort erläuterten Probleme, die sich bei kompletter oder teilweiser Flutung des Detektors ergeben. Wird diese Klassifizierung nicht benötigt, sollte der – ebenfalls vom Benutzer einstellbare – Schwellwert daher auf 0 reduziert werden. Damit werden sämtliche Bilder vom Programm als bei hoher Bestrahlungsintensität aufgenommen eingestuft. Die Histogramme werden gemäß einer global vorgegebenen Gruppe von Klassen des Clustervolumens erstellt und

im Dateiformat png gespeichert. Im Bereich kleiner Clustervolumen bis 20 Counts wird durch die Voreinstellung der Klassen eine exakte Volumenerfassung gewährleistet, indem die Klassen sich jeweils nur um einen Zähler unterscheiden. Höhere Clustervolumen werden bis zu einem maximalen Volumen von 4000 Counts in Schritten von 5 Counts geordnet, darüber hinausgehende Verbände werden in einer einzelnen Klasse erfasst. Diese Standardeinstellung ist jedoch allenfalls für Aufnahmen mit kleinen Clustern bzw. geringer Gesamtintensität geeignet und sollte ebenfalls der jeweils vorliegenden Situation angepasst werden.

Die Analyse jeder Serie schließt mit der Zusammenstellung und Ausgabe des von der Clustergröße unabhängigen Histogramms, das damit die für die Streifendetektoren durchgeführte Ladungsteilungskorrektur, allerdings in wesentlich undifferenzierender Weise, widerspiegelt. Außerdem werden die ermittelten Clustergrößen in einem eigenen Histogramm gespeichert. In beiden Fällen wird die oben dargestellte Unterscheidung bezüglich der Clusteranzahl vorgenommen, die dort empfohlene Deaktivierung dieser Regelung durch Nullsetzen der Schwelle in Anwendungsfällen, die sie nicht benötigen, gilt dementsprechend auch hier. In jedem Fall lassen sich Resultate, die auf zunächst getrennten Auswertungen beruhenden, aufgrund deren völlig analogen Charakters aus den vom Programm ausgegebenen Datensätzen prinzipiell automatisch mit wenigen Kommandos zusammenführen.

Wurde die Routine mittelbar über `timepixmain` aufgerufen, gibt sie ihre Ergebnisse an dieses Programm zurück, andernfalls werden sie in einer vom Benutzer benannten Variable gespeichert. `Timepixmain` übernimmt vor allen Dingen die Auswahl der zu analysierenden Dateien nach den Vorgaben des Nutzers sowie die Suche nach und Zuführung von eventuell während der Analyse neu hinzugekommenen Datensätzen.

Durch eine Reihe von beim Aufruf des Programms zu übergebenden Argumenten wird es dem Benutzer ermöglicht, die Menge der zu analysierenden Dateien einzugrenzen. So ist die Beschränkung auf die Dateien eines bestimmten Verzeichnisses sowie auf solche Dateinamen möglich, die mit bestimmten Zeichenfolge beginnen oder enden. Die Routine erstellt eine Liste der diesen Vorgaben entsprechenden Dateien, speichert den Änderungszeitpunkt der zuletzt geänderten Datei und übergibt diese Liste zusammen mit eventuell weiteren angegebenen Optionen an `timepixanal`, wo die Optionen ausgewertet und die ausgewählten Dateien untersucht werden.

Bei der Analyse in Echtzeit wird nach dem Abschluss der Auswertung eine aktualisierte Liste von für die Analyse infrage kommenden Datensätzen unter Verwendung der gesetzten Filtereinstellungen zusammengestellt, sofern dieses Verhalten beim Start des Programms aktiviert wurde. Im Regelfall werden Dateien, deren Änderungszeitpunkt vor dem zuvor gespeicherten Zeitstempel liegt, aussortiert und die ggf. übrigen Dateien an `timepixanal` übergeben. Daneben werden optional die Ergebnisse des vorhergegangenen Durchlaufs wiederhergestellt, sodass die abschließenden Ergebnisse den Resultaten entsprechen, die bei einer Analyse aller den Filtereinstellungen entsprechenden Dateien angefallen wären. Alternativ lassen sich noch nicht analysierte Dateien durch einen Ver-

gleich der Dateinamen identifizieren. Dieses Vorgehen ist allerdings wesentlich zeitaufwendiger, da bei einer  $n$  infrage kommende Dateien umfassenden Liste näherungsweise  $n^2$  Vergleiche vorgenommen werden müssen; die Verwendung des Zeitstempels verlangt demgegenüber nur  $n$  Vergleiche. Die Selektion unter Verwendung der Dateinamen muss daher vom Benutzer beim Aufruf des Programms explizit verlangt werden und bleibt in den Standardeinstellungen deaktiviert. Die Zeitspanne, in der `timepixmain` nach Beendigung von `timepixanal` nach neuen Dateien sucht, ist auf 10s voreingestellt und kann vom Benutzer beliebig geändert werden. Nach Ablauf dieser Zeitspanne speichert das Programm seine Ergebnisse im Ordner der Rohdaten sowie zur weiteren Bearbeitung in MATLAB, falls vom Benutzer beim Aufruf der Routine eine entsprechende Variable angegeben wurde.





## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von ortsauflösenden Detektoren für harte Röntgenstrahlung untersucht. Dabei wurden zwei unterschiedliche Detektordesigns auf Basis von Halbleiterkristallen berücksichtigt, welche in den letzten Jahren entwickelt wurden. Zum einen waren dies zwei beidseitig in Streifen segmentierte Kristalle mit einer Dicke von etwa 1 cm und Streifenbreiten zwischen 0,25 und 2 mm, wobei jedes Segment separat wie ein einzelner energie- und zeitauflösender Detektor ausgelesen wird. Diese Systeme fanden bisher hauptsächlich als Comptonpolarimeter Anwendung. Zum anderen wurde der Timepix-Sensor eingesetzt, bei dem das eigentliche Detektorsubstrat von der auf einem separaten Chip pixelweise vorhandenen Ausleseelektronik getrennt ist. Dadurch lässt sich ein auf die jeweilige Anwendung optimierter Aufbau leicht realisieren und die verschiedenen Auslesemodi des Sensors für jedes Segment einzeln auswählen. Das hier verwendete Detektormaterial CdTe erlaubt trotz einer Dicke von nur 1 mm dennoch eine hohe Nachweiseffizienz bis zu einigen 100 keV.

Gegenstand der Untersuchungen waren zunächst die Auswirkungen des Effekts der Ladungsteilung auf Daten, die mit den Ge(i)- und Si(Li)-Halbleiterdetektoren am *Experimentierspeicherring ESR* des GSI Darmstadt aufgenommen wurden. Er führt zu einer Aufteilung bzw. Verfälschung der im Detektor deponierten Energie. Insbesondere für Detektoren mit schmalen Segmenten führt die Berücksichtigung der Ladungsteilung offenbar zu einer um ein Vielfaches gesteigerten Nachweiseffizienz bei hohen Photonenenergien ( $> 200$  keV): Beim Ge(i)-Detektor steigt die Anzahl der Multiplizität-1-Ereignisse mit wachsender Energie rapide an, sodass die Korrektur eine Erhöhung der Anzahl der erkannten Ereignisse um den Faktor 25 bis 30 bewirkt. Die wesentlich breiteren Segmente des Si(Li)-Systems bedingen einen entsprechend geringeren Anstieg um maximal 30 %. Diese Werte werden durch die Einbeziehung der Ladungsteilung höheren Typs nur noch marginal erhöht.

Die im Zuge der Korrektur des Effekts rekonstruierten Photonenenergien erwiesen sich als systematisch gegenüber den Energien der Ereignisse verschoben, die nicht von Ladungsteilung betroffen waren. Die Ursache dieser Verschiebung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden, liegt jedoch vermutlich in einer veränderten Signalform, wenn Signale in benachbarten Segmenten registriert werden. Es muss ein Zusammenhang mit der Kalibrationsprozedur der experimentellen Datensätze vermutet werden, da zum einen in Abhängigkeit von der Energie sowohl positive als auch negative Verschiebungen festgestellt wurden, zum anderen die Auswertung der Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation der Detektoren mit einer geringfügig abgewandelten Version

des Analysepakets einen derartigen Versatz nicht erkennen ließ. Diese – zumindest auf der HV-Seite des Ge(i)-Detektors zu höheren Energien erfolgende und damit nicht durch Charge-Trapping-Effekte erklärbar – Verschiebung geschieht in bezüglich der Seiten der Detektoren nicht einheitlicher Weise und umfasst offenbar sämtliche von Ladungsteilung betroffenen Ereignisse. Ein kausaler Zusammenhang bspw. mit bestimmten Wechselwirkungspositionen im Detektorvolumen erscheint damit unwahrscheinlich. Der Abhängigkeit des Versatzes von der deponierten Energie kann durch eine quadratische Funktion gut beschrieben und im Verlauf der Charge-Splitting-Routine behoben werden.

Auch die auf Multiplizität-2/2- und -2/1-Ereignisse beschränkte Comptonanalyse identifiziert in den um den Ladungsteilungseffekt korrigierten Daten wesentlich mehr Comptonereignisse als vor der Korrektur: ihre Anzahl nimmt beim Ge(i)-System mit wachsender Energie stark zu und liegt bei 244 keV etwa neunmal über der ohne die Rekonstruktion ermittelten Zahl; in den Daten des Si(Li)-Detektors werden bis zu 40 % mehr Ereignisse erkannt. In beiden Fällen liegt diese Zunahme deutlich über dem relativen Anstieg der Anzahl aller Multiplizität-2-Ereignisse, von denen die Comptonereignisse eine Untermenge darstellen. In den nachfolgenden Polarisationsbestimmungen mithilfe der Klein-Nishina-Gleichung zeigten die zuvor als Ladungsteilungsereignisse eingeordneten Comptonereignisse einen zum Teil erheblich anderen Polarisationsgrad. Für die Daten des Ge(i)-Detektors weicht er um bis zu 9 % von den aus den unkorrigierten Daten gewonnenen Werten ab und führt damit auch zu einer merklichen Änderung des aus der Gesamtheit der korrigierten Daten gewonnenen Polarisationsgrades. Im Gegensatz hat der Charge-Splitting-Effekt beim Si(Li)-Detektor eine wesentlich geringere Relevanz. Daher wirken sich die hier ebenfalls auftretenden, teilweise bedeutend größeren Abweichungen weniger auf den rekonstruierten Polarisationsgrad aus, der sich aus der Gesamtheit der nach der Ladungsteilungskorrektur gefundenen Comptonereignisse ergibt. Ob diese Differenz durch im Rahmen der Ladungsteilungskorrektur bevorzugt behandelte oder asymmetrische korrigierte Teile aus der Menge der später erkannten Comptonereignisse induziert wird, muss Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein. In jedem Fall ist die getrennte Aufnahme der von Charge-Splitting betroffenen und der ungestörten Comptonereignisse sowie die anschließende Korrektur entsprechend ihrer jeweiligen geometrischen Besonderheiten geboten; die simple Zusammenfassung der Streuverteilungen führt höchstwahrscheinlich zu einer Verfälschung der Resultate. Die geplante Einführung digitaler Aufnahmetechnik, die mit der Methode der Pulsformanalyse die dritte Dimension der Wechselwirkungsposition erschließen könnte, mag sich bei der Aufklärung der beobachteten Effekte als wertvoll erweisen.

Weiterhin wurden in dieser Arbeit am JETI-System aufgenommene Frames untersucht, die mit einem Demonstrationsexemplar des Timepix-Sensors aufgenommen wurden. Sie entstanden bei einer Kampagne zur Untersuchung der Elektronenbeschleunigung bei Laser-Gas-Wechselwirkung, bei der Elektronenenergien bis 200 MeV auftraten. Daneben wurde eine Routine zur dynamischen, akkumulierenden Auswertung dieser Datensätze auf Basis der in ihnen auftretenden Cluster vorgestellt. Die zunächst

---

angedachte analoge Analyse der Aufnahmen scheiterte an einem Defekt des Chips, der die Aufnahme der zur Überführung der gemessenen Counts in Energiewerte notwendigen Kalibrationskurven verhinderte. Die im Time-over-Threshold-Modus gewonnenen Aufnahmen entsprechen einer Messung der Pulshöhe und damit der Energiedeposition, konnten allerdings weder absolut noch bzgl. der einzelnen Pixel relativ kalibriert werden, sodass sich die Analyse der Daten auf die unkalibrierten und damit zur Erstellung von Spektren ungeeigneten Aufnahmen stützen musste. Obgleich eine spektrale Information damit nur näherungsweise gegeben war, konnte die relative Energiedeposition im Detektor abgeschätzt werden: Durch Vergleich mit den mit einem Elektronenspektrometer aufgenommenen Daten unter Heranziehung geeigneter, zur jeweils deponierten Energie proportionaler Kennzahlen wurde eine Korrelation zwischen der im Elektronenspektrometer gemessenen Intensität und den mit dem Timepix-Chip gemessenen Counts festgestellt und damit die prinzipielle Möglichkeit energieaufgelöster Messungen im Time-over-Threshold-Modus des Chips, wie sie bspw. in [10] ausgeführt wird, bestätigt.

Der hohe Photonenfluss in den Experimenten mit hochintensiven Laserpulsen führt im un abgeschirmten Detektor dazu, dass nahezu alle Pixel von mehreren Photonen getroffen werden; außerdem hinterlassen freigesetzte energiereiche Elektronen über mehrere Segmente reichende Spuren im Detektor. Da die Einzelphotonenspektroskopie unter diesen Bedingungen nicht möglich ist, wurde auf eine indirekte Messmethode mittels gestreuter Photonen zurückgegriffen. Dazu ist eine starke Abschirmung des Detektors gegen die Untergrundstrahlung sowie ein geeigneter Streukörper notwendig. Es wurden weiterhin Aufnahmen der an einem Kunststoffkörper gestreuten, aus der Kammer des Spektrometers stammenden Röntgenstrahlung untersucht, während deren Erstellung der Sensor komplett gegen direkt einfallende Strahlung abgeschirmt war. Diese ließen die Identifizierung einzelner Ereignisse sowie der Spuren hochenergetischer Elektronen, die infolge von Wechselwirkungsprozessen der Photonen im CdTe-Substrat des Sensors freigesetzt wurden, zu. Die Verwendung der *Continuous Slowing Down Approximation* erlaubt die Abschätzung der Energie dieser Elektronen zu einigen MeV; auch nach der Entfernung des Streukörpers und der damit einhergehenden faktischen Abschirmung des Detektors gegen direkt einfallende Strahlung ließen sich die Ergebnisse der Wechselwirkung energiereicher Photonen beobachten. Diese Werte entsprechen dem Umstand, dass Photonen zur Durchdringung der einige Zentimeter dicken Bleiabschirmung Energien von vielen MeV aufweisen müssen. Eine effektive Abschirmung gestaltet sich daher offenbar schwierig. Zur Verhinderung der Flutung des Sensors und damit zur Bewahrung der Möglichkeit energieselektiver Messungen erscheint daher die Erhöhung des Abstands zwischen Strahlungsquelle und Detektor sowie die Optimierung des Elektronenabsorbers zur Reduktion der produzierten Untergrundstrahlung als bessere Alternative. Damit verspricht der Timepix-Sensor zusammen mit der USB-gestützten Auslese, der kompakten Bauform und der Möglichkeit, das System in drei verschiedenen, pixelweise wählbaren Aufnahme-modi zu betreiben, nach erfolgter Kalibration eine Vielfalt möglicher Anwendungen zu erschließen.



## Literatur

- [1] Abramowitz, M.; Stegun, I. A.: *Handbook of Mathematical Functions*. Ninth Printing. New York: Dover, 1972. ISBN: 0-486-61272-4.
- [2] Biggs, F.; Mendelsohn, L. B.; Mann, J. B.: Hartree-Fock Compton profiles for the elements. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 16.3 (1975), S. 201–309. DOI: 10.1016/0092-640X(75)90030-3.
- [3] Currat, R.; DeCicco, P. D.; Weiss, R. J.: Impulse Approximation in Compton Scattering. In: *Phys. Rev. B* 4.12 (1971), S. 4256–4261. DOI: 10.1103/PhysRevB.4.4256.
- [4] Eskin, J. D.; Barrett, H. H.; Barber, H. B.: Signals induced in semiconductor gamma-ray imaging detectors. In: *J. Appl. Phys.* 85.2 (1999), S. 647–659. DOI: 10.1063/1.369198.
- [5] 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. In: *Rev. Sci. Instrum.* 75.11 (2004), S. 4383–4400. DOI: 10.1063/1.1808913.
- [6] Fröjdha, C.; Graafsmab, H.; Nilssona, H. E.; Ponchutb, C.: Characterization of a pixellated CdTe detector with single-photon processing readout. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 563.1 (2006), S. 128–132. DOI: 10.1016/j.nima.2006.01.076.
- [7] Greiffenberg, D.; Fauler, A.; Zwerger, A.; Fiederle, M.: Energy resolution and transport properties of CdTe-Timepix-Assemblies. In: *JINST* 6.1 (2011), S. C01058. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/C01058.
- [8] Hess, S.; Bräuning, H.; Spillmann, U.; Brandau, C.; Geyer, S.; Hagmann, S.; Hegewald, M.; Kozhuharov, C.; Krings, T.; Kumar, A.; Martin, R.; Protić, D.; O'Rourke, B.; Reuschl, R.; Trassinelli, M.; Trotsenko, S.; Weber, G.; Winters, D. F. A.; Stöhlker, Th.: Polarization studies of radiative electron capture into highly-charged uranium ions. In: *J. Phys.: Conf. Ser.* 163.1 (2009), S. 012072. DOI: 10.1088/1742-6596/163/1/012072.
- [9] 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 Quasimonoeenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 96.10 (2006), S. 105004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.105004.

- [10] Jakúbek, J.: Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 633.Supplement 1 (2011), S262–S266. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.183.
- [11] Jakúbek, J.: Semiconductor Pixel detectors and their applications in life sciences. In: *JINST* 4.3 (2009), P03013. DOI: 10.1088/1748-0221/4/03/P03013.
- [12] Jakúbek, J.; Holy, T.; Lehmann, E.; Pospisil, S.; Uher, J.; Vacik, J.; Vavrik, D.: Spatial resolution of Medipix-2 device as neutron pixel detector. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 546.1-2 (2005), S. 164–169. DOI: 10.1016/j.nima.2005.03.112.
- [13] Kissel, L.; Pratt, R. H.; Roy, S. C.: Rayleigh scattering by neutral atoms, 100 eV to 10 MeV. In: *Phys. Rev. A* 22.5 (1980), S. 1970–2004. DOI: 10.1103/PhysRevA.22.1970.
- [14] Klein, O.; Nishina, Y.: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. In: *Z. Phys.* 52.11-12 (1929), S. 853–868. DOI: 10.1007/BF01366453.
- [15] Leo, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Second Revised Edition. Berlin: Springer, 1994. ISBN: 0-387-57280-5.
- [16] Liang, Y.; Ida, K.; Kado, S.; Minami, T.; Okamura, S.; Nomura, I.; Watanabe, K. Y.; Yamada, H.: Photon-counting CCD detector as a tool of x-ray imaging. In: *Rev. Sci. Instrum.* 72.1 (2001), S. 717–720. DOI: 10.1063/1.1318258.
- [17] 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. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49.5 (2002), S. 2279–2283. DOI: 10.1109/TNS.2002.803788.
- [18] 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. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 581.1-2 (2007), S. 485–494. DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.079.
- [19] Lumb, D. H.; Nousek, J. A.: Energy and time response of CCD X-ray detectors. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 39.5 (1992), S. 1379–1383. DOI: 10.1109/23.173210.
- [20] Momayezi, M.; Warburton, W. K.; Kroeger, R.: Position resolution in a Ge-strip detector. In: *Proc. SPIE* 3768.1 (1999), S. 530–537. DOI: 10.1117/12.366628.
- [21] *NIST-ESTAR-Datenbank*. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> (besucht am 16.06.2011).
- [22] *NIST-XCOM-Datenbank*. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (besucht am 26.05.2011).
- [23] Perry, M. D.; Mourou, G.: Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers. In: *Science* 264.5161 (1994), S. 917–924. DOI: 10.1126/science.264.5161.917.

- 
- [24] *Pixelman Home Page*. URL: <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/index.html> (besucht am 06.06.2011).
- [25] Protić, D.; Hull, E. L.; Krings, T.; Vetter, K.: Large-volume Si(Li) orthogonal-strip detectors for Compton-effect-based instruments. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 52.6 (2005), S. 3181–3185. DOI: 10.1109/TNS.2005.862930.
- [26] Protić, D.; Stöhlker, Th.; Krings, T.; Mohos, I.; Spillmann, U.: Two-dimensional microstrip Germanium detector for the spectroscopy of hard X-ray transitions. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 52.6 (2005), S. 3194–3198. DOI: 10.1109/TNS.2005.862932.
- [27] Rossi, L.; Fischer, P.; Rohe, T.; Wermes, N.: *Pixel Detectors*. Berlin: Springer, 2006. ISBN: 3-540-28332-3.
- [28] Spieler, H.: *Semiconductor Detector Systems*. Oxford: Oxford University Press, 2009. ISBN: 978-0-19-852784-8.
- [29] Spillmann, U.: *Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie an schweren Ionen*. Dissertation. Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [30] Spillmann, U.; Bräuning, H.; Hess, S.; Beyer, H.; Stöhlker, Th.; Dousse, J.-Cl.; Protić, D.; Krings, T.: Performance of a Ge-microstrip imaging detector and polarimeter. In: *Rev. Sci. Instrum.* 79.8 (2008), S. 083101. DOI: 10.1063/1.2963046.
- [31] Stöcker, H.: *Taschenbuch der Physik*. 5., korrigierte Auflage. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 2007. ISBN: 3-8171-1720-5.
- [32] Tashenov, S.; Gerl, J.: TANGO—New tracking ALGORITHM for gamma-rays. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 622.3 (2010), S. 592–601. DOI: 10.1016/j.nima.2010.07.040.
- [33] Tashenov, S.; Stöhlker, Th.; Banaś, D.; Beckert, K.; Beller, P.; Beyer, H. F.; Bosch, F.; Fritzsche, S.; Gumberidze, A.; Hagmann, S.; Kozhuharov, C.; Krings, T.; Liesen, D.; Nolden, F.; Protić, D.; Sierpowski, D.; Spillmann, U.; Steck, M.; Surzhykov, A.: First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions. In: *Phys. Rev. Lett.* 97.22 (2006), S. 223202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.223202.
- [34] *The Medipix Home Page*. URL: <http://medipix.web.cern.ch/medipix/index.php> (besucht am 26.05.2011).
- [35] Todd, R. W.; Nightingale, J. M.; Everett, D. B.: A proposed  $\gamma$  camera. In: *Nat.* 251 (1974), S. 132–134. DOI: 10.1038/251132a0.
- [36] Tsai, Y. S.: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. In: *Rev. Mod. Phys.* 46.4 (1974), S. 815–851. DOI: 10.1103/RevModPhys.46.815.

- [37] Vetter, K.: Recent Developments in the Fabrication and Operation of Germanium Detectors. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57.1 (2007), S. 363–404. DOI: 10.1146/annurev.nucl.56.080805.140525.
- [38] Weber, G.: *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen*. Dissertation. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.
- [39] Weber, G.; Bräuning, H.; Hess, S.; Martin, R.; Spillmann, U.; Stöhlker, Th.: Performance of a position sensitive Si(Li) x-ray detector dedicated to Compton polarimetry of stored and trapped highly-charged ions. In: *JINST* 5.7 (2010), S. C07010. DOI: 10.1088/1748-0221/5/07/C07010.
- [40] 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. In: *Rev. Sci. Instrum.* 76.11 (2005), S. 116101. DOI: 10.1063/1.2093767.
- [41] Zamponi, F.; Lübcke, A.; Kämpfer, T.; Uschmann, I.; Förster, E.; Robinson, A. P. L.; Giulietti, A.; Köster, P.; Labate, L.; Levato, T.; Gizzi, L. A.: Directional Bremsstrahlung from a Ti Laser-Produced X-Ray Source at Relativistic Intensities in the 3–12 keV Range. In: *Phys. Rev. Lett.* 105.8 (2010), S. 085001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.085001.



# A Anhang

## A.1 TIMEPIXMAIN-Code

Das Verhalten der Funktion und insbesondere die Auswahl der zu analysierenden Daten lässt sich durch die Angabe verschiedener in Tabelle A.1 zusammengestellter Argumente beeinflussen. Daneben sind die in Tabelle A.2 aufgeführten Optionen von `timepixanal` zulässig, diese werden beim Aufruf von `timepixmain` gesammelt und dann an `timepixanal` weitergegeben.

Sämtliche Argumente sind optional, sodass auch der Aufruf von `timepixmain` ohne Angabe von Optionen möglich ist. In diesem Fall wird allen Optionen ihr in Tabelle A.1 angegebener Standardwert zugewiesen und damit alle im durch `userpath`<sup>1</sup> spezifizierten Verzeichnis liegenden Dateien ohne Rücksicht auf eventuell während der Analyse neu hinzukommende Aufnahmen untersucht.

In der Angabe der durch `filenamepre` und `filenamesuff` bestimmten Teile der Dateinamen ist die Verwendung des Asterisks `*` als Wildcard zum Ersatz einer beliebigen Zeichenkette möglich. Wird beim Aufruf der Funktion eines der Argumente `filenamepre`, `filenamesuff` und `directory` mehrmals benutzt, so wird nur der jeweils zuletzt angegebene Wert verwendet. Daher ist bspw. die konsekutive Verarbeitung von in unterschiedlichen Verzeichnissen liegenden Dateien nicht möglich. Ein ähnliches Verfahren wird bei Angabe von mehreren der sich gegenseitig ausschließenden Argumenten `onlynew`, `all` und `discardold` angewendet – auch hier behält nur die zuletzt angegebene Option Gültigkeit.

Wird die Suche nach neuen Dateien durch Übergabe der entsprechenden Optionen aktiviert, sucht das Programm nach Abschluss des ersten Analysedurchlaufs für eine Dauer von zehn Sekunden im Sekundentakt nach noch nicht verarbeiteten Aufnahmen. Die Identifizierung dieser neuen Dateien erfolgt standardmäßig über den Zeitpunkt ihrer letzten Änderung, der nach dem entsprechenden Zeitstempel der zuletzt geänderten Datei aus dem ersten Analysedurchlauf liegen muss. Dieses Verfahren kann in einigen Szenarien nicht zuverlässig unverarbeitete Dateien erkennen, etwa wenn ältere Aufnahmen während der Analyse in das durch `directory` bezeichnete Verzeichnis kopiert werden. Eine Identifizierung durch Vergleich der Dateinamen erweist sich zwar insbesondere bei umfangreicheren Verzeichnissen als zeitaufwändig, lässt sich aber durch Angabe der Option `idnewbyname` erzwingen.

---

<sup>1</sup>Diese Variable wird von MATLAB automatisch auf einen vom Betriebssystem abhängigen Wert festgesetzt.

Option	Wirkung	Standard
<code>directory</code>	Die nach einem Komma unmittelbar auf dieses Argument folgende Zeichenkette wird als Pfadangabe zum die zu analysierenden Daten enthaltenden Verzeichnis, ggf. relativ zum Speicherort der die Funktion <code>timepixmain</code> definierenden Datei, interpretiert.	<code>userpath</code>
<code>filenamepre</code>	Die nach einem Komma unmittelbar auf dieses Argument folgende Zeichenkette dient zur Einschränkung der zu analysierenden Dateien auf solche, deren Name mit dieser Zeichenkette beginnt.	<code>&lt;leer&gt;</code>
<code>filenamesuff</code>	Die nach einem Komma unmittelbar auf dieses Argument folgende Zeichenkette dient zur Einschränkung der zu analysierenden Dateien auf solche, deren Name mit dieser Zeichenkette endet.	<code>&lt;leer&gt;</code>
<code>onlynew, all, discardold</code>	Kommen während der Analyse neue dem durch <code>filenamepre</code> und <code>filenamesuff</code> bestimmten Raster entsprechende Daten hinzu, werden diese im Anschluss ebenfalls analysiert, sofern eine dieser drei Optionen gesetzt ist. Dabei werden die Ergebnisse des ersten Durchlaufs entweder erweitert ( <code>onlynew</code> ) oder verworfen und nur die neuen ( <code>discardold</code> ) oder alle dem Raster entsprechenden Daten, also auch die schon einmal untersuchten, analysiert ( <code>all</code> ). Wird keines der Argumente angegeben, unterbleibt die Suche nach neuen Dateien.	<code>&lt;leer&gt;</code>
<code>idnewbyname</code>	Wird diese Option angegeben, werden neue Dateien durch Vergleich der Dateinamen und nicht durch Vergleich des Änderungszeitpunkts identifiziert.	<code>&lt;leer&gt;</code>
<code>headless</code>	Bei Angabe dieser Option erfolgt bis auf Fehlermeldungen keinerlei Bildschirmausgabe; das Abspeichern der Resultate findet jedoch statt.	<code>&lt;leer&gt;</code>
<code>timeout</code>	Der auf dieses Argument folgende Wert bestimmt die Wartezeit in Sekunden nach Ablauf der Analyse, in der nach neuen Dateien gesucht wird.	10
<code>timepause</code>	Der auf dieses Argument folgende Wert bestimmt die Zeit zwischen zwei Suchläufen nach neuen Dateien.	1

Tabelle A.1: Zulässige Optionen für `timepixmain`

Sowohl die Wartezeit als auch das Intervall zwischen zwei Suchläufen kann durch Angabe der Optionen `timeout` bzw. `timepause` angepasst werden. Findet die Funktion innerhalb der Wartezeit neue Aufnahmen, so beginnt die durch `timeout` eingestellte Frist nach deren Analyse erneut.

Einen Teil der Ergebnisse der Auswertung speichert das Programm nach Ablauf der möglicherweise eingestellten Wartezeit in der ASCII-Datei `<savename>_output.dat`. Die Variable `<savename>` wird als Zusammenziehung der durch die Argumente `filenamepre` und `filenamesuff` angegebenen Zeichenketten ohne eventuell darin enthaltene Wildcards konstruiert. Sofern dies zu einer leeren Zeichenkette führt, wird `savename` der Ausdruck `timepixout` zugewiesen. Die gespeicherten Daten umfassen die in Abschnitt A.2 näher erläuterten, von der Analyse `timepixanal` übergebenen Variablen

- `projection`,
- `histout`,
- `objecthist` und
- `noisepic`.

Daneben lassen sich alle von `timepixanal` gelieferten Resultate zur weiteren Verarbeitung in MATLAB einzeln oder als monolithisches *Cell Array* speichern, indem das Programm `timepixmain` mit entsprechenden Ausgabevariablen aufgerufen wird. Diese Möglichkeiten zur Speicherung bleiben bestehen, wenn die Funktion mit der Option `headless` aufgerufen wird, die jegliche Ausgabe am Bildschirm, mit Ausnahme eventuell auftretender Fehler, unterbindet.

Auszugsweise Wiedergabe des Quellcodes von `timepixmain`:

```

19 function [events events_bg noisepic objecthist projection
    histout]=timepixmain(varargin)
20
21 tic
22 if nargin==0
23     onlynew=0;
24     directory=userpath;
25     filenamepre='';
26     filenamesuff='';
27     idbyfilename=0;
28     headless=0;
29     timeout=10;
30     timepause=1;
31 else
32     % execute in headless mode?

```

```

33     if sum(strcmp('headless',varargin))>0
34         headless=1;
35     else
36         headless=0;
37     end
38     % determine which behavior option is given last

                                     :

176 end
177
178 if headless==0
179     disp(' ');
180     disp('***_Dynamic_Analysis_of_Medipix_Data***');
181     disp('-----');
182     disp(' ');
183 end
184
185 filenames=[filenamepre '*' filenamesuff];
186 if headless==0
187     disp(['Directory:_' directory]);
188     disp(['Filename_pattern:_' filenames]);
189     disp(' ');
190 end
191 savename=[filenamepre filenamesuff];
192 directory(strfind(directory,','))=[]; % userpath command
    appends a semicolon to its output
193 if isempty(savename)
194     savename='timepixout';
195 else
196     savename(strfind(savename,','))=[];
197 end
198
199 % establish initial file list
200 lastfiledate=0;
201 filelist=dir(fullfile(directory,filenames));
202 listingold=struct(filelist);
203 j=1;
204 for i=1:length(filelist)
205     if isempty(strfind(filelist(i).name,',')) && ~filelist(i)

```

```

        ).isdir
206     listingold(j) = filelist(i);
207     j=j+1;
208     % score date of most recent file
209     if filelist(i).datenum>lastfiledate
210         lastfiledate=filelist(i).datenum;
211     end
212 end
213 end
214 listingold=listingold(1:j-1);
215
216 % evaluate files
217 if ~isempty(listingold);
218     results=timepixanal(directory,listingold,savename,
219         fwdinput);
219 else
220     results={};
221     if headless==0
222         disp('File not found');
223     end
224     if onlynew==0
225         events=[];
226         events_bg=[];
227
228         :
229
230     end
231 end
232
233 if headless==0
234     toc
235 end
236
237 if onlynew>0
238     tic
239     while toc<timeout
240         % establish current file list
241
242         :
243
244     end
245
246 if (~isempty(listingnew) && onlynew==1)

```

```
279         % evaluate only new files on top of the old data
280     if headless==0
281         disp([length(listingnew), ' unprocessed file(
                s) found, evaluating...']);
282     end
283     if sum(strcmp('inputold', fwdinput))>0
284         fwdinput{find(strcmp('inputold', input)==1,1,
                'last')+1}=results;
285     else
286         fwdinput=[fwdinput, 'inputold', results];
287     end
288     results=timepixanal(directory, listingnew,
                savename, fwdinput);
289     if headless==0
290         toc
291     end
292     % restart timer
293     tic
294     if idbyfilename==0
295         lastfiledate=newfiledate;
296     else
297         listingold=[listingold; listingnew];
298     end
299 elseif (~isempty(listingnew) && onlynew==2)
300     % reevaluate all files
301     results=timepixanal(directory, [listingold;
                listingnew], savename, fwdinput);
302     if headless==0
303         toc
304     end
305     % restart timer
306     tic
307     if idbyfilename==0
308         lastfiledate=newfiledate;
309     else
310         listingold=[listingold; listingnew];
311     end
312 elseif (~isempty(listingnew) && onlynew==3)
313     % evaluate only new files, but discard old data
314     results=timepixanal(directory, listingnew,
                savename, fwdinput);
```

```
315         if headless==0
316             toc
317         end
318         % restart timer
319         tic
320         if idbyfilename==0
321             lastfiledate=newfiledate;
322         else
323             listingold=[listingold;listingnew];
324         end
325     end
326     pause(timepause)
327 end
328
329 if headless==0
330     disp(['Timeout,no additional files found since ',
331         num2str(timeout),' seconds']);
331 end
332 end
333
334 if ~isempty(results)
335     events=results{1};
336     events_bg=results{2};
337     noisepic=results{3};
338     objecthist=results{4};
339     projection=results{5};
340     histout=results{6};
341 end
342
343 % dump data
344 filename=[savename '_output.dat'];
345
346     :
347
348 % optionally save results to cell array
349 if nargout==1
350     events=results;
351 end
352 % close all figures after having saved them
353 if nargout~=0 || headless==1
```

```
391     close all;  
392 end  
393 end
```

## A.2 TIMEPIXANAL-Code

Die eigentliche Auswertung der mit dem Timepix-Sensor aufgenommenen Frames wird von der Funktion `timepixanal` durchgeführt. Nach der Auswahl der zu analysierenden Dateien wird sie zunächst mit den Argumenten `directory`, `files`, `savename` sowie dem *Cell Array* `fwinput` aufgerufen, die das Verzeichnis der zu untersuchenden Dateien, ihre Dateinamen, die für die Ausgabe der Resultate verwendete Zeichenkette `savename` und die übrigen beim Aufruf von `timepixmain` übergebenen, an `timepixanal` weiterzureichenden Argumente enthalten. Neben der bereits erwähnten Option `headless` und dem unten erläuterten `inputold`-Argument kann dies eine beliebige Zusammenstellung der in Tabelle A.2 angegebenen Schlüsselwörter zur Änderung der Auswerteparameter sein; der jeweils einzusetzende Wert bzw. Ausdruck muss nach einem Komma auf das entsprechende Schlüsselwort folgen. Wird eine Option mehrfach verwendet, findet nur der zuletzt angegebene Wert Berücksichtigung.

Die durch den Schlüssel `bgcutoff` gesteuerte Unterscheidung in „Leerlauf“- (Hintergrund-) und „Laser“-Aufnahmen auf Basis der Anzahl detektierter Objekte kann in Fällen, in denen nahezu alle Pixel belichtet werden und daher nur wenige abgrenzbare Cluster existieren, fehlerhaft sein. Bei der Auswertung einzelner Bilder ist dies unerheblich, da symmetrische Operationen für beide Klassen vorgenommen und lediglich deren Resultate getrennt gespeichert werden – eine Fehleinordnung bedeutet dann lediglich die Notwendigkeit der Verwendung der jeweils anderen Ausgabedaten. Wird dagegen eine Serie von Aufnahmen untersucht, sollte die Änderung des entsprechenden Parameters auf 0 erwogen und damit die Gleichbehandlung aller Aufnahmen unabhängig von der Clusteranzahl erzwungen werden.

Die Standardwerte der durch die Optionen `lthresh`, `hthresh`, `countedges` und `size-edges` festgelegten Parameter sind an Aufnahmen mit verhältnismäßig wenig Counts ausgerichtet und können sich gegebenenfalls als ungünstig erweisen, da bspw. in der jeweils letzten Histogrammklasse einsortierte Ereignisse bezüglich ihrer Clustergröße und der mit ihnen verbundenen Countanzahl bedeutend unterschätzt werden können. In diesen Fällen kann die Untersuchung der Ausgabematrix `events` oder die Festsetzung anderer Werte für die oben genannten Parameter angebracht sein.

Für die Auswertung der einzelnen, durch die Funktion `timepixread` eingelesenen Bilder einer Serie werden nur die Segmente herangezogen, die innerhalb der Serie nur in einer begrenzten Anzahl von Aufnahmen ein Signal liefern. Diese Begrenzung wird durch den Inputparameter `noisehits` kontrolliert. Ist der zugehörige Wert *negativ*, wird sein Absolutbetrag als maximal zulässige Signalanzahl der Pixel gesetzt, sodass Segmente mit



Option	Wirkung	Standard
<code>inputold</code>	Aus dem unmittelbar auf dieses Argument folgenden <i>Cell Array</i> werden die Ergebnisse eines früheren Durchlaufs eingelesen.	<leer>
<code>headless</code>	Angabe dieser Option unterdrückt die Bildschirmausgabe (außer Fehlermeldungen).	<leer>
<code>xdim, ydim</code>	Mittels dieser Argumente kann die Pixelanzahl in $x$ - und $y$ -Richtung modifiziert werden.	256
<code>maxevents</code>	Durch dieses Argument wird die erwartete Maximalanzahl an Clustern in der untersuchten Serie festgelegt. Sollte die tatsächliche Anzahl den hier gegebenen Wert übersteigen, erweitert MATLAB die entsprechenden Felder selbstständig.	400000
<code>history</code>	Die Darstellung der Clusteranzahl beschränkt sich auf eine Anzahl zuletzt eingelesener Aufnahmen; diese Zahl kann mit dieser Option geändert werden.	100
<code>bgcutoff</code>	Diese Option legt die Anzahl an Clustern fest, bis zu der eine Aufnahme als Hintergrundaufnahme gewertet wird.	200
<code>lthresh</code>	Erst wenn das Volumen eines Clusters den hier eingestellten Wert übersteigt, wird er berücksichtigt.	10
<code>noisehits</code>	Der hier eingestellte Wert legt auf die im Text beschriebene Weise die maximal zulässige Anzahl an Signalen fest, die ein Pixel in einer Serie ausgeben darf.	4
<code>hthresh</code>	Übersteigt die Anzahl an Counts, die ein Pixel in einer Aufnahme aufweist, den hier eingestellten Wert, wird es als verrauscht angenommen und nicht weiter berücksichtigt.	1000
<code>countedges</code>	Mit dieser Option können die Klassen $C_i$ der erstellten Histogramme geändert werden.	[1:1:20 25:5:4000 inf]
<code>sizeedges</code>	Durch Angabe dieses Arguments können die Klassen im Histogramm der Clustergrößen modifiziert werden.	[1:1:100 inf]
<code>sizebounds</code>	Diese Option legt die Grenzen der Gruppen fest, in die die Cluster bei der Histogrammerstellung gemäß der Anzahl beteiligter Pixel eingeteilt werden.	[1 3 5 10 20 50 1e4 inf]

Tabelle A.2: Zulässige Optionen für `timepixanal`

mehr als `-noisehits` Signalen ignoriert werden. Bei einem positiven Parameter wird der Wert so verarbeitet, dass Pixel, bei denen die Differenz zwischen Signalanzahl und der über alle Pixel gemittelten Signalanzahl größer als die mit dem Faktor `noisehits` multiplizierte Standardabweichung ist, in der weiteren Auswertung keine Berücksichtigung finden. Zusätzlich dürfen die Counts eines Pixels im jeweiligen Bild den durch `hthresh` bestimmten Wert nicht übersteigen.

Die eigentliche Identifikation der in einer Aufnahme enthaltenen Cluster wird durch die MATLAB-Funktion `bwconncomp` vorgenommen, die alle durch Moore-Nachbarschaften<sup>2</sup> verbundenen Pixelgruppen zusammenstellt. Durch Anwendung der ebenfalls in MATLAB implementierten Funktion `regionprops` auf das von `bwconncomp` ausgegebene Strukturfeld werden die zu den einzelnen Clustern beitragenden Pixel mit ihren Werten extrahiert. Nachdem die zu den durch `sizebounds` definierten Größenklassen der Cluster korrespondierenden Histogramme erzeugt, im png-Format und, sofern die Option `headless` nicht gegeben ist, am Bildschirm ausgegeben wurden, gibt die Funktion im MATLAB-eigenen Datentyp *Cell Array* ihre Resultate an `timepixmain` zurück. Dies sind im Einzelnen:

- `events` – dieses zweispaltige Feld enthält die Größen und Counts der Cluster, die aus Aufnahmen stammen, die aufgrund ihrer über dem durch `bgcutoff` spezifizierten Wert liegenden Clusteranzahl als „Laser“-Frame eingeordnet wurden;
- `events_bg` erfüllt die gleiche Aufgabe für die als „Idle“-Aufnahmen eingestufteten Bilder;
- `noisepic` speichert während des Ablaufs von `timepixanal`, wie oft die einzelnen Pixel innerhalb der aktuellen Serie ein Signal ausgaben, und wird zur Gewährleistung der durch `onlynew` aktivierten Funktion, im Anschluss an die Analyse eventuell neu hinzugekommene Dateien zu untersuchen, ebenfalls exportiert;
- `objecthist` nimmt sequentiell die Anzahl der in den einzelnen Bildern enthaltenen Cluster auf, von denen die durch `history` festgelegten letzten Werte während der Analyse dargestellt werden;
- `projection` ist ein zweizeiliges Feld, das die Projektion der Aufnahmen auf die  $y$ - und die  $x$ -Achse enthält;
- `histout` enthält die erzeugten Histogramme und stellt damit nach Abschluss aller Analysen das wichtigste Resultat dar. Neben den für die einzelnen Größenklassen sowie global ermittelten Histogrammen enthält dieses Feld als erste Spalte die durch `countedges` bestimmte Achse sowie zur Identifizierung der Datenreihen in der ersten Zeile die unteren Grenzen der Größenklassen; die globalen Histogramme

---

<sup>2</sup>d. h. durch mindestens eine gemeinsame Ecke oder Kante

sind hier durch den Wert 0 markiert. Beim abschließenden Export in die Datei `<savename>_output.dat` werden die „Laser“- und „Idle“-Histogramme zusätzlich durch die jeweils vorangestellte Zeichenkette `ls` bzw. `id` gekennzeichnet.

In Verbindung mit der Option `inputold` kann ein solcherart zusammengesetztes *Cell Array* beim Aufruf der Funktion übergeben werden, woraufhin die entsprechenden Variablen mit den darin enthaltenen Werten initialisiert werden. Einzelne Komponenten des Arrays können dabei durchaus leer sein, bei der Verwendung als Unterfunktion von `timepixmain` erstrecken sich die eingespeisten Resultate jedoch immer auf die Gesamtheit der zuvor ermittelten Ergebnisse. Davon abweichende Vorgehensweisen sind nur durch Modifikation des Programmcodes möglich.

Auszugsweise Wiedergabe des Quellcodes von `timepixanal`:

```

9 function [ results ] = timepixanal(directory,files,savename,
    varargin)
10
11 if nargin<3
12     error('Bad Input');
13 elseif exist(directory,'dir')==7 && isstruct(files) &&
    ischar(savename)
14     % check if input is given in container and extract if
        necessary
15     if length(varargin)==1 && iscell(varargin{1})
16         input=varargin{1};
17     else
18         input=varargin;
19     end
20     % execute in headless mode?
21     if sum(strcmp('headless',input))>0
22         headless=1;
23     else
24         headless=0;
25     end
26     % adjust parameters if given
        :
141 histout=zeros(length(edges),2*length(sizebounds)); % output
        file for histograms
142
143 if headless==0

```

```
144     disp('Record_noise_frame...');
145 end
146 for i=1:length(files)
147     pic=timepixread(fullfile(directory, files(i).name));
148     noisepic=noisepic+sign(pic);
149 end
150
151 if headless==0
152     disp('Process_single_photon_frames...');
153 end;
154 for i=1:length(files)
155     pic=timepixread(fullfile(directory, files(i).name));
156     % exclude noisy pixels
157     s=size(pic);
158     if noisehits<0
159         % noisehits given as absolute value
160         for k=1:s(1)
161             for l=1:s(2)
162                 if (pic(k,l)>hthresh || noisepic(k,l)>-
163                     noisehits)
164                     pic(k,l)=0;
165                 end
166             end
167         end
168     else
169         % noisehits given as multiple of sigma
170         for k=1:s(1)
171             for l=1:s(2)
172                 if (pic(k,l)>hthresh || abs(noisepic(k,l)-
173                     mean(reshape(noisepic,prod(s),1)))>
174                     noisehits*std(reshape(noisepic,prod(s),1))
175                 )
176                     pic(k,l)=0;
177                 end
178             end
179         end
180     end
181
182     % identify conjoined areas
183     CC = bwconncomp(pic,8);
184     PixelValues = regionprops(CC, pic,'PixelValues','
```

```

    PixelList');
181 if headless==0
182     disp([fullfile(directory, files(i).name) ':_'
           num2str(CC.NumObjects)]);
183 end
184 if CC.NumObjects>bg_cutoff
185     for k=1:CC.NumObjects
186         events(countlas,:)=[length(PixelValues(k).
           PixelValues),sum(PixelValues(k).PixelValues)];
187         countlas=countlas+1;
188         % project counts to axis
           :
211     end
212     % display number of clusters of last history files --
           istory+i-1 is the total number of valid entries of
           objecthist
213     objecthist(istart-1+i)=CC.NumObjects;
214     if history>0 && (istart-1+i<=history)
215         figure(ceil(length(sizebounds)/10)*20+1000);
216         if headless==1
217             set(gcf,'visible','off');
218         end
219         plot(objecthist(1:(istart-1+i)));
220         axis([0 history 0 max(1,1.1*max(objecthist))]);
221         pause(0.02);
222     elseif history>0
223         figure(ceil(length(sizebounds)/10)*20+1000);
224         if headless==1
225             set(gcf,'visible','off');
226         end
227         plot(objecthist((istart-1+i)-(history-1):(istart-1+i
           )));
228         axis([0 history 0 max(1,1.1*max(objecthist))]);
229         pause(0.02);
230     end
231 end
           :

```

```
252 events=events(events(:,2)>lthresh,:);
253 events_bg=events_bg(events_bg(:,2)>lthresh,:);
254
255 if (~isempty(events) || ~isempty(events_bg))
256     for i=1:length(sizebounds)-1
257         minpix=sizebounds(i);
258         maxpix=sizebounds(i+1)-1;
259         events_short = events(events(:,1)>=minpix & events
            (:,1)<=maxpix , :);
260         events_bg_short = events_bg(events_bg(:,1)>=minpix &
            events_bg(:,1)<=maxpix , :);
261         H = histc(events_short(:,2), edges);
262         H_bg = histc(events_bg_short(:,2), edges);
263         figure(i);
264         if headless==1
265             set(gcf,'visible','off');
266         end
267         bar([edges(1:end-1) edges(end-1)+1],H,'histc');
            xlabel('Counts'); ylabel('Number_of_Events');
268         a=title([savename '_with_' num2str(length(
            events_short)) '_Events_with_Size_between_'
            num2str(minpix) '_and_' num2str(maxpix)]);
269         set(a,'Interpreter','none');
270         histout(:,i)=H;
271         saveas(i, fullfile(directory, [savename '_spec_'
            num2str(minpix) '_' num2str(maxpix)]), 'png');
272         figure(i+10*ceil(length(sizebounds)/10));
273         if headless==1
274             set(gcf,'visible','off');
275         end
276         bar([edges(1:end-1) edges(end-1)+1],H_bg,'histc');
            xlabel('BG_Counts'); ylabel('Number_of_Events');
277         a=title([savename '_with_' num2str(length(
            events_bg_short)) '_BG_Events_with_Size_between_'
            num2str(minpix) '_and_' num2str(maxpix)]);
278         set(a,'Interpreter','none');
279         histout(:,length(sizebounds)+i)=H_bg;
280         saveas(i+10*ceil(length(sizebounds)/10), fullfile(
            directory, [savename '_bg_spec_' num2str(minpix) '
            _' num2str(maxpix)]), 'png');
281     end
```

```

:
305 % cluster size histogram
306 H = histc(events(:,1), szedges);
307 H_bg = histc(events_bg(:,1), szedges);
308 figure(ceil(length(sizebounds)/10)*20+100);
309 if headless==1
310     set(gcf,'visible','off');
311 end
312 bar([szedges(1:end-1) szedges(end-1)+1],log10(H),'histc'
    ); xlabel('Event Size'); ylabel('Number of Events (
    log10)');
313 a=title([savename ' with ' num2str(length(events)) '
    Events']);
314 set(a,'Interpreter','none');

:

328 % histogram output
329 histout=[edges' histout];
330 histout=[[0 sizebounds(1:end-1) 0 sizebounds(1:end-1) 0];
    histout];
331
332 results={events,events_bg,noisepic,objecthist,projection,
    histout};

:

```

## **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 Bachelorarbeit für die öffentliche Benutzung im Universitätsarchiv zur Verfügung zu stellen.

Jena, den .....

.....

Unterschrift